Étude expérimentale et modélisation du comportement des roches granulaires : écrouissage, radoucissement et rupture en mode localisé

Amine El Bied

▶ **To cite this version:**

Amine El Bied. Étude expérimentale et modélisation du comportement des roches granulaires : écrouissage, radoucissement et rupture en mode localisé. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole des Ponts ParisTech, 2000. Français. NNT : . tel-00005601

HAL Id: tel-00005601

https://pastel.hal.science/tel-00005601

Submitted on 5 Apr 2004

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

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

THESE DE DOCTORAT DE L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

Spécialité : Géotechnique

Présentée par

Amine EL BIED

En vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR ES SCIENCES

de

l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées

sur le sujet :

ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU COMPORTEMENT DES ROCHES GRANULAIRES : ECROUISSAGE, RADOUCISSEMENT ET RUPTURE EN MODE LOCALISE

Centre d'Enseignement et de Recherche en Mécanique des Sols
(CERMES/ENPC-LCPC)

Date de soutenance : 9 mai 2000

Jury : Président : J-P Magnan

Rapporteurs : I. Vardoulakis
J. Desrues

Examinateurs : J-L Durville
D. Kondo
J-P Vilotte

Directeur de thèse : J. Sulem

THESE DE DOCTORAT DE L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

Spécialité : Géotechnique

Présentée par

Amine EL BIED

En vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR ES SCIENCES

de

l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées

sur le sujet :

ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU COMPORTEMENT DES ROCHES GRANULAIRES : ECROUISSAGE, RADOUCISSEMENT ET RUPTURE EN MODE LOCALISE

Centre d'Enseignement et de Recherche en Mécanique des Sols
(CERMES/ENPC-LCPC)

Date de soutenance : 9 mai 2000

Jury : Président : J-P Magnan

Rapporteurs : I. Vardoulakis
J. Desrues

Examinateurs : J-L Durville
D. Kondo
J-P Vilotte

Directeur de thèse : J. Sulem

A mon père et à ma mère.

Remerciements

Durant ma thèse, j'ai bénéficié d'une bourse du LCPC que je remercie vivement ici.
Ce travail de recherche n'aurait pas été possible sans le soutien et la participation de plusieurs personnes auxquelles je souhaite également exprimer toute ma gratitude.

Je remercie M. Jean Sulem, directeur de recherche à l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées au Centre d'Enseignement et de Recherche en Mécanique des Sols (CERMES, ENPC-LCPC), pour avoir assurer la direction et le suivi de cette thèse. Son expérience et son aide scientifique m'ont été essentielles. Sa disponibilité ainsi que l'attention qu'il a porté à ce travail ont été un atout précieux dans l'avancement de cette étude.

Je remercie M. Roger Frank, directeur du CERMES et M. J.L. Durville, chef de la division MSRGI du LCPC, qui m'ont accueilli au sein de leur laboratoire et qui ont mis à ma disposition tous les moyens nécessaires à la réalisation de cette thèse.

Ma profonde reconnaissance et tous mes vifs remerciements s'adressent à M. Etienne Massieu de la section mécanique des Roches du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées. En travaillant à ses côtés et de façon privilégiée, lors de la réalisation et la mise en œuvre des dispositifs expérimentaux, j'ai pu profiter de ses connaissances et de sa compétence. Je le remercie très chaleureusement pour sa disponibilité, sa patience et son aide précieuse.

Je souhaite que M. Lionel Martinet de la section mécanique des Roches du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, trouve ici le témoignage amical de mon estime et de mes remerciements pour sa disponibilité, son soutien constant et pour ses qualités humaines.

Mes remerciements vont également à M. François Martineau de la section mécanique des Roches du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, pour son aide précieuse et sa collaboration efficace concernant les photographies au MEB réalisées sur les bandes de cisaillement.

Je présente également mes vifs remerciements à M. Claude Boulay de la section Béton du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées pour ses remarques pertinentes et toutes les discussions intéressantes que nous avons eues ensemble.

Je tiens également à remercier M. Jean-Hugues Delahousse pour tout le temps et la patience qu'il a bien voulu m'accorder concernant les photographies des échantillons de roche, pour son accueil, sa sympathie et son amitié sincère.

Qu'il me soit permis également de remercier M. Tarek Kormi pour sa collaboration efficace lors de son stage de DEA et pour son amitié.

Merci à tous les membres du jury pour l'honneur qu'il m'ont fait de leur présence, en particulier M. le Président du jury, M. Jean-Pierre Magnan.
Je remercie également M. Ioannis Vardoulakis et M. Jacques Desrues qui ont bien voulu accepter le rôle de rapporteur, ainsi que les examinateurs, M. Jean-Louis Durville, M. Jean-Pierre Vilotte et M. Djimédo Kondo pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

J'associe à mes remerciements tous les membres du CERMES avec qui j'ai partagé avec plaisir ces années de recherche.

Je souhaite bonne chance et bon courage à mon "successeur", M. Hicham Ouffroukh.

Je tiens à remercier toute ma famille et tous mes amis, en particulier Omar Boughanem qui m'a donné une belle preuve d'amitié.

Je remercie très sincèrement Isabelle Chalvet, ma chère et tendre, la copine de ma vie, pour m'avoir soutenu, aidé et encouragé toutes ces longues années. Je lui en serai éternellement reconnaissant.

A mes parents et à mon petit frère Ismaïl , j'exprime toute ma gratitude et mon amour, pour leur soutien constant et leur profonde affection.

SOMMAIRE

Chapitre I : Introduction

Introduction.....10

Chapitre II : Etude bibliographique

II.1/ Observations in situ et en laboratoire.....16
II.1.1/ Rupture et localisation de la déformation en bande de cisaillement.....16
II.1.2/ Fissures, discontinuités et bandes de cisaillement.....17
II.1.3/ Gauchissement et flamblement.....17

II.2/ Mécanismes de fissuration et de rupture dans les essais élémentaires.....19
II.2.1/ Description des différentes phases de fissuration.....19
II.2.1.1/ Micromécanismes de fissuration et de rupture.....19
II.2.1.2/ Phase 1.....20
II.2.1.3/ Phase 2.....20
II.2.1.4/ Phase 3.....21
II.2.1.5/ Phase 4.....23
II.2.1.6/ Phase5.....23
II.2.1.7/ Phase 6.....24
II.2.1.8/ Phase 7.....28
II.2.1.9/ Phases I, II, III et IV.....29
II.2.1.10/ Conclusion.....30
II.2.2/ Techniques expérimentales de détection.....30
II.2.2.1/ Introduction.....30
II.2.2.2/ Les méthodes directes.....33
II.2.2.2.1/ Présentation générale.....33
II.2.2.2.2/ Observations visuelles à l'oeil nu.....33
II.2.2.2.3/ Observations microscopiques.....34
II.2.2.2.4/ Méthode des répliques.....35
II.2.2.3/ Les méthodes quantitatives.....35
II.2.2.3.1/ Présentation générale.....35
II.2.2.3.2/ Localisation par émission acoustique.....36
II.2.2.3.3/ Vitesses des ondes élastiques.....38
II.2.2.3.4/ Propriétés de transport.....40
II.2.2.3.5/ Tomographie aux rayons X.....40
II.2.2.4/ Les méthodes de champs de déformation.....42
II.2.2.4.1/ Présentation générale.....42
II.2.2.3.2/ Stéréophotogrammétrie de faux relief.....42.
II.2.2.4.3/ Granularité laser (speckle).....44
II.2.2.4.4/ Interférométrie holographique.....45
II.2.2.4.5/ Localisation par mesures des déformations.....45

II.3/ Modélisation....49
II.3.1/Approches théoriques de la rupture en mode localisé....49
II.3.2/ Discontinuités faible et forte....49
II.3.3/ Mécanique de la rupture....50
II.3.3.1/ Historique....50
II.3.3.2/ Limites de la théorie....50
II.3.3.3/ Eléments de base....50
II.3.3.4/ Mécanique de la rupture et bifurcation....51
II.3.3.5/ Mécanique de la rupture et localisation....52
II.3.4/ Théorie de la bifurcation....53
II.3.4.1/ Intérêts et objectifs de la théorie....53
II.3.4.2/ Historique....53
II.3.4.3/ Application aux géomatériaux....54
II.3.4.4/ Théories d'unicité et critères de stabilité....54
II.3.4.5/ Bifurcation d'une déformation homogène à une déformation non homogène....55
II.3.4.6/ Analyse de bifurcation en mode localisé....57
II.3.4.6.1/ Présentation de l'analyse....57
II.3.4.6.2/ Formulation du problème....59
II.3.4.6.3/ Condition statique....59
II.3.4.6.4/ Condition cinématique....60
II.3.4.6.5/ Loi de comportement....62
II.3.4.6.6/ Critère de bifurcation dans le cas linéaire....62
II.3.4.6.7/ Application au cas de l'essai triaxial de révolution....64
II.3.4.7/ Conclusion....65

II.4/ Microstructure et localisation....66
II.4.1/ Changement d'échelle....66
II.4.2/ Limites des milieux continus classiques....67
II.4.2.1/ Epaisseur de bande de cisaillement indéterminée....67
II.4.2.2/ Dépendance des résultats numériques au maillage....67
II.4.3/ Régularisation du problème....68
II.4.4/ Milieux continus généralisés....69
II.4.4.1/ Introduction d'une longueur interne caractéristique....69
II.4.4.2/ Description de la statique et de la cinématique....70
II.4.4.2.1/ Formulation générale....70
II.4.4.2.2/ Milieu de Cosserat....71
II.4.4.2.3/ Théorie du second gradient....72
II.5/ Comportement post-pic....73
II.5.1/ Définition du radoucissement....73
II.5.2/ Problème de l'instabilité au pic....74
II.5.3/ Visualisation expérimentale du comportement radoucissant....74
II.5.4/ Applications géologiques et géotechniques....76
II.5.5/ Critère global et local de stabilité....76
II.5.5.1/ Classification adoptée....76
II.5.5.2/ Critère global de stabilité....77
II.5.5.2.1/ Classe I....77
II.5.5.2.2/ Classe II....77
II.5.5.2.3/ Etat critique....77

II.5.5.3/ Critère local de stabilité....78
II.5.5.4/ rupture en classe I et II et ductilité....78
II.5.6/ Paramètre influençant la stabilité....79
II.5.6.1/ Structure de la roche....79
II.5.6.2/ Taux de déformation....79
II.5.6.3/ Histoire de chargement et état de contrainte....81
II.5.6.4/ Rigidité de la presse....82
II.5.6.5/ Eléments rigidifiants....87
II.5.6.6/ Taille et forme géométrique de l'échantillon....89

Chapitre III : Etude expérimentale

III.1/ Principe de l'essai triaxial....97
III.2/ Description du dispositif expérimental....98
III.2.1/ Matériau et préparation des éprouvettes....98
III.2.1.1/ Critères de choix du matériau....98
III.2.1.2/ Caractérisation physique du grès de Fontainebleau....99
III.2.1.2.1/ Composition minéralogique....99
III.2.1.2.2/ Simplicité chimique et cristallographique....99
III.2.1.2.3/ Porosité....100
III.2.1.2.4/ Vitesse du son....101
III.2.1.2.5/ Pic de résistance....103
III.2.1.2.6/ Conclusion....105
III.2.1.3/ Préparation des éprouvettes et définitions géométriques....106
III.2.1.3.1 / prélèvement des roches mères....106
III.2.1.3.2/ Carottage....106
III.2.1.3.3/ Rectification....106
III.2.1.3.4/ Collage des jauges....108
III.2.2/ Matériel de mise en pression....111
III.2.2.1/ Cellule triaxiale....111
III.2.2.2/ Presse....114
III.2.3/ Plateaux de chargement....116
III.2.3.1/ Précautions importantes....116
III.2.3.2/ Types de plateaux existants....116
III.2.3.3/ Etudes existantes....116
III.2.3.4/ Rotule....117
III.2.3.4/ Base à billes roulantes....119
III.2.3.5/ Conclusion....121
III.2.4/ Instrumentation....122
III.2.4.1/ Types de capteurs existants....122
III.2.4.1.1/ Méthodes de mesures des déformations....122
III.2.4.1.2/ Jauge de déformation....122
III.2.4.1.3/ Capteur LVDT....123
III.2.4.1.4/ Capteur d'inclinaison....123
III.2.4.1.5/ Capteur à effet de Hall....124
III.2.4.1.6/ Capteur à lame flexible LDT....124
III.2.4.1.7/ Anneau de mesure....127

III.2.4.2/ Choix des capteurs utilisés....128
III.2.5/ Matériel d'acquisition des mesures....129

III.3/ Optimisation des conditions d'essai....130
III.3.1/ Effets du frottement à l'interface....130
III.3.1.1/ Difficultés de réalisation du test de compression....130
III.3.1.2/ Hypothèses de base....130
III.3.1.3/ Non-uniformité en contraintes et en déformations....130
III.3.1.4/ Mise en évidence expérimentale de la non-uniformité....132
III.3.1.5/ Evaluation erronée de la loi de comportement....132
III.3.2/ Techniques anti-frettage....133
III.3.2.1/ Importance de l'élimination du frottement....133
III.3.2.2/ Problème du choix de la technique anti-frettage....133
III.3.2.3/ Géométrie....134
III.3.2.3.1/ Grand élancement....134
III.3.2.3.2/ Double T....134
III.3.2.3.3/ Cylindre avec section centrale réduite....135
III.3.2.4/ Contact....136
III.3.2.4.1/ Jeux d'inserts ou embases spéciaux....136
III.3.2.4.2/ Systèmes à peigne....141
III.3.2.4.3/ Lubrification....142
III.3.2.4.3A/ Problème ouvert....142
III.3.2.4.3B/ Coefficient de frottement....142
III.3.2.4.3C/ Choix du lubrifiant....142
III.3.2.4.3D/ Préparation du lubrifiant....145
III.3.2.5/ Conclusion....145
III.3.3/ Analyses théoriques et numériques....146
III.3.4/ Etude expérimentale de la lubrification....148
III.3.4.1/ But de l'étude....148
III.3.4.2/ Disposition des jauges de déformation....148
III.3.4.2.1/ Importance de l'instrumentation....148
III.3.4.2.2/ Uniformité de la déformation axiale....149
III.3.4.2.3/ Uniformité de la déformation radiale....150
III.3.4.2.4/ Influence de la pression de confinement sur l'uniformité....150
III.3.4.2.5/ Choix de la disposition des jauges de déformation....151
III.3.4.3/ Protection imperméabilisante....152
III.3.4.3.1/ Problème de la pénétration du lubrifiant....152
III.3.4.3.2/ Critère de choix de la protection....152
III.3.4.3.3/ Protections testées....153
III.3.4.3.4/ Efficacité des protections imperméabilisantes testées....153
III.3.4.4/ Validation de la lubrification....153
III.3.4.4.1/ Caractéristiques des essais réalisés....153
III.3.4.4.2/ Liste des essais réalisés....154
III.3.4.4.3/ Effet de la protection imperméabilisante....155
III.3.4.4.4/ Comparaison des essais frettés et des essais lubrifiés....156
III.3.4.4.4A/ Uniformité de la déformation radiale dans l'axe de l'échantillon....156
III.3.4.4.4.B/ Module d'Young et coefficient de Poisson apparent....158

III.3.4.4.4.C/ Effet de la pression de confinement.....159
III.3.4.5/ Modes de rupture.....160
III.3.4.5.1/ Effets du frottement sur le mode de rupture.....160
III.3.4.5.2/ Essai de compression uniaxiale.....160
III.3.4.5.2A/ Rupture en cône.....160
III.3.4.5.2B/ Rupture oblique.....163
III.3.4.5.2C/ Rupture en clivage axial.....164
III.3.4.5.2D/ Rupture en extension.....166
III.3.4.5.2E/ Rupture par intrusion.....168
III.3.4.5.2F/ Rupture par extrusion.....171
III.3.4.5.2G/ Autres causes de rupture en clivage axial.....174
III.3.4.5.2H/ Prédominance des différents modes de..... Rupture.....177
III.3.4.5.2I/ Ruptures combinées.....179
III.3.4.5.3/ Essai de compression triaxiale.....180
III.3.4.5.3A/ Très faibles pressions de confinement.....180
III.3.4.5.3B/ Pressions de confinement faibles et intermédiaires.....181
III.3.4.5.3C/ Concepts et définitions de la rupture fragile..188
III.3.4.5.3D/ Rupture ductile pour les fortes pressions de confinement.....188
III.3.4.6/ Pic de résistance à la compression.....196
III.3.4.6.1/ Définition.....196
III.3.4.6.2/ Influence du frettage sur le pic.....197
III.3.4.6.2A/ Pics de résistance des essais réalisés.....197
III.3.4.6.2B/ Essais avec une pression de confinement nulle .. ou faible.....198
III.3.4.6.2C/ Essais avec une pression de confinement intermédiaire.....198
III.3.4.6.2D/ Essais avec une autre presse.....199
III.3.4.6.2E/ Résultats obtenus dans la littérature.....199
III.3.4.6.2F/ Conclusion.....203
III.3.4.7/ Effets de la géométrie de l'échantillon.....204
III.3.4.7.1/ Effets de l'élancement.....204
III.3.4.7.1A/ Effets du frettage sur l'élancement.....204
III.3.4.7.1B/ Instabilités par flambement.....211
III.3.4.7.1C/ Choix optimal des conditions limites et de l'élancement.....213
III.3.4.7.2/ Effets de la forme.....213
III.3.4.7.3/ Effets de taille ou d'échelle.....215

III.4/ Effet de la présence d'un fluide interstitiel.....224
III.4.1/ Pression du fluide interstitiel.....224
III.4.2/ Loi de contrainte effective.....224
III.4.3/ Tests drainés.....226
III.4.3.1/ Définition.....226
III.4.3.2/ Mode opératoire.....226
III.4.3.3/ Applicabilité de la loi de contrainte effective de..... Terzaghi.....227
III.4.3.4/ Limites de la loi de contrainte effective de Terzaghi.....232

III.4.3.5/ Tests drainés simulés.....235
III.4.3.5.1/ Principe du test drainé simulé.....235
III.4.3.5.2/ Evaluation du pourcentage de saturation.....235
III.4.3.5.3/ Techniques de saturation.....236
III.4.3.5.4/ Choix du pourcentage de saturation optimal....236
III.4.3.5.5/ Conclusion…….....236
III.4.4/ Tests non drainés.....237
III.4.4.1/ Définition.....237
III.4.4.2/ Etudes existantes.....237
III.4.4.3/ Modification de la cellule de type Hoek.....238
III.5 / Interprétation des courbes effort-déformation sur le grès de Fontainebleau.....242
III.5.1/ Présentation des essais réalisés.....242
III.5.2/ Correction des erreurs de mesures.....246
III.5.2.1/ Mesures locales et mesures globales.....246
III.5.2.2/ Sources d'erreurs de mesures des déformations.....246
III.5.2.3/ Sources d'erreurs de mesures de la force.....249
III.5.2.4/ Mesures globales quasi-locales.....250
III.5.2.5/ Comparaison des mesures globales, locales et globales quasi-locales.....251
III.5.2.6/ Techniques de correction existantes.....252
III.5.2.7/ Technique de correction développée.....257
III.5.2.7.1/ But de l'étude.....257
III.5.2.7.2/ Observation et analyse des courbes contrainte-déformation.....260
III.5.2.7.3/ Correction pour les essais uniaxiaux monotones non lubrifiés sur le grès et sur l'acier.....266
III.5.2.7.4/ Correction pour le essais uniaxiaux monotones lubrifiés sur le grès 268
III.5.2.7.5/ Correction pour les essais uniaxiaux cycliques lubrifiés sur le grès.....272
III.5.2.7.6/ Correction pour les essais uniaxiaux monotones sur les ... poussoirs.....275
III.5.2.7.7/ Correction pour les essais triaxiaux monotones lubrifiés sur le grès.....276
III.5.2.7.8/ Récapitulatif des différentes corrections et Conclusion.....281
III.5.3/ Analyse des phases de fissuration dans les échantillons de grès de Fontainebleau.....284
III.5.3.1/ Courbes déformations-déformations.....284
III.5.3.2/ Chute de la force.....284
III.5.3.3/ Cercles et ellipses.....285
III.5.3.4/ Courbes contraintes-déformations.....287
III.5.3.5/ Présentation des résultats et interprétation.....290
III.5.4/ Contrôle expérimental de la phase post-pic.....297
III.5.4.1/ Boucle d'asservissement.....297
III.5.4.2/ Optimisation du PIDF.....299
III.5.4.3/ Choix d'un paramètre d'asservissement.....300
III.5.4.3.1/ Définition d'un paramètre d'asservissement.....300
III.5.4.3.2/ Critère de stabilité.....300
III.5.4.3.3/ Rigidité d'un corps élastique.....301

III.5.4.3.4/ Rigidité de la presse.....301
III.5.4.3.5/ Force.....302
III.5.4.3.6/ Déplacement du vérin.....302
III.5.4.3.7/ Déplacement entre plateaux.....304
III.5.4.3.8/ Déformation mesurée par une jauge 313
III.5.4.3.9/ Déformation globale quasi-locale.....315
III.5.4.3.10/ Déformation radiale.....316
III.5.4.3.11/ Déplacement corrigé.....317
III.5.4.3.12/ Activité d'émission acoustique.....320
III.5.4.3.13/ Choix des paramètres d'asservissement utilisés.....320
III.5.4.4/ Considérations énergétiques.....321

III.6/ Observations microscopiques des bandes de cisaillement.....323
III.6.1/ Epaisseur de bande de cisaillement et effet d'échelle.....323
III.6.2/ Techniques expérimentales d'évaluation des caractéristiques de la bande de cisaillement.....323
III.6.3/ Résultats expérimentaux sur l'épaisseur de la bande de cisaillement.....331
III.6.4/ Résultats expérimentaux sur l'orientation de la bande de cisaillement.....333
III.6.5/ Comparaison des porosités volumique, surfacique et linéaire.....336
III.6.6/ Observations microscopiques et étude de l'évolution de la porosité dans la bande de cisaillement.....346
III.6.7/ Etude de l'évolution de la granulométrie à l'intérieur de la bande de cisaillement.....380

Chapitre IV/ Modélisation élastoplastique du grès de Fontainebleau

IV.1/ Modélisation constitutive des roches granulaires.....388
IV.1.1/ Introduction.....388
IV.1.2/ Définitions.....388
IV.1.3/ Théorie classique d'écoulement plastique.....389
IV.1.4/ Modélisation de l'élasticité non linéaire.....394
IV.1.5/ Couplage entre la plasticité et l'élasticité non linéaire.....396
IV.1.6/ Conclusion.....398

IV.2/ Etalonnage du modèle constitutif.....399
IV.2.0/ Introduction.....399
IV.2.1/ Définitions des tenseurs de déformations et de contraintes.....399
IV.2.2/ Elasticité et hyperélasticité.....400
IV.2.3/ Plasticité.....409
IV.2.3.1/ Calage du critère de plasticité non-linéaire de Mohr-Coulomb..409
IV.2.3.2/ Calibration de la surface d'écoulement et critère de rupture.....413
IV.2.3.3/ Calage du potentiel plastique de Drucker-Prager.....421
IV.2.4/ Vérification du modèle par simulation des essais triaxiaux.....425

Chapitre V/ Analyse théorique de la localisation des déformations en bande de cisaillement

V.1/ Introduction.....427
V.2/ Théorie d'écoulement plastique associée.....427
V.3/ Théorie classique d'écoulement plastique coaxiale non associée.....428
V.4/ Théorie d'écoulement plastique non coaxiale non associée.....429
V.5/ Prédictions de l'orientation de la bande de cisaillement.....435
V.6/ Prédictions de l'épaisseur de la bande de cisaillement.....438
V.6.1/ Modèle du second gradient pour les roches granulaires.....438
V.6.2/ Régularisation du problème de radoucissement à l'intérieur d'une bande de cisaillement.....440
V.6.3/ Analyse de bande de cisaillement.....442
V.6.4/ Présentation des résultats.....446

Chapitre VI/ Conclusion

Conclusion.....450

Références bibliographiques

Références bibliographiques.....456

Annexe : Logiciel de contrôle TestStar

A.1/ Principaux composants d'un système d'essai typique.....494
A.2/ Pré-réglages au niveau du logiciel Teststar.....495
A.2.1/ "Modifier" "signaux d'entrée".....495
A.2.2/ "Modifier" "signaux de sortie".....496
A.2.3/ "Modifier" "canaux de pilotage".....497
A.2.4/ "Modifier" "actions des détecteurs".....498
A.2.5/ "Modifier" "affichage de bloc".....498
A.2.6/ "Modifier" "affichage des données".....498
A.2.7/ "Modifier" "oscilloscope".....500
A.2.8/ "Modifier" "barre d'outils".....501
A.2.9/ "Régler" "signaux d'entrée".....501
A.2.10/ "Régler" "détecteurs d'erreurs".....502
A.2.11/ "Régler" "détecteurs de seuil".....504
A.2.12/ "Régler" "servovalve".....505
A.2.13/ "Régler" "optimisation".....506

CHAPITRE I : INTRODUCTION

L'essai de compression triaxiale est le plus couramment utilisé pour l'étude du comportement mécanique des roches. Dans un tel chargement, la courbe contrainte-déformation présente généralement un maximum correspondant au pic de résistance de la roche au delà duquel la chute de résistance (ou radoucissement) de l'échantillon est attribuée à l'endommagement de la roche. Cette phase post-pic doit être quantifiée de façon précise car le module de radoucissement d'une roche est un paramètre important et essentiel de toutes les analyses de stabilité et de bifurcation (Vardoulakis et Sulem, 1995). En fait, ce paramètre ne peut pas être déterminé directement à partir de la courbe contrainte-déformation dans la phase post-pic. Les déformations à l'intérieur de l'échantillon perdent progressivement leur homogénéité jusqu'à la localisation des déformations sous la forme de bandes de cisaillement. Pour l'étude du comportement post-pic de la roche, les mesures de déformations locales sont inopérantes en raison de la perte d'homogénéité des déformations au sein de l'échantillon due à ce phénomène de localisation. La courbe effort-déformation est donc utilisée uniquement dans la phase pré-localisation pour étalonner la loi de comportement. La question de savoir si le comportement radoucissant des géomatériaux est la cause ou la conséquence du phénomène de localisation des déformations est encore controversée (Chambon et al., 1994a). La phase post-pic des courbes effort-déplacement observées dans les essais élémentaires est en effet généralement la conséquence directe de la localisation des déformations. Cette phase post-pic doit être alors interprétée comme un radoucissement de la structure que constitue l'échantillon dans un système de mise en charge. Nous distinguons ce radoucissement « structural » du radoucissement « intrinsèque » ou « constitutif » correspondant à une perte progressive de résistance du matériau lui-même et se manifestant à l'échelle microstructurale par des phénomènes de microfissurations, mouvements relatifs des grains, écrasement des pores et des grains. Cet endommagement se manifeste le plus souvent non pas dans l'ensemble d'une structure mais dans des zones localisées qui sont les prémices des fractures macroscopiques.

L'idée développée ici est d'étudier le comportement du matériau dans la phase radoucissante de manière indirecte en utilisant les caractéristiques mêmes du phénomène de localisation des déformations telles qu'elles sont observées sur des échantillons en laboratoire. Ces caractéristiques sont l'épaisseur et l'orientation de la bande de cisaillement ainsi que l'état de contraintes (et /ou de déformations) correspondant à la localisation du mode de déformation.

Notre étude est basée sur un programme expérimental d'essais de compression axisymétriques sur des échantillons secs et des échantillons saturés en conditions drainées. Il est crucial d'assurer la meilleure homogénéité possible des déformations de l'échantillon dans la phase pré-localisation afin de pouvoir caractériser de façon précise et correcte le phénomène de localisation. Pour ce faire, une part importante de ce travail est consacrée à l'optimisation des conditions d'essais. L'étude des conditions de localisation (point de formation de la bande de cisaillement, orientation de la bande, épaisseur de la bande) permet alors l'évaluation du comportement radoucissant de la roche. La comparaison des paramètres de localisation aux observations expérimentales permet par méthode inverse de remonter aux caractéristiques rhéologiques et microstructurales du matériau qui contrôlent la localisation (écrouissage, endommagement, radoucissement, longueur interne).

Dans ce mémoire, nous présentons tout d'abord une étude bibliographique (second chapitre). Le phénomène de la localisation de la déformation en bande de cisaillement est présenté à partir des observations en laboratoire et in situ. Les notions de rupture, de fissuration, de discontinuité, de gauchissement et de flambement sont discutées. Les différents micromécanismes de rupture et les différentes phases de fissuration dans les essais élémentaires sont décrits en détail. Les techniques expérimentales existantes de détection du seuil de microfissuration, du seuil de dilatance et du seuil de localisation sont présentées. Leur principe est expliqué et leurs avantages et leurs inconvénients sont discutés. Sont également abordés dans ce chapitre les différentes approches théoriques de la rupture en mode localisé : la mécanique de l'endommagement, la mécanique de la rupture, la théorie de la bifurcation appliquée à la stabilité des solides élastoplastiques. Ce chapitre met également l'accent sur le changement d'échelle du problème qui est lié au phénomène de localisation de la déformation, sur l'importance de la microstructure et sur les limites de la théorie des milieux continus classiques. Des milieux continus généralisés tel que les milieux de Cosserat et la théorie du second gradient sont présentés à partir du formalisme proposé par Mindlin (1964). Cette théorie permet d'introduire une longueur interne dans la formulation des lois de comportement, ce qui permet de déterminer une épaisseur finie de bande de cisaillement. Ce chapitre traite enfin du problème de la visualisation expérimentale du comportement post-pic. Un critère global et local de stabilité matérielle est présenté. Les différents paramètres internes ou externes à la roche testée qui sont susceptibles d'influencer cette stabilité sont discutés.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale du grès de Fontainebleau qui par son caractère de bonnes isotropie et homogénéité est choisi ici comme roche modèle. Dans ce chapitre, on s'attache, vu la diversité des procédures expérimentales utilisées en mécanique des roches, à présenter et à discuter les différentes techniques utilisées pour l'essai triaxial et à préciser les choix effectués pour la réalisation du programme d'essais. Le dispositif expérimental est décrit en détail, que ce soit la préparation des éprouvettes, la caractérisation physique de la roche, le matériel de mise en pression, l'instrumentation ou le matériel d'acquisition des mesures. Ce chapitre met également l'accent sur l'importance de bien maîtriser les conditions d'essais dans lesquelles sont réalisés les tests de compression. En effet, dès le début du chargement, un état de contraintes et de déformations non uniformes se développe dû au frottement à l'interface échantillon-plateaux de la presse. Les contraintes de cisaillement liées au frottement empêche l'échantillon de se déformer librement suivant la direction radiale. Notre objectif est de présenter un protocole expérimental qui permet de réduire au maximum tous les artefacts dus à l'exécution des essais afin d'étudier des phénomènes tels que l'anisotropie induite par le chargement, la localisation des déformations et le radoucissement. Les écarts souvent observés dans les résultats obtenus par différents expérimentateurs sont le plus souvent dus aux défauts indésirables introduits durant les essais. Il est important d'assurer la meilleure homogénéité possible des déformations de l'échantillon dans la phase pré-localisation pour étalonner correctement les lois de comportement de la roche étudiée. Par ailleurs, dans la phase post-localisation, les conditions d'essais peuvent également influencer les caractéristiques des bandes de cisaillement (orientation et épaisseur). Pour cette raison, nous avons étudié l'influence des conditions d'expérimentation (géométrie de l'éprouvette et conditions de contact échantillon-plateaux) sur la distribution des contraintes et la réponse du matériau. Pour minimiser le frottement à l'interface roche-plateaux et permettre une déformation latérale libre des échantillons, différentes techniques expérimentales d'anti-frettage existent. Leur principe est présenté et leurs avantages et inconvénients sont discutés. La lubrification de l'interface entre l'échantillon et les plateaux

de chargement est étudiée expérimentalement et validée. Les essais réalisés en conditions frettées et lubrifiées sont comparés à partir de la réponse en déformation des échantillons, de l'estimation du pic de résistance et de l'observation des différents modes de rupture en compression simple et triaxiale. La prédominance et la combinaison des différents modes de rupture sont discutées en relation avec l'existence ou non de frottement à l'interface roche-plateaux. Les notions de rupture fragile et ductile sont définies. L'effet de la géométrie de l'échantillon de roche testé, que ce soit l'effet de l'élancement, l'effet de la forme ou l'effet de taille (effet d'échelle) est étudié pour les différentes conditions limites (avec ou sans frottement à l'interface). Par ailleurs, l'effet de la présence d'un fluide interstitiel est étudié et l'applicabilité du concept de contrainte effective de Terzaghi est discutée. On s'est également attaché à étudier et à quantifier les différentes sources d'erreurs de mesure des déformations et des contraintes dans l'essai triaxial. Par ailleurs, les phases de fissuration dans les échantillons de grès de Fontainebleau sont analysées. Différentes techniques sont utilisées afin d'évaluer précisément le seuil de microfissuration, le seuil de dilatance et le seuil de localisation. Les résultats obtenus à partir de ces différentes techniques ainsi que les résultats collectés dans la littérature sont comparés et analysés. Est également discuté dans ce chapitre le problème du contrôle expérimental de la phase post-pic. Pour le choix d'un paramètre d'asservissement de la presse, on définit un critère de stabilité que ce paramètre doit vérifier. Différents paramètres d'asservissement sont testés et les conditions pour que le critère soit vérifié sont étudiées. On étudie également la stabilité du contrôle à partir de considérations énergétiques. Ce chapitre présente également l'observation des bandes de cisaillement formées dans le grès de Fontainebleau. Cette roche granulaire présente sous fortes déformations une coloration blanche visible à l'œil nu due au broyage des grains de quartz. Cette coloration permet d'évaluer de façon précise l'épaisseur et l'orientation des bandes de cisaillement. L'évolution de la microstructure granulaire à l'intérieur de la bande est étudiée à partir d'observations au MEB. En particulier, les changements de porosité et la formation de zones contractante ou dilatante est discutée en fonction de la contrainte de confinement. Ces observations sont comparées à celles publiées dans la littérature aussi bien pour les bandes de cisaillement observées dans les échantillons de différents grès (Bésuelle, 1999 ; Olsson, 1999) que pour les interfaces sols-structures (Lerat, 1996) ou encore pour la structure des failles (Marone et Scholz, 1989).

La modélisation du comportement du grès de Fontainebleau est abordée dans le quatrième chapitre. Parmi les modèles utilisés pour étudier le comportement des roches, la théorie de l'écoulement élastoplastique qui décrit le développement des déformations irréversibles couplée à l'endommagement qui décrit la dégradation des propriétés mécaniques du matériau, fournissent un cadre d'étude approprié pour la description du processus de dégradation d'un matériau tel que le grès. Le caractère frottant et cohésif des roches granulaires est modélisé dans le cadre de la théorie de l'élastoplasticité. Il s'agit de déterminer une loi de comportement tenant compte des propriétés élastiques non linéaires (dépendance des modules d'élasticité en fonction des contraintes et de l'endommagement) et des propriétés plastiques (écrouissage en frottement et radoucissement en cohésion) de ce matériau. La dépendance en contraintes des paramètres élastoplastiques du grès de Fontainebleau est prise en compte. La dégradation du matériau sous sollicitation mécanique croissante est mise en évidence, l'évolution de cet endommagement progressif est quantifiée à l'aide d'essais comprenant des cycles de charge-décharge. Un modèle constitutif avec endommagement isotrope et critère de plasticité non linéaire est étalonné sur les données expérimentales (essais de compression uniaxiale et triaxiale) puis validé par simulation des courbes contraintes-déformations.

L'analyse théorique de la localisation des déformations en bande de cisaillement est abordée dans le cinquième chapitre. Elle s'inscrit dans le cadre de la théorie de la bifurcation. Basée sur la notion d'équilibre instable, la théorie de la bifurcation parvient à situer la transition du mode de déformation diffus au mode localisé en bandes de cisaillement. La solution du problème de la localisation des déformations en bande de cisaillement consiste à déterminer l'angle d'orientation de la bande de cisaillemenent et l'état d'initiation de cette bande de cisaillement. Le modèle constitutif est donc validé quant à sa capacité de prévoir correctement la localisation. En particulier, on utilise une extension du modèle élasto-plastique classique de Mohr-Coulomb à un modèle non-coaxial, c'est-à-dire pour lequel le module de cisaillement hors-plan n'est pas le module élastique (Vardoulakis et Sulem, 1995). Les théorie élastoplastiques appliquées aux milieux continus classiques permettent généralement de répondre à la question de l'initiation de la localisation mais ne permettent pas de suivre la solution dans le régime post-localisation. Cela est dû aux difficultés mathématiques qu'induit un comportement radoucissant de sorte que pour modéliser la phase post-localisation, on doit régulariser le problème mathématique qui gouverne l'évolution du système. Parmi les différentes procédures de régularisation, on doit choisir celle qui peut refléter de façon réaliste les mécanismes physiques qui gouvernent le phénomène de localisation. Dans le cadre de la théorie élastoplastique, les bandes de cisaillement correspondent à des zones de forts gradients de déformation. L'étude de l'épaisseur de la bande de cisaillement est faite dans le carde d'une élastoplasticité du second gradient du modèle constitutif. En particulier, comme Vardoulakis (1994) l'a mis en évidence, le paramètre de radoucissement et l'épaisseur des bandes de cisaillement sont reliés. L'analyse permet donc en particulier la détermination du paramètre de radoucissement à partir des mesures d'épaisseur de bandes.

CHAPITRE II :
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

II.1/ OBSERVATIONS IN SITU ET EN LABORATOIRE

II.1.1/ RUPTURE ET LOCALISATION DE LA DEFORMATION EN BANDE DE CISAILLEMENT

La rupture des géomatériaux est souvent caractérisée par la formation et la propagation de zones de déformation de cisaillement localisées. La déformation cesse d'être homogène ou diffuse, pour évoluer plus ou moins brutalement vers des modes de déformations non-homogènes. Cette localisation des déformations est considérée comme une initialisation de la rupture. Les zones de déformations localisées sont des structures de déformation assez générales, qu'on observe dans la plupart des matériaux, des métaux aux milieux granulaires (sables, grès). Les zones de déformations localisées sont d'étroites zones à l'intérieur desquelles se concentrent l'essentiel des gradients de déplacement. Ces zones de déformations localisées sont désignées sous le nom de plans de rupture ou sous le nom plus précis de bandes de cisaillement.
Dans les milieux cohérents et fragiles comme les roches, les mécanismes physiques responsables de la localisation sont variés. Les phénomènes d'instabilité reliés à la localisation des déformations résultent de l'ouverture des micro-fissures, du glissement et de la rotation inter-granulaire, éventuellement de l'écrasement des grains et des espaces poreux conduisant à la formation d'une fracture macroscopique. Une déformation intense siège à l'intérieur de cette zone étroite, alors qu'à l'extérieur de la zone de localisation, le matériau subit une décharge élastique. On a alors un mode de déformation localisé, qui met en jeu une ou plusieurs bandes de cisaillement et un certain nombre de blocs quasi-rigides. Dans le cas d'une unique bande de cisaillement, la rupture met en jeu le glissement relatif de deux blocs quasi-rigides le long d'une surface plane dite surface ou plan de rupture et qui correspond à la bande de cisaillement. La localisation de la déformation durant le chargement d'un corps homogène et la formation de bandes de cisaillement est un phénomène à considérer dès qu'on s'intéresse à la rupture, soit pour l'éviter (stabilité des trous de forage, des parois de tunnel), soit pour la provoquer (excavation, forage...). Les phénomènes de localisation des déformations peuvent en effet se produire à grande échelle. La formation de failles dans un massif rocheux est le résultat d'un mode de localisation en bande de cisaillement. On considère généralement les failles comme des surfaces de rupture plane, avec mouvement relatif du massif rocheux de part et d'autre du plan. Elles peuvent être assimilées à des plans de rupture en cisaillement. Ce phénomène de rupture est couramment rencontré dans les massifs naturels, en ouvrage de surface ou dans les ouvrages souterrains à grande profondeur (tunnels profonds, galeries minières, forages pétroliers). C'est de plus un phénomène commun à des disciplines diverses. En effet, les analyses de ruptures et de post-ruptures sont importantes aussi bien pour les problèmes d'ingénierie aéronautique et civile, d'exploitations minières et pétrolières que pour les problèmes de géologie. Dans le domaine du génie civil et de la géotechnique, une telle perte spontanée de l'homogénéité dans la déformation est un précurseur typique de l'effondrement de structures d'ingénierie. En géologie, les bandes de cisaillement apparaissent comme des structures souvent périodiques qui donnent des indications sur l'histoire des contraintes tectoniques (amplitude, orientation).

II.1.2/ FISSURES, DISCONTINUITES ET BANDES DE CISAILLEMENT

Le terme rupture considère deux types de manifestations, d'une part, l'apparition de discontinuités macroscopiques, d'autre part, le mouvement important le long des discontinuités existantes. En accord avec l'existence de ces discontinuités, les cavités souterraines profondes montrent un comportement qui n'est pas facilement prévisible sur la base de l'élasticité linéaire classique (Guenot, 1987). Comme le fait remarquer Desrues (1991), aux échelles de temps et d'espace du géologue, il est clair que le concept de bande de cisaillement est pertinent. Aux échelles de l'ingénieur, on peut penser dans un premier temps que l'application de ce concept de bande de cisaillement aux discontinuités observées dans le matériau est moins évident: la rupture consommée, ce qu'observe l'ingénieur, paraît relever plus de la discontinuité matérielle franche (blocs, fragments, écailles). La mécanique de la rupture fragile, qui étudie la propagation d'une fissure unique, macroscopique, dans un milieu par ailleurs sain, semble alors s'appliquer le plus directement. Pourtant, affirme Desrues, étudier la localisation de la déformation dans les roches en supposant que la macrofisssure finale peut avoir, plus tôt dans le processus, été induite par l'évolution d'une déformation intense apparue comme une bande de cisaillement peut être intéressant.

Figure 2.1.1 : Schéma de microfissures, de macrofissures (à droite) et de bande de cisaillement (à gauche). (d'après Desrues, 1991).

II.1.3/ GAUCHISSEMENT ET FLAMBEMENT

D'autres modes de déformations non-homogènes autre que le mode de déformation localisé en bande de cisaillement peuvent apparaître. Pour le cas par exemple d'un puits profond, outre la formation de bandes de cisaillement à la paroi, on peut également observer un gauchissement ou un flambement de la paroi. Le mode de gauchissement conduit à des phénomènes d'écaillage des parois par activation et propagation instable de fissures préexistantes parallèles à la paroi. La rupture paraît survenir de façon fragile, voire brutale parfois, sous forme de graves instabilités à la paroi (Maury, 1987). Cette instabilité se manifeste par une explosion de la roche (rock burst) dans les galeries minières à grandes profondeurs (Cook et al., 1966), par une formation et un détachement intensif de plaques ou d'écailles de roches, à l'intérieur de la roche mais aussi près des surfaces libres, aux parois d'un tunnel ou au front d'une excavation dans le domaine du génie civil et pétrolier (Proctor et White, 1946), comme cela a été observé dans des ouvrages souterrains, par exemple pendant le creusement du tunnel du Mont Blanc (Panet, 1969), autour de puits de forages pétroliers profonds (Plumb, 1989) ou sur des parois de cylindres creux dans des essais de laboratoires (Santarelli et Brown, 1989). Sous l'action d'importantes forces tectoniques, beaucoup de forages de puits pétroliers profonds, sont soumis à des phénomènes d'instabilité de parois, d'écaillage, d'ovalisation, de détérioration progressive qui peuvent devenir critiques pour la poursuite du forage, engendrant coincements, rupture des tiges de forage, opérations de repêchage, perte d'une partie ou de la totalité du forage réalisé (Guenot, 1987 ; Guenot, 1988 ; Maury et Sauzay, 1988 ; Maury, 1993). L'écaillage qui se produit est de type longitudinal ou cylindrique et il est dénommé parfois « en pelure d'oignon ». (figure 2.1.2).

Figure 2.1.2 : Ecaillage après un essai sur un cylindre creux de calcaire (rupture de type symétrique par rapport à un plan contenant l'axe du trou). D'après (Guenot, 1989).

Le développement de plis et de joints, observé par exemple en structures périodiques dans les massifs géologiques, sont reliés à un mode de déformation non-homogène de type flambement.
Les joints, contrairement au failles, sont des fissures ou des fractures dans la roche pour lesquels il n'y a pratiquement pas de mouvement dans la direction parallèle au plan de rupture. Ils sont ainsi assimilés à des plans de rupture en traction. Les joints comme les failles sont fréquemment observés dans les massifs rocheux.

II.2/ MECANISMES DE FISSURATION ET DE RUPTURE DANS LES ESSAIS ELEMENTAIRES

II.2.1/ DESCRIPTION DES DIFFERENTES PHASES DE FISSURATION

II.2.1.1/ MICROMECANISMES DE FISSURATION ET DE RUPTURE

L'échantillon de roche naturelle a de toute évidence un comportement et une structure très complexes par rapport à la plupart des matériaux utilisés par l'ingénieur. L'analyse concernant la déformabilité et la rupture met l'accent sur le rôle essentiel joué pour ce type de matériau par la fissuration induite par le chargement. Pour modéliser convenablement le comportement des roches au voisinage de la rupture, il est important de tenir compte des changements de la structure de la roche engendrés par le chargement. La formation des surfaces de rupture résulte d'un endommagement progressif de la microstructure. La microstructure conditionne largement les propriétés mécaniques globales. Une littérature abondante a permis de comprendre l'évolution du développement progressif de la microfissuration et son rôle déterminant sur le comportement fragile d'une roche. L'hypothèse de Griffith selon laquelle une unique fissure préexistante conduirait à la formation d'une rupture macroscopique a été systématiquement rejetée (Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Wawersik et Brace, 1971 ; Kranz, 1979, 1983). Le comportement d'une éprouvette de roche en compression et plus précisément les mécanismes de propagation de fissures menant à une rupture fragile macroscopique localisée en bande de cisaillement de la roche ont été analysés en premier par Brace (1964) puis élaborés par Thill (1973) ; Friedman (1975) ; Pérami (1965), cités par Paterson (1978) ; Brace et al. (1966) ; Brace (1971) ; Bieniawski (1967) ; Brady (1970). Paterson (1978) et Kranz (1983) ont donné un résumé de ces observations. Pour l'étude des micromécanismes de la rupture, des observations expérimentales ont permis de décrire de façon détaillée la microstructure endommagée à divers niveaux de la contrainte déviatorique, assorties de microphotographies, ce qui a permis de décrire entièrement les phénomènes physiques qui conduisent à la rupture d'une roche (Menendez et al., 1996 ; Raynaud, 1995, cités par Bésuelle, 1999 ; Dunn et al., 1973 ; Wong, 1982). Comme l'a fait remarquer Haïed (1995), ces observations ont été effectuées sur le granite (Peng et Johnson, 1972 ; Sprunt et Brace, 1974 ; Mosher et al., 1975 ; Tapponnier et Brace, 1976 ; Hadley, 1976 ; Kranz, 1979ab, 1980 ; Wong, 1982ab), mais également sur le quartz (Hallbauer et al., 1973), sur le grès (Shanga et al., 1994), sur le calcaire (Olsson, 1974), sur le marbre (Nolen et Gordon, 1987), sur le sel (Lajtai et al., 1994), sur le béton (Bascoul et al., 1993), sur l'argile (Hicher et al., 1994) et sur la marne (Raynaud, 1992). Notons que les facteurs physiques externes susceptibles de causer et d'accroître la fissuration des roches sont principalement de natures mécanique et thermique (Bombolakis, 1968, cité par Bésuelle, 1999 ; Paterson, 1978 ; Bauer et Johnson, 1979 ; Kranz, 1983 ; Tapponnier et Brace, 1976 ; Horii et Nemar-Nasser, 1985 ; Hallam et Ashby, 1990). A partir d'examens au microscope électronique à balayage (MEB) de lames minces prélevées dans des cylindres de roches déformés à l'appareil triaxial, ces chercheurs ont essayé de caractériser la distribution et l'organisation des divers micromécanismes de rupture identifiables. Les principaux mécanismes menant à la rupture fragile des roches sous compression qu'ils ont mis en évidence sont décrits ci-dessous. On distingue plusieurs phases principales dans le processus de rupture tout au long de la courbe contrainte-déformation (figure 2.2.1). Notons que ce processus peut différer légèrement suivant la nature de la roche.

Figure 2.2.1: Phases principales du processus de rupture dans l'essai de compression uniaxiale et triaxiale monotone (d'après Haïed, 1995)

II.2.1.2/ PHASE 1 : phase de serrage

Cette phase se situe à un niveau de contrainte très faible. Les courbes contraintes axiales/déformations axiales ont une portion de courbe initialement concave avant d'être linéaire, du fait de l'augmentation progressive de la rigidité. Cette phase s'accompagne d'une compaction de l'échantillon. La déformation volumique de l'échantillon est contractante. Cette phase est dite de serrage car elle correspond à une fermeture initiale élastique ou inélastique des pores et microfissures préexistantes du matériau, ce dernier devenant de plus en plus rigide quand les lèvres des fissures viennent en contact mutuellement. Notons que les roches contiennent initialement un réseau de fissures orientées de façon aléatoire. Cette portion initiale de la courbe peut également être associée aux défauts de rectification. En effet, l'expérience montre que cette portion de courbe peut être considérablement réduite en accordant une attention particulière à la planéité et au parallélisme des extrémités de l'échantillon. Les analyses des différentes manières par lesquelles une mauvaise préparation des extrémités influencent la réponse observée de l'échantillon a été présentée par Hawkes et Mellor (1970). Notons que cette fermeture, qui se traduit par la concavité orientée vers le haut de la courbe contrainte-déformation, tend à disparaître lorsqu'on applique une pression de confinement à l'éprouvette. En effet, cette phase est très importante dans l'essai uniaxial mais est très réduite ou quasi-inexistante dans les essais triaxiaux. Cette phase peut être observée dans les tests triaxiaux si la pression de confinement n'est pas très grande, ce qui suggère que des fissures restent ouvertes à la fin de la phase de chargement isotrope.

II.2.1.3/ PHASE 2 : phase linéaire

La pression dans cette phase est supérieure à la pression de fermeture des fissures. Cette phase dépasse rarement 40 % de la résistance à la rupture. Cette phase correspond à la phase linéaire de la courbe effort-déformation. Pendant cette phase, la déformation volumique est contractante. Aucune présence de discontinuités mécaniquement induites, aucune fissure transgranulaire n'est détectée. L'activité de microfissuration est négligeable. Les fissures susceptibles de se fermer le sont déjà et les concentrations de contraintes à l'échelle microscopique ne sont pas suffisantes pour générer de nouvelles fissures. Le comportement de l'échantillon testé est encore celui d'une roche vierge. Paterson (1978) conclut que la majeure partie du processus de déformation dans la partie linéaire de la courbe contrainte-déformation est due à la déformation élastique des grains et des pores.
Le comportement de l'échantillon est principalement élastique et linéaire, bien que des déformations non élastiques soient parfois observées. Paterson (1978) pense que cela est dû au glissement le long de fissures préexistantes. Par ailleurs, Walsh (1965, cité au 8^{iéme} symposium de mécanique des roches, 1966) a montré que deux phénomènes indépendants se produisent. D'une part, les grains minéraux se déforment élastiquement. D'autre part, les grains ou des parties de grains se déplacent légèrement sous la contrainte appliquée et glissent relativement les uns par rapport au autres. Ceci conduit à un effet d'hystéresis lors de cycles de charge – décharge (Cook et Hodgson, 1965 ; Walsh et Brace, 1972, cité par Paterson, 1978) mettant en évidence une dissipation d'énergie due au glissement intergranulaire (Goodman, 1989). La courbe effort-déformation est linéaire, mais il serait incorrect de conclure de cette linéarité et de cette élasticité que la roche est un matériau linéaire élastique (c'est-à-dire que les déformations sont des fonctions linéaires des contraintes au sens mathématique). En effet, de nombreux auteurs ont montré que la rigidité de la roche est affectée par la valeur de la pression de confinement. La pente de la courbe effort-déformation

ou la valeur du module de Young s'accroît lorsqu'on augmente la pression de confinement (Wilhelmi et Sommerton, 1967 ; King, 1969 ; Kulhawy, 1975 ; cités par Santarelli, 1987,1988). En fait, 83 des 106 roches étudiées par Kulhawy (1975) ont montré une telle augmentation. Le comportement n'est donc pas élastique linéaire, puisque la rigidité dépend de la pression. Ce phénomène expérimentalement bien documenté peut être expliqué si la roche est considérée comme une matrice élastique avec des pores et des fissures (Walsh, 1965). Quand aucune pression de confinement n'est appliquée, les pores sont ouverts et quand une contrainte déviatorique est appliquée, cela déforme en partie la matrice et en partie les pores. D'un autre côté, si une très grande pression de confinement est appliquée, tous les pores et fissures sont fermés et une contrainte déviatorique déformera seulement la matrice. La déformation dans ce second cas sera évidemment moins grande que dans le premier cas et la rigidité mesurée sera plus grande. C'est confirmé par Kulhawy (1975), qui remarqua que les roches poreuses tendent à montrer de plus grandes variations des modules de déformation que les roches moins poreuses. Des aspects théoriques du problème sont étudiés par Jaeger et Cook (1979).

II.2.1.4/ PHASE 3 : seuil de microfissuration

Le niveau de contrainte correspondant à cette phase se situe généralement entre 30 et 60 % de la résistance à la rupture. On note l'apparition à ce stade des premières microfissures mécaniques induites par la contrainte déviatorique. Cette phase marque le début d'une phase d'amorçage et de propagation stable de la microfissuration (phase d'endommagement). Les microfissures induites par la contrainte semblent réparties aléatoirement et uniformément dans l'échantillon. A ce stade de déformation, les courbes contrainte-déformation axiales sont encore linéaires. Cette linéarité témoigne de la tendance générale des microfissures à se développer de façon prédominante dans la direction parallèle à la contrainte compressive principale majeure. En effet, des observations optiques sur du granite et du marbre testés en compression uniaxiale montrent une prolifération de microfissures préférentiellement axiales. Wawersik et Fairhust (1970), Warwersik et Brace (1971), Bombolakis (1973), Peng et Ortiz (1973), cité par Paterson (1978), Thill (1973), Ui (1976), cité par Paterson (1978), Brace et Bombolakis (1963), Hoek (1965) ont mis en évidence l'existence d'une population importante de microfissures subaxiales faisant un angle inférieur à 15° avec la direction de la contrainte principale majeure. Par ailleurs, la stéréophotogrammétrie de faux relief a également permis de mettre en évidence la prédominance de la fissuration axiale. Par exemple, les dépouillements effectués sur un béton (Benaija, 1992), en condition uniaxiale, montrent que la déformation d'un échantillon au moment de la propagation de fissures, résulte d'un jeu de fissures axiales fonctionnant essentiellement en ouverture. L'ouverture est maximale dans la partie centrale des fissures et s'annule en tête de fissure. La microfissuration, caractérisée par une orientation très marquée dans cette direction, est uniformément répartie dans l'échantillon à l'exception des zones près des plateaux, influencées par le frettage. La microfissuration diminue en densité au niveau des extrémités. On peut se référer ici à l'étude de l'influence de la nature des contraintes aux extrémités sur la distribution des microfissures dans le granite (Peng et Johnson, 1972 ; Paterson, 1978). Comme cela est suggéré par Brace et al. (1966) et Bieniawski (1967, 1968), l'augmentation dans la compressibilité linéaire dans la direction latérale observée indique également que les microfissures qui s'ouvrent sont orientées de façon prédominante parallèlement à l'axe de l'échantillon. Dans cette phase, la déformation élastique des grains et le glissement frottant continuent et sont accompagnés par cette formation de fissures axiales ouvertes.
Par ailleurs, Bridgman (1949, cité au 8^{e} symposium de mécanique des roches, 1966), Matsushima (1960, cité par Paterson, 1978), Brace et al. (1966), Handin et al. (1963),

Robertson (1960, cité par Cook, 1970) et Crouch (1970a) ont décrit une tendance des roches à se dilater, à augmenter en volume, avant la rupture macroscopique. Cette effet de dilatance volumique se produit également sous pression de confinement. Le phénomène de dilatance des roches est d'une importance pratique considérable. Il a un rôle central dans la compréhension des processus de rupture fragile d'une roche (Brace et al., 1966) et des mécanismes de tremblements de terre ainsi que dans la prévision des séismes (Nur, 1972 ; Scholz et al., 1973). Cela a aussi des implications importantes pour des problèmes de géologie (Frank, 1965 ; Raleigh et al., 1969) et d'ingénierie (Crouch, 1970b), (cités par Cook, 1970).
La dilatance est causée par la formation et la propagation stable des microfissures axiales ouvertes, parallèles à la direction de la contrainte principale maximale, avant la rupture, à l'intérieur de l'échantillon de roche sous compression (Jaeger et Cook, 1969). Les mesures effectuées par exemple par Mogi (1977), sous conditions de contraintes triaxiales générales, montrent une dilatance anisotrope qui correspond à une ouverture prédominante des microfissures dans la direction normale à la contrainte principale mineure de compression.
Le concept et le terme de dilatance dans les matériaux granulaires ont été introduits pour la première fois par Reynolds (1901). Il la définissait comme la variation du volume de la masse granulaire lorsque sa forme est altérée. Cornet (1977) distingue deux types de dilatance, la dilatance irréversible associée au développement des microfissures et la dilatance réversible associée à un comportement élastique non linéaire. En règle générale, dans la littérature, on utilise le terme de « dilatance » pour le premier type de dilatance. La question est de savoir si la dilatance est bien une propriété volumique de la roche et pas seulement un phénomène superficiel. Cette vérification reste importante car, le plus souvent, les mesures de déformations volumiques s'effectuent sur la surface de l'échantillon, en général au moyen de jauges. Il y a donc ce doute que la dilatance mesurée ne soit qu'un phénomène superficiel, dû à des déformations « anormales » de la surface. Des expériences sur cylindres creux de quartzite à des pressions de confinement de 13,8 MPa, 27,6 MPa, et 41,4 MPa ont été réalisées par Cook (1970). Cook a mesuré la dilatance à la fois sur la surface externe et sur la surface interne de cylindres creux soumis à des contraintes homogènes. Une dilatance superficielle produirait une diminution de la section du trou et une augmentation de la section totale, tandis qu'une dilatance répartie dans tout le volume produirait des augmentations de sections similaires. Les résultats prouvent que la dilatance durant la compression est une propriété volumique de la roche et pas seulement un phénomène superficiel.
Par ailleurs, les microfissures intergranulaires sont définies comme étant les fissures aux frontières des grains. Les microfissures intragranulaires (ou transgranulaires) sont définies comme étant les fissures qui passent à travers les grains minéraux. Notons que la dilatance n'est pas forcément attribuée à la microfissuration intragranulaire, c'est à dire la microfissuration des grains eux-mêmes. Santarelli (1988) a remarqué que le grès de Doddington, affecté d'une dilatance très diffuse, se rompt en compression simple en produisant une grande quantité de sable. Une dilatance très diffuse a également été observée dans le grès de Castelgate avant le pic de résistance. Cette dilatance serait attribuée à une décohésion des grains de quartz plutôt qu'à leur microfissuration et elle n'affecte pas davantage la zone qui deviendra le lieu de la macrofissure que la partie centrale de l'échantillon non affectée par les effets de bords. En étudiant les bétons, Zaitsev (1985, cité par Santarelli et Brown, 1989) a affirmé qu'il existe deux facteurs influençant une propagation supplémentaire de la microfissure bloquée par un grain :
- Le premier facteur est l'angle de la frontière bloquant la fissure avec la verticale. Si cet angle est petit, la fissure se propagera en suivant la frontière du grain et éventuellement sera capable de se propager jusqu'au prochain grain. Mais s'il est grand, cela ne sera pas possible et la fissure restera bloquée tandis que d'autres fissures se développeront. La difficulté des fissures à se propager dépend donc du nombre de frontières de grains subhorizontales. Ce

dernier est proportionnel au rapport volume des grains / volume de la roche. Si ce rapport est proche de l'unité, le nombre de frontières subhorizontales est grand et la propagation des fissures sera difficile.
- La difficulté des fissures à se propager dépend de la nature des grains et de la matrice, plus précisément de la différence de dureté entre les grains K_{ig} et la matrice K_{im}. Si la différence est faible, c'est à dire si les duretés sont similaires, comme pour les bétons de grande résistance, la fissure peut éventuellement se propager à travers le grain. Plus cette différence est grande, plus il sera difficile pour les fissures de se propager, de se regrouper et de fusionner. Si cette différence est très grande, c'est à dire si $K_{ig} >> K_{im}$, cela sera impossible ; cette condition est donc défavorable à la propagation des fissures. Dans ce sens, Santarelli (1988) affirme que les micromécanismes qui sont susceptibles de conduire le grès à la rupture évoluent avec le rapport matrice sur grains (volume occupé par la matrice argileuse / volume occupé par les grains) et la différence entre les ténacités des grains et de la matrice. Ainsi, un rapport matrice sur grain proche de zéro et une ténacité de grains bien supérieure à celle de la matrice ne favorisent pas la formation d'une macrofissure unique et bien définie. Quand une fissure commence à se développer, à peine initiée et dès qu'elle atteint un grain, la microfissure se trouve bloquée par ce grain. Un développement supplémentaire de cette fissure est possible seulement si elle bifurque pour continuer à se propager ou si la contrainte axiale est augmentée.

II.2.1.5/ PHASE 4 : intensification de la microfissuration

Aux environs de 50-55 % de la résistance à la rupture, on enregistre souvent une augmentation relativement importante de l'activité de microfissuration (augmentation du nombre et de la longueur de ces fissures nouvelles). Notons que la pression de confinement dans l'essai triaxial a un effet stabilisateur sur les fissures. Elle s'oppose et inhibe leur croissance, leur développement.

II.2.1.6/ PHASE 5

Cette phase se situe entre 70 et 90 % de la résistance à la rupture. De nouvelles fissures s'associent aux anciennes. Des régions isolées dans l'éprouvette sont repérées comme des sites à densité de microfissuration élevée, à l'intérieur desquelles on distingue parfois des grains fort endommagés. A une distance équivalente à la taille de quelques grains, la densité de fissuration diminue considérablement (Wong, 1982 ; Ord et al., 1991).

II.2.1.7/ PHASE 6 : propagation instable de la microfissuration

Cette phase de déformation débute à un niveau de contrainte qui varie de 65 % de la résistance à la rupture dans l'essai uniaxial à 75-80 % dans les essais triaxiaux et va jusqu'au pic de rupture. Cette phase marque le début de la propagation instable de la microfissuration, qui correspond au seuil de localisation. Les déformations dans l'éprouvette deviennent fortement inhomogènes et se localisent dans une bande mince. Le seuil de localisation constitue le véritable point d'initiation de la rupture.
Les processus de microfissuration dépendent des concentrations de contraintes locales à l'échelle du grain. Leur développement est donc influencé par les hétérogénéités locales telles que, par exemple, les pores, les contacts entre les grains, les surfaces de ces grains, les plans de clivages de certains minéraux et la présence des microfissures voisines. Les fissures transgranulaires s'amorcent sur les points de contact de frontières de grains de quartz et les

fissures intergranulaires traversent souvent ces points de contact. Lorsque la contrainte macroscopique externe est appliquée, ces points constituent probablement des lieux où siègent de grandes concentrations de contraintes. Sur la trajectoire d'une microfissure, sur son chemin de propagation, la présence d'un ou plusieurs grains de taille ou d'orientation différentes, d'un vide interstitiel, d'une autre fissure et parfois même d'une hétérogénéité provoque des déviations qui résultent d'une perturbation de la distribution locale des contraintes. Une fissure intergranulaire ne se propage dans une direction donnée que si ce chemin la mène vers le point le plus proche où la contrainte locale est la plus élevée. Ces points de contact ou une hétérogénéité sont les principales causes de l'amorçage instable des microfissures.
Durant ce dernier stade de déformation précédant la rupture, l'augmentation de la quantité des espaces ouverts dans la roche se poursuit, résultant de l'augmentation du nombre, de la longueur, de la densité des « vieilles » microfissures induites lors des phases précédentes, ou encore l'apparition de nouvelles fissures inclinées. Les premières microfissures inclinées sur l'axe se concentrent dans une zone proche du plan de rupture (Ramez, 1967). Quelques microfissures sont même inclinées à 35° ou plus par rapport à l'axe et la proportion des fissures les plus inclinées augmente quand la densité de fissuration totale augmente avec la contrainte. En fait, à ce niveau de déformation, la densité moyenne de fissures augmente considérablement et l'on note un agrandissement important des dimensions des réseaux de fissures. On observe que certains de ces réseaux à densité de fissuration élevée cessent de se développer tandis que d'autres zones commencent à dominer et à se développer de manière rapide et accélérée. La connaissance de la dimension et de la densité de fissuration a de l'importance car ce sont souvent les discontinuités les plus grandes qui conditionnent la rupture. Même si les conditions de chargement sont parfaites, la distribution spatiale du champ de contrainte est hétérogène et semble être à l'origine du caractère fragile du comportement et de la rupture. La rupture fragile est profondément liée à la distribution des microfissures dans l'échantillon et l'évolution de cette distribution lorsque la contrainte augmente. La rupture fragile résulte d'une localisation spatiale de la microfissuration. Les microfissures gardent une distribution spatiale à peu près homogène dans tout le reste de l'échantillon.
Par ailleurs, l'orientation des fissures par rapport à la direction de la contrainte principale majeure joue un rôle déterminant (Brace et al., 1966). Les fissures axiales (mode I) et les fissures de cisaillement (mode II) jouent un rôle principal dans la phase finale de la formation de la bande de cisaillement.

Figure 2.2.2 : Représentation des trois modes plans fondamentaux de distribution d'une fissure. Modes élémentaires de fissuration: à gauche : mode I : déplacement normal au plan de fissure, au centre : mode II : déplacement parallèle au plan de fissure et normal au bord de la fissure et à droite : mode III : déplacement parallèle au plan de fissure et au bord de la fissure (d'après Paterson, 1978).

Des observations de la roche déformée dans la phase pré-rupture, même à des niveaux de contraintes élevés, indiquent que le plus grand nombre de fissures mécaniquement induites apparaissent en mode d'ouverture (mode I) et montrent la rareté des fissures de cisaillement

(Wawersik et Brace, 1971 ; Peng et Johnson, 1972 ; Dunn et al., 1973, cité par Haïed, 1995 ; Hallbauer et al., 1973, cité par Haïed, 1995 ; Bombolakis, 1973 ; Olsson et Peng, 1976 ; Tapponnier et Brace, 1976 ; Kranz, 1979a ; Wong, 1982a, 1982b ; Lajtai et al., 1994 , cité par Haïed, 1995). Comme les fissures individuelles sont en général parallèles à l'axe de chargement et que le plan de rupture est incliné par rapport à la contrainte principale, les conclusions ont pour la plupart convergé vers l'idée que la bande de cisaillement se développe à partir de la coalescence de la microfissuration qui se développe en mode de traction et non en mode de cisaillement. Ainsi, la coalescence de systèmes de fissures en mode d'extension (mode I) en échelon serait fondamentale pour la formation aussi bien de la rupture en extension que de la rupture en cisaillement. La microfissuration axiale ou légèrement inclinée constitue le mode principal à l'origine tant du développement de la rupture axiale que du cisaillement macroscopique et de l'élaboration de la bande de cisaillement dans l'essai triaxial. Dans ce sens, Jaeger a montré que la contrainte à la rupture tend de façon continue vers la valeur uniaxiale quand la pression de confinement tend vers zéro, ce qui montre bien que le mécanisme de la rupture est le même dans tous les cas. La compréhension de la manière dont les fissures axiales et les fissures inclinées interagissent est importante pour la formulation d'une théorie générale de la rupture fragile. D'une façon schématique, la réponse au problème posé exige la description du ou des mécanismes physiques de liaison et de connexion élémentaire dont résulterait la coalescence puis la formation de la bande de cisaillement. Le but est de comprendre comment l'instabilité peut résulter d'un mécanisme élémentaire.

Figure 2.2.3 : Mécanisme de fissuration dans la roche: les 3 types de fissures axiales ouvertes au niveau de la géométrie de la fissuration sont montrés par rapport aux directions des contraintes principales. σ_1 représente la contrainte de compression maximale majeure (d'après Brace et al., 1966).

Dans les roches, la configuration la plus simple est la fissure axiale isolée (figure 2.2.3.a). Elle pourrait se former le long de clivages à l'intérieur des grains ou aux frontières des grains favorablement orientés. Plusieurs observations suggèrent que cette possibilité est peu probable. Les fissures axiales isolées s'ouvrent et se ferment sans hystéresis, or l'hystéresis dans les courbes contrainte-déformation est prononcée (Paulding, 1965) et des changements permanents dans le volume sont détectés même pour de faibles contraintes, ce qui ne serait pas le cas si toutes les nouvelles fissures étaient simplement des fissures axiales isolées. Des fissures axiales ouvertes peuvent également se former à la jonction de trois frontières de grains ou 3 fissures préexistantes, deux inclinées et une axiale (figure 2.2.3.b). Sous compression uniaxiale, le glissement sur les deux surfaces inclinées est accommodé par l'ouverture de la fissure axiale. La troisième possibilité est que les fissures axiales se forment aux extrémités de fissures préexistantes ou aux frontières de grains inclinés par rapport à l'axe. Les fissures axiales se forment de cette manière dans les plastiques et le verre. En effet,

Bombolakis (1964) et Paulding (1965) ont étudié l'interaction des fissures photoélastiquement et ont trouvé que la concentration des contraintes aux pointes, aux bouts d'une fissure individuelle est en fait fortement affectée par la présence de fissures avoisinantes. L'effet maximum se produit quand les fissures sont arrangées en échelon le long d'une ligne qui fait un angle aigu avec la direction de compression. Brace et Bombolakis (1963) ont introduit artificiellement dans du verre des fissures courtes inclinées. Ensuite, ils ont chargé le verre en compression dans la direction verticale. Ils ont observé enfin la propagation de fissures formées verticalement (figure 2.2.4).

Figure 2.2.4 : Propagation de fissures verticales dans du verre. 1 petite division dans l'échelle correspond à 1 mm (d'après Brace et Bombolakis, 1963).

On observe donc des fissures en échelon qui sont des structures de déformations assez complexes mettant en jeu des propagations de fissures en mode d'extension et de cisaillement à la fois (Kranz, 1979b). Les fissures les plus longues se propagent en premier, puis deviennent stables et les plus courtes et les fissures moins favorablement orientées sont successivement activées quand la contrainte augmente. Toutes ces propagations de fissures par augmentation de leur longueur dans la direction axiale et par glissement pour les fissures inclinées causent les ouvertures des fissures axiales et un comportement dilatant de la roche. Les deux dernières des trois possibilités pourraient donner une hystéresis durant un cycle de charge-décharge et montrer des déformations permanentes apparentes.
En fait, il existe une polémique dans la littérature sur la manière dont les fissures de liaisons s'organisent dans cet échelonnement à partir de fissures axiales. Les avis restent partagés, selon le matériau ou les chemins de sollicitation étudiés.

Figure 2.2.5: Types de connexions élémentaires pour les mécanismes de base dans la formation des bandes de cisaillement. La direction verticale correspond à la direction du chargement uniaxial (d'après Tillard, 1992, et Haïed, 1995).

Certains considèrent que la liaison des extrémités des fissures de traction s'effectue par des fissures de cisaillement inclinées : Un cisaillement se développe entre les deux fissures peu inclinées par rapport à la direction verticale (figure 2.2.5.a). D'autres suggèrent que les fissures axiales se regroupent en réseaux et que des fissures de liaison joignent les parois de ces fissures, provoquant la formation de colonnes de matériau qui gauchissent (combinaison des deux modes (figures 2.2.5.a et 2.2.5.b). D'autres encore proposent plutôt l'idée que ces connexions résultent du déplacement latéral de fissures axiales très courtes, légèrement désaxées qui se chevauchent en formant un réseau de fissures connectées en échelon (figure 2.2.5.c). (Lajtai et al., 1994 ; Hallbauer et al., 1973 ; Dunning et al., 1980 ; cités par Haïed, 1995 ; Kranz, 1979b). A très grande échelle, les géologues ont également rapporté que les bandes de cisaillement naturelles résultent d'un arrangement de fissures en échelon (Ramsay, 1967, 1980 ; Pollard et al., 1982 ; cités par Haïed, 1995).
C'est au cours de cette phase que se produisent donc les interactions entre réseaux de microfissures axiales et inclinées qui sont à l'origine de la localisation des déformations dans les roches fragiles. Les microfissures se relient entre elles et se concentrent sur une zone pour évoluer vers une macrofissure. Les fractures à l'échelle macroscopique résultent du développement, des interactions et de la coalescence d'une multitude de microfissures. Les pores se sont allongés et ont fini par fusionner avec les fissures intragranulaires subaxiales ou

inclinées, les fissures affectant les interfaces de grains et les fissures en échelon pour former un réseau connecté à travers tout l'échantillon. Une rapide coalescence des sites isolés à densité de fissuration élevée mène au passage au mode localisé. Les zones de concentration se rejoignent par coalescence des microfissures et donnent naissance à une bande de cisaillement. A l'intérieur des bandes, les microfissurations sont intenses. La densité de fissuration y est très forte. La plupart des micromécanismes de déformation se sont concentrés uniquement dans des zones larges de quelques grains où des fissures coplanaires faisant un angle compris entre 15 et 45 degrés avec la direction de chargement axial se sont propagées en mode de cisaillement le long des lignes de faiblesse convenablement orientées et se sont trouvées bloquées par des fissures subaxiales verticales produites par un mécanisme d'ouverture et organisées en fines colonnes. Les fissures axiales en série forment une barrière pour les fissures inclinées, fonctionnant en cisaillement (Wong, 1982). Une à une les barrières que forment les fissures subaxiales ont cédé et ont été réduites en une zone n'affectant qu'une très faible résistance de frottement à la propagation des fissures inclinées. Les fissures de cisaillement se propagent alors jusqu'à ce qu'elles se retrouvent bloquées par des barrières qui n'ont pas encore rompu. Ce processus de rupture répétitif a abouti à la localisation de la déformation à travers tout l'échantillon sur un plan unique et les régions situées à quelques grains de ce plan de rupture ont conservé une microstructure identique à celles observées dans tout l'échantillon près du pic de rupture. Finalement, le prolongement de la zone où les déformations ont localisé, par un développement de la microfissuration menant à la formation de cette surface de rupture, s'effectue de manière progressive. Les observations microscopiques indiquent que quelle que soit la trajectoire sinueuse suivie par une fissure transgranulaire impliquée, sa propagation d'un point à l'autre montre une tendance qui épouse progressivement l'orientation moyenne des surfaces de rupture observées. Cela sous-entend bien évidemment qu'une interdépendance est imposée par les interactions, qui arbitre cette coalescence et conforte l'hypothèse d'une orientation de bande de cisaillement intrinsèque au matériau, pour un chemin de sollicitation donné.
Notons que, durant cette phase de déformation, les réponses obtenues au niveau macroscopique concernent l'état d'endommagement de la microstructure et l'intensité de la microfissuration.

II.2.1.8/ PHASE 7 : la phase post-pic

Tout le domaine post-pic correspond à l'endommagement progressif de la zone de déformation localisée donnant naissance dans le cas de l'essai triaxial au traditionnel plan de rupture de cisaillement. Le développement de la rupture de cisaillement à une échelle macroscopique mène à la phase finale d'effondrement de l'échantillon. Le terme « seuil de localisation » ne veut donc pas dire que la surface de discontinuité est complètement formée en ce point.

II.2.1.9/ PHASES I, II, III ET IV

Brace (1964a ; Brace et al., 1966) indique uniquement 4 étapes successives (I, II, III et IV) lors de la rupture d'une éprouvette cylindrique de roche par plan de cisaillement lors de l'essai triaxial de révolution (figure 2.2.6). Paterson (1978) indique également 4 phases dans la courbe contrainte-déformation. Les phases I (et II) correspondent aux phases 1 (et 2) déjà décrites. La phase III pour Brace, comme pour Paterson (1978), débute à partir du seuil de microfissuration (au point c' de la figure). Par ailleurs, rappelons que la phase 6 débute à

partir du seuil de localisation. A en juger par la figure donnée par Brace, Paulding et Scholz (1966) et par les commentaires concernant la phase III donnés par Brace au 8^{ième} symposium de mécanique des roches (1966), la phase III correspond selon Brace aux phases 3,4,5 et 6. Brace incorpore la phase 6 dans III, contrairement à Paterson. La phase IV représente pour Brace la phase finale 7 où la rupture (fracture au point c de la figure) de la roche se produit suivant le plan de cisaillement.

Figure 2.2.6 : Les 4 phases de la courbe contrainte-déformation (d'après Brace et al., 1966).

La phase III pour Paterson débute à partir du seuil de microfissuration et correspond aux phases 3, 4 et 5. La phase IV pour Paterson débute à partir du seuil de localisation et correspond donc aux phases 6 et 7. Notons que Paterson place le seuil de localisation des déformations au pic. Selon lui, c'est seulement après avoir dépassé le pic qu'une fracturation de cisaillement locale devient évidente microscopiquement. Mais même si Paterson a choisi le pic pour la démarcation entre la phase III et la phase IV, il admet que davantage d'études expérimentales sont requises pour établir la validité de cette hypothèse.

II.2.1.10/ CONCLUSION

L'application d'un champ de contraintes sur les frontières d'un échantillon produit, à l'échelle microscopique, un système très complexe de contraintes, lequel affecte sensiblement l'amorçage, les chemins de propagation, l'interaction, la répartition, la prolifération (densité) et enfin la coalescence des fissures au sein du matériau. Le comportement fragile d'une roche, associé à la microfissuration et menant à la rupture par localisation des déformations, en résulte.

II.2.2/ TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE DETECTION

II.2.2.1/ INTRODUCTION

Paterson (1978) distingue 4 phases dans la courbe complète force-déplacement d'une roche sous compression (figure 2.2.7).

Figure 2.2.7 : Les quatre stades de déformation d'une éprouvette au cours d'un essai triaxial de révolution. Changements de différentes propriétés physiques au cours de ces quatre phases de la courbe force-déplacement (d'après Paterson, 1978).

Comme le fait remarquer Santarelli (1987), on trouve dans ce graphe une mesure (directe ou indirecte) de la dilatance, autrement dit de la déformation volumique de l'échantillon, (Bieniawski, 1967 ; Elliot, 1982), un enregistrement du niveau d'émission acoustique produit par le chargement de l'échantillon (Thill, 1973 ; Reymond, 1975 ; Cook, 1965), une mesure des célérités des ondes élastiques et de leurs atténuations (Thill, 1973 ; Rummel, 1974), une mesure des propriétés physiques de transport tel que la perméabilité à l'air (Mordecai et Morris, 1971 ; Farran et Perami, 1974) et une mesure de la conductivité et de la résistivité électrique (Brace et Orange, 1968).
En fait, toutes les techniques expérimentales que nous allons décrire en détail dans la suite du rapport peuvent être utilisées pour donner des informations utiles sur la microfissuration, autant au niveau de son initiation (seuil de microfissuration représenté par le début de la phase III), de son développement (où se produit le seuil de dilatance) que de sa localisation (seuil de localisation représenté par le début de la phase IV). Comme le font remarquer Berest et al. (1979), on sait depuis longtemps que le dépassement de la limite élastique, dans des excavations souterraines à grande profondeur, ne remet pas nécessairement en cause la stabilité de l'ouvrage. L'apparition d'écaillage ou de fissuration (seuil de microfissuration) importante aux parois peut être compatible avec une pérennité suffisante de la cavité. Le seuil de localisation des déformations marque la transition d'un mode de microfissuration diffuse dans tout l'échantillon à un mode de microfissuration localisée. Ce seuil de localisation constitue le véritable point d'initiation de la rupture. C'est un critère de rupture proche. C'est un moyen de prévision de la rupture. C'est pourquoi toute la discussion qui va suivre sera principalement axée sur le problème de la détection expérimentale du niveau de contrainte correspondant. On sait que les roches se distinguent d'autres matériaux par l'existence, même à l'état naturel non contraint, d'un ensemble de discontinuités à des échelles très diverses. Le jeu de ces discontinuités (ouverture et développement des fissures) intervient dans le comportement du matériau. La courbe force-déplacement d'une éprouvette ne traduit de façon correcte le comportement intrinsèque de la roche que tant que les dimensions des discontinuités restent, par rapport à celles de l'éprouvette, suffisamment petites pour que les hypothèses de contraintes axiales et de déformations homogènes conservent un sens. Lorsque

les discontinuités interagissent suffisamment pour qu'apparaissent des surfaces de glissement macroscopiques, le comportement global n'est plus la somme des comportements supposés identiques de chaque partie de l'échantillon et le rôle des fissures macroscopiques devient prépondérant. Un exemple élémentaire est le cas de la compression lorsqu'apparaît un plan de glissement incliné par rapport à l'horizontale (seuil de localisation). La détection expérimentale du début de la localisation de la déformation revêt donc tout son intérêt dans la mesure où le point d'initiation de la localisation correspond à la limite supérieure de validité des courbes contraintes-déformations. Seule la partie des courbes contraintes-déformations avant ce point est valide et de ce fait peut être utilisée directement pour déterminer la loi de comportement du matériau (Vardoulakis, 1985). Au delà du seuil de localisation, dans la partie post-localisation de la courbe, il n'est pas possible de calculer les contraintes et les déformations directement, puisque l'échantillon a une déformation non-homogène. Dans le cas où la localisation se produit avant le pic de résistance, la résistance de l'éprouvette n'est plus une caractéristique intrinsèque de la roche mais une valeur de référence standardisée (Guenot, 1988). Les valeurs des mesures expérimentales enregistrées ne représentent plus le comportement global et intrinsèque du matériau mais résultent du comportement de structure post-bifurcation d'un échantillon qui ne se déforme plus macroscopiquement de façon homogène. On doit donc éliminer les mesures situées au delà de ce seuil car elles sont impropres à l'étalonnage de la loi rhéologique (Santarelli et Brown, 1989 ; Paterson, 1978 ; Read et Hegemier, 1984 ; Pariseau, 1979, cité par Santarelli, 1987). La plus grande partie de la dilatance que subit l'échantillon se situe après le seuil de localisation (Santarelli, 1990 ; Haïed, Kondo et Henry, 1997). Cette observation expérimentale semble importante au niveau théorique, si l'on se reporte à l'étude de Vardoulakis et al. (1988). La partie des courbes sur laquelle on peut étalonner une loi de comportement est très limitée. Elle correspond à un matériau peu dilatant et écrouissable. Le comportement pré-localisation des échantillons testés est caractérisé par une faible dilatance. Ainsi, si l'on sait que les roches peuvent présenter un caractère dilatant et radoucissant, une forte dilatance et un comportement fortement radoucissant apparents ne correspondent généralement pas à une propriété intrinsèque du matériau mais sont plutôt le résultat de l'évolution post-bifurcation non homogène du système mécanique considéré. Par ailleurs, dans une approche de la rupture par la théorie de la bifurcation, ce ne sont pas les valeurs de contraintes et déformations calculées au pic de rupture qui sont exploitées mais celles mesurées au seuil de localisation. Il s'agit donc de fixer le niveau de contraintes correspondant au point de bifurcation au cours du processus de rupture pendant le test triaxial de révolution. Dans la littérature (Santarelli , 1987 ; Santarelli et Brown, 1989), mis à part le plan de rupture, des traces d'une série de quelques plans de cisaillement supplémentaires, plus petits (indiqués par des lignes de Lüder) sont souvent observées sur la surface de l'échantillon. Le développement de multiples plans de cisaillement est prouvé par la présence de bandes de Lüder à la surface de l'échantillon. Ces bandes de Lüder sont même observées pour des pressions de confinement de l'ordre de 5 MPa mais leur nombre augmente avec la pression de confinement. Le développement de multiples plans de cisaillement avant la formation de plan de cisaillement majeur ou plan de discontinuité pose des questions sérieuses sur la notion de déformation localisée dans les roches. Selon Vardoulakis (1985), un échantillon de roche qui a développé de multiples plans de cisaillement a développé des déformations localisées et les courbes contraintes-déformations correspondantes ne devraient pas être utilisées pour étalonner une loi de comportement. Ce type particulier de localisation a été nommé localisation mineure par Santarelli (1987). L'étude que Santarelli a réalisée a montré qu'à l'échelle de l'échantillon, les déformations dans l'échantillon avec une localisation mineure de déformation sont encore homogènes. Ces multiples plans de cisaillement correspondent à un certain degré de localisation des déformations à plus petite échelle et n'influencent pas l'homogénéité globale des

déformations à l'échelle de l'échantillon. Selon Pariseau (1979, cité par Santarelli, 1987), il n'y a aucune raison de ne pas tenir compte de la partie correspondante des courbes contraintes-déformations pour l'étalonnage des lois de comportement du matériau. Il a également été montré que seule une localisation majeure de la déformation avec la formation d'un plan de cisaillement majeur introduit des déformations inhomogènes à l'échelle de l'échantillon. Finalement, il est suggéré que le seuil de la localisation majeur soit utilisé comme la limite au delà de laquelle les courbes contraintes-déformations ne peuvent constituer des références appropriées pour des lois de comportement. Il est important que les études expérimentales fournissent des indications sur les bandes de localisation correspondant à l'essai triaxial de révolution sur les roches. Les principaux objectifs des approches expérimentales de la localisation sont, d'abord, la mise en évidence des mécanismes d'émergence des bandes de localisation, ensuite, la détermination des caractéristiques des surfaces de rupture observées : orientation, épaisseur, multiplicité des bandes, leur relation avec la microstructure du matériau et éventuellement la dilatance locale et, enfin, l'analyse et la détection expérimentale du seuil de localisation. Les techniques expérimentales sont concentrées sur la mise en évidence de l'un des deux phénomènes parallèles qui se produisent au seuil de localisation :

- Les déformations

On a un changement du mode de déformation qui se traduit par la perte de l'homogénéité du champ des déplacements à l'échelle macroscopique. Dans ce cas, le type d'approche expérimentale de la localisation adopté ici consiste à se donner les moyens techniques et méthodologiques pour établir un tracé de la carte du champ de déformation et pour préciser les conditions d'apparition des déformations non homogènes.

- Les microfissurations

Le développement et la concentration des microfissures à l'échelle du grain dans une bande de l'éprouvette et l'apparition et le développement des premières microfissures inclinées sur la verticale et localisées dans la bande où va se développer la rupture. Dans ce cas, le type d'approche expérimentale de la localisation adopté ici consiste à caractériser, au moyen d'observations, l'évolution de la microfissuration sur une surface ou dans un volume de l'éprouvette.

Sur le plan expérimental, il existe en fait de nombreuses techniques de détection du seuil de localisation des déformations dans les essais triaxiaux. La question d'un critère expérimental de localisation reste ouverte.

II.2.2.2/ LES METHODES DIRECTES

II.2.2.2.1/ Présentation générale

La manière la plus directe de caractériser la microfissuration consiste à faire des observations visuelles et microscopiques à différents moments de l'histoire de chargement. Ces méthodes directes sont intéressantes pour comprendre les mécanismes physiques conduisant à la localisation des déformations par la caractérisation de la microfissuration à un état de contrainte ou de déformation donné. Ces techniques permettent d'étudier la morphologie des microfisssures, leur orientation et leur localisation. Elles offrent l'avantage de pouvoir être utilisées sur n'importe quel essai, uniaxial, triaxial de révolution, biaxial ou triaxial vrai. Toutefois, il est nécessaire au cours des observations de bien distinguer entre les pores et les

microfissures. Les pores ont des dimensions plus ou moins variables et représentent les espaces intergranulaires. Les pores connectés sont les principaux responsables de la perméabilité dans les roches. Les clivages et d'autres fissures à l'intérieur des grains minéraux et aux frontières des grains sont des exemples de microfissures. Il est nécessaire également au cours des observations de bien distinguer les discontinuités naturelles préexistantes des artefacts, les microfissures induites par le chargement et de celles générées par la procédure de préparation de l'échantillon. En effet, le déchargement et les préparations des surfaces étudiées (la découpe, par exemple), peuvent être à l'origine d'une microfissuration supplémentaire (généralement supposée négligeable). L'inconvénient majeur pour réaliser les observations à l'aide de ces techniques directes réside dans l'obligation d'effectuer un déchargement de l'échantillon. Un autre désavantage majeur est la nécessité de réaliser des essais relativement nombreux pour déterminer précisément le seuil de localisation.

II.2.2.2.2/ Observations visuelles à l'œil nu

Haïed et Kondo (1997) ont réalisé un ensemble d'essais sur des échantillons prismatiques percés d'un trou central. Les échantillons sont chargés à des contraintes déviatoriques fixées puis déchargés. Un examen à l'œil nu révèle que dans un essai conduit à une pression de confinement de 20 MPa, les échantillons chargés à 85 % de la résistance ultime ne montrent aucun signe d'endommagement. A 90 %, les changements structuraux sont plus prononcés et des microfissures deviennent visibles. A un tel niveau de contrainte déviatorique, seule une bande est clairement visible, la longueur de la bande visible est d'environ 4 à 6 mm et son épaisseur moyenne est d'environ 4 à 7 grains. Quand le niveau de contrainte est proche de la résistance ultime (95 %), une seconde bande émerge clairement. La rupture macroscopique se produit alors le long d'une seule bande inclinée. Ces observations tendent à montrer que le processus de formation de bande de cisaillement est graduel et progressif. D'un autre côté, Haïed et al. (1997) affirment que, lorsque des éprouvettes prismatiques sont déchargées après avoir été sollicitées légèrement au-dessus du seuil de localisation, aucune trace visible (à l'œil nu) de rupture ou d'endommagement local n'est repérable sur la surface de l'éprouvette.
Nous avons réalisé de notre côté un essai triaxial avec un confinement de 14 MPa. L'échantillon testé a une porosité de 22,36 % et le pic évalué est de 170 kN. L'essai est arrêté juste après le pic, dès que commence le radoucissement. On observe alors que l'échantillon semble intact après l'essai, il n'y a pas de bande de cisaillement visible. Mais il ne faut pas en conclure pour autant que le processus de localisation se produit dans la zone radoucissante après le pic. En effet, les observations visuelles portent sur les surfaces externes de l'éprouvette. Elles ne sont possibles que si la zone de localisation a commencé à se matérialiser en surface. Même si aucune trace visible de rupture ou d'endommagement local n'est repérable sur la surface de l'éprouvette, il se peut qu'il y ait eu localisation. La visualisation de la localisation n'est peut-être pas possible à l'œil nu parce que la taille des microfissures est trop faible ou encore parce que la zone de localisation se développe en premier lieu en cœur plutôt qu'en peau des éprouvettes (Haïed, 1995). Le processus de localisation a peut-être déjà été initié à l'intérieur de l'échantillon. L'observation des surfaces est donc réalisée dans un premier temps à l'œil nu. Elle est ensuite complétée en effectuant des observations plus fines sur les zones de localisation, à l'aide du microscope.

II.2.2.2.3/ Observations microscopiques

La méthode des lames minces a été utilisée avec succès à partir des années 1970. (Brady, 1974 ; Friedman et al., 1970 ; Mosher et al., 1975, cités par Santarelli et Brown, 1989, et Haïed, 1995 ; Kranz, 1979a, 1980 ; Tapponnier et Brace, 1976 ; Wong, 1982a). On réalise une

étude microscopique d'échantillon chargé jusqu'à un niveau donné de contrainte puis déchargé. La technique expérimentale est la suivante :
- Mise en place de l'éprouvette sèche dans une enceinte dans laquelle on fait le vide.
- Imprégnation, saturation totale de l'éprouvette avec une résine époxy très fluide et colorée pour améliorer ou exagérer la visibilité des fissures.
- Polymérisation de la résine sous l'effet de la chaleur.
- Découpe de bandes très fines et confection de sections minces avec faces polies et d'une série de lames minces. On a ainsi des coupes planes du réseau poreux.
- Observation et étude des lames minces au MEB (Kranz, 1979 ; Wong, 1982) ou sous microscope optique, soit en réflexion (Brady, 1974), soit en transmission (Friedman et al., 1970).
Le MEB convient parfaitement à l'étude des fissures dans une roche à cause du grossissement et de sa résolution à trois dimensions. Dans le cas d'une observation au MEB, les surfaces étudiées sont rendues conductrices par ionisation. Le métal utilisé est par exemple l'or. Après cette opération, l'éprouvette est insérée dans le porte-objet et introduite dans la colonne d'observation au MEB. L'examen des surfaces est réalisé lorsqu'un vide poussé dans la colonne est établi. Les observations peuvent se concentrer sur différents aspects tels que l'évolution du nombre des fissures, l'étude statistique de leur orientation et de leur longueur, l'évolution de celles-ci avec la contrainte moyenne, la répartition des fissures dans l'espace à l'intérieur d'un échantillon, la classification de leur forme. L'observation microscopique est donc un outil puissant pour décrire les mécanismes de déformation et le phénomène de la localisation. Toutefois, de grandes différences sont souvent rapportées dans les estimations concernant le nombre et les longueurs moyennes des fissures : ces estimations semblent dépendre de l'orientation du plan de coupe de la surface étudiée. De plus, la technique reste très lourde car, pour suivre l'évolution de l'organisation interne des fissures, il est nécessaire d'interrompre les essais à différents stades de chargement et d'effectuer un déchargement. Un autre inconvénient de cette technique est qu'elle est destructive.

II.2.2.2.4/ Méthode des répliques

La méthode des répliques a souvent été utilisée (Bascoul et al., 1993 ; Ringot et al., 1987, cités par Haïed, 1995 ; Zamora, 1990). En fait, il existe deux sortes de répliques :
- Les répliques de l'espace poreux
Dans ce cas, la réplique est la matérialisation de l'espace poreux. Sa préparation passe par les étapes suivantes : l'éprouvette sèche est placée dans une enceinte dans laquelle on fait le vide. On sature ensuite totalement l'éprouvette avec une résine époxy très fluide. La polymérisation de la résine s'effectue sous l'effet de la chaleur. L'éprouvette est ensuite lessivée en un premier temps à l'acide chlorhydrique, puis à l'acide fluorhydrique, de telle sorte que seule la résine reste en place, les phases minérales de la roche étant dissoutes. On a ainsi une réplique du milieux poreux et les vides de la roche sont matérialisés par la résine, les phases minérales

ayant totalement disparu. La réplique ainsi construite peut alors être observée au MEB où on peut visualiser le type et la géométrie du réseaux poreux, l'existence et l'orientation des microfissures.

- Les répliques de surfaces

Les répliques de surface sont des empreintes qui permettent une observation de la topographie superficielle du matériau, de la surface de l'échantillon. La prise d'empreinte s'effectue au moyen d'un film (d'acétate de cellulose, par exemple). Le solvant de ce film est pulvérisé sur la surface à répliquer, puis le film y est appliqué. Quelques minutes après son application, le film est délicatement décollé et placé entre deux lamelles de verre. L'observation des répliques de surfaces est non destructive pour l'échantillon, elle est facile à mettre en œuvre, elle est d'une précision remarquable et permet de déterminer l'étendue des réseaux de microfissuration. Ce suivi de la microfissuration permet de fournir des informations sur la localisation des déformations. Toutefois, l'observation des répliques de surfaces nécessite de réaliser des surfaces d'étude parfaites, le moindre défaut ou décrochement pouvant rendre les images indéchiffrables. Elle ne permet de suivre l'évolution de la microfissuration jusqu'à la rupture dans le même échantillon que dans l'essai uniaxial. Elle ne permet pas de détecter le moment et le lieu précis de la localisation.

II.2.2.3/ LES METHODES QUANTITATIVES

II.2.2.3.1/ Présentation générale

Elles permettent le suivi de l'évolution des déformations à partir d'indicateurs physiques choisis. Elles mettent en évidence les discontinuités présentes dans une roche. Il existe un très grand nombre de méthodes quantitatives. Les deux méthodes les plus utilisées dans l'étude de la localisation sont les ondes ultrasonores et l'émission acoustique. L'émission acoustique et les vitesses des ondes élastiques sont des mesures soniques. Ces deux méthodes ont l'avantage d'être non destructives. Contrairement aux autres méthodes qui reposent sur l'examen d'une surface, ces deux méthodes permettent de décrire quantitativement l'évolution de la microfissuration dans tout le volume de l'échantillon. Elles se heurtent toutefois à deux difficultés majeures, liées à leur caractère vibratoire. La première concerne l'aspect dispersif vis à vis de leur vitesse de propagation. La transmission et la qualité de signaux dépendent de la texture de la roche. Plus les grains de la roche sont fins, plus les signaux sont de bonne qualité et plus les mesures sont précises. La deuxième difficulté résulte des hypothèses de base (milieu isotrope et/ou infini). Les propriétés vibratoires peuvent refléter des anisotropies qui ne dépendent que de la direction de propagation et cela à cause de certaines propriétés vectorielles, cinématiques ou dynamiques dans le matériau anisotrope sous sollicitation plutôt que des changements d'états liés à la microfissuration. Il existe également une méthode appelée tomodensitométrie au scanner qui permet d'obtenir, à partir de la densité radiologique, une mesure locale de la déformation volumique de l'échantillon. Cette méthode présente également plusieurs inconvénients liés entre autres à la taille de la zone étudiée.

II.2.2.3.2/ Localisation et émission acoustique

De nombreux travaux sont basés sur l'émission acoustique. (Rossi et al., 1989 ; Rossi et al., 1993 ; Terrien et al., 1992 ; Lockner et Byerlee, 1992, cités par Haïed, 1995 ; Scholz, 1968 ; Sondergeld et Estey, 1981, cités par Santarelli et Brown, 1989 ; Holcomb, 1992, cité par Diouta, Haïed, Kondo, Shao, 1994 ; Yanagidani et al., 1985 ; Lockner et al., 1991 ; Lockner et Byerlee, 1991 ; Lockner et al., 1992 ; Lockner et Byerlee, 1977 ; Lockner et al., 1992).

Il est largement accepté que l'émission acoustique est un indicateur efficace de l'évolution de

la microstructure, et notamment de la microfissuration dans les échantillons de roche. Cette association est appuyée par l'observation que l'initiation d'une émission acoustique marquée peut être corrélée avec le seuil de dilatance, qui est lui-même attribué à l'initiation et à la prolifération des microfissures (Suzuki et al., 1964 ; Scholz, 1968 ; Barron, 1971, cités par Paterson, 1978 ; Lockner et al., 1992).
L'émission acoustique dans un échantillon résulte des événements acoustiques produits par les déformations locales qui ont lieu avec suffisamment de brutalité pour libérer de l'énergie générant des pulsations acoustiques. On réalise un comptage des événements acoustiques qui surviennent dans l'éprouvette. Les événements acoustiques enregistrés durant la phase de chargement des éprouvettes sont supposés résulter de la création et de la formation des microfissures. La localisation des déformations étant une densification de la microfissuration, le changement d'activité acoustique à la localisation est sensible. En fait, après les travaux pionniers d'Obert et Duvall (1942, 1945, cités par Paterson, 1978), il y a eu beaucoup d'études expérimentales qui montrent que le nombre d'événements acoustiques par unité d'incréments de contrainte augmente quand la contrainte augmente, spécialement quand elle approche de la contrainte de rupture macroscopique. La microfissuration locale fait augmenter l'émission acoustique (figure 2.2.8).

Figure 2.2.8 : A gauche : granite de Westerly chargé en compression avec une pression de confinement de 400 MPa. Influence typique de la contrainte sur l'émission acoustique. (d'après Scholz, 1968, cité par Paterson, 1978). A droite : localisation des événements acoustiques à partir de capteurs multiples (d'après Lockner, 1993)

Spécialement dans le cas d'une compression uniaxiale, il y a souvent une émission acoustique supplémentaire sous faibles contraintes, qui peut être attribuée à l'écrasement des pores. C'est pourquoi il n'est pas toujours facile de déterminer précisément un seuil de contrainte pour l'initiation de l'émission acoustique attribuable à la microfissuration. Cependant, une grande augmentation dans l'activité acoustique devient toujours évidente à un certain niveau du chargement. En observant le temps relatif d'arrivée des signaux acoustiques sur les capteurs placés à différents endroits de la surface ou répartis le long d'une génératrice de l'éprouvette, l'origine spatiale des microfissures peut être déterminée. Lorsqu'on se place dans un milieu isotrope, les ondes sonores se propagent avec la même célérité (c) dans toutes les directions. Par conséquent, le front d'ondes est une sphère centrée au point où se trouve la source. Si l'on fixe deux capteurs à des distances R_1 et R_2 de la source, ils intercepteront l'onde à deux instants différents t_1 et t_2 . Il en résulte que la mesure de $\Delta t = t_2 - t_1$ permet de situer la source. La position exacte de la source dans le plan est parfaitement déterminée et localisée avec trois capteurs piézo-électriques résonnants. La mesure des émissions, lorsqu'elle est faite à l'aide de capteurs multiples, permet de localiser les événements acoustiques par une technique de tomographie (figure 2.2.8). La détermination des lieux d'émission est très intéressante pour l'étude de la localisation. Elle a donné lieu également à de nombreux travaux. (Scholz, 1968 ; Yanagidani et al., 1985 ; Satoh et al., 1996, cités par Bésuelle, 1999 ; Lockner, 1993 ; Lockner et al., 1992). Les sources de l'émission acoustique (hypocentres) ont dans un premier temps une distribution aléatoire dans l'échantillon, ce qui indique que la microfissuration est initialement uniformément distribuée, et associée à la dilatance du matériau. Ensuite, à de plus grandes contraintes, ces sources commencent à s'organiser, à se concentrer dans une zone relativement plane. Enfin, les fissures se propagent avec une intense émission acoustique. les lieux d'émission sont regroupés autour des fractures, dans une zone étroite de faible épaisseur (quelques millimètres), la bande de cisaillement macroscopique s'est finalement matérialisée (figure 2.2.9). Ces études ne s'intéressent pas à la nature vibratoire des émissions acoustiques, mais seulement au nombre et à la fréquence statistique des événements, autrement dit, à la distribution statistique des amplitudes et des fréquences caractéristiques des émissions

acoustiques. Des tentatives ont été faites pour mieux caractériser l'émission acoustique par la détermination de leur fréquence et de l'énergie des pulsations acoustiques. L'objectif de telles études est de mieux caractériser les signaux en fonction de leurs propriétés ondulatoires, pour en définir la signature acoustique (fréquence, amplitude). Scholz (1968) a distingué deux types d'émissions, les émissions à basses fréquences (type II) et les émissions à plus hautes fréquences (type I). Ohnaka et Mogi (1982, cités par Bésuelle, 1999) ont distingué 5 phases lors du chargement uniaxial d'un échantillon (andésite et granite). Lors de la première étape, à des contraintes inférieures à 10% de la résistance à la rupture, les émissions ont une faible fréquence et sont attribuées à la fermeture des fissures. Lors de la deuxième étape, les émissions sont très faibles. Cela est dû au fait que dans la phase élastique, la microfissuration induite par le chargement est négligeable. Lors de la troisième étape, à partir du seuil de microfissuration, les émissions augmentent de façon croissante, du fait des nouvelles fissures. Les événements à faibles fréquences et ceux à hautes fréquences augmentent de façon identique. Lors de la quatrième étape allant jusqu'à environ 100% de la contrainte maximale, le taux d'émission augmente très rapidement, mais les basses fréquences augmentent plus vite que les hautes fréquences. Comme le rappelle Bésuelle (1999), deux phénomènes concomitants peuvent expliquer cette différence. D'une part, les fissures se propagent et se relient entre elles, pour former de plus grosses fissures ; comme le mécanisme de coalescence devient prédominant sur les mécanismes individuels, les événements à basses fréquences, associés à de plus grosses fréquences, prédominent. D'autre part, la dilatance due aux microfissures change le coefficient d'atténuation de la roche, et les plus fortes fréquences sont moins bien transmises vers les capteurs acoustiques. Lors de la dernière étape menant à la rupture brutale de l'échantillon, les hautes fréquences deviennent très prédominantes. Cela est dû au rôle de nucléation que jouent les capteurs acoustiques sur la surface de l'échantillon. De nouvelles fissures s'y créent et vont rejoindre la macrofissure. En conclusion, cette technique est très performante dans le sens où elle est capable de situer dans l'espace et le temps, l'évolution spatiale de la microfissuration et sa localisation. Cette technique peut être utilisée pour tous les types d'essais. Toutefois, les difficultés expérimentales sont importantes. Elles sont liées à l'équipement coûteux et difficile à mettre en œuvre, aux propriétés acoustiques du matériau (intervalle de fréquence difficile à obtenir) et aux bruits de fond qu'occasionne la machine d'essai. Il faut que le bruit de fond provoqué par le fonctionnement de la presse puisse être filtré. La méthode nécessite de plus un équipement spécifique d'acquisition et d'interprétation des données.

Figure 2.2.9: Processus de formation de bande de cisaillement dans un échantillon de 76,2 mm de diamètre lors d'un essai triaxial. Localisation des hypocentres par émission acoustique. Localisation (b) puis propagation (de c à f) de la bande (d'après Lockner, 1993)

II.2.2.3.3/ Vitesse des ondes élastiques

La mesure de la vitesse des ondes élastiques a souvent été utilisée pour donner des informations sur les propriétés structurales de la roche (Tourenq, 1967 ; Fourmaintraux, 1970 ; Tourenq et al., 1971 ; Thill, 1972 ; Rao et Ramana, 1974 ; Hadley, 1975a ; Hadley, 1976 ; Lockner et al., 1977 ; Sobolev et al., 1978 ; Soga et al., 1978 ; Berthaud, 1987 ; Absi, 1990). Les amplitudes des constantes élastiques sont sensibles à l'assemblage minéralogique et sont affectés par les formes, la distribution, l'orientation cristallographique préférentielle des composants. Ils sont aussi affectés par la présence, la taille et l'orientation des défauts tels que des pores et des fissures, et de la présence ou non de fluides interstitiels. Les propriétés élastiques peuvent être déterminées à partir des mesures statiques des contraintes et des déformations ou par des méthodes dynamiques. Dans ces derniers cas, les vitesses sismiques

des ondes élastiques sont généralement mesurées, en utilisant des méthodes basées sur les modes résonnants des échantillons ou sur la propagation des ondes élastiques dans les échantillons.

Ondes planes P et S : lorsqu'un solide est soumis à une perturbation d'origine mécanique ou thermique, des ondes élastiques prennent naissance et se propagent dans ce solide. On distingue généralement deux types d'ondes : les ondes planes et les ondes de surface. Seules les ondes planes intéressent les études consacrées à l'évolution du développement de la microfissuration et en particulier la détection du seuil de localisation. Il existe deux sortes d'ondes planes susceptibles de se propager à l'intérieur d'un solide, homogène et isotrope. Les ondes longitudinales (ou de compression) appelées aussi ondes P (primaires) ont la vitesse de propagation V_p la plus élevée. Dans ce cas, la direction de polarisation est parallèle au sens de propagation de l'onde. Les ondes transversales (ou de cisaillement) appelées aussi ondes S (secondaires) ont une vitesse de propagation notée V_s. La direction de polarisation est perpendiculaire au sens de propagation de l'onde. L'avantage de l'utilisation combinée des profils P et S est qu'elle donne en principe les paramètres élastiques du milieu supposé homogène et isotrope. V_p et V_s s'expriment facilement en fonction des coefficients élastiques de Lamé λ et μ et de la masse volumique du milieu ρ: $(V_p)^2 = (\lambda+3\mu)/\rho$ et $(V_s)^2 = \mu/\rho$

Le rapport V_p/V_s ne fait pas intervenir la densité. $(V_p / V_s)^2 = (\lambda+2\mu)/\mu$

Les vitesses V_p et V_s sont toutes les deux affectées par la présence de microfissures dans le milieu élastique où elles se propagent. L'influence des discontinuités sur V_p est très importante lorsque la direction de propagation est perpendiculaire au plan de fissuration. V_p est par contre peu affectée lorsque cette propagation s'effectue dans ce plan.

Effet de la porosité: la porosité n (%) a un effet important sur la vitesse des ondes. Les premiers travaux dont probablement dus à Wyllie et al. (1956, 1958, cités par Zamora, 1990). Ces auteurs mesurent V_p (avec une technique d'ultrasons) dans un grand nombre de matériaux poreux, naturels et synthétiques, à température ambiante et sous pression. Les éprouvettes sont soit sèches, soit saturées en divers fluides (eau, saumure ou liquides organiques). L'ensemble de ces mesures a permis de trouver une relation simple (la relation moyenne sur le temps) entre le pourcentage de porosité de la roche n%, la vitesse des ondes P (de compression) dans le milieu V, la vitesse de la matrice solide V_M et la vitesse dans le fluide saturant V_F.

$\frac{1}{V} = \frac{1-n}{V_M} + \frac{n}{V_F}$: formule de Wyllie et al. (1956, 1958, cités par Zamora, 1990 et Bourbie, Zinszner, 1985), Wyllie et al. (1962, cités par Bourbie et Zinszner, 1985), donnant la variation des vitesses avec la porosité. Cette relation est une bonne approximation quand les roches sont des grès de porosité intermédiaire, saturés en fluide, et soumises à une pression effective de l'ordre de celle trouvée in situ. Si la vitesse du fluide saturant est faible, la vitesse V est indépendante de la nature du fluide. Mais cette relation ne s'applique pas très bien aux roches ayant une porosité sous forme de fissures.

Bourbie et Zinszner (1985) ont évalué la vitesse de compression V_p en fonction de la porosité d'échantillon de grès de Fontainebleau saturé en eau à 100 %. Les échantillons sont soumis à la pression atmosphérique ou à une contrainte uniaxiale de 50 bars (figure 2.2.10). On peut ainsi constater une tendance linéaire de la fonction donnant la vitesse de compression en fonction de la porosité.

Figure 2.2.10: Vitesse de compression ultrasonique en fonction de la porosité totale pour des échantillons saturés en eau à 100% testés à pression atmosphérique et à 50 bars de contrainte uniaxiale (d'après Bourbie et Zinszner, 1985).

II.2.2.3.4/ Propriétés de transport

Les mesures de résistivité électrique, de perméabilité, et des propriétés de transfert du matériau en général, sont également à ajouter par leurs similitudes au groupe des mesures soniques, comme par exemple les mesures de vitesse de propagations des ondes élastiques à travers la roche. Les propriétés de transfert sont notamment sensibles à l'anisotropie de l'orientation des microfissures. A l'approche du pic de contrainte, à la localisation, les mesures manifestent souvent des accélérations dans leur évolution, comme une augmentation de la perméabilité (Keaney et al., 1998, cités par Bésuelle, 1999) ou une atténuation de la vitesse des ondes (Lockner et al., 1977). Comme le fait remarquer Bésuelle (1999), les propriétés de transfert nous renseignent relativement peu sur le phénomène de localisation, mais ce sont des indicateurs intéressants de la localisation. Elles ont par ailleurs l'avantage de pouvoir être appliquées facilement in-situ, et peuvent être précieuses pour les prédictions de tremblements de terre, ou les problèmes liés aux exploitations pétrolières.

II.2.2.3.5/ Tomographie aux rayons X

Principe de l'étude tomodensitométrique : le tomographe, connu pour son application médicale sous le nom de scanner à rayons X, combine la radiographie classique et l'analyse numérique. La radiographie classique repose sur la mesure de la transmission d'un faisceau de rayons X à travers un corps. La source de rayonnement X admet un mouvement de translation pour le balayage orthoradial et un mouvement de rotation pour changer l'incidence du rayonnement sur le corps. De cette façon, le faisceau est envoyé sur le corps sous plusieurs incidences. Le profil d'atténuation qu'a subi le faisceau de rayons X en traversant le corps étudié est mesuré et enregistré par une plaque photographique, ou encore une série de détecteurs (figure 2.2.11). Cette technique permet d'établir une carte interne au corps, chaque point à l'intérieur étant caractérisé par son aptitude à transmettre un rayonnement X. L'analyse numérique servant à l'établissement de cette carte, utilise les profils d'atténuation, obtenus sous différents angles. Le traitement informatique permet d'attribuer à chaque élément de matière une densité radiologique. Si l'on décompose de façon fictive l'échantillon en série de tranches successives, traitées une par une par le scanner, il est alors possible de reconstituer entièrement l'échantillon par rapport à ses propriétés d'absorption. En déplaçant l'échantillon dans le scanner et en juxtaposant les coupes tomographiques jointives successivement enregistrées, une image tridimensionnelle de l'échantillon peut être reconstruite. Une carte représentant les variations spatiales de la densité radiologiques peut être tracée pour un échantillon de taille acceptable et avec une résolution spatiale de l'ordre du mm^3. Les coupes scanner, aussi bien que les images reconstruites peuvent être corrélées à des valeurs de porosité ou à des données minéralogiques. La carte permet ainsi de mesurer l'évolution de la compacité d'un matériau. La technique tomographique a l'avantage d'être non destructive. (Latière et Mazerolle, 1987 ; Bossi et al., 1990 ; Blumenfeld et Glover, 1981, cités par Bésuelle, 1999).

Figure 2.2.11 : Principe du scanner. (d'après Tillard, 1992).

Apport du scanner en mécanique des roches et des sols: l'industrie pétrolière a été la première à utiliser en routine le scanner afin de sonder les carottes remontées de forage pour mesurer la masse volumique et la porosité d'une roche, pour détecter et évaluer l'épaisseur des fractures, pour déterminer la minéralogie d'une roche, pour suivre l'écoulement des fluides dans un milieu poreux ou encore pour connaître l'état de saturation d'une roche. Une extension concernant les sols non saturés, triphasiques, permet de mesurer d'une part la variation d'indice des vides d'un matériau et d'autre part l'évolution de la teneur en eau. Aujourd'hui,

la tomodensitométrie est devenue une méthode non destructive qui permet d'analyser localement la réponse volumique d'un échantillon à une sollicitation mécanique en nous révélant l'initiation, la progression et l'organisation spatiale de son endommagement. L'ouverture de microfissures par laquelle se manifeste l'endommagement de certaines roches entraîne en effet une augmentation de la porosité du matériau qui se traduit par une baisse de la densité radiologique enregistrée par le scanner. Si, par un étalonnage préalable, la densité radiologique a été corrélée au poids volumique où à la porosité du matériau, les coupes tomographiques donnent accès une mesure locale de la déformation volumique de l'échantillon. dans le cas d'un matériau quasi homogène et sans fluide interstitiel, une variation locale de porosité, résultant d'une localisation de la déformation, peut être détectée. Dans un premier temps, la tomodensitométrie était réalisée en plusieurs étapes sur des échantillons déchargés après avoir subi un certain chargement. Deux possibilités existaient:
- A plusieurs reprises, un même échantillon était chargé, déchargé, sorti de la cellule et passé sous scanner (Desrues et Mokni, 1991 ; Tillard, Desrues et Mazerolle, 1990).
- Ou bien plusieurs échantillons étaient menés à différents stades de déformation et balayés par le scanner en une seule séance (Felice et al., 1991, cité par Tillard, 1992).

Aujourd'hui, des cellules triaxiales en alliage d'aluminium et de Beryllium, par exemple, dites transparentes aux rayons X, ont été installées dans les scanners même, si bien que toutes les phases de l'écrasement d'un échantillon peuvent être suivies au scanner. Les mesures peuvent être effectuées en continu pendant l'essai (Kooijman et al., 1991 ; Geraud, 1991 ; Tillard-Ngan, Desrues, Raynaud et Mazerolle, 1992, cités par Tillard, 1992 ; Vinegar et al., 1991). Grâce à l'instrumentation de ces cellules triaxiales, la réponse globale du matériau peut être enregistrée de façon classique et enrichie des informations locales apportées par le scanner. On parle alors d'étude tomodensitométrique sur des essais triaxiaux ou par souci de simplicité de tomotriax. Toutefois, comme les cellules triaxiales doivent être transparentes, les pressions de confinement sont souvent limitées (de l'ordre de 10 MPa). Le scanner reste malgré tout un outil puissant qui permet qui permet de mieux cerner le comportement des géomatériaux à la rupture. Les études sur les roches ont été réalisées , par exemple, sur le grès de Castlegate (Vinegar et al., 1991), sur la marne de Beaucaire (Tillard, 1992), sur un calcaire crayeux d'Orgon (Raynaud et al., 1989, cités par Bésuelle, 1999).

Avant sa rupture, comme l'ont suggéré Ord, Vardoulakis et Kajewski (1991), l'échantillon pourrait éventuellement être conduit à sa ruine par des micro-rotations de grains qui, non accompagnées d'une forte déformation volumique, ne peuvent pas être décelées au scanner. Le scanner ne permet donc de détecter la perte d'homogénéité de l'échantillon correspondant au seuil de localisation que sous certaines conditions. Par ailleurs, la technique pose des problèmes de résolution pour des matériaux à grains fins qui peuvent rendre délicates les mesures quantitatives. La résolution de la mesure par tomographie est traitée en détail par Desrues et al. (1996) et Johns et al. (1993, cités par Bésuelle, 1999).

Une relation linéaire entre la densité radiologique et la porosité d'un matériau a été établie expérimentalement par Mokni (1992) et Desrues et al. (1996, cités par Bésuelle, 1999) sur un sable et par Vinegar et al. (1991) sur un ensemble de grès. Comme le fait remarquer Bésuelle (1999), si on fait des mesures sur un échantillon présentant une zone où la porosité change fortement, comme c'est le cas dans une bande de cisaillement, le profil de la densité radiologique, réalisé perpendiculairement à la bande, montre un pic au niveau de la bande correspondant à une plus forte ou plus faible porosité par rapport au milieu environnant. Plus un point tend vers le noir, plus la porosité est élevée. Plus un point tend vers le blanc, moins sa porosité est élevée. Le blanc et le noir « parfaits » correspondent à des porosités en dehors de la zone de calibration choisie pour tracer les coupes. Finalement, la tomographie aux rayons X a permis à Bésuelle de visualiser l'intérieur des échantillons de grès et d'observer les phénomènes de dilatance et de contractance des bandes.

II.2.2.4/ LES METHODES DE CHAMP DE DEFORMATION

II.2.2.4.1/ Présentation générale

L'autre façon d'aborder la détection du seuil de localisation est d'utiliser les méthodes de champ. Elles permettent de mesurer précisément et de caractériser le champ de déplacement ou de déformation dans l'échantillon. Ces techniques comparent les déformations dans plusieurs directions, permettent d'observer un changement de l'évolution du champ de déformation et donc de détecter une éventuelle perte d'homogénéité. Elles ont une relative facilité de mise en œuvre et un coût modeste. Elles sont non destructives et permettent de suivre le développement de la microfissuration en caractérisant le champ de déplacement, partiellement dans le cas du SPECKLE et sur toute la surface de l'éprouvette dans le cas de la stéréophotogrammétrie, cela sans avoir recours à des déchargements. Leurs utilisations restent cependant limitées aux problèmes plans et éventuellement à l'essai de compression uniaxiale.

II.2.2.4.2/ Stéréophotogrammétrie de faux relief

La méthode stéréophotogrammétrique a été utilisée dès le début des années 70 par des chercheurs anglais et polonais (Butterfield et al., 1970 ; Bonneval, 1972). Elle a ensuite été appliquée assez largement en France où Beynet, Trampezyuski (1977), Benefice et Boehler (1979) l'ont appliquée aux métaux et Desrues et Duthilleul (1984), Desrues (1987), Desrues (1989, 1992), Desrues (1984), Mokni (1992), Benaija et al. (1990), Tillard (1992), Hammad (1991), Desrues et Chambon (1986) aux géomatériaux (sables, grès, argiles, …). Plus récemment, Torrenti et Benaija ont étudié l'application de cette méthode pour les études de localisation dans les bétons, en collaboration avec Desrues (Torrenti, 1987 ; Torrenti et al., 1988 ; Torrenti, Benaija, 1990 ; Torrenti et al., 1989 ; Benaija, 1992 ; Benaija et al., 1990 ; Hammad, 1991 ; Bascoul et al., 1993 ; Torrenti et Boulay, 1993).

Stéréophotogrammétrie de vrai relief : dans le cas général, la vision stéréoscopique est utilisée pour restituer une troisième dimension effective et la mesurer. La technique consiste à utiliser des photographies d'un objet déformable, prises sous deux angles différents, pour restituer l'objet dans sa géométrie tridimensionnelle. L'application principale de la stéréophotogrammétrie a été et reste la topographie par analyse de photographies aériennes, en vue d'établir la cartographie des régions photographiées avec leur altitude. La photogrammétrie terrestre est aussi une application courante, qui consiste à analyser des clichés réalisés à partir de deux stations distantes d'une certaine longueur. La photogrammétrie industrielle relève du même principe, appliqué à des objets ou des pièces dont on cherche à mesurer précisément la géométrie tridimensionnelle. On réalise une caractérisation géométrique ultrafine d'objets industriels ou de bâtiments. dans ces cas, le relief perçu correspond effectivement à la vraie géométrie de l'objet ou du terrain.
Stéréophotogrammétrie de faux relief : la stéréophotogrammétrie de faux relief, au contraire, utilise des photographies d'un objet déformable, prises sous un angle unique. Les photographies correspondent à différents états de déformation de l'objet, mais par cette technique, la déformation entre deux états peut être visualisée sous la forme d'un faux relief. Cette technique est étroitement liée au principe de la perception du relief par l'appareil visuel d'un être humain, possible grâce à l'existence d'une vision binoculaire et au traitement de l'image effectué par le cerveau. Cette technique repose donc sur la vision stéréoscopique, une faculté qui permet à un observateur de décoder en terme de profondeur les légères différences

géométriques qui existent entre les images perçues par les rétines de ses deux yeux. les différences entre les signaux captés par chacune des rétines sont enregistrées, analysées et interprétées comme un relief. Ces différences sont dues au fait que le point de vue d'un œil est légèrement différent de celui de l'autre. Un même objet est vu sous des angles très légèrement différents par les yeux de l'individu. L'observateur humain a développé la capacité d'interpréter en terme de troisième dimension les différence perçues, et ceci avec une grande sensibilité, qui varie cependant notablement d'un individu à l'autre. la stéréophotogrammétrie de faux relief consiste à utiliser le sens de vue en relief. c'est une technique de mesure qui permet d'analyser avec une grande précision les différences entre deux clichés. Ce principe peut par exemple être exploité au moyen d'un appareil photographique, prenant deux vues d'un même objet selon des points de vue différents. Par projection stéréoscopique de ces vues, on arrive à créer le relief de l'objet photographié. On obtient un document qui décrit la géométrie de l'objet photographié. Ce principe peut également analyser les différences géométriques de deux objets très voisins, tels que des clichés réalisés au cours d'une expérience de déformation d'un échantillon. Les différents états de déformation peuvent être mémorisés à l'aide d'une série de clichés. Cette opération nécessite l'identification d'un même point sur deux clichés. Des repères fixes sont définis. Les clichés sont pris d'un même point de vue spatial, mais à des instants différents, entre lesquels une certaine déformation a eu lieu en fonction des contraintes imposées à l'échantillon. Les points non coïncidents résultent de déplacements relatifs. La perception que l'on a de cette déformation est celle d'un relief, ce qui permet une visualisation intuitive du champ de déformation. A partir de photographies d'échantillon prises à différents niveaux de chargement, et donc à différents états de déformation, on restitue le déplacement local de certains points de la surface de l'échantillon. On en déduit alors une carte du champ de déformation dans le cas d'une déformation diffuse ou des sauts de déplacement sur les lèvres de fissures. En utilisant les appareils optico-mécaniques qui ont été mis au point pour la cartographie, la méthode, de qualitative, devient quantitative et permet des mesures d'une grande précision du champ de déplacements d'un certain nombre de points répartis sur l'échantillon (figure 2.2.12). Torrenti montre que, pour un opérateur entraîné, l'écart-type de mesures répétées des coordonnées d'un même point avoisine le micron, en x comme en y. On doit cependant remarquer que seuls les déplacements dans le plan perpendiculaire à la direction de prise de vue peuvent être observées, ce qui peut donner lieu à des erreurs de mesures. Il est donc souhaitable pour une utilisation rigoureuse de la méthode de travailler sur des échantillons soumis à une déformation plane, ou au moins présentant des déplacements hors plans négligeables. L'échantillon ne doit pas ou peu, se déformer suivant la direction de visée. Dans l'application de cette technique à la détection du seuil de localisation, l'appareil photographique est fixe, et ce sont les déformations planes de l'échantillon qui sont perçues comme un faux relief. La méthode est donc limitée aux problèmes plans. Il est nécessaire d'avoir une surface plane de l'échantillon et c'est pourquoi ce dernier est en général prismatique.

Figure 2.2.12: Champs de vecteurs déplacement (haut) et de distorsion incrémentale (bas). (d'après Haïed, 1995).

II.2.2.4.3/ Granularité laser (Speckle)

Cette technique a été souvent utilisée (Berthaud, 1991 ; Benaïja, 1992 ; Bascoul et al., 1993 ; Benaïja et al., 1990, cités par Haïed, 1995 ; Liu et Livanos, 1976, cité par Santarelli, 1988).
Elle consiste à éclairer la surface de l'éprouvette à l'aide d'un faisceau de rayons parallèles (source à l'infini ou rayon laser). Chaque particule de cette surface réfléchit une onde de même nature que la source. La différence entre la taille des irrégularités (grains, particules, cristaux, déplacement et/ou microfissuration) fait que cette onde réfléchie conserve sa

longueur mais modifie la phase de l'amplitude de l'onde source. La méthode utilise le principe d'Huyghens-Fresnel, la diffraction à l'infini est établie au moyen d'un faisceau de rayons parallèles (laser) et d'une petite fente circulaire disposée entre l'éprouvette et l'écran. La méthode consiste donc à mesurer la diffraction d'une onde lumineuse dans une fente formée d'une part par un côté de l'échantillon que l'on teste, et d'autre part, par une plaque d'acier. La figure de diffraction dépendant de la largeur de la fente, il est alors possible de remonter à la déformation de l'échantillon. En effet, les franges d'interférences obtenues sur l'écran permettent de tracer la distribution de l'intensité lumineuse. La direction des franges est perpendiculaire au vecteur déplacement local et sa norme est inversement proportionnelle à l'interfrange. le dépouillement des clichés enregistrés sur négatif holographique se fait point par point et permet d'obtenir le champ de déplacement réel par l'analyse spectrale des franges d'interférence, produites par la déformation locale. La taille de la surface examinée est relativement faible par rapport à celle de l'échantillon, la localisation qui peut se manifester en un point quelconque peut donc passer inaperçue. De plus, cette méthode n'est utilisable que pour l'essai uniaxial.

II.2.2.4.4/ Interférométrie holographique

Cette technique est également appelée « holographie optique ». Son principe est le suivant :
Une source lumineuse éclaire la surface de l'échantillon, et les ondes réfléchies sont diffractées sur un écran. Des photographies sont prises de la projection des franges d'interférométrie renvoyées par la surface de l'échantillon. La méthode consiste à superposer une photo holographique de l'échantillon sous charge et de la comparer avec une photo de l'échantillon non chargé, ce qui permet de tracer une véritable carte complète des déformations. Les franges d'interférométrie, de par leur forme et leur épaisseur, renseignent sur le champ de déformation d'une surface plane de l'éprouvette (Spetzer et al., 1974 ; Meyer et Spetzer, 1976, cités par Bésuelle, 1999). Comme la méthode établit un champ de déformation observé en surface d'un échantillon, les échantillons doivent être en général prismatiques. Notons qu'il est nécessaire d'avoir plusieurs photographies pour reconstituer entièrement le champ sur une surface entière d'échantillon. La méthode permet de visualiser en temps réel l'aspect de la déformation. Cette méthode est peu pratiquée en mécanique des roches, dans les tests uniaxiaux (Spetzler et Martin, 1974 ; Spetzler et al., 1974, cité par Santarelli, 1987, 1988 et Santarelli et Brown, 1989), dans les tests triaxiaux (Spetzer et al., 1981, cités par Bésuelle, 1999 ; Soga et al., 1978, cité par Santarelli et Brown, 1989), dans les tests biaxiaux, en condition de déformation plane, (Sobolev et al., 1978, cité par Santarelli, 1988). Cette technique peut se révéler assez onéreuse à mettre en place sur une cellule triaxiale classique car elle demande, pour visualiser la surface de l'échantillon, un certain équipement (saphir optique, choix du fluide de confinement (transparent), piston transparent, changement de la géométrie des éprouvettes, …). Elle semble assez difficile à mettre en œuvre.

II.2.2.4.5/ Localisation par mesures des déformations

L'objectif de cette technique est de déterminer expérimentalement le seuil de localisation directement à partir des mesures de déformations radiales. La démarche expérimentale pratique consiste simplement à effectuer des mesures multiples de ces déformations en différents points de l'échantillon, dans plusieurs directions. On « multiplie » donc le nombre de capteurs mesurant les déplacements de l'échantillon. Ces capteurs peuvent être des mesures locales de jauges de déformation, (Hadley, 1975 ; Yanagidani et al., 1985), des

capteurs de déplacement tels que l'extensomètre du type « cantilever » utilisé par (Santarelli, 1987), voire même des capteurs internes de déformation, (Bésuelle, 1999). L'avantage de cette technique de multiplication des mesures des déformations est donc qu'elle utilise du matériel courant. Il est possible de détecter le seuil de localisation dans un test uniaxial ou triaxial de révolution en utilisant un matériel de mesure simple. La méthode a des avantages pratiques de coût, de matériel, de simplicité de mise en œuvre.
Compte tenu des moyens expérimentaux à notre disposition, nous avons choisi d'utiliser cette technique des mesures multiples de déformations pour traiter nos propres essais. Cette technique pour déterminer le seuil de localisation est inspirée du travail de Hadley (1975). Hadley est la première à avoir proposé une procédure expérimentale ne nécessitant qu'une multiplication des mesures de déformations et étant simplement basée sur le fait que les champs de déformation deviennent inhomogènes à la localisation. Hadley a effectué des essais triaxiaux sur le granite de Westerly et le gabbro de San Marcos. Les variations dans les déformations radiales avec le chargement axial ont été mesurées directement par quatre paires de jauges de déformations radiales espacées de façon égale dans la section médiane de l'échantillon. Chaque paire de jauges est supposée mesurer la déformation le long d'une ligne perpendiculaire à la ligne diamétrale joignant les centres des jauges. A partir des déformations mesurées, l'auteur trace une ellipse moyenne des déformations radiales à différents niveaux de contrainte (figure 2.2.13).

Figure 2.2.13 : Ellipse moyenne des déformations radiales. (d'après Hadley, 1975).

L'ellipse est construite par ordinateur en utilisant la méthode des moindres carrés et représente l'allure de la section déformée. L'ellipse de déformation est calibrée en utilisant au minimum six jauges de déformations placées dans plusieurs directions radiales. Mais on peut considérer moins de jauges si on fait l'hypothèse que l'ellipse est contrainte à être non-décentrée (centro-symétrique) mais libre. L'orientation des axes de déformations principales est exprimée comme étant l'angle entre l'axe majeur et l'éventuelle trace de la rupture en développement, de la bande de cisaillement. L'anisotropie de déformation, donnée par $(\varepsilon_{max}-\varepsilon_{min})/\varepsilon_{min}$, excède 10 % très rapidement après l'initiation de la dilatance. Avant le seuil de localisation, les déformations mesurées sont homogènes. Après ce seuil, les points mesurés s'écartent, dévient remarquablement de l'ellipse interpolée calculée de référence, caractérisant un champ de déformation homogène, les points mesurés s'organisent de moins en moins bien suivant l'ellipse (figure 2.2.14). L'auteur en déduit une indication claire que le champ de déformation près de la rupture a cessé d'être homogène par anisotropie de la dilatance. C'est cette non-homogénéité des déformations qui sera considérée comme critère expérimental d'apparition de la localisation. La localisation est initiée en ce point. Hadley affirme que l'anisotropie avant la rupture excède toujours 30 %.

Figure 2.2.14 : Représentation des ellipses de déformation pour des éprouvettes chargées en dessous de 90 % et au dessus de 90 % de la résistance à la rupture. (d'après Hadley, 1975b).

Toutefois, comme le souligne Hadley (1975b), les orientations des ruptures principales ne peuvent être prédites à partir de l'anisotropie des déformations mesurées.
S'inspirant à la base de l'étude de Hadley (1975b), Santarelli simplifia la procédure expérimentale. L'extensomètre utilisé par Santarelli est un capteur de type « Cantilever » travaillant en flexion. Pour la mesure de la flexion de poutres, il permet l'obtention du déplacement radial dans le plan horizontal médian de l'échantillon cylindrique. Cet extensomètre mesure le déplacement radial dans deux directions orthogonales dans ce plan. Dans l'optique de Hadley, on détermine le seuil de localisation des déformations à partir de l'étude de la perte d'homogénéité (ou d'uniformité) du champ de déformation dans

l'échantillon exprimé par les déformations latérales. Pour un essai triaxial, la méthode de déformation consiste à comparer les déformations latérales dans deux directions différentes (2 et 3) orthogonales entre elles, dans la section droite située à mi-hauteur de l'éprouvette. On trace la courbe représentant la variation de la déformation radiale dans la direction 2 (ε_{t2}) en fonction de la déformation radiale dans la direction 3 (ε_{t3}). Cette courbe présente une partie linéaire de pente quasiment égale à 1, correspondant à une même réponse des deux jauges de déformation. L'amplitude de l'écart entre cette pente et l'unité est un bon indicateur du degré d'homogénéité des déformations et du degré de l'anisotropie transverse du matériau dans la phase de déformation homogène. La pente correspondant à une roche isotrope testée avec des conditions d'interface optimales reste normalement proche de l'unité. Au delà d'un certain niveau de déformation, on observe une déviation brutale. La courbe n'est plus linéaire. La perte de linéarité de la courbe de déformation transversale ε_t^2-ε_t^3 caractérise donc la transition à l'état de déformation non uniforme, non homogène. Une surface de discontinuité commence à se développer. La perte de linéarité exprime une anisotropie de la dilatance ou une perte d'homogénéité dans le champ de déformation de l'échantillon, résultant de la localisation des déformations. La limite de linéarité de la courbe ε_t^2-ε_t^3 est donc un critère expérimental simple du seuil de localisation des déformations.
Millien (1993) a utilisé des jauges de déformation pour mesurer les déformations d'échantillons de grès des Vosges testés en compression triaxiale. Dans un esprit similaire, Millien a comparé les déformations mesurées dans différentes directions. Sur des fenêtres de taille croissante, Millien effectua un interpolation linéaire et étudia l'évolution de l'écart-type correspondant.
Haïed (1995), dans la suite des travaux de Kondo et Henry (1990) et Kondo, Haïed, Henry, Journiaux et Pozzi (1991) a également utilisé des jauges de déformation. Les éprouvettes testées sont des parallélépipèdes de grès testés en compression triaxiale. Quatre jauges de déformations transversales sont collées à mi-hauteur de l'éprouvette perpendiculairement à quatre génératrices diamétralement opposées deux à deux. La moyenne des deux mesures dans une direction est tracée en fonction de la moyenne correspondant à l'autre direction.
Dans un esprit similaire, Viggiani et al. (1994, cités par Bésuelle, 1999) a comparé la différence de mesures de déplacements latéraux dans deux directions opposées sur un échantillon d'argile testé en biaxial.
Sur des échantillons de marne, Tatsuoka et Kim (1994) ont utilisé la même méthode mais avec des capteurs internes (LDT) de mesure de déformation globale axiale. De la même façon que pour les mesures de déformations radiales, ils ont considéré qu'il y a localisation des déformations au moment de la divergence des mesures axiales.
Par ailleurs, Bésuelle (1999) a développé des capteurs internes de déplacement et les a utilisés pour détecter la localisation (figure 2.2.15). Il a disposé trois capteurs axiaux sur trois génératrices de l'échantillon à 120° les unes des autres, et quatre capteurs radiaux à 90°.

Figure 2.2.15: Exemple d'évolution des écarts des déformations axiales par rapport à la déformation axiale moyenne. (d'après Bésuelle, 1999).

Haïed (1995) a également utilisé cette technique de perte d'homogénéité des déformations

dans les essais triaxiaux qu'il a réalisé sur des échantillons cylindriques et prismatiques (figure 2.2.16).

Figure 2.2.16: Déviation par rapport à la linéarité de la courbe (ε_t^3, ε_t^2) au delà d'un seuil. Exemple de deux essais triaxiaux menés à 10 MPa (à gauche) et à 40 MPa (à droite) de pression de confinement. (d'après Haïed, 1995 et Haïed et al., 1997).

II.3/ MODELISATION

II.3.1/ APPROCHES THEORIQUES DE LA RUPTURE EN MODE LOCALISE

Diverses approches théoriques de la rupture se sont développées ces dernières années, on peut citer la mécanique de l'endommagement, la mécanique de la rupture, ou encore la théorie de la bifurcation. Il existe deux grands groupes théoriques complémentaires pour interpréter et modéliser le processus d'activation sélective de fissures menant à une rupture fragile localisée en bande de cisaillement de la roche en compression :

- la mécanique linéaire de la rupture qui à partir des critères locaux de propagation d'une fissure unique dans un milieu intact tente d'analyser la stabilité et plus précisément les phénomènes de propagation et d'interaction des fissures,

- la mécanique des milieux continus, la théorie de l'élastoplasticité et la théorie de la bifurcation en bande de cisaillement. Les modèles rhéologiques de type élastoplastique décrivent de manière globale le comportement de la roche sous certaines sollicitations. La théorie de la bifurcation fait appel à des critères de stabilité où interviennent en plus des propriétés de milieu, les conditions aux limites et la géométrie de la structure étudiée.

II.3.2/ DISCONTINUITES FAIBLE ET FORTE

Une discontinuité du champ de déplacement lui-même, représentant une discontinuité matérielle, est appelée discontinuité forte. Une discontinuité du champ de déplacement est dite faible si les solutions du champ de déplacement restent continues, tandis que le gradient de déplacement a un saut à travers la surface de discontinuité.
La mécanique de la rupture est basée sur une discontinuité forte du champ de déplacement.
En revanche, la théorie de localisation de la déformation comme bifurcation d'une déformation homogène est basée sur une discontinuité faible du champ de déplacement.
Dans une bifurcation continue, une déformation plastique supplémentaire est supposée se produire à l'intérieur et à l'extérieur de la zone de localisation et on a une même loi de comportement à l'intérieur et à l'extérieur de la bande. Dans une bifurcation discontinue, on a d'une part et d'autre de la bande une continuité du déplacement mais on n'a pas le même comportement. Une décharge élastique se produit à l'extérieur de la zone de localisation, tandis qu'un chargement et une déformation élastoplastique continue se produisent à l'intérieur. Ce mode de localisation est observé fréquemment dans l'expérimentation. Rudnicki et Rice (1975, Rice et Rudnicki, 1980) ont démontré que les bifurcations discontinues ne deviennent possibles en premier lieu qu'au point de bifurcation continu. Les bifurcations continues fournissent la limite inférieure de la gamme de déformation pour laquelle les bifurcations discontinues peuvent se produire.
Il existe depuis de nouvelles approches de la localisation pour l'analyse et la simulation du radoucissement des déformations dans les solides basées sur une discontinuité forte du champ de déplacement (Simo et al., 1993). Cette approche a été utilisée depuis par Regueiro et al. (1998), qui ont formulé un modèle de plasticité non associé dépendant de la pression. Ces approches considèrent tout d'abord une discontinuité du taux de déplacement et puis plus tard dans l'histoire de chargement une discontinuité du champ de déplacement lui-même.

II.3.3/ MECANIQUE DE LA RUPTURE

II.3.3.1/ HISTORIQUE

La mécanique de la rupture a pour origine une approche macroscopique des problèmes d'ingénierie liés à la propagation instable de fissures préexistantes. Elle considère que la rupture dans les roches est due à l'existence d'une fracture, c'est à dire d'une discontinuité du matériau, à l'échelle macroscopique. Elle étudie les conditions pour qu'une fissure préexistante dans le matériau se propage. La mécanique de la rupture dérive largement de la théorie de la rupture fragile de Griffith (1920, cité par Paterson, 1978). La mécanique de la rupture fut largement développée par les travaux, entre autres, de Griffith (1924), Irwin (1948, 1958, cités par Paterson, 1978), Nemat-Nasser et Horii (1982, Horii et Nemat-Nasser, 1985), Ashby et Hallam (1986), Scavia (1995, cités par Bésuelle, 1999). Elle fut employée par les mécaniciens des roches, dès le début des années soixante (Cook, 1965 ; Hoek, 1967).

II.3.3.2/ LIMITES DE LA THEORIE

L'espoir parmi les chercheurs fut considérable, surtout après la modification de la théorie de Griffith par McClintock et Walsh (1962, cités par Pellegrino, 1995), qui permit de considérer aussi le frottement qui se développe dans une fissure qui se ferme. Toutefois, ses limitations théoriques déçurent les espoirs des chercheurs. Cet échec provient de l'origine même de la théorie. La recherche fut initialement développé sur une fissure soumise à des sollicitations en traction, tandis que dans les roches, on a un réseau de fissures soumis à la compression. Déjà Brace (1963, cité par Vutukuri et al., 1974) souligna quelques difficultés théoriques pour l'application de cette théorie à la roche. Il suggéra que celle-ci ne pouvait être appliquée que pour prévoir le début de la propagation de la fissuration à partir d'une fissure particulière et non pour établir un critère pour la rupture globale. Une preuve expérimentale de l'hypothèse de Brace fut fournie par Bieniawski (1967b). Il démontra que le critère de Griffith modifié expliquait bien le comportement d'une fissure particulière fermée mais s'adaptait très mal à la résistance à la rupture globale. Finalement, Bieniawski affirma fermement que, si l'application du critère de résistance de Griffith au commencement de la fissuration était correcte, le même critère ne pouvait pas être utilisé pour la rupture globale du matériau en compression, tant du point de vue théorique qu'expérimental. Cependant, en dépit de ces conclusions, la mécanique de la rupture a continué à être utilisée en mécanique des roches pour la formulation de modèles de comportement.

II.3.3.3/ ELEMENTS DE BASE

On a souvent attribué aux défauts du matériau la cause principale de la rupture fragile. Sur la base d'une analyse des contraintes, Kirsch (1898, cité par Brady et Brown, 1985) et Inglis (1913, cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966) avaient déjà donné des solutions analytiques pour le calcul du facteur de concentration des contraintes pour des plaques infinies soumises à la traction avec respectivement un trou circulaire et un trou elliptique. Mais le facteur de concentration des contraintes devenait infini dans le cas d'une fissure et cela signifiait que des contraintes externes très faibles suffisaient pour la rupture d'un solide fissuré, ce qui est en contradiction avec la réalité.
Griffith (1920), à partir de considérations énergétiques, démontra que l'énergie élastique W_e relâchée par une plaque uniformément tendre, d'épaisseur unitaire et gravée par une fissure de longueur 2a, est proportionnelle à l'énergie contenue dans le cercle de rayon a avant la fissure

$W_e = \pi a^2 \frac{\sigma^2}{E}$ avec E module élastique du matériau.

$W_s = 4a\gamma$ est l'énergie surfacique nécessaire pour créer une fissure de longueur 2a, γ étant l'énergie par unité de surface. Pour qu'une fissure de longueur 2a s'allonge, il faut que l'énergie élastique relâchée dans une extension virtuelle soit supérieure ou égale à celle demandée par la création de la surface libre supplémentaire. $\frac{dWe}{da} \geq \frac{dWs}{da}$ soit $\sigma \geq \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a}}$.

Le modèle de Griffith fut généralisé par Irwin (1957, cité par Pellegrino, 1995) qui étudia la vitesse avec laquelle la contrainte autour de l'extrémité de la fissure tend vers l'infini. Il introduisit le facteur de concentration des contraintes K_I (stress intensity factor). Il détermina la valeur critique de K_I pour qu'il y ait instabilité à l'extrémité de la fissure de Griffith. $K_{Ic} = \sqrt{2\gamma E} = \sqrt{g_F E}$ avec g_F représentant l'énergie de rupture et correspond au double de l'énergie surfacique unitaire. Les deux paramètres K_{Ic} et g_F sont des caractéristiques du matériau liées à la création de nouvelles surfaces libres et sont appelées paramètres de ténacité à la rupture. Comme pour la rupture par traction, dont le facteur d'intensification des contraintes est K_I , il existe des facteurs d'intensification pour la rupture par cisaillement et la rupture par torsion notés respectivement K_{II} et K_{III}.

Les travaux de Horii et Nemat-Nasser (1985) sont fondamentaux dans le sens où ils constituent une synthèse des recherches précédentes et sont le point de départ de nouveau efforts théoriques et d'un progrès considérable dans le domaine de la micromécanique. L'objectif est de définir un critère globale de résistance pour les matériaux rocheux par la mécanique de la rupture. Pour cela, ils réalisèrent un programme théorique et expérimental, en utilisant, pour vérifier leurs conclusions, des plaques de résine présentant à l'intérieur une ou plusieurs fentes lubrifiées. Pellegrino (1995) cite également les modèles de Berkeley (Ewy et Cook, 1990 ; Ewy, 1990 ; Ewy, 1989 ; Ewy, Kemeny et al., 1987).

II.3.3.4/ MECANIQUE DE LA RUPTURE ET BIFURCATION

Papamichos (1992) traita le problème de l'instabilité de surface. Il utilisa une théorie, développée par Biot (1965), basée sur le principe de superposition des déformations incrémentales sur une déformation uniforme engendrée, en déformations planes, par une compression uniforme. La progression incrémentale de la déformation prend en compte la présence des fissures existantes. Papamichos développa les équations qui gouvernent le comportement et la possibilité de bifurcation par flambement pour un demi-espace linéaire, anisotrope et hypoélastique, sur la surface duquel il analysa les effets de la présence de fissures.

II.3.3.5/ MECANIQUE DE LA RUPTURE ET LOCALISATION

Bazant et al. (1993, cités par Pellegrino, 1995) étudièrent la rupture pour écaillage dans une cavité circulaire à l'aide d'un modèle simplifié, où le flambement est le phénomène principal.

Figure 2.3.1: Croissance d'une région elliptique fissurée à partir d'une cavité circulaire. (d'après Bazant et al., 1993).

Le modèle est basé sur un bilan énergétique dans la zone comprise ente le cylindre circulaire et le cylindre elliptique qui renferme la partie où se déroule la fissuration en colonnettes (figure 2.3.1). La perte nette d'énergie par unité de longueur $\Delta\pi$, due au passage de la cavité circulaire dans la roche intacte à une zone elliptique endommagée avec un écaillage vertical est $\Delta\pi = \Delta\pi_1' - \Delta\pi_0 + \pi_{cr}$.

$\Delta\pi_1'$ est la perte d'énergie potentielle lorsqu'on applique une traction uniforme σ_{cr} à l'intérieur de la surface de la cavité elliptique.

$\Delta\pi_0$ est la perte d'énergie potentielle lorsqu'on creuse une cavité circulaire dont le rayon R est égal à l'axe le plus petit de l'ellipse.

π_{cr} est l'énergie de déformation résiduelle, contenue entre l'ellipse et le cercle initial, donnée par l'énergie de flambement des colonnettes par écaillage.

Dans cette dernière, on inclut l'énergie dissipée par frottement entre colonnettes. Dans l'expression de π_{cr} apparaissent l'épaisseur h de l'écaille et une longueur empirique λ reliée à l'énergie dissipée par frottement, celle-ci étant l'épaisseur d'une tranche de roche intacte dont le déplacement relatif élastique de cisaillement, dû à la contrainte unitaire de cisaillement, est le même que celui entre les deux surfaces d'une fissure.

On peut considérer ensuite l'énergie dissipée par la fissuration de la roche ΔW , égale à la somme de l'énergie dissipée par toutes les écailles verticales. En comparant $\Delta\pi$ à ΔW , on peut construire une fonction $F(R, h)$ qu'on minimise par rapport à h pour obtenir la valeur σ_{ef} , qui représente la contrainte de compression la plus petite pour laquelle l'écaillage commence. De nombreuses hypothèses soutiennent ce modèle, notamment la symétrie de la rupture et la similitude des zones fissurées, dont la taille est proportionnelle au rayon de la cavité.

Une autre limite fort gênante concerne la difficulté d'assigner une valeur à λ , qui est une sorte de longueur interne du matériau. L'approche de Bazant et al. a le mérite d'introduire dans l'analyse de la stabilité de la cavité l'effet de la taille de celle-ci , car σ_{ef} dépend de R et de h.

II.3.4/ THEORIE DE LA BIFURCATION

II.3.4.1/ INTERETS ET OBJECTIFS DE LA THEORIE

La rupture dans les géomatériaux est le plus souvent précédée d'un changement spontané du mode de déformation qui peut être décrit et modélisé par le concept de bifurcation de l'équilibre. L'étude de la localisation des déformations en mécanique des roches s'inscrit dans le cadre de cette théorie de la bifurcation (Rudnicki et Rice, 1975). Ce phénomène est vu comme une instabilité matérielle dans une théorie de modes localisées. Le but de l'analyse de bifurcation est de reproduire les données relatives à la localisation des déformations (détection du seuil, orientation des surfaces et cinématique de la localisation) pour un matériau donné. Le critère de bifurcation par localisation de Rice permet de prédire dans le cas de sollicitations quasi-statiques ces paramètres de localisation. Tenter d'appliquer pour modéliser la localisation en bande de cisaillement dans la roches fragiles une théorie autre que la mécanique de la rupture, en l'occurrence, la théorie de la bifurcation, n'est pas dépourvue d'intérêt. En effet, cette théorie ne considère que la loi de comportement du matériau, liée aux caractéristiques intrinsèques de ce dernier, ainsi que le chemin de sollicitation suivi par le matériau et les conditions limites du problème considéré. La théorie de la bifurcation permet de prédire des conditions nécessaires pour que puissent exister des bandes de cisaillement. Elle considère l'existence d'une bande comme un problème de stabilité, dont la solution tient compte de la loi rhéologique du matériau.

II.3.4.2/ HISTORIQUE

Historiquement, la théorie de la bifurcation est une théorie relativement ancienne développée dans le domaine de la stabilité élastique. L'approche et les bases théoriques nécessaires à l'étude et l'analyse de la localisation des déformations dans le cadre de la théorie de la bifurcation remontent initialement aux travaux d'Hadamard (1903), relevant du domaine de la dynamique des solides. Ces travaux reposent sur l'analyse de la vitesse de propagation d'ondes d'accélération dans les solides élastiques linéaires. Plus tard, Thomas (1961), Hill (1962) et Mandel (1964) ont étendu les principes de cette approche dynamique aux matériaux à comportement non linéaire. En fait, l'étude des modes de rupture dans les cavités souterraines et en laboratoire avait montré les limitations des analyses élastoplastiques classiques. La théorie de l'élastoplasticité, développée pour les roches à partir des travaux de Mohr (1900), est adaptée à l'étude de la rupture en cisaillement et se révéle insuffisante pour expliquer les modes de rupture en extension (écaillage, clivage axial). Depuis, cette théorie a progressé considérablement à partir des travaux fondamentaux de pionniers tels que Rice (1973), Hill et Hutchinson (1975), Rudnicki et Rice (1975), Rice (1976), qui sur la base d'une formulation directe, non plus dynamique mais quasi-statique, ont montré tout son intérêt. Ces travaux ont permis d'intégrer dans le cadre général de la mécanique des milieux continus et notamment de la théorie de l'élastoplasticité les concepts d'instabilité (la rupture est interprétée comme phénomène d'instabilité), de bifurcation, de localisation du mode de déformation, d'effet d'échelle et de perte d'unicité de la solution (Desrues, 1984 ; Vardoulakis et Graf, 1985 ; Sulem et Vardoulakis, 1988 ; Vardoulakis, Sulem et Guenot, 1988 ; Desrues, 1991 ; Nova, 1992 ; Vardoulakis et Sulem, 1993 ; Darve, 1994).

II.3.4.3/ APPLICATION AUX GEOMATERIAUX

La théorie de la bifurcation a suscité d'importants travaux expérimentaux en géomécanique. De nombreux chercheurs ont étudié le phénomène de localisation dans les géomatériaux (Hill et Hutchinson, 1975 ; Vardoulakis et al., 1978 ; Rice et Rudnicki, 1980 ; Rudnicki et Rice, 1975 ; Kolymbas, 1981 ; Raniecki et Bruhns, 1981 ; Pietruszczak et Mroz, 1981 ; Desrues, 1984 ; Vardoulakis 1979, 1988 ; Chambon, 1986, 1989 ; Desrues et Chambon, 1986 ; Ortiz, 1987 ; Darve, 1987 ; Singh et Digby, 1989ab ; Holcomb, 1992, cités par Diouta Ngamy, 1995 ; Tillard, 1992 ; Vardoulakis et Sulem, 1995).
En fait, les analyses en bifurcation ont été initialement développées à l'aube des années 90 pour les géomatériaux non cohérents (les sols). L'approche théorique de formation de bandes de cisaillement comme un phénomène de bifurcation était étayée de façon satisfaisante par des essais de laboratoire dans les milieux granulaires tels que le sable (Darve, 1987 ; Desrues et Chambon, 1989 ; Kolymbas, 1981 ; Chambon, Desrues et Hammad, 1994, cités par Bésuelle, 1999 ; Vardoulakis et al., 1978 ; Vardoulakis et Graf, 1985 ; Desrues, 1984 ; Hammad, 1991 ; Mokni, 1992 ; Tatsuoka et al., 1986 ; Tatsuoka et al., 1990 ; Arthur et al., 1977 ; Arthur et Dunstan, 1982, cités par Tillard, 1992 ; Vardoulakis et Graf, 1982).
Les analyses en bifurcations ont été appliquées ensuite aux géomatériaux cohérents et notamment aux matériaux rocheux (Vardoulakis, 1984, cité par Santarelli, 1988 ; Chambon, Desrues et Tillard, 1994, cité par Bésuelle, 1999 ; Vardoulakis, Sulem et Guenot, 1988 ; Vardoulakis et Sulem, 1995 ; Sulem et al., 1998).

II.3.4.4/ THEOREMES D'UNICITE ET CRITERES DE STABILITE

Suivant la définition donnée par Hadamard (1903), un problème mathématique est bien posé s'il a une solution, si cette solution est unique et si elle est continue par rapport aux données du problème. Pour toute résolution de problèmes aux limites, il est donc important de s'enquérir de l'existence et de l'unicité de la solution. On a alors accès au régime post-localisation. On s'intéresse ici au travail d'ordre 2 noté $\Delta_2 w$. Considérons un corps solide B occupant le volume V. Pour un solide hyperélastique, une condition suffisante globale d'unicité de la solution est que pour tout champ de déplacement cinématiquement admissible ΔU, le travail global d'ordre 2 est positif à l'intérieur de la bande.

$$\int_v \Delta_2 w dV \geq 0$$

$$\Delta_2 w = \Delta\sigma_{ij}\delta_j \Delta U_i = \Delta\sigma_{ij}\Delta\varepsilon_{ij}$$

avec $\Delta\varepsilon_{ij} = (\Delta U_{i,j} + \Delta U_{j,i})/2$ où $\Delta\varepsilon$ est le tenseur de déformation associé au champ de déplacement ΔU.
Cette condition est appelée critère de stabilité d'Hadamard. Une condition suffisante forte est obtenue en écrivant la positivité du travail d'ordre 2 en tout point du solide de volume V:

$$\Delta_2 w = \Delta\sigma_{ij}\Delta\varepsilon_{ij} \geq 0$$

L'inégalité ci-dessus est appelée le postulat ou condition de stabilité matérielle (figure 2.3.2). Notons que cette condition d'unicité est suffisante mais non nécessaire.

Figure 2.3.2: Condition de stabilité dans le cas unidimensionnel. Parties stables et instables d'une courbe contrainte-déformation unidimensionnelle. Dans la partie post-pic ou « radoucissante », le critère de stabilité est violé.

Pour un solide élastoplastique, le postulat de stabilité de Drucker exprime la positivité du travail plastique d'ordre 2 : $\Delta_2^p w = \Delta\sigma_{ij}\Delta\varepsilon_{ij}^p \geq 0$.

Le postulat de stabilité de Drucker est une condition locale suffisante d'unicité (et non une condition nécessaire). Pour le cas des géomatériaux (sols, roches, bétons) pour lesquels les déformations plastiques sont souvent fortement non associées, le postulat de stabilité de Drucker peut être violé même dans le régime à écrouissage positif (Vardoulakis et Sulem, 1995). Pour un solide homogène dont le comportement est décrit par des équations incrémentalement linéaires, on peut écrire une condition nécessaire et suffisante d'unicité de la solution (Benallal et al., 1992). Cette condition est l'ellipticité des équations de champs. La perte d'ellipticité de ces équations est reliée à l'apparition de modes de déformation présentant une discontinuité du gradient des vitesses de déplacement à travers certaines surfaces singulières et représente généralement le critère de localisation des déformations sous la forme de bandes de cisaillement à l'intérieur d'un solide (Mandel, 1964). Cette condition ne dépend que de la nature des équations de champs (et par conséquent des relations de comportement considérées) et non des conditions aux limites.

II.3.4.5/ BIFURCATION D'UNE DEFORMATION HOMOGENE A UNE DEFORMATION NON-HOMOGENE

Au laboratoire, on a longtemps pensé qu'améliorer les techniques expérimentales en utilisant des échantillons trapus et des plateaux de chargement correctement lubrifiés ferait disparaître les phénomènes de localisation de la déformation. (Roscoe et al., 1963, cités par Tillard, 1992). Toutefois, il faut noter que des essais de compression simple ou triaxiale, réalisés en laboratoire dans des conditions idéales avec des échantillons parfaitement homogènes et des conditions aux limites parfaites ne garantissent généralement pas que la déformation restera homogène dans l'échantillon pendant tout le trajet de chargement. Il est vrai que l'apparition de la bande de cisaillement est toujours favorisée par un chargement mal appliqué mais un bon système anti-frettage n'interdit en rien l'apparition de structures de déformations localisées. La déformation peut se localiser même dans un échantillon où le matériau est parfaitement homogène, sans hétérogénéité et où les conditions de chargement sont parfaitement appliquées, c'est-à-dire où règnent en début de test des champs de contraintes et de déformations aussi homogènes que possible. La théorie de la bifurcation permet de décrire ce phénomène. Physiquement, cette dernière est basée sur la notion d'équilibre instable. La localisation des déformations est vue comme la conséquence d'une instabilité mécanique apparaissant lors du chargement. La théorie de la bifurcation appliquée à la mécanique prévoit le passage d'une solution unique d'équilibre, où un seul champ de déformation peut être solution d'un problème aux conditions limites considérées, à l'existence de plusieurs solutions, voire une infinité pour ce même problème. La bifurcation du processus de déformation signifie que, à un certain moment critique de l'histoire de chargement du matériau, plusieurs états de déformations correspondent à un seul état de contrainte. Du point de vue mathématique, la localisation de la déformation d'un matériau élastoplastique est décrit par la théorie de Thomas-Hill-Mandel (1964-66). Cette théorie correspond à une analyse de stabilité de l'équilibre. Un état de bifurcation est un point où la solution des équations mathématiques qui gouvernent le problème aux limites considérées et l'évolution du système mécanique étudié (équations d'équilibre, loi de comportement) perdent leur caractère d'unicité. Les notions de bifurcation de l'équilibre et de perte d'unicité de la solution permettent de décrire, par exemple, le changement du processus de déformation au cours du chargement et la transition entre un état initial de déformation homogène et un état non-homogène à l'intérieur de l'échantillon. L'état de charge auquel plusieurs champs de déformations apparaissent s'appelle état de bifurcation. On peut évaluer cet état à partir des

équations constitutives incrémentales du matériau, de l'équation d'équilibre en vitesse et des conditions aux limites dans un essai de compression triaxiale ou biaxiale.
Des modes de bifurcation des déformations de nature différente sont possibles et se développent effectivement. Des exemples de changement spontané de modes de déformation peuvent être observés à différentes échelles. Des exemples typiques d'une telle perte spontanée d'homogénéité de la déformation de l'échantillon sont (figures 2.3.3, 2.3.4) :
- La formation de bande de cisaillement qui correspond à un type de bifurcation discontinue ou localisée (Chambon et Desrues, 1994 ; Rudnicki et Rice, 1975 ; Vardoulakis et Sulem, 1995)
- La mise en tonneau de l'échantillon, le clivage axial, le flambement de l'échantillon ou les phénomènes d'instabilité de surface par flambement des microfissures préexistantes correspondent à un type de bifurcation continue ou diffuse (Sulem, 1990).

Figure 2.3.3 : Schéma à gauche : déformation homogène. Deuxième schéma à gauche : déformation inhomogène de surface. Au lieu de se déformer d'une manière purement cylindrique, les génératrices de l'éprouvette se déforment en serpentin. Schémas de droite : modes bifurqués diffus observés en mécanique des sols (mise en tonneau et mise en bouteille). (d'après Guenot, 1988).

Figure 2.3.4: Bifurcation localisée et diffuse. Schéma à gauche : bande de cisaillement. Deuxième schéma à gauche : mise en tonneau. Schéma central : clivage axial. Deuxième schéma à droite : mode symétrique (mise en tonneau). Schéma à droite : mode antisymétrique (flambement). (d'après Sulem et Vardoulakis, 1990 et Vardoulakis et Sulem, 1995).

La rupture est considérée comme une caractéristique du système mécanique tout entier, définie par une géométrie donnée, un ensemble de conditions aux limites et un comportement décrit par des équations constitutives. Il apparaît que les résultats des analyses de bifurcation, notamment l'apparition d'un mode de bifurcation donné dépend fortement de la géométrie (taille et forme) de l'échantillon, des hypothèses sur les propriétés rhéologiques du matériau considéré, des conditions aux limites comme le frottement aux extrémités et du chemin de contraintes (la pression de confinement). Il est possible d'étudier et de modéliser ces différents modes de rupture par une analyse de stabilité basée sur la théorie des bifurcations.

II.3.4.6/ ANALYSE DE BIFURCATION EN MODE LOCALISE

II.3.4.6.1/ Présentation de l'analyse

La formation de bandes de cisaillement est un exemple typique de changement spontané du mode de déformation d'un corps alors que les conditions aux limites de la structure considérée sont maintenues inchangées. Quand le critère de bifurcation localisé est rempli, à partir du dit point de localisation, on a une transition spontanée et irréversible du mode de déformation diffus au mode localisé en bande de cisaillement. On passe d'une solution d'équilibre unique initialement homogène ou quasi-homogène à la possibilité d'existence d'une solution d'équilibre où le champ de déformation présente une zone de forte concentration de la déformation. La bifurcation localisée conduit à la formation d'une bande de cisaillement. La bande de cisaillement de localisation des déformations correspond donc à un mode de bifurcation que l'on peut analyser par la théorie de la bifurcation d'équilibre en précisant le chemin de sollicitation suivi et la loi de comportement du matériau testé. La théorie de la bifurcation prévoit cependant l'apparition brutale et spontanée d'une bande de cisaillement alors qu'expérimentalement, on observe plutôt une propagation de la bande (figure 2.3.5).

Figure 2.3.5 : Illustration schématique des différentes phases de fissuration et rupture d'une éprouvette en compression triaxiale, où la rupture présente une seule fissure de cisaillement. (d'après Hakami, 1988), (cité par Pellegrino, 1995).

L'analyse de bifurcation en mode localisé dans les essais classiques de laboratoire (essai biaxial et triaxial de révolution) est présentée de façon détaillée dans de nombreuses publications (Vardoulakis, 1981, cité par Sulem, 1996 ; Vardoulakis et Sulem, 1995 ; Rudnicki et Rice, 1975 ; Desrues, 1987).

La modélisation de la localisation des déformations en bande de cisaillement dans les géomatériaux est un problème difficile en raison du caractère radoucissant du matériau dans la zone de localisation et de l'évolution de la frontière de la zone élastoplastique. Une formulation dans le cas quasi-statique de la théorie de la bifurcation, adaptée pour l'étude de la localisation des déformations dans les géomatériaux a été introduite par Rudnicki et Rice (1975 ; Rice, 1976). Ces derniers ont décrit les conditions de localisation en une bande plane. Cette analyse débouche en effet sur un critère de localisation, qui indique si dans l'état actuel du matériau, au point considéré, sous les contraintes qu'il subit, il est susceptible ou non de bifurquer vers un mode localisé en bande de cisaillement. Dans les conditions de sollicitation quasi-statique, le formalisme de Hadamard-Thomas-Hill-Rice permet donc de prévoir l'initialisation du phénomène de localisation. On examine l'existence de modes de déformations discontinus comme des suites possibles à des déformations homogènes dans le cadre d'un comportement élastoplastique. En posant la question de la possibilité d'un changement spontané du mode de déformation de la structure considérée pour une histoire de chargement donnée et de l'évolution possible de ce mode secondaire de déformations non-homogènes, on est conduit à chercher les conditions d'unicité et de stabilité du problème aux frontières correspondant. Mandel (1964) est le premier à avoir traité le sujet. Les questions d'unicité et de stabilité des solutions se posent naturellement dans le contexte d'analyse de la bande de cisaillement. La démarche consiste à rechercher si, la description rhéologique de la loi de comportement permet d'obtenir une solution, compatible avec toutes les équations du problème (conditions aux limites, loi du comportement, équilibre en tout point) et comportant un mode de déformation localisée en bande de cisaillement. En d'autres termes, on cherche si, en tenant compte des conditions limites et de la loi rhéologique du matériau, une déformation en un mode localisé particulier, la bande de cisaillement, peut se superposer au champ de déformation homogène du matériau. L'approche en bifurcation consiste donc à étudier l'existence possible d'un autre champ de déformation que le champ de déformation homogène représentant la solution fondamentale d'équilibre.
D'après la définition donnée par Hill (1962), une bande de cisaillement est une structure de déformation bien définie de longueur infinie et d'épaisseur finie régulière non nulle, dans laquelle la déformation de cisaillement est relativement forte par rapport à la déformation à l'extérieur. La bande de cisaillement est une couche mince linéaire, limitée par deux surfaces matérielles parallèles. Ces deux frontières de la bande sont le lieu d'une discontinuité du gradient du champ de déplacement incrémental, le champ de déplacement reste quant à lui continu. Ces surfaces sont appelées limites de la bande de cisaillement et la distance entre ces deux surfaces $2d_B$ correspond à l'épaisseur de la bande de cisaillement (figure 2.3.6).

Figure 2.3.6: Schéma d'une bande de cisaillement pour un essai triaxial axisymétrique. (d'après Sulem, 1996).

Rudnicki et Rice (1975) relient la localisation de la déformation élastoplastique à l'apparition de discontinuités du gradient de déplacement, phénomène précurseur de l'apparition de

discontinuités du déplacement lui-même, c'est à dire de l'amorçage de fissures. De très faibles incréments de déplacements aux limites de l'échantillon provoquent cependant dans la bande de cisaillement des déformations si grandes que le passage à une discontinuité pure et simple du champ de cisaillement peut survenir presque immédiatement. La macrofissure finale est donc induite plus tôt dans le chargement par une déformation intense localisée dans cette bande de cisaillement.

II.3.4.6.2/ Formulation du problème

La formulation quasi-statique fait appel à des hypothèse générales où la loi rhéologique est non linéaire sous forme incrémentale. Pour palier aux effets de bord liés aux conditions limites et réduire la complexité des équations, le milieu est supposé et modélisé homogène, infini, non linéaire et non visqueux, sollicité sous des vitesses de contrainte et de déformation homogènes. Dans ce cadre, on analyse un solide soumis à certaines conditions aux limites qui se déforme de façon homogène et on cherche à déterminer le premier instant où la bifurcation en mode de déformation localisée aura lieu. Ce mode est un mode de déformation non homogène faisant apparaître une zone où les déformations sont concentrées.
Soit un système avec une configuration actuel C où les champs de vitesses et de contraintes sont uniformes. Notons X_i et Y_{ij} les composantes des tenseurs $\vec{X}$ et $\underline{\underline{Y}}$ exprimées le repère (1,2,3). Après un certain accroissement du chargement, sous l'hypothèse d'équilibre continu, quand une bifurcation en bande de cisaillement se déclenche, le système se retrouve dans une configuration finale C_f (appelée configuration bifurquée localisée), le champs de déformation perd sa continuité, le gradient de vitesse est discontinu le long d'une surface $\sum$, la vitesse restant continue. A ce moment précis, dans la formulation de Rudnicki et Rice (1975), le solide supposé homogène et non visqueux doit obéir à 3 relations: la condition statique, la condition cinématique et la condition rhéologique représentant la loi de comportement du matériau, tant à l'extérieur de la bande qu'à l'intérieur. L'analyse de bande de cisaillement se fait à partir de ces trois conditions.

II.3.4.6.3/ Condition statique

L'apparition de la localisation en bande de cisaillement s'accompagne d'une différence entre le champs de contrainte à l'intérieur de la bande et celui à l'extérieur de la bande.
Les conditions de compatibilité statique garantissent la continuité de l'état des contraintes initiales et l'équilibre de l'incrément effectif des contraintes à travers les frontières de la bande de cisaillement. Soit un échantillon homogène d'un matériau soumis à un champ uniforme de contrainte. Considérons le tenseur de contrainte de Cauchy $\underline{\sigma}$.
La présentation de Rice (1976) adoptait le tenseur de contrainte nominale (transposé du tenseur de contrainte de Piola-Kirchoff), mais l'un ou l'autre peut être utilisé dans la formulation statique (Rice et Rudnicki, 1980). Notons $d\sigma$ et $\dot{\sigma}$ respectivement l'incrément et le taux, la vitesse de σ.
Soit $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal à la bande. A la frontière entre le matériau intact et celui atteint par la localisation de la déformation, le taux du vecteur contrainte doit être continu sur la facette parallèle à la bande $\sum$. La continuité lorsqu'on traverse la bande se traduit par la condition d'équilibre statique locale aux deux interfaces de la bande:
$\Delta[d\underline{\sigma}].\vec{n} = 0$ soit $n_i \ \Delta[d\sigma_{ij}] = 0$ (a)
ou bien

$$[\dot{\underline{\sigma}}].\vec{n} = \left(\dot{\underline{\sigma}}^1 - \dot{\underline{\sigma}}^0\right).\vec{n} = \dot{\vec{t}}_1 - \dot{\vec{t}}_0 = 0 \ \text{ soit } (\dot{\sigma}_{ij}^{\ 1} - \dot{\sigma}_{ij}^{\ 0})nj = 0$$

avec $\dot{\sigma}^1$ et $\dot{\sigma}^0$ les contraintes de Cauchy, respectivement dans la bande et à l'extérieur, aux interfaces de celle-ci.
Les tractions $\dot{\vec{t}}_1$ et $\dot{\vec{t}}_0$ agissant sur une facette parallèle à la surface de la bande de cisaillement de normale $\vec{n}$ doivent être égales. L'équation statique exprime la continuité du vecteur contrainte à la frontière entre la bande et le milieu extérieur (figure 2.3.7).

Figure 2.3.7 : Schématisation d'une bande de cisaillement et de la condition statique. (d'après Desrues, 1991).

II.3.4.6.4/ Condition cinématique

Notons:
$\vec{n}$ la normale à la bande.
$\vec{U}$ le déplacement du point courant.
$\vec{V} = \left(\dot{\vec{U}}\right)$ la vitesse de déplacement du point courant
$\underline{F} = grad\vec{U}$ la transformation $\underline{F}$ correspond au gradient de déformation
$\dot{\underline{F}} = (grad\vec{U}\dot{)} = grad(\dot{\vec{U}}) = grad\vec{V}$ représente le taux (ou la vitesse) du gradient de déformation de la transformation ou gradient de la vitesse de déplacement.

$\underline{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\dot{\underline{F}} + \dot{\underline{F}}^t) = \frac{1}{2}(grad\vec{V} + grad^t\vec{V})$ ou $\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(V_{i,j} + V_{j,i})$ représentant le tenseur de déformation associé à $\vec{V}$, égal à la partie symétrique de $\dot{\underline{F}}$.
La bande de cisaillement est par définition un lieu de discontinuité du gradient de vitesse $grad\,\vec{V}$.
En fait, les conditions de compatibilité géométrique expriment que le champ de vitesse $\vec{V}$ est continu sur les frontières de la bande, tandis que le gradient de ce champ ne l'est pas.
La continuité de $\vec{V}$ impose que la discontinuité de $grad\,\vec{V}$ soit purement normale, c'est-à-dire vérifie l'équation de compatibilité géométrique d'Hadamard (1903).

Soit $\underline{\dot{F}}^0$ le taux (ou vitesse) du gradient de déformation homogène du secteur non perturbé par la localisation et $\underline{\dot{F}}^1$ le taux (ou vitesse) du gradient de déformation (supposé homogène) dans la bande de cisaillement.
A $\underline{\dot{F}}^0$, s'ajoute dans la bande de cisaillement, un champ qui peut s'écrire sous la forme d'un produit tensoriel $\vec{g} \otimes \vec{n}$, avec $\vec{n}$ normale à la bande et $\vec{g}$ vecteur arbitraire quelconque tel que $\vec{g}=\vec{o}$ en dehors de la bande. Ce vecteur $\vec{g}$ est significatif de l'intensité et du mécanisme de déformation dans la bande (cisaillement pur, ou avec ouverture ou fermeture de bande). Finalement, la condition cinématique s'écrit
$\underline{\dot{F}}^1 - \underline{\dot{F}}^0 = [\underline{\dot{F}}] = (grad\vec{V}) = \vec{g} \otimes \vec{n}$ ou $[V_{i,j}] = g_i n_j$.
L'équation cinématique explicite la forme que doit prendre la vitesse de déformation dans la bande $\underline{\dot{F}}^1$. Elle s'écrit comme la somme d'un terme fondamental $\underline{\dot{F}}^0$ et d'un terme additionnel $\vec{g} \otimes \vec{n}$ qui fait intervenir l'orientation de la bande $\vec{n}$ et un vecteur $\vec{g}$ (figure 2.3.8).
$\vec{g}$ représente donc le gradient de la vitesse dans la direction X sur laquelle est aligné $\vec{n}$.
L'expression du champ additionnel $\vec{g} \otimes \vec{n}$ indique que $\underline{\dot{F}}$. n'est discontinu que dans la direction perpendiculaire à la bande comme le confirme les observations expérimentales.
On obtient alors l'équation cinématique $\Delta[d\varepsilon_{kl}] = \frac{1}{2}(g_k n_l + g_l n_k)\, dt$ (b)
Dans le cas particulier où $\vec{g}$ est colinéaire à $\vec{n}$, la bande s'ouvre en mode d'extension. Si par contre $\vec{g}$ est perpendiculaire à $\vec{n}$, la bande joue exclusivement en mode de cisaillement. En général, $\vec{g}$ est quelconque.

Figure 2.3.8: A gauche : Schématisation théorique d'une bande de cisaillement et de sa cinématique. (d'après Desrues, 1991). A droite : superposition d'un mode de déformation en bande de cisaillement. (d'après Bésuelle, 1999).

Les deux équations (a) et (b) représentent la condition nécessaire pour l'existence d'une bande de cisaillement. C'est une condition suffisante si $\vec{g} \neq \vec{o}$, sinon si $\vec{g}=\vec{o}$, les déformations seraient partout homogènes $\Delta[d\varepsilon_{ij}] = 0$.

II.3.4.6.5/ Loi de comportement

Le matériau intact ou non doit bien sûr suivre une loi de comportement. Cette condition rhéologique constitutive relie la vitesse de contrainte $[d\sigma_{ij}]$ à la vitesse du gradient de déformation $[d\varepsilon_{ij}]$. Les composantes de ces deux tenseurs étant écrits dans les axes fixes (1,2,3). Cette relation est supposée être valide en dehors et aussi à l'intérieur de la bande de cisaillement. Si on se limite au domaine de comportement élastoplastique non visqueux du matériau, cette loi rhéologique sous forme incrémentale s'écrit de manière générale: $D\underline{\sigma} = \underline{f}(d\underline{\varepsilon})$ ou $\overset{\nabla}{\underline{\sigma}} = \underline{f}(\dot{\underline{\varepsilon}}) = \underline{l}(\dot{\underline{F}})$ avec $\underline{f}$ fonction tensorielle.

Pour une écriture avec composantes: $D\sigma_{ij} = f_{ij}(d\varepsilon_{kl})$ ou $\overset{\nabla}{\sigma}_{ij} = f_{ij}(\dot{\varepsilon}_{kl})$.
La relation $D\sigma_{ij} = F_{ij}(d\varepsilon_{kl})$ pour être « objective », doit tenir compte dans la différentiation de $d\sigma$, de la rotation matérielle. Cette objectivité n'est assurée que si la différentiation s'effectue dans un repère local tournant avec une vitesse égale à la rotation propre de l'élément matériel.
Si on veut garder toutes les équations dans le repère fixe, il convient d'utiliser un opérateur de différentiation objectif comme par exemple l'opérateur de Jaumann qui s'écrit:
$D\sigma_{ij} = d\sigma_{ij} - dw_{ik}\,\sigma_{kj} - dw_{jk}\,\sigma_{ik}$ ou $\overset{\nabla}{\underline{\sigma}} = \dot{\underline{\sigma}} - \underline{w}\underline{\sigma} + \underline{\sigma}\underline{w}$.
$\overset{\nabla}{\underline{\sigma}}$ est une dérivée objective du tenseur de contrainte de Cauchy.
$\dot{\underline{\varepsilon}}$ représente la vitesse du tenseur de déformation $\underline{\varepsilon}$

$$\underline{W} = \frac{1}{2}(\dot{\underline{F}} - \dot{\underline{F}}^{t}) = \frac{1}{2}(grad\vec{V} - grad^{t}\vec{V}) \text{ ou } W_{ij} = \frac{1}{2}(V_{i,j} - V_{j,i}).$$

$\underline{W}$ représente le tenseur de rotation propre associé à $\vec{V}$, égal à la partie antisymétrique de $\dot{\underline{F}}$.

II.3.4.6.6/ Critère de bifurcation dans le cas linéaire

La loi de comportement peut être linéaire, multilinéaire ou non linéaire (Desrues et Chambon, 1986).
Dans le cas d'une loi de comportement incrémentalement multilinéaire, la relation est linéaire mais par zones (Rice, 1976), la relation générale $\overset{\nabla}{\underline{\sigma}} = \underline{l}(\dot{\underline{F}})$ se réduit à la relation linéaire $D\sigma_{ij} = L_{ijkl} : d\varepsilon_{kl}$ entre les tenseurs de vitesse de contrainte et de déformation tel que L représente le tenseur rhéologique vérifiant les symétries $L_{ijkl} = L_{jikl} = L_{ijlk}$. L dépend de la loi utilisée.
Si on considère un cas simple, celui d'une fonction tensorielle f linéaire, alors les équations constitutives deviennent $\Delta[D\sigma_{ij}] = L_{ijkl} : \Delta[d\varepsilon_{kl}]$ avec Δ représentant le saut.
Avec (a), on obtient $n_i\, L_{ijkl} : \Delta[d\varepsilon_{kl}] = 0$ et sachant que $[V_{i,j}] = g_i\, n_j$, on a alors
$(n_i\, L_{ijkl}\, n_k)\, g_k = 0$.
D'autre part, l'incrément de contrainte ne concerne que les termes différenciés:
$\Delta[D\sigma_{ij}] = \Delta[d\sigma_{ij}] - \Delta[dw_{ik}]\,\sigma_{kj} - \Delta[dw_{jk}]\,\sigma_{ik}$.
et sachant que $[V_{i,j}] = g_i\, n_j$, on obtient $\Delta[dw_{ij}] = \frac{1}{2}(g_i\, n_j - g_j\, n_i)\, dt$.
Avec (a), on obtient finalement
$n_i\, \Delta[D\sigma_{ij}] = -\frac{1}{2}\, n_i\,(g_i\, n_k - g_k\, n_i)\,\sigma_{kj}\, dt - \frac{1}{2}\, n_i\,(g_j\, n_k - g_k\, n_j)\,\sigma_{ik}\, dt$.
D'autre part, $n_i\, \Delta[D\sigma_{ij}] = \frac{1}{2}\, n_i\, L_{ijkl}(g_k\, n_l + g_l\, n_k)\, dt$

d'où $[n_i\, L_{ijkl}\, n_l + \frac{1}{2}(n_p\,\sigma_{pj}\, n_k + n_p\,\sigma_{pq}\, n_q\,\delta_{ik} - n_p\,\sigma_{pk}\, n_j - \sigma_{jk})]\, g_k = 0$
avec δ représentant le symbole de kronecker.
Ce système d'équation est homogène à 3 inconnues g_1, g_2, g_3.
Il existe deux types de solutions:
la solution triviale $\vec{g}=0$ ($g_1 = g_2 = g_3 = 0$) correspond à l'absence de bifurcation.
Une condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait localisation ($\vec{g}$ non nul) est que le déterminant de ce système soit nul. On obtient alors des solutions non triviales.
Cette condition fournit le critère de bifurcation en bande de cisaillement

$\det(n\, L\, n - \Lambda) = 0$ (ou $\det(n_i\, L_{ijkl}\, n_l - \Lambda_{jk}) = 0$).
$\vec{n}$ est la normale à la bande plane d'orientation connue.
L est le tenseur rhéologique de la loi constitutive dans le domaine considéré, appelé également matrice de rigidité tangente.
Classiquement, le tenseur nLn où interviennent donc la normale $\vec{n}$ à la bande d'orientation inconnue et le tenseur L de la loi constitutive est appelé tenseur acoustique. On remarque que le critère dû à Rice de la localisation des déformations dépend uniquement de la loi de comportement du matériau (tenseur de raideur L_{ijkl}), de l'orientation inconnue $\vec{n}$ et de l'état de contrainte actuel du matériau.
Les conditions limites ne jouant aucun rôle dans l'analyse (Rice, 1976), la loi de comportement à elle seule définit les conditions de localisation (seuil de localisation et orientation de la bande de cisaillement). Comme la loi de comportement homogène avant localisation joue un rôle central dans l'apparition du mode de déformation localisé, elle doit intégrer les aspects physiques importants de la déformation des roches: non linéarités, anisotropie induite, endommagement, dilatance par microfissuration, sensibilité des modules élastiques par rapport aux contraintes (pression moyenne et déviateur). Le fait que la loi constitutive du matériau joue un rôle essentiel dans cette analyse est intéressant dans la mesure où la modélisation rhéologique du comportement des géomatériaux a fait des progrès significatifs et permet de prendre en compte beaucoup plus finement que par le passé la complexité de ce comportement. De plus, Desrues et Chambon (1986) soulignent le fait que comme la loi de comportement intervient de façon cruciale dans la condition de perte d'unicité, l'étude de la localisation peut être vue comme un élément de test pour les lois et peut même devenir un élément de calage de celles-ci.
Il y aura bifurcation du champ de déformation si, pour un chemin de sollicitation donné, cette équation admet une ou plusieurs racines réelles $\{n_i\}$. L'angle θ (via les composantes de $\vec{n}$) qui correspond à l'angle entre la normale à la bande de cisaillement et la direction x_1 et qui définit donc la direction locale de la bande, peut alors être déterminée.

II.3.4.6.7/ Application au cas de l'essai triaxial de révolution

Considérons que le problème est de révolution autour de l'axe 1. Les deux directions latérales seront notées 3. On a alors:
$\sigma_{ij} = 0$ si $i \neq j$ et $\sigma_{11} = \sigma_1$, $\sigma_{22} = \sigma_{33} = \sigma_3$.
$\varepsilon_{ij} = 0$ si $i \neq j$ et $\varepsilon_{11} = \varepsilon_1$, $\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\varepsilon_3$.

$$\Lambda_{11} = (n_2^2 + n_3^2)\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \qquad \Lambda_{22} = \Lambda_{33} = -n_1^2\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$$

$\Lambda_{21} = -\Lambda_{12} = -n_1 n_2 \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$ $\Lambda_{31} = -\Lambda_{13} = -n_1 n_3 \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$ $\Lambda_{23} = \Lambda_{32} = 0$

On pose $tg\theta = \frac{n_1}{\sqrt{n_2^2 + n_3^2}}$ avec $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 1$

θ définit la direction locale de la bande, correspond à l'inclinaison de l'axe de la bande de cisaillement par rapport à la direction radiale.

Pour résoudre l'équation du déterminant nul, en terme d'angle θ, inclinaison de la bande de cisaillement par rapport à la direction x_1 , l'expression du tenseur L_{ijkl} est introduite dans le critère de bifurcation. Si le comportement du matériau est considéré comme anisotrope, on obtient la condition de bifurcation suivante :

$a_1\ tg^4(\theta) \pm a_2\ tg^3(\theta) + a_3\ tg^2(\theta) \pm a_4\ tg(\theta) + a_5 = 0$

où les coefficients ai sont représentés par les relations suivantes :

$a_1 = (G_s + t)\ C_{1111}$ $a_2 = C_{1113}\ (C_{3311} - 2t/\ G_s) - C_{3313}\ C_{1111}$

$a_3 = C_{1111}\ C_{3333} - C_{1133}\ C_{3311} - C_{1133}\ (G_s - t) - C_{3311}\ (G_s + t)$

$a_4 = C_{3313}\ (C_{1133} + 2t/\ G_s) - C_{1113}\ C_{3333}$ $a_5 = (G_s - t)\ C_{3333}$

Dans la condition de bifurcation, on a un signe (+) devant les coefficients a_2 et a_4 lorsque $\theta > 0$ et un signe (-) lorsque $\theta < 0$. Si en plus du comportement anisotrope du matériau, on considère un modèle non-coaxial, alors G_s sera remplacé par G* dans les coefficients a_i qui dépendront des paramètres de non-coaxialité ξ et d'anisotropie χ .

Dans le cas d'un comportement isotrope : si on suppose que la sollicitation n'a pas induit de rotations des axes principaux, on démontre que l'échantillon est orthotrope et que les axes d'orthotropie sont confondus avec les axes principaux des contraintes (Chambon, 1981 ; Darve et Lefevre, 1981, cités par Haïed, 1995), ce qui se traduit par $L_{iikl} = L_{klii} = 0$ si $k \neq l$.

Dans le cas donc où le tenseur de rigidité L_{ijkl} est orthotrope et est exprimé dans ses axes d'orthotropie, le critère de localisation (déterminant nul) se transforme en une équation paire de degré 6 en $tg(\theta)$ et l'élimination d'une racine négative de $tg^2(\theta)$ nous amène à l'équation caractéristique bicarrée $a\ tg^4\theta + b\ tg^2\theta + c = 0$.

θ est l'inclinaison de la bande de cisaillement. Elle est mesurée à partir de la direction de la contrainte principale mineure. Les coefficients a, b, c s'expriment en fonction de l'état des contraintes, c'est-à-dire du déviateur $\sigma_1 - \sigma_3$ et également en fonction des composantes du tenseur de rigidité élastoplastique L_{ijkl} . Les bandes de cisaillement correspondent donc aux caractéristiques du système différentiel obtenu en introduisant les relations de comportement élastoplastique dans les équations d'équilibre du système (conditions statique et cinématique). Dépendant de l'état de déformation, l'équation caractéristique aura des directions complexes ou réelles. En d'autres termes, selon les valeurs des coefficients a, b et c, l'équation peut ou non présenter des solutions réelles pour $tg(\theta)$. Cette équation ne peut admettre que des racines réelles positives, ce qui se traduit par la distinction de trois régimes (Vardoulakis, 1979 ; Darve, 1985, cités par Haïed, 1995 ; Rudnicki et Rice, 1975 ; Rice, 1976).

- Régime elliptique: discriminant $\Delta = b^2 - 4ac < 0$: aucune solution réelle n'existe, le critère de bifurcation n'est satisfait pour aucun vecteur $\vec{g}$ non nul, la localisation en bande de cisaillement est impossible, il n'y a pas de bifurcation.

- Régime parabolique: discriminant $\Delta = b^2 - 4ac = 0$: il existe une solution réelle double.

Si à partir d'un incrément, la valeur du discriminant jusqu'ici négative devient nulle, l'état de contrainte et de déformation à cet incrément correspond précisément au dit seuil de localisation ou point de bifurcation pour ce matériau, dans l'essai triaxial.

- Régime hyperbolique: discriminant $\Delta = b^2 - 4ac > 0$: il existe deux solutions réelles distinctes. Au delà de cet incrément, le discriminant devient strictement positif. Cette transition souligne le caractère spontané dans l'apparition du point de bifurcation.

La condition de formation de la bande de cisaillement est donc obtenue en écrivant que l'équation caractéristique a des solutions réelles. Cette condition est réalisée dès que l'on atteint l'état de bifurcation correspondant à $D = b^2 - 4ac = 0$ et $(b/a < 0)$.
Du point de vue mathématique, la formation de bande de cisaillement apparaît lorsque le système différentiel qui gouverne l'évolution des déplacements change de type du régime elliptique au régime hyperbolique. Pour ce point de transition de régime, il existe deux directions symétriques de bande de cisaillement dont l'orientation est donnée par : $\theta_B = artg(\sqrt{\frac{-b}{2a}})$ $(b/a < 0)$.

II.3.4.7/ CONCLUSION

La théorie est basée sur la notion d'équilibre instable. Rice (1976) considère que le point de bifurcation marque la fin du régime stable. Le début de la localisation est associé à une instabilité rhéologique du système et cette instabilité correspond localement à la perte d'ellipticité des équations qui gouvernent l'équilibre incrémental continu en vitesses. Cette théorie permet le calcul de l'état d'initiation de la localisation. Elle donne une évaluation de l'angle d'orientation θ de la bande de cisaillement et du module d'écrouissage critique H_c au point de bifurcation.

II.4/ MICROSTRUCTURE ET LOCALISATION

II.4.1/ CHANGEMENT D'ECHELLE

Pour la plupart des géomatériaux en géomécanique, des processus de déformations irréversibles se produisent au cours de l'histoire de chargement. Le développement de ces déformations inélastiques sont dues à des phénomènes de mouvements relatifs des grains ou de microfissurations et sont donc par nature un processus inhomogène. Qu'il s'agisse de phénomènes de glissement entre grains comme dans les matériaux granulaires ou de microfissuration comme dans les matériaux cohérents et fragiles, il existe une échelle de longueur ou de taille en dessous de laquelle la déformation est discontinue. Pour une structure dont la taille est grande comparée à la taille des grains ou des microfissures, un chargement macroscopiquement uniforme engendre une déformation plastique qui peut apparaître macroscopiquement homogène tant que l'on n'a pas atteint la configuration critique de localisation des déformations. En effet, même à cette échelle macroscopique, certaines configurations de chargement critiques peuvent conduire à un phénomène de localisation des déformations en bande de cisaillement dont la taille est un faible multiple de la taille caractéristique de la microstructure. Sur du sable, Roscoe (1970), Scarpelli et Wood (1982), Vardoulakis et Graf (1985), Mühlhaus et Vardoulakis (1987) et Hammad (1991) ont observé en laboratoire que l'épaisseur de la bande de cisaillement est d'environ dix à vingt fois la taille moyenne d'un grain. Pour un grès, l'épaisseur de la bande est de l'ordre de quelques grains (Ord, Vardoulakis et Kajewski, 1991).
Dans les matériaux granulaires, ces phénomènes de localisation des déformations s'accompagnent, à l'intérieur de la bande, d'importants phénomènes de glissement intergranulaire, de décohésion, de rotation et même d'écrasement des grains. Dès qu'il y a localisation des déformations, d'importantes déformations inélastiques plastiques engendrant un radoucissement du matériau vont se développer à l'intérieur de la bande de cisaillement alors qu'un déchargement élastique se produit à l'extérieur de la bande. Dans le régime post-localisation, le comportement de l'échantillon est gouverné par le comportement du matériau à l'intérieur de la bande. On peut dire que des phénomènes tels que la localisation des déformations conduisent à un changement d'échelle du problème, de sorte que les phénomènes micro-mécaniques de la bande de cisaillement qui entrent en jeu à l'échelle du grain et plus généralement de la microstructure ne peuvent être ignorés et sont même d'une importance majeure pour modéliser le comportement macroscopique du matériau. Dans ce sens, le professeur G.I. Barenblatt eu 18ème congrès IUTAM en 1992 (cité par Vardoulakis et Sulem, 1995) a dit: « la micromécanique est la branche de la mécanique qui étudie les phénomènes où les variations de la microstructure ont une influence sur le comportement macroscopique des corps ».

II.4.2/ LIMITES DES MILIEUX CONTINUS CLASSIQUES

II.4.2.1/ EPAISSEUR DE BANDE DE CISAILLEMENT INDETERMINEE

Un milieu continu homogénéisé ne peut reproduire que le comportement à grande échelle du matériau réel et c'est là sa principale limitation. Du point de vue de la modélisation, les limites de la théorie classique des milieux continus apparaissent dans le cadre des problèmes de localisation des déformations ou plus généralement dans le cas où les équations qui gouvernent le problème perdent leur caractère elliptique (Benallal et al., 1989). Le phénomène de post-localisation est encore mal maîtrisé. On désigne par ce terme l'ensemble des processus qui surviennent depuis l'initialisation de la localisation jusqu'à la rupture. Les questions d'orientation et de largeur de bandes sont les plus cruciales. La théorie de Thomas-Hill-Mandel donne essentiellement l'angle d'inclinaison de la bande de cisaillement et une estimation du module d'écrouissage critique au point de bifurcation. Dans le formalisme de Hadamard-Thomas-Hill-Rice, les modèles élastoplastique appliqués aux milieux continus classiques de comportement permettent donc d'exprimer les conditions d'initiation de la localisation mais ne permettent pas de décrire l'évolution du système au delà de l'état d'initiation, de suivre la solution dans le régime post-localisation (Benallal et al., 1988, 1989, cités par Sulem, 1998). Les équations qui gouvernent l'équilibre incrémental dans les modèles continus classiques de comportement ne contiennent pas de paramètre intrinsèque ayant la dimension d'une longueur. L'absence de longueur interne dans les modèles constitutifs classiques a pour conséquence que l'analyse théorique de la localisation ne donne pas d'informations sur l'épaisseur de la bande de cisaillement. L'épaisseur de la bande de cisaillement (c'est à dire de la zone de radoucissement plastique) reste alors indéterminée. La théorie classique des milieux continus ne permet donc pas d'accéder au régime post-localisation (Benallal et al., 1988, 1989, cités par Sulem, 1998).

II.4.2.2/ DEPENDANCE DES RESULTATS NUMERIQUES AU MAILLAGE

On se heurte à des difficultés mathématiques qu'induit un comportement radoucissant de sorte que pour modéliser la phase post-localisation, le changement de type des équations mathématiques qui gouvernent le problème dans le régime post-bifurcation conduit à des équations « mal posées » au delà du point de localisation (Schaeffer, 1990). Comme le problème aux conditions initiales est mathématiquement mal posé, un traitement numérique devient théoriquement impossible. En effet, dans les analyses numériques par éléments finis de la localisation des déformations, lors des simulations au delà de l'état critique de bifurcation, il apparaît que des résultats numériques comme la largeur de bande montrent une dépendance pathologique par rapport au maillage (Sandler et Wright, 1984, cités par Loret et Harireche, 1991 ; Bazant et al., 1984, cités par Sulem, 1993, 1996 ; Diouta Ngamy, 1995 ; El-Hassan Assoum, 1997). Cette non-objectivité constitue une inconsistance numérique évidemment inadmissible physiquement.

II.4.3/ REGULARISATION DU PROBLEME

Notons que plusieurs procédés de régularisation du problème ont été proposés. Il y a eu en fait plusieurs tentatives pour modéliser numériquement la déformation localisée et la région radoucissante avec la perspective d'éviter la dépendance du maillage (ce que l'on appelle « régulariser » le problème). Ces procédures de régularisation sont citées pour la plupart par Regueiro et al. (1998) :

- Une échelle de longueur incorporée dans les équations élastoplastiques. (Pietruszczak et Mroz, 1981, cités par Regueiro et al., 1998).

- Approche non locale: on considère des lois de comportement non locales. (Pijaudier-Cabot et Bazant, 1987, cité par Sulem, 1993, 1996 ; Bazant, Pijaudier-Cabot, 1988 ; Adachi et al., 1991, cités par Regueiro et al., 1998).

- Introduction de termes de viscosité. (Needleman, 1988 ; Loret et Prevost, 1990, cités par Sulem, 1993, 1996).

- « Adapture remeshing » (Zienkiewicz et al., 1995, cités par Regueiro et al., 1998).

- « Element breaking » (Wan et al., 1990, cités par Regueiro et al., 1998).

- Approche de discontinuité faible. (Ortiz et al., 1987, cités par Regueiro et al., 1998).

- Approche de discontinuité forte. (Simo et Oliver, 1994 ; Simo et al., 1993 ; Larsson et al., 1993 ; Armero et Garikipati, 1995 ; Regueiro et al., 1998). Une modélisation numérique par élément fini régularisée de la localisation de la déformation dans les matériaux frottants et en particulier dans les roches tendres, basée sur cette approche proposée de discontinuités fortes, donne des solutions numériques qui ne montrent absolument pas de dépendance au maillage et cela sans introduire d'échelle de longueur caractéristique. Ces solutions sont montrées compatibles avec la réponse radoucissante dans le régime quasi-statique. Le problème aux valeurs initiales est alors « bien posé ».

- Milieux continus généralisés: Introduction de la notion d'échelle de longueur caractéristique.

II.4.4/ MILIEUX CONTINUS GENERALISES

II.4.4.1/ INTRODUCTION D'UNE LONGUEUR INTERNE CARACTERISTIQUE

La source des difficultés concernant les milieux continus classiques réside dans l'absence de notion d'échelle de longueur dans les équations de comportement de sorte que la largeur des bandes de localisation ne peut être quantifiée. Il faut donc palier, dans la zone post-localisation, aux limites du formalisme de Rice. En plus des paramètres accessibles par le critère de Rice, il faut suivre l'émergence de la bande de localisation et son évolution et prévoir sa largeur. Ainsi, pour remédier à cela, il est donc nécessaire de tenir compte de la microstructure du matériau pour étendre le domaine de validité de la représentation continue d'un milieu discontinu en captant quelques traits dominants de l'influence du comportement micromécanique sur l'évolution macroscopique du solide considéré. La prévision d'une épaisseur de bande nécessite généralement l'introduction d'une longueur caractéristique (ou interne) dans la loi rhéologique de comportement. Ceci est possible en ayant recours à des modèles de milieux continus d'ordres supérieurs ou milieux continus généralisés, possédant dans leur formulation des degrés de liberté cinématiques supplémentaires comme les milieux de Cosserat (1909) et/ou des gradients de déformation d'ordres supérieurs comme la théorie du second gradient. (Sulem, Vardoulakis et Papamichos, 1995 ; Muhlhaus et Vardoulakis, 1987 ; Vardoulakis et Sulem, 1995). Ces milieux appartiennent à la classe générale des modèles constitutifs qui prennent en compte la microstructure du matériau. En effet, les modèles de milieux continus généralisés contiennent, dans leur description des relations de comportement, un ou plusieurs paramètres ayant la dimension d'une longueur appelés longueurs caractéristiques internes qui sont reliées à la géométrie de la microstructure du matériau (taille des grains). La prise en compte dans l'analyse du phénomène de localisation de la microstructure du matériau, par un modèle continu généralisé, permet de lever l'indétermination de l'étendue de la zone de localisation des déformations, de relier celle-ci aux caractéristiques microstructurales du matériau et de tenir compte des effets d'échelle dans les phénomènes de rupture. (Mühlhaus et Vardoulakis, 1987 ; Vardoulakis et Sulem, 1995). Des modèles plastiques basés sur ces milieux continus généralisés, comme le milieu de Cosserat (Mühlhaus et Vardoulakis, 1987) permettent donc de prédire l'épaisseur de la bande de cisaillement et de suivre la solution dans le régime post-localisation. Ces modèles continus généralisés permettent ainsi une régularisation des équations mathématiques gouvernant l'évolution d'un solide présentant un comportement radoucissant dans le régime post-bifurcation. Ils conduisent à une modélisation correcte des phénomènes de localisation et à des calculs numériques robustes. Le problème mathématique décrivant le phénomène de localisation est alors « régularisé ». Notons que pour traiter théoriquement ou numériquement la rupture dans le grès, de nombreux auteurs ont déjà appliqué les milieux de Cosserat dans le cadre de la théorie de la bifurcation. (Mühlhaus et Vardoulakis, 1987 ; Sulem et Vardoulakis, 1988 ; Papanastasiou et Vardoulakis, 1989 ; Vardoulakis et Aifantis, 1989, cités par Tillard, 1992 ; Sulem et Vardoulakis, 1990 ; Papanastasiou et Vardoulakis, 1992 ; Papamichos, Vardoulakis et Muhlhaus, 1995, cités par Oulahna, 1996 ; Vardoulakis et Sulem, 1993).

II.4.4.2/ DESCRIPTION DE LA STATIQUE ET DE LA CINEMATIQUE

II.4.4.2.1/ Formulation générale

La description de la statique et de la cinématique des milieux continus possédant une microstructure (ou milieux continus généralisés) a été présentée d'une manière systématique par Germain (1973) à partir de l'application du principe des puissances virtuelles en suivant le formalisme proposé par Mindlin (1964). Dans une description classique, un milieu continu est une distribution continue de points matériels caractérisés géométriquement par une position X et cinématiquement par une vitesse V. Dans une théorie qui prend en compte la microstructure du matériau, on associe à chaque particule matérielle un milieu continu C(X) déformable appelé micro-volume autour du point X. Les tenseurs de vitesse de macro-déformation et de macro-rotation sont définis habituellement comme la partie symétrique et la partie antisymétrique du gradient du champ de vitesse :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\delta_i V_j + \delta_j V_i\right) \quad et \quad w_{ij} = \frac{1}{2}\left(\delta_i V_j - \delta_j V_i\right).$$

On définit un tenseur de vitesse de micro-déformations ψ correspondant à la déformation du micro-volume C(X) supposé homogène. La vitesse de déformation relative γ est alors définie comme la différence entre le gradient de macro-vitesse et la vitesse de microdéformation
$\gamma = \nabla v - \psi$.
Enfin, on définit le tenseur d'ordre 3 de gradient de vitesse de micro-déformation $\kappa = \nabla\psi$.
Les quantités statiques duales dérivent alors de l'application du principe des puissances virtuelles et de l'expression de la puissance des efforts intérieurs
$\delta w^{(i)} = \tau_{ij}\delta\varepsilon_{ij} + \alpha_{ij}\delta\gamma_{ij} + \mu_{ijk}\delta\kappa_{ijk}$
où τ est le tenseur de contraintes de Cauchy (symétrique) associé au tenseur de vitesse de macro-déformation ε . α est le tenseur de contraintes relatives associé au tenseur de vitesse de déformation relative γ . μ est le tenseur de double-contraintes associé au gradient de vitesse de micro-déformation κ (tenseur d'ordre 3). On peut écrire la puissance des forces intérieures sous la forme $\delta w^{(i)} = \sigma_{ij}\delta_i V_j - \alpha_{ij}\delta\psi_{ij} + \mu_{ijk}\delta\kappa_{ijk}$ où $\sigma = \tau + \alpha$ est le tenseur de contraintes totales. A partir de la formulation ci-dessus, nous pouvons obtenir les équations de base d'un milieu de Cosserat et d'une théorie du second gradient.

II.4.4.2.2/ Milieu de Cosserat

Un milieu de Cosserat est un milieu micro-polaire pour lequel on suppose que le micro-volume C(X) est un corps rigide. Par conséquent, un milieu de Cosserat est un milieu continu qui associe à chaque point matériel un vecteur vitesse de translation V et un vecteur de rotation individuelle w^c différente de la rotation d'ensemble (macro-rotation w).
Les quantités cinématiques correspondantes, gradient de rotation et de vitesse (courbure), ∇w^c et ∇V, sont associées respectivement à travers le principe des travaux virtuels à un tenseur de couple de contraintes et un tenseur non-symétrique de contrainte. Un milieu de Cosserat est donc un milieu contenant une cinématique plus riche qu'un milieu continu classique car chaque point matériel va posséder trois degrés de liberté de rotation en plus des trois degrés de liberté de translation d'un milieu continu classique, indépendants de la partie antisymétrique du gradient de déplacement. La description du comportement d'un tel matériau contient par conséquent un module de flexion M, qui normalisé par le module de cisaillement G, introduit naturellement dans le problème une longueur interne intrinsèque, donnée par la relation $l = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{M}{G}}$. Ce concept donne le moyen d'accéder à la notion d'échelle en introduisant l'effet de la taille dans une étude.
L'homogénéisation par les milieux de Cosserat apparaît comme une alternative aux approches par modèles discrets lorsque les mécanismes agissant au niveau de la microstructure ont un rôle prépondérant sur le comportement macroscopique. Pour les milieux granulaires par exemple, la théorie de Cosserat a été utilisée pour étudier la localisation des déformations (Muhlhaus et Vardoulakis, 1987 ; Vardoulakis et Sulem, 1995) et le comportement des interfaces (Unterreiner, 1994 ; Bauer et Huang, 1999 ; Tejchman, 1999 ; de Borst, 1999).
La théorie de Cosserat est utilisée pour décrire le comportement des milieux granulaires non cohérents comme les sables pour lesquels la prise en compte de la rotation des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement est importante. Par ailleurs, d'après Vinegar et al. (1991), la macrofissure est déclenchée par une hétérogénéité locale liée à une porosité initialement plus forte. Ord, Vardoulakis et Kajewski (1991), après avoir réalisé des essais biaxiaux sur le grès de Gosford, suggèrent plutôt que ce sont les micro-rotations et les déplacements des grains qui entraînent la localisation de la déformation. Les grains s'accommodent au cisaillement en se réarrangeant sans se fracturer. Comme le souligne Ord, ces réarrangements de grains s'avèrent très difficiles à mesurer expérimentalement à cause de l'hétérogénéité même du grès non déformé observé au MEB, pourtant ils pourraient expliquer les zones de déformation plus diffuses que l'on peut observer le long du plan de rupture final. Ord apporte des preuves expérimentales aux partisans du milieu continu de Cosserat sensé décrire correctement les milieux granulaires en homogénéisant les micromécanismes qui les affectent. Une modélisation de la microstructure de la roche basée sur la théorie des milieux de Cosserat est donc également bien adaptée dans le cas des matériaux cohérents de type granulaire.
Les structures de blocs représentent un autre exemple pour lequel la théorie de Cosserat est tout à fait adaptée. Pour des structures périodiques de blocs, qu'il s'agisse de murs de maçonnerie ou encore de blocs rocheux formés par un système régulier de joints dans un massif fracturé, la représentation par un milieu continu de Cosserat permet de prendre en compte les mouvements de rotation et de pivotement des blocs individuels, ce que ne permet pas l'homogénéisation par milieu continu classique (Muhlhaus, 1993 ; El Bied, 1996).
Comme exemple de structure périodique de blocs, on peut citer l'étude réalisée sur l'acropole du Parthénon (Schlosser, Sulem, Frank et El Bied, 1997 ; Sulem, Cerrolaza, El Bied, 1998 ; Cerrolaza, Sulem et El Bied, 1999). Cette étude n'est pas présentée dans ce rapport (figure 2.4.1).

Figure 2.4.1 : Mur du Parthénon. (d'après Cerrolaza, Sulem et El Bied, 1999).

II.4.4.2.3/ Théorie du second gradient

Une théorie du second gradient est obtenue si l'on suppose que chaque particule subit la même déformation que le milieu continu général $\psi = \nabla V$. Il en résulte que les tenseurs de micro et de macro-déformation sont identiques et le gradient de vitesse de micro-déformation correspond au second gradient de la vitesse. A travers le principe des travaux virtuels, un tenseur symétrique du deuxième ordre de contrainte et un tenseur du troisième ordre de contrainte sont définis comme étant les duals dans l'énergie de ∇V et $\nabla\nabla V$ respectivement.
Une théorie du second gradient est bien adaptée à la modélisation du comportement des milieux cohérents et fragiles comme les roches car elle permet de prendre en compte de forts gradients de déformation (forte dilatance des zones en décompression) dans l'expression des relations de comportement. Ces forts gradients de déformation affectent les conditions de rupture de sorte que les quantités statiques duales associées aux gradients de déformation doivent être introduites dans les critères de rupture. (Sulem, Vardoulakis et Papamichos, 1995).

II.5/ COMPORTEMENT POST-PIC

II.5.1/ DEFINITION DU RADOUCISSEMENT

Le radoucissement du matériau (work-softening) correspond au cas où une augmentation de la déformation résulte en une diminution de la résistance à cette déformation. Cette réduction de la résistance de l'échantillon dans la phase post-pic est due à une microfissuration avancée de l'échantillon. En fait, à la localisation des déformations, le matériau subit un radoucissement au niveau de la bande de cisaillement. Ce radoucissement matériel est lié à une microfissuration intense dans la bande et aura pour conséquence un radoucissement global (structural) de tout le matériau. La plupart des études de laboratoire sur le comportement de la roche en terme de résistance et de déformation sont centrées sur les caractéristiques pré-rupture de la roche. Les expériences triaxiales sont aujourd'hui étendues à l'étude du comportement et des propriétés des échantillons de roche dans la partie radoucissante post-pic. Les résultats expérimentaux sur le radoucissement des déformations sont nombreux (Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Bazant, 1976 ; Vardoulakis, 1980 ; Cook, 1965, 1966). Le radoucissement est une caractéristique observée dans beaucoup de matériaux comme la roche, le béton et les sols denses (figure 2.5.1).

Figure 2.5.1: Courbe contrainte-déformation complète pour un échantillon de roche et montrant le module d'Young pré-pic, la résistance en compression et le module d'Young post-pic. (d'après Fairhurst et Hudson, 1999).

II.5.2/ PROBLEME DE L'INSTABILITE AU PIC

La difficulté dans l'étude de la région post-pic réside dans la nature instable des tests de laboratoire. En effet, un tel comportement radoucissant (work-softening) est potentiellement instable. Une instabilité peut se produire au pic, provoquant une rupture rapide, violente et brutale de l'échantillon, se traduisant par une chute très brusque de l'effort au pic et conduisant à la ruine instantanée de l'échantillon de roche. La partie post-pic de la courbe contrainte-déformation n'est alors pas observée. Il est nécessaire de réaliser un contrôle efficace de la presse pour pouvoir visualiser cette partie post-pic. Il est important de souligner que le concept d'instabilité dans le test de compression est basé sur l'hypothèse que la relation complète force-déplacement de l'échantillon de roche est une propriété unique, telle que la réponse post-pic peut être due à un radoucissement du matériau. Cependant, le comportement observé après le pic de chargement est, dans la plupart des cas, une réponse de structure et non pas une caractéristique matérielle (Drescher et Vardoulakis,1982 ; Read et Hegemier, 1984). En fait, ce problème d'instabilité au pic a souvent été constaté par les mécaniciens des

roches. C'est pourquoi la contrainte au pic est souvent appelée contrainte de rupture et le comportement post-pic est appelé comportement post-rupture. Toutefois, ces termes ne reflètent pas de façon suffisante et appropriée la complexité du processus de rupture.
Dans les essais que nous avons réalisés, nous avons également rencontré ce problème d'instabilité au pic. En pilotant avec la mesure du déplacement entre plateaux, il nous a été très difficile d'obtenir systématiquement une phase post-pic significative, clairement visible et sans chute brutale. En fait, nous avons arrêté les essais systématiquement au niveau du pic, juste au moment où on a observé une chute brutale et importante de l'effort. Pour obtenir une courbe contrainte-déformation complète, on aurait pu continué l'essai, mais nous avons préféré arrêter systématiquement les essais pour ne pas détériorer l'échantillon et obtenir ainsi l'échantillon « intact » avec une bande de cisaillement visible mais sans discontinuités matérielles, ce qui va nous permettre de déterminer précisément l'épaisseur de la bande de cisaillement.

II.5.3/ VISUALISATION EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT RADOUCISSANT

A notre connaissance, la première courbe contrainte-déformation complète sous compression étendue à la région post-pic a été obtenue par Kiendl et Maldari (1938, cité par Vutukuri, Lama et Saluja, 1974) en testant des échantillons de béton. Rappelons que Wawersik (1968) et Wawersik et Fairhurst (1970) ont étudié les mécanismes de rupture se produisant dans les différents types de roches. Ils ont été capable d'obtenir la courbe complète contrainte-déformation dans une série de tests de compression uniaxiale sur une gamme de types de roches et cela en contrôlant manuellement les déplacements de la presse. Le fait qu'ils aient pu effectuer un contrôle manuel prouve que le processus de rupture de la roche est plus lent que ce que l'on pourrait penser. Normalement, la rupture dans les matériaux fragiles est supposée être un processus rapide. Le processus que Wawersik contrôla manuellement prend place en quelques secondes et non pas en quelques microsecondes. La relative lenteur du processus de rupture a été confirmée dans de nombreuses expérimentations.
La figure 2.5.2 montre la comparaison des courbes force axiale-déplacement axial obtenues par Wawersik et Fairhurst (1970) à partir de deux échantillons de marbre de Tennessee de diamètre 51 mm, de longueur 102 mm en compression uniaxiale, dont l'un sujet à des cycles de charge-décharge après le pic de résistance dans la gamme post-pic. Le déplacement continue dans la région post-pic. Les courbes post-pic sont donc obtenues avec une très bonne répétabilité quand les échantillons homogènes sont préparés sous conditions très « contrôlées ». Par ailleurs, au niveau de l'essai cyclique, des déformations permanentes sont observées. Les boucles de charge-décharge montrent également quelques hystéresis. Le module apparent de la roche qui peut être calculé à partir de la pente des courbes de recharges, décroît avec la déformation post-pic et avec la fragmentation progressive de l'échantillon. Quant la fissuration progresse, la fraction de roche intacte décroît et la rigidité élastique de l'échantillon diminue.

Figure 2.5.2: Courbe force axiale-déplacement axial obtenue à partir d'échantillons de marbre de Tennessee de diamètre 51 mm et de longueur 102 mm. (d'après Wawersik et Fairhurst, 1970).

Bieniawski (1969, cité par Vutukuri et al., 1974), Bieniawski (1971), Horino et al. (1972) ont observé également que le module apparent de la roche décroît avec l'augmentation de la déformation dans la phase post-pic, une fois que la résistance ultime est dépassée (figure

2.5.3).

Figure 2.5.3: A gauche : diminution du module apparent de la roche avec l'augmentation de la déformation dans la phase post-pic. (Horino, Brady, Duvall et Hooker, 1972). A droite : diminution du module apparent de la roche avec l'augmentation de la déformation dans la phase post-pic. (Bieniawski, 1971).

II.5.4/ APPLICATIONS GEOLOGIQUES ET GEOTECHNIQUES

La nature de changement de résistance du matériau à la déformation avec l'augmentation de la déformation est d'une grande importance dans les problèmes où l'instabilité est concernée. En effet, cette rupture brutale au pic, dite « fragile », de l'échantillon de laboratoire sous compression, est analogue aux éclatements de roche (rockbursts) dans les massifs rocheux et les déformations sismiques (tremblements de terre) dans la croûte terrestre. (Nur, 1974, cité par Jaeger et Cook, 1979 ; Griggs et Handin, 1960 ; Brace et Byerlee, 1966 ; Dieterich, 1974, cités par Labuz, 1991). La décroissance du taux de chargement après le pic sert de caractéristique dynamique du processus de rupture et est utilisé pour évaluer le danger potentiel des éclatements de roches (La tendance des roches à avoir le type de rupture fragile). Cette étude de la rupture est donc d'une grande importance.

II.5.5/ CRITERE GLOBAL ET LOCAL DE STABILITE

II.5.5.1/ CLASSIFICATION ADOPTEE

Wawersik et Fairhurst (1970) ont réalisé une analyse détaillée du comportement post-pic des roches sous compression. Six types de roches ont été testées en compression uniaxiale. Le granite gris charcoal, le calcaire d'Indiana, le marbre de Tennessee, le calcaire Solenhofen, le basalt. Il existe deux variétés de marbre de Tennessee et de granite gris Charcoal désignés par I et II. Tous les échantillons sont chargés directement entre les plateaux de chargement de la presse. Aucun réducteur de frottement n'est inséré à l'interface roche-plateau (figure 2.5.4).

Figure 2.5.4 : Courbes contrainte-déformation pour six types de roches en compression uniaxiale. (Wawersik et Fairhurst, 1970 et Wawersik, 1968).

Les roches ont plus ou moins un comportement pré-rupture similaire, les comportements dans la région post-pic sont différents. Selon la classification donnée par Wawersik, ce dernier distingue en compression sur les roches deux différents types fondamentaux de comportement force-déplacement dans la phase post-pic (Wawersik, 1968 ; Wawersik et Fairhurst, 1970). Ces deux types de comportement sont dits de classe I ou de classe II. La classe I est caractérisée par un radoucissement « stable ».La classe II est caractérisée par un radoucissement « instable ».

II.5.5.2/ CRITERE GLOBAL DE STABILITE

II.5.5.2.1/ Classe I

La réponse force-déplacement dans le régime post-pic est caractérisée par une pente négative. Un radoucissement apparaît au niveau global. Le comportement de classe I est caractérisé par une propagation de rupture « stable » du système mécanique. On utilise également dans la littérature le terme de propagation de rupture « ductile » dans le sens où, quand la résistance maximale de l'échantillon est dépassée, une diminution incrémentale de la résistance correspond à un travail positif. De telles roches conservent leur résistance (partiellement) même quand le pic de résistance a été dépassée. L'énergie de déformation enmagasinée dans le système est alors supérieure à celle de l'état critique (au pic). Cette terminologie utilisée dans la littérature de rupture « ductile » ne doit pas être retenue ici. On lui préferera le terme de rupture « stable ». La notion de rupture « ductile » quant à elle a été définie de façon précise dans le chapitre correspondant aux différents modes de rupture d'un échantillon de roche sous compression.

II.5.5.2.2/ Classe II

Au pic, une « instabilité » du système mécanique peut se produire si la branche radoucissante post-pic a une pente positive (ou au moins une partie). (Berry, 1960, cité par Brady et Brown, 1985; Cook, 1965; Bazant, 1976). La classe II est caratérisée par un processus de propagation dit « instable » ou « fragile » de la rupture. Là encore, cette terminologie utilisée dans la littérature de rupture « fragile » ne doit pas être retenue ici. On lui préferera le terme de rupture « instable ». La notion de rupture « fragile » quant à elle a été définie de façon précise dans le chapitre correspondant aux différents modes de rupture d'un échantillon de roche sous compression. Quand la contrainte appliquée est égale à la résistance au pic, au moment où la résistance maximale de l'échantillon est juste dépassée, la quantité d'énergie de déformation élastique emmagasinée dans l'échantillon de roche est suffisante pour maintenir la naissance et la propagation de fissures dans l'échantillon. Dans un tel cas, la propagation peut être arrêtée seulement quand l'énergie de déformation est relachée de l'échantillon. L'énergie est relachée et le déplacement décroît (snap-back) avec une pente positive. On a ce type de courbe si la déformation ou le déplacement décroît dans l'échantillon (snap-back). Le système perd de l'énergie, l'énergie de déformation emmagasinée dans le système est alors inférieure à celle de l'état critique. Le travail nécessaire pour une déformation supplémentaire de l'échantillon n'est pas fourni par le système.

II.5.5.2.3/ Etat critique

L'état critique est la séparation entre la stabilité de classe I et l'instabillité de classe II. Cet état correspond à la réduction de la résistance à déplacement constant (ligne en pointillé dans la figure à gauche). Comme la déformation (respectivement le déplacement) à l'état critique correspond à la déformation (respectivement le déplacement) au pic, l'énergie de déformation élastique emmagasinée dans le système à l'état critique est égale à l'énergie requise pour produire la rupture totale de l'échantillon (figure 2.5.5).

Figure 2.5.5 : Réponses globales force-déplacement de structure d'un matériau élastique linéaire radoucissant. Considérations globales de stabilité. A droite : classification du comportement à la rupture d'une roche sous compression uniaxiale en deux classes I et II. (Wawersik et Fairhust, 1970 et Wawersik, 1968). A gauche : (a: comportement stable de classe I), (b: comportement instable de classe II) et (c: état critique). (d'après Biolzi et Labuz, 1993).

II.5.5.3/ CRITERE LOCAL DE STABILITE

Un critère local incrémental de stabilité, qui est plus restrictif pour le comportement de classe I est défini en examinant la pente de la courbe force-déplacement.

$\frac{d\delta}{dF} > 0$ indique une réponse « snap-back » (figure 2.5.6).

Figure 2.5.6 : Réponse de structure d'un matériau élastique linéaire radoucissant de classe I et II. Considération locales. (d'après Labuz et Biolzi, 1991).

II.5.5.4/ RUPTURE EN CLASSE I ET II ET DUCTILITE

Dans les tests triaxiaux, quand on augmente la pression latérale, la résistance ultime de l'échantillon augmente. En général, les courbes post-pic, dans le cas de tests à faibles pressions de confinement , peuvent être caractérisées par des régions de chute soudaine dans la résistance suivie par des pentes plus douces. A grandes pressions de confinement, la transition de fragile à ductile prend place et la soudaine chute disparaît lentement. C'est clairement observé pour les roches présentant un comportement de classe I, tandis que pour les roches avec un comportement de classe II, ce comportement persiste même pour de grandes pressions de confinement. On s'attend tout de même à ce que la transition prenne place au delà d'une très grande pression de confinement (figure 2.5.7).

Figure 2.5.7 : A gauche : courbes contrainte-déformation complète du marbre de Tennessee II confiné et non confiné. (d'après Wawersik et Fairhurst, 1970). A droite : courbes contrainte-déformation du granite de Westerly en compression uniaxiale et triaxiale. (d'après Wawersik et Brace, 1971).

II.5.6/ PARAMETRES INFLUENCANT LA STABILITE

II.5.6.1/ STRUCTURE DE LA ROCHE

Brown et Hudson (1971, cités par Vutukuri et al., 1974) ont montré que le type de comportement dépend de la structure de la roche. Dans des roches très poreuses comme les grès et les calcaires, le processus de rupture débute avec l'effondrement (collapse) de la structure poreuse résultant en une augmentation constante de leur anisotropie. Ils ont un comportement post-rupture de type classe I. Un comportement similaire se produit aussi dans quelques roches cristallines avec des grains ultra-fins, la rupture est due aux fissures subaxiales inter et intragranulaires. Les courbes obtenues dépendent de la taille des grains. Pour les roches de petite taille de grain, les courbes tendent à être dans la catégorie classe II.

II.5.6.2/ TAUX DE DEFORMATION

Peng et Podnieks (1972) ont étudié le rôle du temps sur l'allure des courbes contraintes-déformations complètes. Ils ont fait varier le taux de déformation de 10^{-2} à 10^{-7} / sec. Ils ont constaté que la résistance au pic augmente quand le taux de déformation augmente (figure 2.5.8).

Figure 2.5.8 : courbes contraintes-déformations complètes obtenues en testant une roche (tuff) avec différents taux de déformation. (d'après Peng et Podnieks, 1972).

Par ailleurs, Peng (1973) a testé le granite charcoal et le marbre de Tennessee à des taux de déformation allant de $6{,}35 \times 10^{-1}$ à $6{,}35 \times 10^{-2}$ mm/s et le grès Arkose de $6{,}35 \times 10^{-1}$ à $6{,}35 \times 10^{-2}$ mm/s. Les résultats indiquent également que la résistance ultime augmente avec le taux de déformation appliqué. Le taux de déformation n'affecte pas la pente des courbes forces-déformations pré-rupture. Dans la région post-pic, les essais montrent que les courbes complètes forces-déformations de certaines roches peuvent être obtenues facilement et la rupture des échantillons peut être contrôlée pour l'étude de propagation des fissures. L'angle mesuré entre l'horizontale (axe de déformation) et les courbes forces-déformations augmente avec la diminution du taux de déformation. Cependant, pour d'autres types de roches tel que le granite Charcoal et le grès de Berea, à grand taux de déformation, les échantillons rompent violemment et les courbes chutent en très peu de temps. Les courbes post-pic sont composées d'une seule ligne verticale et ne révèlent pas d'information sur le processus de rupture. Une diminution du taux de déformation appliqué augmente la pente de la courbe complète force-déformation dans la région post-pic. Les résultats expérimentaux indiquent que pour le même type de roche, plus le taux de déformation est lent, plus la rupture des échantillons peut être facilement contrôlée (figure 2.5.9). Le changement dans le taux d'application du chargement de la roche affecte donc les propriétés mécaniques et les mécanismes de rupture. Une diminution du taux de déformation diminue la résistance de rupture et augmente la ductilité. Peng (1973) arrive à la conclusion qu'il est préférable de réaliser les tests avec un faible taux de déformation.

Figure 2.5.9 : Courbes contraintes-déformations complètes pour différentes roches testées avec différents taux de déformation. Comportement dépendant du temps. En haut à gauche : granite Charcoal. En haut à droite : grès Arkose. En bas à gauche : grès de Berea. En bas à droite : marbre de Tennessee. (d'après Peng, 1973).

En accord avec ces conclusions, Vutukuri et al. (1974) ont affirmé qu'il était possible que le comportement post-pic de la roche change d'une classe à une autre dépendant des taux de déformation et que pour de grands taux de déformation, les roches de comportement classe I peuvent changer en un comportement de classe II.

II.5.6.3/ HISTOIRE DE CHARGEMENT ET ETAT DE CONTRAINTE

Le comportement post-pic de roches est sensible aux changements dans l'état de contrainte et est dépendant de l'histoire de chargement (stress-path). Crouch (1972 a,b, cité par Vutukuri et al., 1974) a réalisé des tests sur la dépendance de la courbe post-pic à l'histoire de chargement. Ces tests ont été réalisé sur une norite de l'Afrique du sud. La résistance ultime de la roche est quasiment indépendante de la manière avec laquelle les contraintes axiales et de confinement sont appliquées, mais la courbe σ-ε post-pic est dépendante de l'histoire de chargement de la contrainte de confinement. Dans la figure 2.5.10, les courbes B et C sont obtenues à la même contrainte de confinement 10 MPa excepté que C a été obtenue en gardant la contrainte latérale constante tandis que dans B, la contrainte a été changée à la rupture de 6,9 à 10 MPa.

Figure 2.5.10 : Courbes contrainte axiale-déformation axiale pour une norite soumise à une contrainte de confinement entre 1000 et 1450 lbf/in^2. (A: contrainte de confinement constante fixée à 1000 lbf/in^2), (B: contrainte de confinement constante fixée à 1000 lbf/in^2, puis augmentée à 1450 lbf/in^2 et gardée constante), (C: contrainte de confinement constante fixée à 1450 lbf/in^2). Les courbes B et C sont donc obtenues à la même contrainte de confinement 10 MPa excepté que C a été obtenue en gardant la contrainte latérale constante tandis que dans B, la contrainte a été changée à la rupture de 6,9 à 10 MPa.

II.5.6.4/ RIGIDITE DE LA PRESSE

Certaines études de stabilité, laissant de côté l'étude des mécanismes de rupture des roches, se sont concentrées sur l'énergie emmagasinée par la presse. Le phénomène d'accumulation d'énergie de déformation peut rendre impossible à un processus de rupture de se poursuivre après le pic. (Fairhurst et Cook, 1967). La rigidité relativement faible de la presse utilisée peut rendre difficile les études de laboratoires du comportement radoucissant du matériau. En effet, la rupture brutale incontrôlée et explosive, l'éclatement d'échantillon de roche dépend de la rigidité de la presse utilisée pour le chargement. L'observation de la portion post-pic de la courbe contrainte-déformation dépend directement de la rigidité relative de l'échantillon et de la presse (figure 2.5.11).

Figure 2.5.11 : Observation de la partie post-pic de la courbe contrainte-déformation pour le cas d'une presse rigide. (d'après Horino et al., 1972).

Dans le passé, la plupart des presses étaient souples. Aujourd'hui, beaucoup d'efforts ont été réalisés pour rendre les presses rigides, (Bieniawski et al., 1969, cités par Vutukuri et al., 1974). Ces dernières ont malgré tout une certaine déformation élastique qui peut varier d'une presse à l'autre. Dès 1935, Speath (1935, cité par Jaeger et Cook, 1979) postula que la forme précise de la courbe contrainte-déformation sur du fer durant la déformation plastique était influencée par la rigidité de la presse. Des portions descendantes de la courbe contrainte-déformation seraient masquées par les caractéristiques de décharge de la presse parce que la rigidité de la plupart des presses était de 200 MN/m tandis que la rigidité d'un échantillon de

fer de taille standard était de 500 MN/m.
La première explication claire et définitive de l'effet de la rigidité de la presse sur la rupture des échantillons testés a été donnée par Whitney (1943, cité par Vutukuri et al., 1974), commentant des courbes de contraintes-déformations obtenues sur du béton par Jensen (1943, cité par Jaeger et Cook, 1979). Durant la rupture, la presse se relaxe élastiquement, son mouvement élastique impose une grande déformation supplémentaire au béton. Cette déformation pourrait être considérablement plus grande que la déformation totale correspondant à la rupture. Une grande quantité d'énergie de déformation élastique est emmagasinée pendant le chargement dans le cylindre et la presse et la libération soudaine de cette énergie élastique stockée cause la rupture de type explosive de l'éprouvette. La rupture instable et incontrôlée n'est donc pas une caractéristique intrinsèque de la roche. Whitney mesura la rigidité de quatre presses et les compara aux pentes des courbes contraintes-déformation à la rupture. Il conclut que juste après le maximum de charge, la pente de la courbe correspondant au béton devient égale à celle de la courbe de la presse. En ce point, la déformation commence à augmenter et une rupture rapide suit.
Biolzi et Labuz (1993), par une étude sur les poutres, ont illustré l'influence de la rigidité de la presse (Salamon, 1970 ; Cooper, 1977 ; Sture et Ko, 1978, cités par Biolzi et Labuz, 1993) sur la réponse post-pic force-déplacement en considérant une rotation des axes de chargement, tel qu'à partir de la réponse stable obtenue permettant le contrôle de l'essai, on puisse visualiser l'instabilité du comportement. Le comportement propre de l'échantillon est masqué par la contribution supplémentaire de la machine (figure 2.5.12). Biolzi et Labuz ont utilisé pour le signal feed-back le déplacement d'un côté à l'autre d'une encoche sciée. Deux capteurs LVDTS (linear variable differential transformers) sont fixés de façon symétrique dans la ligne centrale de la poutre pour mesurer le déplacement.

Figure 2.5.12 : Comportement réel et réponse masquée. k^m : rigidité de la presse. (d'après Biolzi et Labuz, 1993).

Mansurov (1993) étudia l'influence de la rigidité de la presse sur le développement et la localisation dans l'espace du processus de déformation des roches, ainsi que sur les émissions d'énergie élastiques, pour savoir à quelle étape de la déformation l'influence de la rigidité du système de chargement devient significative. Pour cela, Mansurov a réalisé une étude sur le granite. Il est difficile de noter des différences visibles jusqu'au point de rupture. Les courbes sont égales jusqu'aux valeurs de contrainte proches du maximum. Toutefois, on n'observe pratiquement pas de zone de déformation post-pic pour une presse souple. Cette zone de déformation apparaît quand on augmente la rigidité de la presse. On arrive en effet à avoir un radoucissement plus important, plus significatif pour un chargement rigide. Seule une presse rigide nous permet donc de continuer le processus de déformation et d'obtenir une partie supplémentaire de la courbe contrainte-déformation dans la zone post-pic (figure 2.5.13). On compare également la dilatance ε_v' avec le nombre de fissures en développement. Le nombre de fissures et leurs dimensions sont caractérisés par l'énergie totale d'émission acoustique (AE).

Figure 2.5.13 : A gauche : comparaison des courbes contraintes-déformation longitudinales $\varepsilon_{//}$, transversales $\varepsilon_{\perp}$ et volumique ε_v pour une presse souple (courbe i) et une autre rigide (courbe i'). A droite comparaison de l'émission d'énergie (AE) pour un chargement souple et rigide. ε_{vc} et ε_{vcompl} sont les valeurs actuelles et complètes de la déformation volumique. ΣE_c et ΣE_{compl} sont les valeurs actuelles et complètes de la valeur d'émission d'énergie intégrale (AE). (d'après Mansurov, 1993)

Les courbes sont les mêmes, excepté pour un chargement souple où la roche rompt prématurément. La première conclusion est que la déformation et la microfissuration ne sont pas sensibles à la rigidité du système de chargement jusqu'à un certain degré de déformation. Ces dernières étant définies par les propriétés du matériau lui-même. La deuxième conclusion est que localisation se produit prématurément avec un chargement souple. Pour savoir comment la rigidité du système de chargement influence la localisation de la rupture, c'est-à-dire la formation et le développement du centre de la rupture, Mansurov réalisa une analyse détaillée de l'émission acoustique (AE). Soit ε_v la déformation volumique, n_f le nombre de fissures générées, $\dot{E}$ l'intensité d'émission (AE) et $\dot{p}$ le taux ou la vitesse de chargement de l'échantillon (figure 2.5.14).

Figure 2.5.14 : Analyse d'émission acoustique (AE). (d'après Mansurov, 1993)

Dans la figure 2.5.14.a, la flèche indique un changement soudain qui représente le point de rupture, le pic d'émission d'énergie correspond à ce point. Dans la figure 2.5.14.b, les pics de $\dot{E}$ montrent la présence de grands signaux d'énergie, liés à la formation de grandes fissures. Dans la figure 2.5.14.d, les changements soudains dans la courbe de déformation correspond à une diminution aiguë de la vitesse de chargement. Une diminution répétée de la vitesse de chargement montre la formation de plusieurs centres. Quand on charge avec un appareil de faible rigidité, les changements soudains des déformations, l'augmentation soudaine des déformations transverses et spécialement des déformations volumiques est liée à la génération et au développement rapide d'un centre de rupture qui finit par la formation d'une grande macrofissure finale. Pour un chargement très rigide, le processus de déformation ne se finit pas de cette façon, le centre généré peut être stabilisé, même pour une roche fragile. La déformation mène à la génération d'un nouveau centre de rupture ou à un développement d'un autre centre déjà existant. Si les ruptures isolés sont beaucoup plus petites que la taille de l'échantillon, quand le centre de rupture apparaît alors et se développe, une redistribution de la contrainte prend place, menant à une relaxation et à une stabilisation du centre de rupture.
Cette redistribution des contraintes est fourni par la surface entourant les ruptures isolées. Dans ce cas, la rupture isolée n'est pas liée à la presse. La relaxation des contraintes autour de la fissure générée est déterminée par les propriétés du matériau lui même. Quand la taille du centre de rupture généré devient équivalent à celle de l'échantillon chargé, la perte de la résistance dans la surface du centre de rupture peut devenir une proportion appréciable de la résistance totale de l'échantillon. Dans ce cas, la rigidité du système de chargement est importante. Quand elle est grande, la perte partielle de la résistance de l'échantillon est compensé et l'échantillon en partie se décharge. Ce qui facilite la relaxation des contraintes autour du centre de rupture et fournit une stabilisation. Pour une déformation supplémentaire, le chargement est supporté par les parties saines (unfailed) de l'échantillon et le processus de

déformation continue. Comme pour un système à faible rigidité, quand un centre de rupture de taille similaire à celle de l'échantillon est généré, le développement accéléré du centre de rupture généré prend place et mène à une macrorupture avec une émission vigoureuse de l'énergie élastique accumulée. Des données similaires ont été obtenues par Mansurov pour le marbre qui est un matériau relativement plastique par rapport au granite fragile. Le point de rupture est dépassé sans problème. Même pour un chargement souple et particulièrement pour un chargement rigide, la déformation volumique est régulière, même avec un grand nombre de petites ruptures stabilisées se produisant dans le matériau (figure 2.5.15).

Figure 2.5.15 : Analyse d'émission acoustique (AE). (d'après Mansurov, 1993)

Une roche telle que le grès, qui est plus fragile que le marbre et plus plastique que le granite a des propriétés intermédiaires à celles présentées, en terme de nombre de centre de rupture et de propriétés dynamiques (Mansurov, 1993).
En conclusion, l'augmentation de la rigidité du système de chargement décroît le degré de rupture fragile et la vitesse à laquelle elle se produit. La rigidité du système de chargement est très importante dans le processus de rupture, déterminant sa nature.

II.5.6.5/ ELEMENTS RIGIDIFIANTS

La rupture brutale et explosive de l'éprouvette est due au fait qu'après le pic d'effort, la presse transmet plus d'énergie à l'échantillon que ce dont il a besoin pour le processus de rupture. Si on amortit cet excès d'énergie, on obtient alors la portion post-pic de la courbe de déformation. L'échantillon continue à se déformer et à supporter le chargement qu'on lui applique, pour diminuer la quantité d'énergie de déformation élastique emmagasinée pendant la compression et qui est restituée au moment de la perte de la capacité de support de charge du matériau, on peut envisager d'augmenter la rigidité de la presse de chargement. Construire des bâtis de presse très massifs est une solution encombrante et coûteuse en équipement.
Une autre alternative basée sur une idée très simple a déjà été proposée et utilisée. Une technique simple pour rigidifier le système de chargement a été mise en place. Des piliers de grande résistance sont placés en parallèle avec l'échantillon entre les plateaux de la presse. Partant d'une idée similaire, Wawersik (1968) a placé en parallèle avec l'échantillon testé des crics hydrauliques stabilisants (Hydraulic Stabilizing Jacks), mais la technique des piliers placés en parallèle avec l'échantillon est, en raison de sa simplicité, la technique la plus utilisée. Les caractéristiques mécaniques et géométriques de ces piliers doivent être définies en prenant en compte les capacités de la presse et les valeurs de déformation du matériau mesurées au pic de contrainte. Il est préférable que ces pièces soient rigoureusement identiques. Bésuelle (1999) suggère que la hauteur de ces piliers soit légèrement inférieure à la hauteur de l'éprouvette au repos de façon à ne charger les piliers qu'à l'approche du pic de contrainte axiale, l'idée étant de prévenir la sollicitation excessive du dispositif de chargement. Ce qui permet au matériau constituant les piliers de rester dans le domaine élastique même lors de l'écrasement complet de l'échantillon.
Cook et Hojem (1966, cités par Horino et al., 1972) et Cook (1965) ont chargé des tubes en acier en parallèle avec un échantillon de roche dans une presse conventionnelle. Les roches testées étaient du marbre de Tennessee et du granite de St Cloud. Ils ont réduit ainsi de façon significative la violence de la rupture des échantillons testés et ont été capable d'obtenir une courbe post-pic partielle.
Une courbe complète contrainte-déformation a également été obtenue par Bieniawski (1966), Bieniawski et al. (1969, cités par Vutukuri et al., 1974) qui utilisèrent des colonnes en acier chargées en parallèle avec l'échantillon dans une presse de 1 MN. La rigidité de la machine pouvait varier entre 105 MN/m et 1,804 GN/m, dépendant du diamètre et de la hauteur des colonnes rigidifiantes.
Peng et Johnson (1972) ont également utilisé un élément rigidifiant pour obtenir les parties de courbes post-pic . La capacité de support de chargement de l'échantillon se réduit quand l'échantillon est chargé au pic. A ce moment, si la presse n'est pas assez rigide, l'énergie élastique emmagasinée dans la presse se libère rapidement, la machine rebondit et l'échantillon est détruit. Il est donc nécessaire de rigidifier la machine ou l'échantillon pour étudier la courbe complète contrainte-déformation du matériau. Comme il est plus facile et moins cher de rigidifier l'échantillon plutôt que la machine, l'échantillon est rigidifié grâce à un élément rigidifiant chargé en parallèle avec l'échantillon. (Peng, 1970, cité par Peng et Johnson, 1972).
Pour rigidifier la presse, Horino et al. (1972) ont placé trois colonnes en acier. Ce qui leur a permis d'obtenir la courbe contrainte-déformation complète (figure 2.5.16).

Figure 2.5.16 : A droite : augmentation de la rigidité de la presse à partir d'éléments rigidifiants. (d'après Bieniawski, 1966). A gauche : échantillon et colonnes rigidifiantes chargés entre les plateaux de la presse. (d'après Horino et al., 1972).

Pour pouvoir étudier le processus de rupture dans les roches et de la déformation d'échantillons sous conditions idéales sans chargements dynamiques dus à la presse, Mansurov (1993) a introduit un appareillage dans l'espace de travail de la presse. Cet appareillage contient 3 colonnes qui sont chargées avec l'échantillon, fournissant une rigidité qui supporte une grande partie du chargement et amortissant l'énergie excessive accumulée dans la presse. Quand la capacité de support de charge de l'échantillon diminue, la charge est transférée à l'élément élastique.
Pour rigidifier la presse, Bésuelle (1999) a placé deux piliers en parallèle avec l'échantillon entre les plateaux de la presse. Les piliers sont en alliage d'aluminium AU4G. Les deux pièces sont rigoureusement identiques. Bésuelle a réalisé deux essais sur des éprouvettes de marbre de vilette avec et sans le dispositif. En absence des piliers, une rupture explosive non contrôlée est obtenue. La contrainte axiale devient immédiatement nulle juste après le pic. En revanche, en présence des piliers, la rupture du marbre de vilette est contrôlée, elle est progressive et la totalité de l'évolution post-pic de l'essai est enregistrée. Comme le fait remarquer Bésuelle, la présence des piliers n'affecte pas l'aspect de la courbe contrainte-déformation, la valeur du module de déformation et les valeurs au pic de la contrainte et de la déformation axiales (figure 2.5.17).

Figure 2.5.17 : A gauche : installation de rigidification de la presse: deux piliers en parallèle avec l'échantillon monté sur le capteur de force. A droite : évolution de la contrainte axiale vis-à-vis de la déformation axiale, sur un échantillon de marbre de Vilette, en compression simple. L'essai avec presse rigidifiée est comparé avec l'essai sur presse normale (rupture brutale). (d'après Bésuelle, 1999).

On peut également citer d'autres références, (Brady et al., 1971 ; Maranhao, 1974, cités par Paterson, 1978 ; Bieniawski et al., 1969 ; Brady et al., 1973, cités par Bésuelle, 1999).
En conclusion, la technique des piliers placés en parallèle avec l'échantillon de roche testé augmente de façon significative la rigidité de la presse. Ce qui permet d'obtenir les courbes contrainte-déformation complètes, même pour des roches très dures. La technique a toutefois l'inconvénient de ne pas fournir un contrôle du taux de chargement dans la région post-pic durant les phases finales de la rupture de l'échantillon. Un contrôle rigoureux est impossible.

II.5.6.6/ TAILLE ET FORME GEOMETRIQUE DE L'ECHANTILLON

Il est généralement accepté que si la rigidité de la presse dépasse celle de la roches, alors il en résulte une décharge stable, un radoucissement stable et une réponse post-pic peut être observée. Cependant, ce n'est pas toujours le cas, même pour une presse infiniment rigide comme le suggère Wawersik et Fairhurst (1970) et Wawersik (1968). En fait, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont montré que la rigidité de la presse n'est pas le seul facteur déterminant la stabilité d'un matériau sous compression, une fois que la déformation a localisé (Labuz et Biolzi, 1991 ; Biolzi et Labuz, 1993). L'objectif de ces études est de

montrer que les problèmes de rupture ne nécessitent pas de non-linéarité matérielle ou géométrique. Pour produire une instabilité, la taille, la géométrie (shape) et la symétrie de la structure déformée sont des facteurs importants qui contrôlent le système. Le comportement global force-déplacement dans la zone post-pic de la structure intacte composée d'un matériau élastique radoucissant tel que la plupart des roches et testée en compression sous les mêmes conditions, est dépendant de la taille et de la géométrie de l'élément global, de l'échantillon. (Hudson et al., 1971, cités par Labuz, 1991). Ce qui veut dire que l'expérimentateur peut réaliser sous certaines conditions des tests de compression avec une réponse post-pic stable. La base générale de cette observation, qui est un point important souvent écarté, négligé par l'argument de la rigidité est que l'énergie potentielle de déformation élastique du système, emmagasinée par unité de volume, est convertie en une énergie de fissuration et de rupture dans la roche, dissipée par unité de surface, durant le processus de rupture. Par conséquent, un effet naturel de la taille de l'échantillon (size effect) apparaît dans la réponse globale force-déplacement. (Palmer et Rice, 1973, cité par Biolzi et Labuz, 1993).

Pour l'étude expérimentale du radoucissement du matériau, des méthodes ont été développées (Drescher et Vardoulakis, 1982 ; Read et Hegemier, 1984). De nombreuses observations en laboratoire sur des tests de compression sur la roche et du béton révèlent que la déformation localise à partir de la coalescence des microfissures quelque part prés du pic de chargement. (Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Wong 1982a ; Horii et Nemat-Nasser, 1985). La zone localisée de déformation dite encore bande de cisaillement ou zone de rupture macroscopique peut être étudiée dans le cadre de la bifurcation d'équilibre dans un milieu continu non linéaire. (Rudnicki et Rice, 1975 ; Vardoulakis, 1980). En fait, pour un chargement axisymétrique, beaucoup de données expérimentales indiquent que la localisation des déformations se produit avant ou au pic de charge. Dans ce cas, la réponse dans le régime post-pic souvent observée est due au glissement et à la propagation de la rupture de cisaillement. La réponse post-pic n'est pas une caractéristique matérielle, n'est pas une propriété essentielle du matériau, mais une réponse de structure typique. Le comportement observée après le pic est du alors à la déformation globale de l'élément de structure. (Glucklich et Cohen, 1967 ; Carpinteri, 1989, cités par Labuz et Biolzi, 1991). Le même matériau radoucissant peut apparaître avec un comportement de stabilité de classe I ou II. Berry (1960, cité par Labuz et Biolzi, 1991) et Cook (1965) ont étudié la stabilité et les effets de taille en terme de longueur de fissure, d'un plateau infini sous tension et en compression. Gardant les propriétés du matériau constants, il est possible d'obtenir un comportement instable de classe II pour des faibles longueurs de fissures et une réponse stable de classe I pour de grandes longueurs de fissures. L'effet de taille est une conséquence directe de ce modèle.
Labuz et Biolzi (1991) ont étudié la rupture en compression par cisaillement. Pour le même matériau et les mêmes conditions de chargement, ils montrent que le comportement de stabilité classe I-classe II est du uniquement à la géométrie et à la taille de l'échantillon (size and shape). Ils sont arrivés à la conclusion que la rigidité de la machine influence la stabilité de la réponse post-pic, mais n'est pas le seul facteur. Même pour une presse infiniment rigide, un comportement de classe II peut être observé. Les propriétés du matériau, la taille et la forme de l'échantillon et la pression de confinement sont importantes pour déterminer la stabilité. Pour des échantillons avec un diamètre au dessus d'une valeur critique, la réponse est instable. Au niveau expérimentale, Labuz et Biolzi ont réalisé des essais de compression uniaxiale sur du calcaire d'Indiana. Ils ont mis en évidence le changement de stabilité pour la même presse de chargement en variant simplement le diamètre D des échantillons. La presse est rigide et est contrôlée en déplacement circonférentiel. La vitesse de déplacement circonférentiel est de 5×10^{-4} mm/s. Le déplacement circonférentiel est une fonction augmentant de façon monotone le long de tout le test, il est donc utilisé comme signal feed-

back dans la bouche fermé d'asservissement (closed loop) du système servo-hydraulique. Ce qui permet d'observer le retour en arrière (snap-back) de la courbe. Le déplacement axial est mesuré avec un capteur LVDT (linear variable differential transformer). En cas de tests servo-contrôlés avec asservissement du déplacement axial, la réponse globale ne peut évidemment être suivie pour les échantillons de comportement de classe II. Par évidence, la rigidité de la presse n'est pas le seul facteur déterminant l'instabilité. La réponse post-pic du système dépend de la taille de l'échantillon, en supposant que les paramètres caractéristiques du matériau sont constants pour les échantillons testés (Labuz et Biolzi, 1991). Quand la taille de l'élément sous compression qui rompt par rupture de cisaillement augmente, la réponse post-pic peut prendre une pente positive. Une taille critique existe tel que l'élément sous compression composé d'un matériau élastique radoucissant peut avoir un comportement instable. Ce comportement radoucissant de la roche n'est pas une propriété essentielle du matériau mais simplement une réponse globale typique.

Figure 2.5.18 : A gauche : l'histoire de chargement complète montre une réponse instable de type classe II (snap-back) ou « fragile » de l'échantillon de diamètre D = 52 mm et une réponse stable ou « ductile » de l'échantillon de diamètre D = 26 mm. Compression uniaxiale sur la même presse. A droite : influence de la géométrie pour des échantillons de diamètre D = 26 mm et avec deux différentes longueurs (λ =2 et 3), sous compression triaxiale avec une faible pression de confinement de 2 MPa. (d'après Labuz, 1991 et Labuz, Biolzi, 1991).

La baisse soudaine dans la charge (en pointillé) est un indicateur de l'instabilité. La réponse globale est changée quand on augmente l'élancement l/D, tendant vers une instabilité (figure 2.5.18). Biolzi et Labuz (1993) ont également étudié le problème d'instabilité globale et de bifurcation et incorporé le comportement radoucissant dans l'analyse des poutres. Pour considérer l'instabilité des systèmes radoucissants, des expériences sont réalisées pour une configuration donnée de flexion (three points bending) avec une géométrie simple caractérisée pour un trajet de fissure bien défini. On enregistre donc la réponse globale de poutres composées de matériaux radoucissants. Notons la longueur de la poutre L, la hauteur de la poutre B, l'épaisseur de la poutre T.

Figure 2.5.19 : Comportement de poutres d'une section donnée, de même hauteur B = 50 mm, de même épaisseur T = 50 mm, mais avec des longueurs L différentes. (d'après Labuz et Biolzi, 1991).

Figure 2.5.20 : Comportement de poutres d'une section donnée, de même hauteur B = 57 mm, de même épaisseur, mais avec des longueurs L différentes. (d'après Labuz et Biolzi, 1991).

La réponse globale va de l'instabilité pour les poutres courtes, à la stabilité pour les poutres intermédiaires et un retour à l'instabilité pour les poutres très élancées (figures 2.5.19, 2.5.20). Par conséquent, le comportement radoucissant qui peut être observé dans une structure

élastique radoucissante n'est pas une propriété matérielle mais plutôt une réponse de structure.

Figure 2.5.21 : Dépendance à la taille à travers la hauteur B. (d'après Biolzi et Labuz, 1993).

Les échantillons sont géométriquement similaires. Les poutres de différentes tailles présentent un comportement global différent. Pour un matériau donné avec des propriétés constantes, une dépendance à la taille apparaît à travers la hauteur B (figure 2.5.21). On observe un radoucissement avec une augmentation de déplacement associé à une baisse du chargement appliqué pour les plus petits échantillons (condition stable) et une réponse plus fragile pour les échantillons plus grands (condition instable). L'échantillon est instable au dessus d'une taille critique. Ceci est une manifestation du dit effet de taille, un facteur d'importance fondamentale quand les essais de laboratoire effectués sur des petits éléments sont extrapolés à des structures réelles de taille considérable. (Bazant, 1984, cité par Biolzi et Labuz, 1993).
La stabilité de la configuration (three point bend) peut être analysée en considérant le déplacement totale υ_t au point d'application de la charge. Notons $\lambda = L / B$ l'élancement de la poutre. En plus de l'effet de taille (pour une configuration de chargement donnée), la réponse post-pic est influencée par la géométrie, plus précisément pour le cas d'une poutre par l'élancement. Biolzi et Labuz (1993) ont montré que la poutre a deux valeurs d'élancement ($2,5 < \lambda < 6$) entre laquelle la réponse force-déplacement est stable. Les expériences confirment que pour des élancements trop grands ou trop faibles, la poutre a un comportement instable. Deux valeurs de l'élancement définissent l'intervalle, la gamme stable de la réponse radoucissante pour une géométrie et une configuration de chargement données.
(Rokugo et al., 1985, cités par Boulay, 1988) ont également remarqué un effet de taille lors d'essais de compression (figure 2.5.22).

Figure 2.5.22 : Courbes effort-déplacement, lors d'essais de compression sur éprouvettes de longueur différentes. (Rokugo et al., 1985).

Par ailleurs, avec le développement des fissures dans la région post-pic, l'aire effective au centre de l'échantillon décroît lentement. La décroissance relative de l'aire sectionnelle est plus grande pour les échantillons de plus grand élancement parce que les différentes conditions de distribution de contrainte dans l'échantillon résulte en une rapide décroissance de la valeur de rigidité de l'échantillon, les courbes post-pic des échantillons d'élancement plus grand sont plus raides. Les résultats obtenus par Hudson et al. (1971) et Bieniawski (1969) confirment cela. Hudson et al. (1971, cités par Vutukuri et al., 1974 et Vardoulakis, Sulem, 1993) ont conduit une série de tests de compression uniaxiale sur le marbre de Georgia Cherokee avec des plateaux non lubrifiés, pour différents élancements d'échantillons (figure 2.5.23).

Figure 2.5.23 : A gauche et au centre : rigidité post-pic des échantillons de marbre comme fonction de la géométrie des échantillons. Influence de la taille (size) et de la forme (shape) d'échantillons de marbre chargés en compression uniaxiale sur la courbe contrainte-déformation complète. (d'après Hudson et al., 1971). A droite : rigidité post-pic du marbre de Georgia Cherokee en compression uniaxiale comme fonction du diamètre de l'échantillon pour différents élancements. (d'après Hudson et al., 1972), (cités par Vutukuri et al., 1974).

En conclusion, l'instabilité dans la réponse force-déplacement est fonction des propriétés mécaniques du matériau mais aussi de la taille et de la géométrie de la structure.

Par ailleurs, (Van Vliet et Van Mier, 1996, cité par Vardoulakis et al., 1998) utilisant un contrôle de déplacement axial et des plateaux lubrifiés sur des échantillons de différents élancements, ont observé que les données post-pic des essais de compression uniaxiale sur le béton suggèrent une relation contrainte-déplacement plutôt que contrainte-déformation (figure 2.5.24). Ils suggèrent une dépendance entre la contrainte axiale et le déplacement axial, ce dernier étant plus ou moins insensible à la hauteur de l'échantillon, ce qui permet d'obtenir une relation contrainte-déplacement empirique unique au lieu de plusieurs relations contraintes-déformations. Comme le font remarquer Vardoulakis et al. (1998), cette méthode de présentation des données post-pic est similaire à celle du test de cisaillement direct en mécanique des sols.

Figure 2.5.24 : A gauche : reproduction de résultats expérimentaux concernant la compression uniaxiale d'échantillons de béton avec extrémités lubrifiées. (d'après Van Vliet et Van Mier, 1996). A droite : reproduction du concept de Palmer et Rice sur la localisation des déformations en cisaillement direct. (a: diagramme schématique, b: relation entre la force de cisaillement et le déplacement, c: relation entre la contrainte de cisaillement τ et le déplacement δ. (d'après Palmer et Rice, 1973), (cités par Vardoulakis et al., 1998).

Cette présentation des résultats des tests est étroitement lié au concept de localisation des déformations et d'échelle de longueur matérielle qui se reflète dans l'épaisseur d_B de la bande de cisaillement. (Vardoulakis et Sulem, 1995, cité par Vardoulakis et al., 1998). Par exemple, utilisant une épaisseur de bande de cisaillement comme une longueur de référence pour le

déplacement de cisaillement δ, une déformation locale $\gamma = \frac{\delta}{d_B}$ peut être introduite, qui est indépendante des dimensions géométriques externes du problème telles que l'épaisseur de la couche dans le cisaillement direct. (Vardoulakis, 1978 ; Desrues et al., 1991, cités par Vardoulakis et al., 1998). En fait, comme le font remarquer Vardoulakis et al. (1998), le concept de la localisation des déformations en bandes de cisaillement n'est pas applicable au problème considéré de la compression uniaxiale. Pour arriver à une description continue des phénomènes post-pic observés, on a besoin d'un nouveau concept pour décrire les mécanismes de rupture dans un test de compression uniaxiale. Un tel concept est développé dans leur article. La contrainte axiale post-pic est vue comme une fonction du déplacement axial normalisé par le rayon de l'échantillon et non de sa hauteur. Une théorie continue de « diffusion de contrainte » est développée, qui est capable de prendre en compte l'effet de taille.

CHAPITRE III : ETUDE EXPERIMENTALE

III.1/ PRINCIPE DE L'ESSAI TRIAXIAL

Le test triaxial est décrit en détail dans la littérature. (Vutukuri et.al, 1974 ; Paterson, 1978). L'essai de compression triaxiale consiste à soumettre une éprouvette généralement cylindrique à un champ de contrainte uniforme qui a pour composantes une pression hydraulique σ_3 appliquée par l'intermédiaire d'un fluide remplissant la cellule (généralement de l'huile hydraulique) et une contrainte axiale ou déviateur (σ_1 - σ_3) appliquée par l'intermédiaire d'un piston. Dans un essai de compression triaxiale monotone classique, l'éprouvette est soumise à un champ de contraintes isotropes jusqu'à une valeur donnée. On maintient ensuite à niveau constant la pression hydraulique représentée par σ_2 et σ_3 , à la dite pression de confinement et on augmente progressivement la contrainte axiale σ_1 ou le déviateur (σ_1 - σ_3) jusqu'à la rupture de l'éprouvette. Les essais peuvent être effectués à différentes pressions de confinement. Dans un essai de compression triaxiale avec cycles de chargement-déchargement-rechargement, l'éprouvette est soumise à une sollicitation du type décrit précédemment. A différents niveaux de la contrainte axiale déviatorique (1, 2 et 3 sur la figure 3.1.1), on effectue un déchargement jusqu'à l'état hydrostatique, puis un rechargement jusqu'à un niveau de contrainte axiale supérieur au précédent niveau de contrainte axiale de déchargement et de nouveau, on décharge et ainsi de suite, jusqu'à la rupture.

Figure 3.1.1 : Chemin de sollicitation de compression triaxiale avec cycles de chargement - déchargement – rechargement.

III.2/ DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

III.2.1/ MATERIAU ET PREPARATION DES EPROUVETTES

III.2.1.1/ CRITERES DE CHOIX DU MATERIAU

L'industrie pétrolière est concernée de très près par les ruptures de puits dans les formations gréseuses, ruptures que l'on attribue à des phénomènes de localisation et dont l'entretien et la réparation nécessitent des sommes et des moyens considérables. La plupart des puits de pétrole sont forés dans des bassins sédimentaires où de nombreux problèmes de forabilité et de tenue de parois se posent. En tant que roche réservoir de pétrole, le grès fait ainsi l'objet de nombreuses études de laboratoire.
Le matériau de référence choisi pour notre étude est le grès de Fontainebleau. Cette roche a déjà été utilisée pour étudier expérimentalement en laboratoire le phénomène de la localisation des déformations. (Bourbie et al., 1987 ; Ikogou, 1990 ; Sayehi, 1992 ; Haïed, 1995 ; Haïed et al., 1997). Le grès de Fontainebleau est une roche initialement isotrope. Ceci permet d'obtenir des déformations d'échantillon les plus homogènes possibles pour étudier au mieux le phénomène de la localisation. Par ailleurs, cela diminue la complexité mathématique des modèles. Notons que l'hypothèse d'un comportement de roche isotrope n'est valide que pour les roches qui n'ont pas d'orientation préférentielle de plans de faiblesse (weakness planes).

III.2.1.2/ CARACTERISATION PHYSIQUE DU GRES DE FONTAINEBLEAU

III.2.1.2.1/ Composition minéralogique

Une étude pétrographique d'une ou plusieurs lames minces au microscope optique permet de déterminer la composition minéralogique de la roche. Le grès de Fontainebleau est monominéral. C'est une roche minéralogique très pure, composée presque exclusivement de grains de quartz à plus de 99.8 % de quartz pur. Aucun autre minéral n'a été observé dans les éprouvettes étudiées. La grande pureté de ces roches permet de s'affranchir des problèmes liés à une minéralogie complexe et aussi de bien connaître les modules élastiques de la roche non fissurée. La présence dominante du quartz est un avantage pour l'étude microscopique du phénomène de la localisation des déformations. En effet, le grès de Fontainebleau (comme d'autres grès) présente sous fortes déformations un changement de coloration au niveau de la bande de cisaillement. On observe au niveau de la bande de cisaillement une coloration blanche nettement visible à l'œil nu. La forme et les contours des zones de localisation sont donc mis en évidence grâce à leur aspect blanchâtre qui indique en fait une altération locale importante du matériau. Ce changement de coloration est dû au broyage et à la décohésion des grains de quartz, à la perte de cohésion qui caractérise la localisation. Ce changement de coloration rend les microfissures en général plus faciles à observer et permet d'évaluer de façon précise l'épaisseur et l'orientation des bandes de cisaillement.

III.2.1.2.2/ Simplicité chimique et cristallographique

Les blocs sont macroscopiquement très homogènes, on n'observe aucune structure dans la roche. Au niveau microscopique, en dehors de la cohésion qui lie ses grains de quartz, le grès est une roche granulaire dont la structure semble tout juste un peu plus complexe que celle d'un sable. Ce matériau est un assemblage de grains, dont les contacts sont cimentés après sédimentation par formation d'un ciment d'origine variable selon les cas, mais la cohésion des grains peut être assurée par des interpénétrations entre grains (d'origine diagénétique). Dans ce cas, aucun ciment ne soude les grains entre eux. C'est le cas par exemple pour le grès des Vosges (Bésuelle, 1999). Le grès de Fontainebleau, quant à lui, est essentiellement formé de grains de quartz ayant subi une longue érosion et un bon classement granulométrique avant de se développer. Le dépôt initial est formé de grains de quartz monocristallines, sub-sphériques, ce qui veut dire que les grains sont des monocristaux de quartz de forme plus ou moins arrondie. D'après la littérature, le diamètre moyen des grains de quartz avoisine les 250 μm.
Faisons une brève excursion géologique: les sables de Fontainebleau constituent l'entablement des plateaux du secteur sud-ouest de la région Ile de France. Ils ont été déposés lors de la dernière incursion marine dans le bassin de Paris il y a quelques 35 millions d'années. Cela est attesté par la présence de niveaux fossilifères intercalés dans les sables et par des stratifications obliques alternées dues aux courants des marées. Il existe au sein des sables de Fontainebleau des dalles de grès. Ces niveaux grèsifiés sont dus à la cimentation des sables par de la silice. Le grès de Fontainebleau est formé de grains ayant subi une cimentation plus ou moins poussée par la silice qui cristallise autour de grains sous forme de quartz en continuité cristalline avec ceux-ci. Autrement dit, les grains sont soudés entre eux par un ciment siliceux (Zamora, 1990 ; Ikogou, 1990). La genèse des grès de Fontainebleau par le mécanisme de la silicification est expliqué en détail par Grisoni et Thiry (1988).
La simplicité chimique et cristallographique en font un bon choix de matériau poreux naturel qui sert de support à de nombreuses expériences de mécanique des roches.

III.2.1.2.3/ Porosité

La porosité d'une roche est par définition le pourcentage du volume des vides (V_v) par rapport au volume total (V_t): $n = \frac{Vv}{Vt} \times 100$ (%).
Le grès de Fontainebleau est un bon exemple de matériau poreux intergranulaire. Sa phase poreuse est assez simple et sa porosité est appréciable à l'œil nu. Le grès de Fontainebleau présente une très large gamme de porosité, allant de 2 à 30 %.
L'évaluation du volume des vides passe par l'évaluation de la masse sèche de l'éprouvette. Pour cela, l'éprouvette est séchée dans une étuve. La température d'étuvage dépend de la roche. Elle est choisie de façon à éviter une microfissuration par expansion thermique des échantillons. (Richter et Simmons, 1974 ; Page et Heard, 1981 ; Lo et al., 1982, cités par Santarelli, 1987). Le grès de Fontainebleau peut être chauffé à une température de 60° pendant 2 à 3 jours. On peut même aller jusqu'à 110°C sans problème de fissurations. La masse sèche de l'éprouvette est mesurée sur une balance au centième de gramme près. Pour pouvoir évaluer ensuite le volume des vides, il existe deux techniques possibles, la technique de la saturation totale de l'échantillon et la technique de la masse volumique absolue.

▪ Technique de saturation totale :
L'échantillon est placé dans une enceinte fermée dans laquelle on établit le vide. L'échantillon est mis en dépression à l'air pendant une certaine durée dans le but de le saturer sous vide. On

introduit alors de l'eau déminéralisée dans l'enceinte jusqu'à remplissage. Après une certaine durée, la perméabilité de la roche permet de supposer que la roche est saturée le plus complètement possible. L'éprouvette « saturée » est pesée. On obtient alors la masse de l'éprouvette saturée (m_{sat} (g)). En fait, la porosité est la somme de la porosité connectée ou ouverte (ensemble des pores reliés à l'extérieur) et de la porosité fermée ou vacuolaire (celle qui n'est pas connectée avec l'extérieur). Seule la première est accessible aux fluides. Par la technique de saturation totale de la roche, on mesure donc la porosité ouverte accessible à l'eau. Le volume des pores accessibles à l'eau (V_e) sous vide est égal au volume d'eau qui a pénétré dans l'éprouvette (V_{eau}), autrement dit $V_e = V_{eau}$. Si on note (V_v) le volume des vides et si on suppose la porosité fermée négligeable ou très faible, alors $V_v = V_e$.

Par conséquent, $V_v = V_e = V_{eau} = \frac{m_{eau}}{\rho_{eau}} = \frac{m_{sat} - m_{\sec}}{\rho_{eau}}$ avec ρ_{eau} représente la masse volumique de l'eau, estimée à $\rho_{eau} = 1kg / l$. La porosité s'obtient ainsi par simple pesée de la roche sèche et de la roche saturée.

▪ Technique de la masse volumique absolue :

La masse volumique de l'éprouvette est calculée à partir de la masse sèche de l'échantillon obtenue après étuvage, divisée par le volume de l'échantillon.

On définit:

$\rho_{abs} = \frac{m_{\sec}}{Vt - Vv}$ masse volumique absolue de la roche.

$\rho_{rel} = \frac{m_{\sec}}{Vt}$ masse volumique relative de la roche.

$$n = \frac{Vv}{Vt} \times 100 = [\frac{Vt - \frac{m_{\sec}}{\rho_{abs}}}{Vt}] \times 100 = [1 - \frac{m_{\sec}}{\rho_{abs} Vt}] \times 100 = [1 - \frac{\rho_{rel}}{\rho_{abs}}] \times 100 = (\frac{\rho_{abs} - \rho_{rel}}{\rho_{abs}}) \times 100$$

On retrouve ici une autre définition équivalente de la porosité souvent citée dans la littérature:

$$n = (\frac{\rho abs - \rho rel}{\rho abs}) \times 100 = (1 - \frac{\rho rel}{\rho abs}) \times 100 = 100 - 100 \frac{\rho rel}{\rho abs} = 100 - \frac{m \sec}{Vt} \times \frac{100}{\rho abs}$$

La porosité s'obtient ainsi par simple pesée de la roche sèche, à condition de connaître la masse volumique absolue ρ_{abs}, c'est-à-dire la masse volumique du matériau qui compose la roche.

Pour un grès composé essentiellement de quartz, $\rho_{abs} \cong 2.65$ g /cm^3 .

Pour un échantillon de forme géométrique cylindrique, de diamètre ϕ = 40 mm et de hauteur h (cm) :

$$n = 100 - \frac{m \sec}{\pi \phi^2 h / 4} \times \frac{100}{\rho abs} = 100 - \frac{m \sec(g)}{h(cm)} \times \frac{400}{\pi \phi^2 (cm) \rho abs(g / cm^3))}$$

$$n = 100 - \frac{m \sec(g)}{h(cm)} \times \frac{400}{\times 4^2 \times 2.65} = 100 - \frac{m \sec(g)}{h(cm)} \times 3.0029$$

Par une simple pesée de la masse sèche de l'éprouvette et par une simple mesure de sa hauteur, on a une estimation précise de la porosité. La seul inconvénient de cette technique est qu'il faut avoir déjà à la base une estimation précise de la masse volumique absolue ρ_{abs} (g / cm^3). En fait, cette estimation est possible par deux méthodes: la première est d'utiliser la technique de la saturation totale de la roche. Dans ce cas, cette dernière technique est utilisée juste pour quelques éprouvettes. Une fois la masse volumique absolue évaluée, on n'emploie alors plus que la deuxième technique qui ne nécessite que la pesée de l'échantillon

sec, sans aucune saturation de l'échantillon. La deuxième méthode pour estimer la masse volumique absolue est la pycnométrie. Elle consiste à réduire un échantillon de roche en poudre (de diamètre inférieur à 40 microns). On évalue ensuite la masse et le volume de la poudre, en supposant sa porosité négligeable.

III.2.1.2.4/ Vitesse du son

Le principe de la vitesse du son est basé sur le phénomène piézo-électrique. En comprimant le quartz selon son axe optique, il se crée une différence de potentiel aux bornes. A l'inverse, quand on impose une tension, le matériau se contracte ou se dilate suivant le signe du courant. Pour mesurer la vitesse longitudinale (vl) d'un échantillon de roche, on pose l'échantillon sur sa face axiale et on mesure le temps qu'il faut à l'onde pour passer de l'émetteur au récepteur.
La mesure de la vitesse du son permet d'évaluer l'indice de continuité et le degré de fissuration d'un matériau.

- La vitesse théorique du son dans l'air est de 300 m/s. La vitesse théorique dans le quartz (composant le grès de Fontainebleau) est de V_{th} quartz = 6000 m/s.
- Notons n (%) la porosité.

Notons V_{th} la vitesse théorique dans le matériau (sans pores) constituant la roche poreuse.

- On définit la loi empirique des milieux poreux non fissurés:

Pour une roche non fissurée de porosité n, l'indice de continuité est défini comme suit:
I_c (%) = 100 - 1,4n .
L'indice de continuité permet d'évaluer le degré de consolidation d'un matériau (liaison des grains)

- La vitesse théorique dans la roche non fissurée de porosité n est notée Vl et est calculée comme suit: sachant que $I_c = 100 \frac{V_l}{V_{th}}$, on a alors $V_l = V_{th} \times \frac{I_c}{100}$ avec I_c = 100 - 1,4 n.

Ce qui traduit le fait que plus la porosité augmente, plus la vitesse du son Vl diminue.

- Dans le cas plus général d'une roche de porosité n contenant des fissures, la valeur réelle mesurée de la vitesse V_l (souvent notée V_{lm}) est inférieure à la vitesse théorique (notée ici Vl) d'une roche de porosité n non fissurée. Le terme de roche « fissurée » englobe également ici le cas d'un matériau non consolidé ou la présence de grains mal soudés. Si, par exemple, on obtient pour le grès de Fontainebleau (composé essentiellement de quartz) une mesure de la vitesse du son très faible, par exemple de l'ordre de 600, on peut en déduire alors que la roche est très mal consolidée.

Sachant que $I_c = 100 \frac{V_l}{V_{th}}$ et connaissant la valeur réelle mesurée Vl, on peut en déduire alors I_c

- On peut faire une extension de la loi au cas des milieux poreux fissurés:

On définit le degré de fissuration D_f d'un matériau comme suit: $D_f = 100 - 1{,}4\,n - I_c$.
Connaissant la porosité n du matériau et son indice de continuité, on peut évaluer très simplement le degré de fissuration du matériau.
Par ailleurs, on remplace $I_c = 100 - 1{,}4\,n - D_f$ et V_{th} = 6000 m/s (pour le grès composé essentiellement de quartz) dans l'expression $V_l = V_{th} \times \frac{I_c}{100}$.

- On trace ensuite un graphe donnant la vitesse du son Vl réelle mesurée sur les échantillons en fonction de leur porosité. On trace enfin sur ce même graphe les droites correspondant à différentes valeurs du degré de fissuration D_f (0, 10, 20, 30, ...) (figures 3.2.1). On a alors pour chaque échantillon de roche une estimation très précise et très rapide de son degré de fissuration. Notons que $D_f = 0$ représente le cas d'un matériau poreux non fissuré.

Finalement, parmi les échantillons de différents élancements 1, 1.5 et 2 que nous avons

préparés, nous avons sélectionné en priorité, pour les essais à réaliser, les échantillons qui présentent le plus faible degré de fissuration possible.

Figures 3.2.1 : Evaluation du degré de fissuration d'échantillons de roche de différents élancements en fonction de la porosité et de la vitesse du son mesurée.

III.2.1.2.5/ Pic de résistance

Le matériau testé doit avoir une résistance en compression qui doit rester dans la gamme de l'appareil, dans la capacité de la presse, même pour des pressions de confinement relativement grandes. Le grès de Fontainebleau de porosité 21 % a un pic de résistance en compression d'environ 10 MPa pour une pression de confinement nulle et un pic d'environ 230 MPa pour une pression de confinement de 42 MPa. C'est donc une roche qui va permettre un contrôle de la presse même pour des pressions de confinement élevées.
Par ailleurs, nous avons étudié l'effet de la porosité et de la vitesse du son sur le pic de résistance en compression simple (figures 3.2.2). Cette étude à été réalisée sur des échantillons de différentes porosités et provenant de différentes roches mères. Les essais ont été réalises en conditions frettées.

Figures 3.2.2 : Influence de la porosité et de la vitesse du son sur le pic de résistance en compression simple.
R^2 : facteur de corrélation.

Ces essais ont permis de mettre en évidence l'influence de la porosité sur la résistance en compression simple, se traduisant par une relation quasi-linéaire. Il n'existe pas une corrélation directe entre la vitesse du son et la résistance en compression simple. On observe en effet une dispersion relativement grande des données. La mesure de la vitesse du son est utile pour évaluer le degré de consolidation d'un matériau. Notons que la mesure de la vitesse du son a été réalisée sans couplant et donc dans des conditions de contact qui ne sont pas parfaites, ce qui peut fausser les résultats. Il est en effet recommandé d'utiliser un agent couplant pour améliorer le contact. ASTM (1994, cité par Couvreur et Thimus, 1996) propose une mince couche de colle électriquement conductrice comme une époxy. La SIMR (1981) et Rummel et Van Heerden (1978, cités par Couvreur et Thimus, 1996) suggèrent un mince film de graisse, de vaseline ou de glycérine, etc...Quelques agents couplant communément utilisés ont été expérimentés et comparés en fonction de leur capacité à améliorer la propagation des ondes ultrasoniques, que ce soient les ondes de compression (P) ou de cisaillement (S). Ces agents couplants peuvent être classés en deux sortes: des feuilles de métal et des composés visco-liquides. Les auteurs ont tracé la vitesse et l'atténuation des ondes en fonction de la contrainte et de l'agent couplant. Finalement, la feuille de plomb, la graisse et le miel ont donné les meilleurs résultats (figure 3.2.3).

Figure 3.2.3 : Vitesse et atténuation des ondes en fonction de la contrainte et de l'agent couplant. (d'après Couvreur et Thimus, 1996).

La graisse reste malgré tout l'agent couplant le plus utilisé aujourd'hui dans les laboratoires. Mais comme la graisse lors de la mesure de la vitesse du son pénètre beaucoup l'échantillon, nous avons fait le choix d'effectuer cette mesure sans couplant pour éviter d'avoir de la graisse en contact avec l'échantillon. En fait, quand on ne graisse pas, la valeur mesurée sous-estime la vitesse du son réelle. Par une étude comparative de mesures réalisées avec et sans couplant, on a estimé l'erreur à environ 5 à 10 %.

III.2.1.2.6/ Conclusion

L'évaluation de l'effet de la porosité et de la vitesse du son est d'une grande importance. Dans les essais effectués, les échantillons doivent être quasi-identiques. Il nous faut trouver un critère de comparaison des différents échantillons. Le critère choisi d'échantillons « identiques » ou « équivalents » est avant essai une porosité voisine (moins de 1% de différence), puis après essai un pic de résistance proche. La mesure de la vitesse du son donne des résultats trop dispersés pour être retenue dans la comparaison des échantillons. Par contre, elle est utilisée pour évaluer le degré de fissuration des roches mères. Il faut cependant avoir suffisamment d'échantillons qui remplissent ce critère d'échantillons « équivalents ». Notons qu'il est préférable d'utiliser des échantillons avec un léger écart de porosité, mais provenant de la même roche mère plutôt que d'utiliser des échantillons de porosité quasiment identique mais provenant de roches mères différentes. En effet, si les échantillons proviennent tous de la même roche-mère constituée par un bloc de matériau homogène, on optimise à coup sûr la répétabilité des essais.

III.2.1.3/ PREPARATION DES EPROUVETTES ET DEFINITIONS GEOMETRIQUES

III.2.1.3.1/ Prélèvement des roches mères

Les roches mères ont été prélevées dans la carrière de Bonnevault, se trouvant dans la région de Fontainebleau, près de Paris en Ile-de-France. Les blocs de roche doivent être sain et ne contenir aucune fissure macroscopique. A cause du grand nombre de tests prévu, le bloc de roche doit également être homogène pour que les tests soient reproductibles et comparables quand ils sont réalisés sous des conditions différentes. Nous avons choisi d'étudier des éprouvettes de porosité intermédiaire dans une gamme proche de 15 - 20 %. Pour un choix optimal des roches mères directement sur le lieu du prélèvement, il est utile d'avoir déjà à la base, pour une porosité donnée, une idée de la valeur théorique de la vitesse du son dans la roche ainsi qu'une estimation de la masse volumique de cette dernière. Pour une porosité appartenant à la gamme 15 - 20 %, l'intervalle correspondant pour la masse volumique relative est de 2,12 - 2,2525 g / cm^3. La vitesse théorique du son dans le grès de porosité 15 % (respectivement 20 %) est de 4740 m/s (respectivement 4320 m/s). Notons que la vitesse réelle est inférieure à la vitesse théorique et que la vitesse du son est un bon indicateur du

degré de fissuration dans la roche. Ce qui va nous permettre de faire un choix optimal des blocs de roches mères prélevés en terme d'homogénéité et de fissuration.

III.2.1.3.2/ Carottage

Une fois les roches mères prélevées, ces dernières sont traitées avec le plus grand soin au sein du laboratoire, à l'abri de chocs mécaniques (secousses), thermiques (soleil), chimiques (pluie) ou de moisissures. Les essais de compression sont réalisés sur des cylindres droits à bases circulaires. Le diamètre de l'échantillon doit être au moins 20 fois celui du grain le plus grand. (Fairhurst et Hudson, 1999). On choisit un diamètre d'échantillon de 40 mm. Les normes de la SIMR sont donc respectées. Le carottage se fait en condition humide, sous jet d'eau. Le sens de carottage n'a pas de signification géologique. L'élancement d'un échantillon est par définition son rapport hauteur / diamètre. Les éprouvettes ont été taillées pour trois valeurs de l'élancement 1, 1.5 et 2, la hauteur moyenne est donc de 40, 60 et 80 mm.

III.2.1.3.3/ Rectification

Pour le traitement des surfaces de chargement, une rectifieuse plane est utilisée. Les différentes faces de l'échantillon sont rectifiées sous l'eau dans une rectifieuse avec une meule pour les rendre planes et parallèles. Pendant la rectification, l'échantillon est serré sur un montage par un positionnement en V. La rectification de la deuxième face est réalisée après retournement du montage d'usinage, dont les surfaces portantes sont elles même rectifiées.

Figure 3.2.4 : Microphotographies de la roche Pietra Leccese à partir du MEB. (à gauche: surface polie, à droite: surface non polie). (d'après Pellegrino et al., 1997 et Pellegrino, 1995).

Figure 3.2.5 : Profil de la surface par rapport à la position sur le diamètre pour le cas d'une éprouvette bien rectifiée et d'une éprouvette mal rectifiée. (d'après Torrenti et Boulay, 1993).

La qualité de la rectification peut être mesurée quantitativement. La planéité et le parallélisme des deux faces de l'éprouvette sont contrôlées et mesurées à l'aide d'un comparateur mécanique gradué appelé communément micromètre. L'échantillon est posé sur une surface horizontale. La face inférieure de l'échantillon est en contact avec cette surface en trois points. Ces trois points déterminent un plan d'appui. On effectue alors une mesure au niveau de la face supérieure de l'échantillon par rapport à ce plan de référence. On mesure donc avec un comparateur la différence de niveau à différents points de la surface par rapport à la surface opposée sur laquelle repose l'échantillon. Cette différence correspond à la précision de la planète et du parallélisme. La tolérance des imperfections du polissage des surfaces de chargement lors de la confection des éprouvettes est très stricte. L'erreur de parallélisme entre les deux surfaces de chargement planes ne dépasse pas 2 à 3 / 100 de mm (0.03 mm) pour une

hauteur d'échantillon de 60 mm. Ce qui est acceptable si l'on se réfère aux recommandations de la SIMR (Fairhurst et Hudson, 1999) pour les tests de compression. Un soin particulier est donc apporté à la confection de l'échantillon afin d'obtenir une géométrie parfaite de l'éprouvette et de respecter les normes de la SIMR (figures 3.2.4, 3.2.5). Les faces extrêmes de l'échantillon ont également été vérifiées au niveau de l'orthogonalité par rapport à la face latérale et à l'axe de symétrie de l'échantillon. La préparation des échantillons est cruciale pour obtenir des conditions de chargement homogènes. Dans le cas contraire, des pressions de pores hétérogènes pourraient se développer et la résistance au pic s'en trouverait affectée. Ainsi, Torrenti et Boulay (1993) ont testé des éprouvettes en béton à très hautes performances et ont mis en évidence l'effet d'une mauvaise rectification des échantillons sur la résistance. La résistance moyenne obtenue sur cinq éprouvettes bien rectifiées est de 102 MPa, celle obtenue sur cinq éprouvettes mal rectifiées est de 82 MPa. Par ailleurs, Torrenti et Boulay (1993) ont constaté que les déformations de mise en place des éprouvettes mal rectifiées sont trois fois plus grandes que pour les éprouvettes bien rectifiées (figure 3.2.6).

Figure 3.2.6 : Comparaison des tassements d'appuis pour une rectification correcte et une mauvaise rectification. (d'après Torrenti et Boulay, 1993).

Pour égaliser la surface de contact, Vicat (1833) plaçait entre l'échantillon et le plateau de chargement du carton. Je cite: « Chaque pièce cubique, dégauchie avec le plus grand soin sur toutes ses faces, est interposée d'ailleurs entre deux morceaux de carton doux qui servent à égaliser la pression. (...). Les pièces cubiques, cylindriques et autres, dont on mesurait la force portante, étaient comprises entre deux disques d'acier horizontaux. (...). Les pièces prismatiques n'étaient pas touchées par les disques, chaque face en était séparée par un matelas de carton mou, pour suppléer à l'imperfection du dégauchissement. Dans un petit nombre d'essais comparatifs sur des pièces posées à nu sur les disques et usées sur ces disques mêmes, pour éviter les fausses portées, nous avons trouvé des différences qui s'élevaient quelque fois à moitié ». Notons que cette technique est encore utilisée aujourd'hui au LCPC.

III.2.1.3.4/ Collage des jauges

Les échantillons de roche sont instrumentés avec un ensemble de jauges de déformations. Les éprouvettes sont munies aussi bien de jauges de déformations transversales que de jauges longitudinales. Les jauges de déformation sont collées directement sur l'échantillon, après préparation de l'état de surface. La surface de l'échantillon est dégraissée avec du trichloréthylène ou de l'acétone. Les caractéristiques d'une colle sont multiples: caractéristiques mécaniques (résistance mécanique et aux chocs), dureté, pouvoir d'adhésion, température de polymérisation, vitesse de prise, type de matériau ciblé (roche, métal, bois, céramique, verre, plastiques,...), perte ou non de composants volatiles pendant la prise, stabilité dimensionnelle maintenue ou non durant la prise avec un retrait négligeable ou non, résistance aux agents chimiques et aux solvants, inertie chimique après prise, simplicité d'emploi, durée de vie, fluage, consistance et souplesse. La tendance de la colle à fluer est un problème qui doit être considéré avoir beaucoup d'attention. Les deux notions de consistance et de souplesse de colle sont particulièrement importantes dans le cas d'un matériau poreux. Trois types de colle ont été utilisées. Les colles utilisées sont la cyanoacrylate, la résine époxy GY257 disponible au LCPC et une colle fournie par l'entreprise SEEA connue sous le nom de colle bibulle AE01. La colle cyanoacrylate (Loctite 480) est une colle à base de silicone. C'est une colle puissante avec une résistance au cisaillement de l'ordre de 30 MPa. L'adhésif AE01 est une résine époxy à deux composants qui polymérise rapidement en 3 à 5 minutes à la température ambiante. Quand on utilise la colle AE01, malgré un séjour prolongé à l'étuve des

échantillons instrumentés, on observe souvent pour le cas des essais cycliques un problème de recul au niveau de la réponse de certaines jauges de déformations radiales et / ou axiales. (figure 3.2.7). Ce recul s'explique par un fluage de la colle qui n'a pas encore bien polymérisée. Notons qu'aucun recul n'est observé pour des jauges collées avec la cyanoacrylate le jour même de l'essai. Cette colle ne présente donc pas ce problème de fluage.
Pour éviter tout problème de fluage de colle, les échantillons, après le collage des jauges, sont placés systématiquement dans l'étuve pendant plusieurs jours avant la réalisation des essais. De plus, on utilisera systématiquement la colle cyanoacrylate pour le cas des essais cycliques réalisés sur des échantillons secs.
La colle doit être consistante pour pénétrer le moins possible l'échantillon à son contact. Le problème de la consistance de la colle est d'autant plus important que le matériau est poreux (comme c'est le cas du grès de Fontainebleau). Il faut également que la colle soit souple pour renforcer le moins possible le matériau. La colle utilisée pour les jauges de déformation pénètre la roche poreuse. Elle peut renforcer la roche localement et influencer alors le trajet des fissures. Elle exerce une contrainte qui peut influencer le comportement libre de l'échantillon en faible déformation (Facchini et Zanetta, 1994). La surface de rupture peut alors dans certains cas comme pour la cyanoacrylate éviter et contourner la jauge de déformation, rendant très difficile et imprécis une éventuelle évaluation de l'angle d'orientation de la bande de cisaillement. Comme la cyanoacrylate, très liquide, pénètre fortement l'échantillon à son contact, il est nécessaire de faire une préparation de la surface de collage en bouchant les pores de l'échantillon avec de la colle résine époxy GY257. Toutefois, dans ce dernier cas, l'échantillon n'est pas renforcé par la pénétration de la colle cyanoacrylate mais par la préparation de la surface de collage. On préférera donc la colle bibulle AE01 pour le cas des essais monotones réalisés sur des échantillons secs, ce qui rend inutile une préparation à la colle de la surface (on colle directement les jauges). Ce qui permet également d'optimiser les conditions d'essais, particulièrement au niveau de la fiabilité et de la précision de l'évaluation de l'angle d'orientation de la bande de cisaillement. L'essai est sans aucun doute moins perturbé. Notons que les colles AE01 et cyanoacrylate ne sont pas adaptées pour des échantillons saturés à l'eau. Dans le cas d'un matériau à saturer, on prépare une colle pas trop poreuse qui bouche les pores de la surface de l'échantillon et qui tienne à l'eau, protégeant ainsi les jauges. Cette colle est obtenue en mélangeant de la résine époxy GY257 avec son durcisseur correspondant polymérisant. Les jauges sont donc collées sur les échantillons avec la résine pour empêcher, lorsque ces derniers sont plongés dans l'eau, des courts-circuits, par exemple au niveau des circuits de la jauge ou bien encore entre les deux soudures correspondant aux deux fils de jauges. Par ailleurs, nous avons testé la résistance de collage des jauges, en terme de durée, sur des échantillons de porosité comprise entre 14 et 15 % saturés sous vide. Au bout du premier jour de saturation, les jauges n'ont présenté aucun signe de dysfonctionnement. Au bout du deuxième jour, certaines jauges ont commencé à montrer des problèmes d'instabilité au niveau de la mesure des déformations. En conclusion, il est préférable de saturer l'échantillon sous vide pendant au maximum 24 h pour une raison de sécurité, pour être sûr de ne pas détériorer l'isolation des jauges et perturber les mesures de déformations. En résumé, on utilisera pour le cas des essais monotones la colle AE01 pour réduire la perturbation de l'essai due au renforcement de la colle. On utilisera pour le cas des essais secs cycliques la colle cyanoacrylate pour éviter tout problème de fluage de colle. Dans le cas d'un matériau assez poreux (comme le grès de Fontainebleau), avant le collage avec la cyanoacrylate, on fera une préparation de la surface de collage en bouchant les pores de l'échantillon avec de la colle résine époxy GY257. On utilisera pour le cas des essais saturés la colle résine époxy GY257. Pour étudier l'influence du choix d'une colle sur la réponse d'une jauge de déformation, nous avons comparé pour un même échantillon, lors d'un même essai, la mesure des jauges de déformation axiale et radiale préparées avec deux colles différentes,

de la cyanoacrylate et de la résine époxy GY257.

Figure 3.2.7 : A gauche : problème de recul au niveau de la réponse de certaines jauges de déformations radiales et / ou axiales lors d'un essai cyclique. Problème de recul du au fluage de la colle AE01. A droite : comparaison pour un même échantillon, lors d'un même essai, de la mesure des jauges de déformation axiale et radiale préparées avec deux colles différentes, de la cyanoacrylate et de la résine époxy GY257.

III.2.2/ MATERIEL DE MISE EN PRESSION

III.2.2.1/ CELLULE TRIAXIALE

Dans l'essai de compression triaxiale, les contraintes principales mineures égales sont appliquées sur la surface courbe de l'échantillon à travers une cellule triaxiale. La cellule triaxiale disponible au LCPC permet de réaliser des essais de compression triaxiale sur des roches tendres comme le grès de Fontainebleau. La chambre est dimensionnée de telle façon qu'elle est capable supporter jusqu'à 70 MPa de pression de confinement. Cette cellule triaxiale est de type Hoek (figures 3.2.9, 3.2.10). Elle est équipée avec un capteur de pression adapté. Elle est munie d'une gaine et de deux poussoirs circulaires. Ces pistons à l'intérieur de la cellule ont été modifiés pour permettre la sortie des fils des jauges. La cellule complète peut ainsi se désolidariser en plusieurs parties: le corps de la cellule correspondant à la chambre de confinement, les embases, la membrane, etc... afin de permettre la mise en place de l'échantillon. Le corps de la cellule comprend une canalisation hydraulique qui permet la circulation du fluide de confinement. L'échantillon repose sur une embase inférieure et reçoit sur sa tête une embase supérieure. Le tout est adapté à recevoir une éprouvette cylindrique à base circulaire. La cellule est prévue, de par ses embases et sa membrane, pour des échantillons de 40 mm de diamètre. La gaine, appelée également manchon, jaquette ou membrane, est composée d'une matière caoutchouteuse, à la fois souple, résistante et facilement moulable. Les matériaux les plus couramment utilisés pour la composition et la confection de ces membranes sont le néoprène, le latex, le viton ou le sylastène. Dans les essais que nous avons réalisés, la gaine était en néoprène. Le manchon est fabriqué à partir d'un moule. La qualité du manchon réalisé est référencée comme suit: SN 4799. La membrane est moulée à -20° sous la température de vulcanisation. L'échantillon est introduit dans cette gaine, ce qui permet d'assurer son isolation du fluide de confinement utilisé pour la mise en pression de confinement. La membrane empêche le fluide d'entrer dans les pores de l'échantillon. L'éprouvette est entourée par le fluide de confinement mais se trouve protégée par cette membrane imperméable. Le confinement supplémentaire apporté par la membrane très fine est négligeable. On sait qu'une membrane trop épaisse épouserait mal la forme anguleuse de l'échantillon rompu selon un plan de cisaillement et qu'autour des « coins vides de matière », la surpression interstitielle dans le cas d'un essai saturé en conditions non drainées chuterait et la contrainte effective s'en trouverait accrue au point de conférer à la roche pourtant déjà fracturée, une résistance supplémentaire. L'huile hydraulique est choisie comme fluide de confinement. Le fluide utilisé pour les mises en pression est l'huile « haute pression » de désignation commerciale « Enerpac », couramment utilisée pour l'alimentation des pompes et systèmes hydrauliques. Cette huile présente l'avantage de permettre des montées en pression élevées, d'être réutilisable et de protéger le matériel de l'oxydation. Une pompe hydraulique « haute pression » de type « Enerpac » de 60 MPa de capacité maximale est utilisée pour l'application de la pression de confinement. Cette unité de mise en pression assure la montée de la pression de confinement choisie à l'intérieur de la cellule pendant la phase isotrope de chargement. Comme la pompe hydraulique est en circuit fermé et que la durée des essais est importante, la température de l'huile hydraulique atteint des valeurs très importantes et qui sont trop élevées pour la pompe utilisée. Pendant la phase déviatorique de l'essai, un manomètre prend le relais. Ce manomètre permet de maintenir la pression de confinement dans la cellule à la valeur choisie même pour des durées d'essais importantes. De plus, le manomètre a l'avantage de maintenir de façon beaucoup plus stable la pression. La mise en pression s'effectue par injection d'huile dans la cellule. Un capteur de pression est connecté en parallèle sur la sortie hydraulique du générateur. Ce capteur de pression de

grande sensibilité est toujours directement branché à la cellule triaxiale et permet de surveiller la moindre variation de la pression de confinement et de détecter les surpressions que l'intervention de l'opérateur peut rétablir au moyen d'un détendeur (vanne de régulation). Selon la conception et la fabrication de la cellule, elle peut avoir ou non certains inconvénients. Par exemple, la fuite d'huile est un problème particulièrement important. Pour la cellule de type Hoek, ce problème est très sensible à la qualité du manchon. Un manchon de mauvaise qualité ou avec des dimensions inappropriées rend la fuite inévitable. La fuite d'huile est un problème non négligeable. En effet, une fuite importante d'huile fait que la pression de confinement réellement appliquée sur l'échantillon est moins importante que celle voulue par l'opérateur, entraînant un pic de résistance plus faible que pour un cas d'étanchéité parfaite. On en a une illustration avec deux essais monotones triaxiaux réalisés avec une pression de confinement de 14 MPa = 140 bars en conditions non lubrifiées. Dans le cas de l'essai avec fuite d'huile, le pic de résistance est de 282 kN. Dans le cas de l'essai sans fuite, le pic est de 321 kN (figure 3.2.8).

Figure 3.2.8 : Comparaison du pic de résistance de deux essais monotones triaxiaux réalisés avec une pression de confinement de 14 MPa en conditions non lubrifiées, avec et sans fuite d'huile.

Par ailleurs, la pression de confinement peut générer une composante axiale de force qui réagit à l'encontre du chargement appliqué par la presse. De plus, quand l'échantillon est comprimé, le volume de la cellule décroît dû à la relativement grande surface des pistons par rapport à celle de l'échantillon, ce qui rend le contrôle de la pression de confinement difficile. La pénétration des pistons dans la cellule cause des surcharges en pression. Cet effet est largement diminué dans la cellule triaxiale de type Hoek, qui a deux pistons avec la même section que celle de l'échantillon, ce qui facilite l'installation de la membrane sur l'échantillon et ce qui évite l'interaction entre le déplacement axial des pièces d'extrémités et la pression de confinement, le volume du fluide de confinement reste constant. Un changement de volume trop important de l'échantillon peut toutefois avoir pour conséquence un changement du volume d'huile se trouvant dans la cellule, ce qui peut modifier de façon sensible et brutale la pression de confinement exercée sur l'échantillon. Un autre inconvénient possible est que la cellule ne permet pas forcément de réaliser des essais d'extension triaxiale. Selon Elliott (1993), le test d'extension n'est possible qu'avec certains types de cellules triaxiales tel que la cellule de Hoek où l'extrémité circulaire de l'échantillon n'est pas exposée à la pression de confinement. Un autre avantage non négligeable de la cellule de type Hoek est qu'elle est simple d'utilisation et économique.

Figure 3.2.9 : Schémas bidimensionnels et tridimensionnels de la cellule triaxiale de type Hoek. (Schéma en bas à droite d'après Hoek et Franklin, 1968), (cités par Brady et Brown, 1985 et Vutukuri, Lama et Saluja, 1974).

Figure 3.2.10 : Photographies de la cellule triaxiale et du matériel de mise en pression.

III.2.2.2/ PRESSE

La cellule « triaxiale » utilisée n'est pas autonome, c'est à dire qu'elle ne contient pas son propre système de chargement axial. C'est une cellule sous presse (figure 3.2.12). Pour assurer le chargement axial de l'échantillon au niveau des essais de compression triaxiale, la machine d'essai utilisée est une presse hydraulique asservie de type « Tinius Olsen ». La contrainte principale majeure est donc appliquée le long de l'axe de l'échantillon cylindrique par cette presse. La pression de confinement étant appliquée à partir d'un générateur de

pression, la pression de confinement et la force axiale sont par conséquent contrôlées indépendamment l'une de l'autre (figure 3.2.11).

Figure 3.2.11 : Composants de base pour un test triaxial. (d'après Elliott, 1993).

Notons que le matériau testé doit avoir une résistance en compression dans la gamme de l'appareil, même pour des pressions de confinement relativement grandes. La capacité maximale de charge verticale de la presse triaxiale étant de 50 tonnes, elle a donc les capacités requises pour mener à la rupture des roches tendres. Comme la force est mesurée avec un capteur d'effort, la gamme des efforts doit être fournie. La presse est constituée d'une traverse supérieure liée à une traverse inférieure par deux colonnes. C'est dans le cadre ainsi formé que transitent les efforts. La presse est également munie d'un vérin. Un vérin à paliers hydrostatiques équipé d'une servovalve est fixé sur la traverse inférieure. Un socle est lié aux colonnes en partie inférieure du vérin. Deux vérins de manœuvre assurent le positionnement de la traverse supérieure, au gré de l'utilisateur, ce qui permet la mise en place de diverses cellules triaxiales. Quand cette traverse est en position, un système hydraulique de blocage la maintient fixe par rapport aux colonnes. Les mouvements du vérin sont pilotés par un système électro-hydraulique à commande numérique. Cette machine est pilotée par ordinateur à partir du logiciel de contrôle « Teststar » de MTS. Ce logiciel représente l'interface principale pour l'utilisateur de la presse et gère le dialogue avec le régulateur électronique. Il existe trois générateurs de consigne possibles: un fonctionnant sur un mode manuel grâce à un bouton rotatif (Pod), deux fonctionnant sur un mode automatique, « Function Generator » et « Testware SX ». « Testware SX » est un générateur de segment qui permet de choisir le signal de commande et d'imposer une rampe. Le logiciel « Teststar » permet également à l'opérateur de suivre l'évolution de la charge et du déplacement du vérin par lecture directe sur l'écran. La sensibilité de la machine est très grande en asservissement force et déplacement. Elle peut également simuler un grand nombre de chemins de sollicitations tels que les sollicitations cycliques ou les essais de fatigue. A partir du clavier, on peut directement intervenir sur les paramètres du test, ce qui facilite la gestion de l'essai.

Figure 3.2.12 : Photographies de la cellule triaxiale de Hoek sous presse.

III.2.3/ PLATEAUX DE CHARGEMENT

III.2.3.1/ PRECAUTIONS IMPORTANTES

Le dispositif expérimental doit être conçu pour réaliser des tests aussi homogènes que possible. La surface des plateaux de charge doit être rectifiée et polie afin de minimiser la résistance frottante avec l'échantillon. Avant le test, on doit vérifier le parallélisme des plateaux. En effet, des effets locaux comme des plateaux non plans peuvent sérieusement perturber les mesures de déformation aux cotés extrêmes de l'éprouvette cylindrique. Par ailleurs, il est préférable que la surface des plateaux de charge soit plus grande que la surface

de base de l'échantillon. (Fairhurst et Hudson, 1999). Grâce à cette géométrie particulière, lors de l'écrasement, la force axiale reste correctement appliquée sur les faces supérieures et inférieures de l'échantillon même si ce dernier voit son diamètre augmenter lors de l'essai en raison de la déformation radiale. On évite ainsi les problèmes de bords liés à l'effet de poinçonnement des plateaux de même diamètre.

III.2.3.2/ TYPES DE PLATEAUX EXISTANTS

En plus des précautions citées plus haut, il faut chercher la forme géométrique du plateau de chargement qui soit optimale au niveau de la réalisation des essais. On sait qu'en plus des plateaux de forme plate, il existe par exemple des plateaux en forme de siège sphérique. Il faut également chercher le nombre de degrés de liberté optimal que peut avoir le plateau de chargement. On peut en effet soit utiliser un plateau fixe, soit utiliser un plateau avec rotule qui a la possibilité d'avoir un mouvement de rotation, soit utiliser par exemple un plateau avec une base à bille roulante permettant un mouvement de translation, soit encore utiliser un plateau qui a la possibilité d'avoir à la fois un mouvement de rotation et un mouvement de translation.

III.2.3.3/ ETUDES EXISTANTES

Au niveau du test triaxial, un glissement se produit dans la discontinuité, on a alors un changement progressif dans la géométrie de l'échantillon qui accompagne le déplacement de cisaillement dans cette discontinuité.

Figure 3.2.13 : Différentes configurations de plateaux de chargement. (d'après Jaeger et Rosengren, 1969).

De la figure (3.2.13.a), il est évident que si le déplacement de cisaillement relatif des deux parties de l'échantillon se produit, il y a une translation latérale et une translation axiale relative. Si, comme c'est quelquefois le cas, un siège sphérique est utilisé dans le système, le déplacement axial cause la configuration (3.2.13.b) qui est clairement insatisfaisante. L'utilisation de deux sièges sphériques permet un contact complet (figure 3.2.13.c) maintenu entre les deux surfaces de glissement, mais l'aire de contact change et des forces frottantes et latérales sont introduites au niveau des sièges. La figure (3.2.13.d) illustre une méthode satisfaisante du point de vue de Jaeger et Rosengren (1969) pour s'assurer que la composante latérale de translation peut se produire librement et que le contact des surfaces de discontinuités est maintenu. Une paire de disque en acier est insérée entre les plateaux et chaque extrémité de l'échantillon. Aucun siège sphérique n'est utilisé. Les surfaces formant les interfaces entre les disques sont polies et lubrifiées avec une graisse en molybdenum disulphide. Cette technique a été développée par Rosengren (1968, cité par Brady et Brown, 1985) et Goodman (1976) qui déterminèrent les corrections requises pour diminuer le changement de l'aire de contact. Les auteurs ont utilisé avec succès cette technique dans des tests sur des échantillons de diamètre 150 mm testés à des pressions de confinement allant jusqu'à 70 MPa. On retiendra de l'étude de Jaeger et Rosengren (1969) que les plateaux à sièges sphériques ne sont pas adaptés au type de chargement axial.

III.2.3.4/ ROTULE

Dans les essais que nous avons réalisés, nous n'avons pas utilisé la technique de Rosengren (1968). Toutefois, d'autres efforts ont été réalisés dans le même esprit, afin donc d'améliorer les conditions d'application du chargement. Les deux plateaux de chargement en contact avec

l'échantillon sont horizontaux. Ces plateaux sont rectifiés, affûtés et polis. Au cours de l'essai, le déplacement vertical est appliqué via un vérin mécanique par une tête de chargement fixe sur laquelle repose le géomatériau, tandis qu'au niveau de la tête de chargement supérieure, une rotation est possible ou empêchée grâce à un système de rotule (figure 3.2.14).

Figure 3.2.14 : Schéma illustrant la position de la rotule par rapport aux plateaux de la presse.

Pour des roches qui sont nettement plus rigides que les sables, il peut être préférable de ne pas bloquer la tête rotulée afin d'améliorer en début de test le contact entre l'échantillon et le plateau de chargement supérieur. Pour les essais que nous avons réalisés avec rotule, nous avons choisi de laisser systématiquement la tête rotulée libre de tourner. L'opérateur doit également prendre une précaution supplémentaire pour centrer au mieux l'échantillon par rapport à l'axe de révolution de la rotule. L'amélioration de la coaxialité conditionne de beaucoup l'uniformité du chargement et la réussite de l'essai. (Fairhurst et Hudson, 1999).
Ce système de rotule sur le vérin est utilisé dans le but d'assurer la coaxialité de l'ensemble éprouvette, embases (têtes d'appui), piston de chargement et vérin, ce qui est un avantage considérable par rapport à l'utilisation d'un plateau fixe. Remarquons que la coaxialité peut également être améliorée en introduisant une bille entre le piston et la tête d'appui.
Il s'agit maintenant de montrer que la rotule garantit effectivement un bon parallélisme des plateaux de la presse avec les surfaces en extrémités de l'échantillon. Pour étudier le rôle de la rotule, on a réalisé des essais de compression simple sur des échantillons d'élancement 1.5 en conditions lubrifiées avec une protection en latex avec et sans rotule. Les essais sont contrôlés en force. Deux capteurs LVDT diamétralement opposés mesurent le déplacement entre plateaux. On a enregistré pour chaque essai la différence des deux réponses mesurées (figure 3.2.15). On n'observe pas de différences au niveau des valeurs de pic de résistance. L'essai sans rotule a un pic de résistance en compression simple de 61 kN. L'essai avec rotule a un pic de 57 kN. En revanche, au niveau du déplacement entre plateaux, on obtient pour l'essai avec rotule une plus grande différence entre les mesures des deux capteurs de déplacement entre plateaux. Cette différence traduit l'effet de la rotule qui pivote, qui se déplace pendant l'essai pour assurer et pour garder l'horizontalité du plan de contact au niveau de l'interface. On peut remarquer que, contrairement à certaines idées reçues, il n'y a pas de blocage de la rotule au début de l'essai dès que l'horizontalité est obtenue. La rotule pivote pendant tout l'essai pour assurer en continu l'horizontalité. Cette différence entre les mesures des deux capteurs de déplacements entre plateaux reste toutefois très faible, de l'ordre de quelques dizaines de microdéformations, plus précisément de l'ordre d'une centaine de microdéformations, ce qui correspond à peu près à un peu moins de 10 % de la mesure globale du déplacement entre plateaux. Cette différence ne donne aucune information quantitative sur le pivotement de la rotule. En effet, l'axe de rotation, l'axe de pivotement de la rotule ne coïncide pas forcément avec l'axe défini par les deux capteurs LVDT de déplacement entre plateaux (figure 3.2.14).

Figure 3.2.14 : Axe de rotation de la rotule et position des deux capteurs LVDT de déplacement entre plateaux.

On peut remarquer que ces deux axes ont toujours pour intersection le centre de la rotule et cela indépendamment de la qualité du centrage de l'éprouvette. Il faut toutefois s'assurer que les deux capteurs LVDT sont bien diamétralement opposés.
En conclusion, on a mis en évidence pour le cas des essais de compression simple le pivotement de la rotule qui permet d'assurer une meilleure horizontalité du plan de contact. On choisit donc finalement de réaliser les essais avec une rotule.

Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier l'effet de la rotule dans le cas des essais triaxiaux. On s'attend à ce que son influence soit moins sensible que pour le cas des essais uniaxiaux, comme la rotule dans le cas triaxial est en contact avec les poussoirs de la cellule triaxiale et non pas directement avec l'échantillon.

Figure 3.2.15 : Courbes donnant la différence des déformations entre plateaux mesurées par les deux capteurs LVDT en fonction de la contrainte pour des essais réalisés avec et sans rotule.

III.2.3.5/ BASE A BILLES ROULANTES

Notons qu'il est possible d'avoir une tête de chargement qui permette une translation latérale en plus de la rotation. Dans le cas d'une tête de chargement qui permet une translation latérale, comme par exemple dans le cas d'une base à billes roulantes, on peut envisager alors d'insérer un capteur de mesure du déplacement horizontal. La question est de savoir si on peut obtenir une mesure cinématique de la bande de cisaillement à partir du déplacement horizontal du plateau de chargement. En fait, si c'est le cas, ça veut dire qu'il y a au niveau de l'interface entre l'échantillon et la base une adhérence parfaite. Dans ce cas, effectivement, la transmission du mouvement est totale et la mesure du déplacement du plateau représente réellement le déplacement de l'échantillon. On a alors à partir du déplacement de la base une indication sur la cinématique de la bande de cisaillement, mais les conditions d'essais correspondant à ce cas sont mauvaises à cause justement de l'existence de ces frottements à l'interface. Un lubrifiant est utilisé pour réduire ce frottement. Dans ce cas optimal où le frottement est nul, on a alors au niveau du contact entre l'échantillon et la base un glissement parfait. Dans ce cas, il n'y a pas de transmission de mouvement de l'échantillon à la base, cette dernière reste immobile même quand l'échantillon se déplace. Dans un cas intermédiaire où un lubrifiant est utilisé et où le déplacement mesuré de la base est non-nul, on peut conclure que le lubrifiant ne joue pas son rôle de façon optimale, il reste encore à l'interface des frottements résiduels qui vont permettre une transmission partielle du mouvement de l'échantillon à la base. En conclusion, le mouvement du plateau ne mesure pas quantitativement la cinématique de la bande de cisaillement, mais met en évidence l'existence éventuelle d'un frottement au niveau de l'interface.

Figure 3.2.17 : Mécanisme de glissement au niveau du plateau de chargement inférieur d'une cellule triaxiale. (d'après Presti et al., 1998).

Figure 3.2.18 : A gauche et au centre : Appareil biaxial avec arrangement des capteurs LVDT. (d'après Dresher et al., 1990). A droite : disposition des capteurs de déplacement pour mesurer le déplacement axial (U1 et U2), latéral (U3, U4, U5 et U6) et de glissement (U7). (d'après Ord et al., 1991).

Ord, Vardoulakis et Kajewski (1991) ont réalisé des tests en compression biaxiale (en déformation plane) sur le grès de Gosford en conditions lubrifiées. Ils ont utilisé une base à billes roulantes et ont fixé l'échantillon aux plateaux au niveau du centre des surfaces de contact (représentés par un point noir sur la figure 3.2.18 de gauche). Ord et al. ont supposé dans ce cas que le mouvement du plateau à billes roulantes donne une mesure quantitative de la cinématique de la bande de cisaillement. Des capteurs ont été utilisés pour mesurer le déplacement au niveau du plateau de base à billes roulantes et au niveau de l'échantillon. Le

déplacement des embases, libres de glisser latéralement, est mesuré et comparé aux mesures de déplacement sur l'échantillon directement. Ord et al. ont observé dans un test à 15 MPa que le déplacement de glissement (figure 3.2.19.b) et le déplacement mesuré des capteurs 6 et 4 (figures 3.2.19.d et 3.2.19.f) augmente rapidement avant la contrainte de pic. L'échantillon arrête de se dilater à la même déformation où le glissement commence (figure 3.2.19.c). Ord place le seuil de localisation au niveau de contrainte correspondant à l'accélération du mouvement du plateau de l'embase. La bande de cisaillement s'est formée, séparant l'échantillon en deux blocs de grès, l'un est libre de se déplacer avec la base roulante.

Figure 3.2.19 : Courbes contraintes-déformations obtenues à partir des différents capteurs. La déformation axiale est en abscisse. On a en ordonnée (a: la contrainte déviatorique, b: le déplacement de glissement, c: U5, d: U6, e: U3, f: U4). Les lignes verticales en pointillé et pleines sont tracées pour la même déformation axiale. Les lignes en pointillé correspondent au point où le glissement horizontal commence à varier de façon significative. Les lignes pleines correspondent au pic de contrainte. (d'après Ord et al., 1991).

Dans le cas où l'échantillon est parfaitement centré et que sa face supérieure est bien horizontale, le capteur de déplacement inséré dans la tête de chargement laissée libre ne détecte une translation qu'à l'apparition d'une discontinuité.
Labuz et al. (1996) observent également que la perte d'homogénéité de la déformation a lieu avant le pic, mais la propagation complète de la zone localisée n'arrive pas avant le pic de contrainte, tant que l'embase ne glisse pas.
Ces résultats mettent en évidence le fait que la base à billes roulantes peut servir de façon qualitative à détecter le seuil de localisation.

III.2.3.6/ CONCLUSION

Nous avons choisi finalement de réaliser nos essais avec une tête de chargement rotulée qui permet donc une rotation du plateau de chargement mais qui empêche toute translation latérale.

III.2.4/ INSTRUMENTATION

III.2.4.1/ TYPES DE CAPTEURS EXISTANT

III.2.4.1.1/ Méthodes de mesures des déformations

Il existe différentes méthodes de mesures des déformations axiales et radiales dans un essai triaxial. Pour la plupart, ces méthodes se différencient entre elles par l'application de différents types de capteurs. Comme le fait remarquer Bésuelle (1999), les mesures axiales que récapitulent (Scholey et al., 1995), sont toutes basées sur le principe de la mesure du déplacement relatif de deux points de la surface de l'échantillon, placés sur une même génératrice. Connaissant le déplacement de ces deux points et leur distance en début d'essai, on peut en déduire la déformation de l'échantillon entre ces deux points. C'est la technique de mesure du déplacement qui varie. Notons que certaines de ces techniques sont également applicables pour les mesures de déformations radiales. Dans le cas des mesures de déformations transversales, ces capteurs sont placés sur la surface latérale de l'échantillon. (Holoubec et Finn, 1969 ; Mogi, 1977 ; Linton et al., 1988, cités par Nowakowski et Nurkowski, 1995). Wawersik (1975), suivant le concept de Crouch (1970, cités par Nowakowski et Nurkowski, 1995), propose de mesurer les déformations transversales de l'échantillon par la mesure du changement de volume. En général, la modification de

l'installation est inévitable et elle est coûteuse autant financièrement qu'en temps.

III.2.4.1.2/ Jauge de déformation

Une méthode pour mesurer les déformations est d'utiliser des jauges de déformations à résistance électrique. Les jauges sont des capteurs de déformation de type CC collés directement sur la surface de l'échantillon. Elles donnent une mesure locale et ponctuelle de la déformation. Rappelons que les « mesures locales » sont des mesures de capteurs appliqués directement sur l'échantillon. Les mesures « locales », d'une façon générale, sont appliquées sur l'échantillon soit en un point précis de sa surface (en fait, entre deux points extrêmement proches), dans ce cas la mesure est dite ponctuelle (comme la mesure d'une jauge de déformation), soit dans toute la longueur, ou seulement sur une partie de l'échantillon. La mesure obtenue correspond à la déformation propre de l'échantillon en un point précis de sa surface ou sur toute sa longueur ou sur une partie seulement. Cette mesure donnée par les jauges de déformation n'intègre aucune déformation autre que celle de l'échantillon.
Les caractéristiques des jauges de déformation sont :
- Taille de la jauge: l'avantage des jauges est qu'elles peuvent être de très petite taille. Ce qui permet de les placer très facilement à l'intérieur de la cellule triaxiale.
- Longueur de la jauge (en mm): elle correspond à la dimension de son circuit électrique.
Il est important que la longueur de la jauge soit au moins 10 fois supérieure au diamètre du grain le plus grand. (Fairhurst et Hudson, 1999).
- Allongement de la jauge: il faut que l'allongement maximal de la jauge soit suffisamment grand pour permettre une mesure d'assez grandes déformations.
Un allongement supérieur à 2,5 % par exemple permet d'avoir une bonne étendue de mesure.
Toutefois, cette méthode de mesures des déformations à partir de jauges de déformations ne peut être appliquée dans le cas de grandes déformations.
- Jauge simple, monodirectionnelle permettant de donc de mesurer la déformation selon une direction ou jauge en croix, appelée également jauge ronde ou en rosette permettant de mesurer la déformation suivant deux directions perpendiculaires.

- Support de la jauge: il peut être en papier (sauf si l'échantillon est saturé), synthétique, etc...
Il faut que ce support soit suffisamment souple pour qu'on puisse poser la jauge sur une surface arrondie.
- Résistance électrique (en Ohm: Ω) de la jauge.
- Facteur K de la jauge: il correspond au rapport entre ΔR et Δl : $K\frac{\Delta l}{l}=\frac{\Delta R}{R}$

l étant la longueur du fil électrique de la jauge, s sa section, R= ρ l/s sa résistance et ρ la résistivité du matériau composant le fil.
Quand la roche se déforme, la longueur et la section du fil électrique de la jauge change, faisant varier la résistance électrique.
- Coefficient de compensation thermique: ce coefficient compense la dilatation du matériau composant le fil électrique de la jauge due à la température. En effet, un changement de la température peut induire un changement de la résistance du fil électrique.

III.2.4.1.3/ Capteur LVDT

Une autre possibilité est l'utilisation de capteurs inductifs de déplacement linéaire de type externe, dits LVDTs (Linear Variable Differential Transformer) mentionnée par Linton et al., 1988 ; Lo Presti et al., 1994). Dans le cas de mesures axiales, ces capteurs sont montés sur deux colliers fixés sur l'échantillon, l'un en tête et l'autre en base de ce dernier. Ces capteurs

mesurent alors le déplacement relatif des colliers. L'inconvénient de la technique est que les colliers ne permettent pas toujours une dilatance radiale libre de l'échantillon. De plus, on a souvent des problèmes de frottement entre la tige du capteur et l'échantillon. En revanche, ces capteurs offrent de larges possibilités quant à la course possible, la température d'utilisation et la pression du fluide de confinement. La pression de confinement maximale pour laquelle les capteurs ont été utilisés avec succès est de 70 MPa. (Scholey et al., 1995). Par ailleurs, ces capteurs garantissent une grande précision de mesure. Si on considère les travaux réalisés (Cuccovillo et Coop, 1997, cité par Bésuelle, 1999), la résolution de mesure est inférieure à 10^{-6}.

III.2.4.1.4/ Capteur d'inclinaison

Bésuelle (1999) a décrit dans sa thèse des capteurs dits d'inclinaison ou d'inclinométrie, encore appelés inclinomètres. Ils ont été développés par Burland et Symes (1982), Jardine et al. (1984), Jardine et Brooks (1984) et Ackerly et al. (1987, cités par Bésuelle, Desrues, 1998, Kim et al., 1994 et Hoque et al., 1997). Leur emploi est basé sue la déformation d'un triangle. Un des côtés du triangle est constitué d'une portion d'une génératrice de l'échantillon. Quand la longueur de celle-ci change au cours de l'essai, le triangle se déforme, entraînant un changement d'inclinaison de ses côtés, que mesure le capteur. Un inconvénient important cité par Bésuelle est que, même pour une distance entre les deux points d'appui inchangée, une inclinaison de la génératrice sur laquelle s'appuie le triangle de mesure influence la mesure. La résolution de ces capteurs est de 5.10^{-6} (Scholey et al., 1995, cités par Bésuelle, 1999). La pression de confinement maximale utilisée est de 1.5 MPa, ce qui est très faible pour des essais en mécanique des roches.

III.2.4.1.5/ Capteur à effet de HALL

Ces capteurs fonctionnent sur un principe électromagnétique. Ils ont été développé à l'université de Surrey. (Clayton et Khatrush, 1986 ; Clayton et al., 1989, cités par Hoque et al., 1997 et Kim et al., 1994 et Presti et al., 1994 et Bressani, 1995). Une différence de potentiel est générée perpendiculairement aux lignes de courant d'un conducteur placé dans un champ d'induction et dépend de la position du conducteur par rapport au champ. Selon Bésuelle, la résolution de ces capteurs est intéressante mais leur course est limitée. Leur résolution est de 2.10^{-5} (Scholey et al., 1995). La pression de confinement maximale utilise est de 1 MPa, ce qui est également très faible pour des essais en mécanique des roches.

III.2.4.1.6/ Capteur à lame flexible LDT

Les capteurs à lame flexible LDT (Local Deformation Transducer) (figures 3.2.20, 3.2.21) ont été initialement développé au Japon par Pr. Tatsuoka (1988) et par Dr. Goto (Goto et al., 1991).

Figure 3.2.20 : A gauche : test de compression triaxial avec disposition des différents capteurs. (d'après Tatsuoka et al., 1993). (cités par Kim et al., 1994). Au centre : une méthode de calibration des capteurs LDT utilisant une cellule triaxiale. A droite : installation du capteur LDT utilisant un appareil fixant. (d'après Goto et al., 1991).

Figure 3.2.21 : A gauche : échantillon instrumenté entièrement. (d'après Shibuya et al., 1994). Au centre : échantillon avec mesures de déformations locales axiales et radiales. (d'après Hoque et al., 1996). A droite : zoom sur la partie du capteur en contact avec la membrane.

Ces capteurs de déformation ont été à la base conçus pour mesurer les petites déformations axiales, mais ils peuvent être utilisés de la même façon pour mesurer les petites déformations radiales latérales sur des échantillons prismatiques rectangulaires. Notons que pour mesurer les déformations latérales sur des échantillons cylindriques, il faut apporter des modifications dans la conception de ces capteurs. (Puci, 1993, cité par Lo Presti et al., 1998 ; Bésuelle, 1999). Au niveau de la figure 3.2.22 (à gauche), en plus des capteurs LVDT pour les mesures externes de la déformation axiale et des capteurs LDT (Goto et al., 1991) pour les mesures dites « locales » de déformations axiales, on a des capteurs RLDT (Radial Local Deformation Transducers) (Puci, 1993) pour les mesures dites « locales » de déformations radiales.

Figure 3.2.22 : A gauche : dispositif de chargement avec différents capteurs. (d'après Puci, 1993). Au centre et à droite : capteurs internes de déformation axiale et radiale. Schéma de forme et dimensions. (d'après Bésuelle, 1999 et Bésuelle, Desrues, 1998).

Le principe du capteur de déformation axiale est simple. On colle deux crochets en forme de V directement sur le membrane entourant l'échantillon. Une lame élastique de bronze est placée entre les deux crochets. Les deux extrémités de la lame viennent se loger dans ces crochets. La longueur de la lame est légèrement supérieure à la distance entre les deux crochets. Ce qui fait que lors de la mise en place de l'échantillon, les deux extrémités sont déjà rapprochées par rapport à leur position au repos, le capteur est déjà légèrement comprimé. La lame, déformée en flambement, est maintenue en place de cette façon entre les deux crochets. Le capteur est maintenu du fait de sa propre réaction élastique, ce qui lui permet de suivre les mouvements de raccourcissement ou d'allongement de l'échantillon. La déformation de l'échantillon crée un déplacement des deux crochets modifiant ainsi la déformée de la lame. Le principe est de mesurer la déformation de l'échantillon via la mesure de la flexion de la tige. La flexion de la tige est mesurée par une jauge collée sur cette dernière. Les jauges sont collées sur la lame par une colle performante, elles sont protégées sur leur face extérieure par cette même colle. Elles sont raccordées à des cosse-relais par des

fils fins de très faible section. Pour plus de détails sur la préparation des capteurs, il est utile de consulter le guide de préparation rédigé par Sato (1993). Ce type de capteur a été utilisé depuis en France par Jacques Desrues et Pierre Bésuelle (Laboratoire 3S de Grenoble). Ils ont gardé le principe de la lame équipée de jauges de déformation. Ils ont par contre changé la géométrie de cette lame, ce qui leur a permis d'élargir l'étendue de mesure. (Bésuelle et Desrues, 1998). Dans l'instrumentation qu'ils ont développé (figure 3.2.22), le corps des capteurs de déformation axiale et radiale, comprenant la partie flexible, est en bronze UE9P (cuivre, étain, phosphore), à haute limite élastique (510 MPa). Ce matériau a l'avantage d'avoir un large domaine de déformation élastique ($\approx 4.10^{-3}$), un module de Young (120 GPa) faible relativement à celui de l'acier et une bonne résistance à la corrosion. La relation théorique de la réponse du capteur a été établie, elle est approximativement linéaire. Si on fait cette hypothèse, l'erreur commise est inférieure à 0,3 %. Cette technique de lame élastique équipée de jauge a également été utilisée par Bésuelle (1999) pour les mesures de déformations radiales de l'échantillon. La description du capteur interne de déformation radiale est rappelée brièvement ici. Le capteur radial comprend une partie horizontale qui vient au contact de l'échantillon, par l'intermédiaire d'une coupelle semi-sphérique et qui permet de conserver la qualité du contact au fur et à mesure de la déformation. Le capteur radial comprend également une partie verticale, se décomposant en deux tronçons. Le tronçon inférieur est souple et est équipé de jauges de déformation, tandis que le tronçon supérieur est rigidifié par pliage, afin de concentrer la flexion du capteur dans le tronçon inférieur. Le capteur est pincé par le bas de son embase. L'embase est fixée sur un anneau qui est ajusté autour de l'embase inférieure de l'échantillon. La réponse théorique du capteur radiale établie est linéaire vis à vis du déplacement de la pointe du capteur. Les capteurs internes de déformation axiale et radiale développés par Bésuelle présentent un très grand intérêt. Leur principe étant d'éliminer les causes d'erreur de mesure inhérentes aux mesures externes. De plus, comme la mesure de la déformation se fait entre deux points éloignés de l'échantillon, on peut obtenir une mesure de la cinématique de la bande de cisaillement, à condition que les deux points de mesures soient localisés de part et d'autre de cette bande. Malheureusement, comme le fait remarquer Bésuelle (1999) lui-même, ces capteurs présentent quelques inconvénients: Bésuelle a mis en évidence l'influence de la pression du fluide de confinement dans lequel sont immergés les capteurs. Cette influence présente une non-linéarité et une non-réversibilité et est donc difficilement étalonnable. Bésuelle a également constaté un défaut de stabilité dans le temps. En effet, une acquisition de mesures réalisées sur trois jours montre une dérive dans l'évolution. Ce défaut peut être négligé pour de faibles durées d'essais. De plus, ces capteurs internes ne peuvent être appliqués que sur la membrane de la cellule triaxiale, ce qui fait que, même pour les essais uniaxiaux, Bésuelle a été contraint d'utiliser la membrane ainsi que la cellule triaxiale. Les essais uniaxiaux ont en effet été réalisés avec un confinement très faible de 0,1 MPa pour plaquer la membrane et le système de mesure de déformation sur l'échantillon. Par ailleurs, un saut sur les courbes de déformation a quelquefois été observé. Ce saut sur la courbe est attribué à un saut sur les capteurs radiaux. Selon Bésuelle, cet artefact de la mesure s'explique par un effet néfaste du frottement au point de contact des capteurs radiaux et de la membrane.

III.2.4.1.7/ Anneau de mesure

Nowakowski et Nurkowski (1995) ont utilisé un générateur qui comprend une inductance sous la forme d'un anneau circulaire et qui émet un signal, des vibrations électriques. Pour le choix du matériau pour l'anneau, on doit trouver un compromis entre les propriétés électriques et mécaniques. Un ressort peut présenter de bonnes propriétés mécaniques, mais avoir par exemple une trop grande résistance, ce qui fait que l'excitation du générateur est

impossible ou instable. Dans le cas de Nowakowski et Nurkowski (1995), la résistance de l'anneau est de 10Ω. Le ressort est constitué d'un fil d'acier de diamètre 0,2 mm formant 150 spirales de diamètre 3 mm. Il est donc de très petite dimension. L'anneau est monté au centre de l'échantillon, il est suffisamment long pour entourer tout l'échantillon. L'échantillon a un diamètre de 22 mm. Le ressort a un diamètre de 19 mm. Le diamètre intérieur de l'anneau est légèrement inférieur au diamètre de l'échantillon, ce qui garantit une bonne adhésion. Les deux extrémités de l'anneau sont reliées, formant une ceinture entourant l'échantillon. Les extrémités sont collées avec une résine époxy qui les isole l'une de l'autre. L'inductance de l'anneau de mesure est fonction de sa géométrie. Tout changement de la circonférence de l'échantillon implique un changement de l'inductance de l'anneau, qui produit alors un changement de la fréquence de vibrations du générateur. Lors de la compression de l'échantillon, le diamètre de l'anneau augmente et l'inductance diminue. Le ressort permet un changement de diamètre de l'échantillon de 22 à environ 40 mm. Si les déformations sont encore plus grandes, on a alors des déformations permanentes du ressort qui changent ses caractéristiques et mènent à des erreurs de mesures. Les mesures restent quand même possibles dans une très large gamme de déformations. La fréquence de vibration est approximativement égale à $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ avec L est l'inductance de l'anneau et C est la capacité des condensateurs ($C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$)

L'instrument a été étalonné par compression d'un cylindre en caoutchouc. Nowakowski et Nurkowski (1995) ont utilisé la dépendance entre la fréquence de vibration d'un générateur et l'inductance de l'anneau de mesure qui en fait partie. Ils ont mesuré d'une part la fréquence donnée par l'anneau et d'autre part, ont mesuré les déformations par un appareillage de référence autre que le ressort. Ils ont obtenu alors une relation non-linéaire fréquence (KHz)-déformation de l'échantillon, dont l'allure peut être décrite par une courbe du second degré. Si on considère la courbe linéaire, l'erreur de mesure est inférieure à 5 %. L'effet de la pression a été examiné. En comparant les indications de l'instrument à pression atmosphérique et à 400 MPa, l'erreur enregistrée de l'indication est d'environ 5 μ m, c'est à dire 0.02% par rapport au diamètre de 25 mm. Le capteur n'est donc apparemment pas sensible aux grandes pressions de l'ordre de plusieurs centaines de MPa. Il existe aussi une erreur résultant de la non-répétabilité dans le montage du capteur sur l'échantillon, erreur liée donc à l'application de l'anneau. Le plan du ressort n'est pas perpendiculaire à l'axe de l'échantillon ou bien les spirales du ressort ne restent pas sur le même plan. L'erreur est estimée en réalisant le montage une douzaine de fois sur un même échantillon. La lecture de l'indication de l'instrument donne une erreur maximale de 2 kHz, moyenne de 1.2 kHz, soit respectivement 65 et 40 μ m pour un cylindre de diamètre 35 mm. L'erreur est donc de respectivement 0,18 % et 0,1 %. L'effet de la température a également été étudié. Il est possible de réduire le coefficient de température de l'ensemble (générateur et capteur) à zéro par le choix des condensateurs (C). Finalement, sur les essais réalisés avec différents types de roches, sous différentes pressions de confinement, on n'observe pas de différences significatives entre les valeurs « mesurées » par ce capteur et les valeurs « calculées ». L'inconvénient réside dans la difficulté d'estimer l'erreur de mesure faute d'autres méthodes.

III.2.4.2/ CHOIX DES CAPTEURS UTILISES

De toutes les méthodes proposées, la méthode la plus simple de mesure des déformations est d'utiliser des jauges de déformations. On utilise donc des jauges de déformations pour mesurer les déformations axiales et radiales de l'échantillon. On choisit des jauges de

déformation auto-compensées de résistance 120 Ω, d'allongement (déformation maximale) de 5 % et de longueur 3 mm (comme les grains du grès de Fontainebleau ont une taille inférieure à 0,3 mm). Les jauges de déformation sont fournies par la société S.E.E.A (figure 3.2.23). Les jauges simples sont de type UA 06 125 EAA 120 option B, les jauges en croix sont de type UA 06 125 EUA 120 option B. La longueur des fils est de 2 cm et la référence des cosse-relais est FCNC 050 ST.

Figure 3.2.23 : Schémas de jauges de déformations simple et en croix. (Societé S.E.E.A).

L'appareil triaxial est instrumenté également avec deux capteurs LVDT (Linear Variable Differential Transformers). Ces deux capteurs sont situés de part et d'autre d'un diamètre de l'échantillon et sont utilisés pour mesurer le déplacement axial entre plateaux. Des petites pièces mécaniques, créées pour l'occasion, servent à fixer ces capteurs. Un module électronique (Tesa) est utilisé pour moyenner les deux mesures correspondant aux capteurs. Cette moyenne de la mesure des deux capteurs LVDT est utilisée comme paramètre d'asservissement de la presse. L'instrumentation comporte également un capteur de force situé dans la presse et placé à la base du vérin.

III.2.5/ MATERIEL D'ACQUISITION DES MESURES

Tous les signaux de mesure sont conditionnés, acquis et traités par un micro-ordinateur. A partir du logiciel « Teststar » de MTS, les différentes données brutes correspondant à la mesure des capteurs internes de force et de déplacement du vérin et des capteurs LVDT externes de déplacement entre plateaux sont stockées, enregistrées et peuvent alors être transférées sur un tableur (Excel) sur PC ou MacIntosh. Pour les mesures correspondant aux jauges de déformations placées sur l'échantillon, on utilise un système d'acquisition externe au logiciel de la presse. Le logiciel d'acquisition de données utilisé est appelé « RTM 3500 » ou « IMPULSE », commercialisé par la société Schlumberger. C'est un logiciel à menus permettant de recevoir, d'afficher, d'enregistrer des données acquises en temps réel. Ce système d'acquisition est un boîtier de mesure de type IMP 35952B, qui comporte dix voies de commutation (CMOS FET) à semi-conducteurs, permettant de mesurer les grandeurs de sortie des jauges de déformations. Ce système d'acquisition comprend un système pour le conditionnement des jauges de déformation. Les jauges peuvent avoir une résistance de 120 Ω ou 350 Ω, montés en quart, demi ou pont complet. Les données sont stockées dans le disque dur d'un PC connecté à ce système d'acquisition. La fréquence minimale d'acquisition est d'une mesure toutes les 5 secondes.

III.3/ OPTIMISATION DES CONDITIONS D'ESSAIS

III.3.1/ EFFETS DU FROTTEMENT A L'INTERFACE

III.3.1.1/ DIFFICULTES DE REALISATION DU TEST DE COMPRESSION

Le test de compression simple, dans lequel des cylindres circulaires droits ou des prismes de roche sont comprimés parallèlement à leur axe longitudinal, est le plus ancien et le plus simple des tests et continue à être le plus pratique, le plus utile et le plus communément réalisé pour déterminer les propriétés mécaniques des roches. Cependant, sa simplicité apparente est trompeuse. La réalisation des tests de compression de laboratoire sur des échantillons de roche est plus compliquée qu'il n'y parait. En effet, le problème principal de cet essai réside dans le choix des conditions d'essai. Par exemple, le contact direct entre les extrémités de l'échantillon et les plateaux de la machine de chargement est la condition limite la plus communément utilisée au sein des laboratoires. Toutefois, le problème des conditions limites doit être considéré avec beaucoup de prudence.

III.3.1.2/ HYPOTHESES DE BASE

Les données obtenues dans un test de compression uniaxiale conventionnel sur un échantillon cylindrique consiste en une force axiale F appliquée à l'échantillon et le déplacement axial U_{ax}. Notons σ_{ax} la contrainte axiale, ε_{ax} la déformation axiale, A_o, L_o la section et la longueur initiales de l'échantillon. La contrainte axiale et la déformation axiale sont calculées comme suit: $\sigma_{ax} = F/A_0$ et $\varepsilon_{ax} = U_{ax} / L_0$.
L'interprétation des essais est classiquement basée sur les hypothèses suivantes : l'échantillon matériel est homogène, la distribution de contrainte uniaxiale est uniforme à l'intérieur des échantillons, l'état du champ de déformation de l'échantillon est homogène, il n'y a pas de changement significatif de la géométrie de l'échantillon durant le test et les surfaces de chargement sont toujours les plans principaux.

III.3.1.3/ NON-UNIFORMITE EN CONTRAINTES ET EN DEFORMATIONS

Comme le font remarquer Peng et Johnson (1972), il est évident que l'utilisation d'un critère de rupture ou de constantes dérivées, appliqués à des conditions de contraintes connues comme étant non uniformes et en supposant malgré cela une distribution de contrainte uniforme, serait tout à fait trompeur. Néanmoins, ajoutent-ils, c'est exactement ce qui arriva pendant des années. Même si le souci principal de l'expérimentateur concerne l'uniformité des champs de contraintes et de déformations imposés à l'éprouvette, cette condition d'uniformité n'est généralement pas respectée durant le chargement de compression (figure 3.3.1). Il a été reconnu, au moins depuis 1900 (Mohr, 1900), que la distribution des contraintes dans les échantillons cylindriques est non uniforme et dépend des conditions limites à l'interface entre la roche et les plateaux de chargement (figure 3.3.3 à droite). Dès le début du chargement, un état de contraintes et de déformations à l'intérieur du corps considéré non uniforme se développe dû à la présence de frottement à l'interface entre le système de chargement, c'est à dire les plateaux de la presse et les faces extrêmes de l'échantillon.
Un grand nombre de chercheurs ont souligné les perturbations induites par le frottement entre l'échantillon rocheux et la tête des pistons de chargement. (Mohr, 1900 ; Filon, 1902 ; Pickett,1944 ; D'Appolonia et Newmark, 1951 ; Balla, 1960 ; Conway, 1963 ; Kirkpatrick et

Belshaw, 1968 ; Brady, 1971 ; Hudson et al., 1971 ; Vutukuri et al., 1974 ; Al-Chalabi et Huang, 1974 ; Deman, 1975 ; Dresher et Vardoulakis, 1982 ; Hettler et Vardoulakis, 1984 ; Read et Hegemier, 1984 ; Vardoulakis et Dresher, 1985 ; Vinegar et al., 1991 ; Papamichos, 1992).

Figure 3.3.1 : Champ de déformation interne pour un sable dense. (a: plateaux de chargement non lubrifiés, b: plateaux lubrifiés). (d'après Deman, 1975).

Les contraintes de cisaillement τ liées au frottement deviennent importantes au niveau des surfaces de l'échantillon en contact avec les plateaux de chargement (figure 3.3.2.c). Quand un échantillon cylindrique est comprimé entre les plateaux de la presse, il tend à avoir une expansion radiale quand il se raccourcit longitudinalement , à cause de l'effet de poisson (figure 3.3.2.a). Les contraintes circonférentielles de frottement aux plans de contact entre l'échantillon et la presse tendent à empêcher cette expansion (figure 3.3.2.b). Elles retiennent l'échantillon, l'empêchent de se déformer librement suivant la direction radiale au niveau de l'extrémité de l'échantillon et donc finalement l'empêchent de se déformer de façon uniforme. L'échantillon cylindrique est mis en tonneau (figure 3.3.3 à gauche et au centre). Comme des contraintes de cisaillement mènent à une composante latérale de la force, qui est aussi appliquée aux extrémités de l'échantillon et qui s'ajoute au chargement vertical, l'axe de contrainte principale σ_1 n'est plus strictement parallèle, ne coïncide plus avec l'axe de l'échantillon. Autrement dit, la direction verticale ne correspond à une direction principale de contrainte et de déformation. La contrainte normale axiale σ_n n'est plus uniforme et n'est plus une contrainte principale. L'état de contrainte dans l'échantillon dans le cas d'un essai de compression simple n'est plus uniaxial. Aux surfaces de contact, l'effet du frottement tangentiel introduit donc un état triaxial de contrainte. La résistance de la roche dans cette région augmente. Cette région s'étend à l'intérieur de l'échantillon sous la forme d'un cône.

Figure 3.3.2 : Effet du frottement à l'interface. (a: champs de contraintes et de déformations uniformes, b: contraintes de frottement aux plans de contact entre l'échantillon et la presse empêchant l'expansion radiale de l'échantillon, c: contraintes de cisaillement correspondant au cisaillement). (d'après Brady et Brown, 1985).

Figure 3.3.3: A gauche et au centre : mise en tonneau de l'échantillon due au frottement à l'interface. (d'après Charlez, 1991). A droite : reproduction de l'illustration originale par Mohr du mode de rupture observé lors de tests de compression uniaxiale sur roche et béton avec des plateaux non-lubrifiés et du concept de « confinement » dû au frottement. (d'après Mohr, 1900), (cité par Vardoulakis et al., 1998).

III.3.1.4/ MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE LA NON-UNIFORMITE

Cette non-uniformité des déformations a déjà été mise en évidence par différents moyens d'investigations. La tomodensitométrie au scanner permet par exemple de détecter ces effets de bords. Les images scanner que Colliat-Dangus et al. (1988), Desrues et Mokni (1991), Mokni (1992, cités par Tillard, 1992) ont obtenues sur des échantillons de sable comprimés au triaxial montrent l'effet de cône de frettage. Sobolev et al. (1978) ont testé des plateaux de pyrophillite sous conditions biaxiales. L'interféromètre holographique a révélé qu'après 50 % de la résistance ultime, l'échantillon développe une croix joignant les quatre coins du plateau et subissant de grandes déformations tandis que les zones situées près des plateaux subissent de plus faibles déformations, ce qui indique l'effet de contact.

III.3.1.5/ EVALUATION ERRONEE DE LA LOI DE COMPORTEMENT

La forme conique de l'échantillon après rupture est due non pas au comportement réel et aux caractéristiques intrinsèques de la roche, mais plutôt aux contraintes de cisaillement aux extrémités avec le plateau de chargement. Les résultats obtenus des expériences ne donnent pas des indications sur le comportement du matériau et sur les propriétés de la roche, mais sont plutôt le reflet de défauts dans le système de chargement. (Rice, 1980, cité par Papamichos, 1992 ; Dresher et Vardoulakis, 1982). Les écarts souvent observés dans les résultats de l'essai triaxial, obtenus par différents expérimentateurs, sont le plus souvent dus aux conditions expérimentales mises en oeuvre et aux défauts indésirables introduits durant les tests. (Hegemier et Read, 1985 ; Santarelli, 1992 ; Brady et Brown, 1985 ; Vardoulakis et Sulem, 1993 ; Vardoulakis et Sulem, 1995). Dans ce cas, le comportement mesuré des échantillons de laboratoire dépend du système expérimental et comme la réponse observée est due aux conditions limites inconnues, les données expérimentales obtenues ne peuvent être utilisées pour l'étalonnage d'une loi constitutive (Hegemier et Read, 1985).

III.3.2/ TECHNIQUES ANTI-FRETTAGE

L'objet de ce chapitre est d'une part de présenter les différentes techniques d'anti-frettage et d'autre part de justifier le choix effectué.

III.3.2.1/ IMPORTANCE DE L'ELIMINATION DU FROTTEMENT

L'étude expérimentale à partir des essais de compression triaxiale de l'anisotropie induite par le chargement en cours d'essai nous conduit à examiner celle parasite, due aux défauts dans l'exécution de l'essai en laboratoire, afin de l'éliminer ou au moins de l'atténuer et de la limiter. L'amélioration des systèmes d'anti-frettage est indispensable afin de distinguer les propriétés intrinsèques de la roche des effets dus au dispositif expérimental. Par ailleurs, il est important d'optimiser les conditions d'essais pour assurer la meilleure homogénéité possible des déformations de l'échantillon dans la phase pré-localisation pour étalonner correctement les lois de comportement de la roche et pour étudier des phénomènes tels que l'anisotropie induite par le chargement, la localisation des déformations et le radoucissement. Dans la phase post-localisation, les conditions d'essai peuvent également influencer les caractéristiques des bandes de cisaillement (orientations et épaisseurs des bandes).

III.3.2.2/ PROBLEME DU CHOIX DE LA TECHNIQUE ANTI-FRETTAGE

Pour toutes ces raisons, une première partie du programme expérimental a été consacrée à l'étude de l'influence des conditions d'expérimentation et notamment de celles liées à la géométrie de l'éprouvette et aux conditions limites, c'est à dire aux effets de bords causés par le contact de l'échantillon avec les plateaux, sur la distribution des contraintes et la réponse du matériau dans les tests de compression. Comme la non-uniformité de la distribution des contraintes est due au frottement, des expérimentateurs ont essayé de réduire ce frottement en développant des techniques anti-frettage.
Il est important de procéder à une rectification et à un polissage des plateaux de chargement. Dans le cas où des pierres poreuse sont utilisées pour homogénéiser le drainage de

l'échantillon, ces pierres poreuse doivent également être polies. Il faut noter qu'une simple rectification et un polissage des plateaux de chargement minimise le frottement à l'interface mais ne le réduit pas à zéro. Pour réduire le frottement à l'interface roche-plateaux à zéro et permettre une déformation latérale libre des échantillons, différentes techniques expérimentales existent. Les essais peuvent alors, tout au moins avant la localisation des déformations, être considérés homogènes puisque les frottements pouvant éventuellement exister sur les faces de l'échantillon en contact avec les plateaux de chargement se trouvent, en théorie au moins, éliminés par l'utilisation de ces dispositifs d'anti-frettage. En réalité, tous ces systèmes anti-frettage sont d'une efficacité variable. Certains ne sont pas suffisamment efficaces pour éliminer les effets de contact. D'autres assurent une distribution plus ou moins uniforme de contrainte. Il s'agira pour nous de passer en revue et d'étudier en détail toutes les techniques anti-frettage qui existent. On mettra systématiquement en évidence les inconvénients et les limites de chaque technique. On comparera ensuite ces différentes techniques. On définira enfin le protocole expérimental idéal ou optimal qui permettra de réduire au maximum tous les artefacts proprement dus à l'exécution des essais.
Mise à part l'utilisation d'une pression de fluide, c'est à dire d'un chargement hydraulique aux extrémités de l'échantillon (Schock et Duba, 1972, cités par Paterson, 1978 ; Handin, cité par Hardy au 8th symposium de mécanique des roches, 1966), on peut distinguer deux modes différents de conception du système anti-frettage : soit modifier la forme géométrique de l'échantillon (shaped specimen), soit placer au niveau de l'interface roche-plateau un matériau solide ou fluide de nature et de forme géométrique variables.

III.3.2.3/ GEOMETRIE

III.3.2.3.1/ Grand élancement

Les effets de frettage peuvent être réduits si on adopte un élancement assez grand. En effet, comme une conséquence de ces effets d'extrémités, la distribution de contrainte varie dans l'échantillon comme fonction de la géométrie de l'échantillon. Quand la longueur de l'échantillon augmente, une plus grande proportion du volume d'échantillon dans la partie centrale de ce dernier est sujette à un état approximativement uniforme de contrainte uniaxiale (Hawkes et Mellor, 1970). C'est pour cette raison essentielle que la Société Internationale de Mécanique de Roches (SIMR ; Fairhurst et Hudson, 1999) prescrit de tester dans l'essai de compression sur les roches des cylindres circulaires droits avec un rapport entre la hauteur et le diamètre compris entre 2 et 3. L'utilisation d'inserts fluides ou solides (capping materials) ou de tout traitement de surface d'extrémité autre que la rectification n'est pas permise dans les recommandations de la SIMR (Fairhurst et Hudson, 1999). Un élancement dans la gamme moyenne de 2,5 à 3 est également recommandé par Vutukuri et al. (1974) pour la détermination de la résistance de compression. Ils affirment que l'effet de contact sur les mesures du module de Young et le coefficient poisson est négligeable pour une valeur d'élancement de l'échantillon d'au moins 2 et pour des mesures faites dans les portions centrales de l'échantillon. Il faut toutefois noter que le choix d'un élancement d'échantillon trop grand peut mener à des instabilités telles que le flambage, qui font rompre prématurément l'échantillon (Sulem, Vardoulakis, 1990). Ce problème de l'effet de l'élancement sera étudié en détail dans la suite du rapport. De plus, comme le font remarquer Vutukuri et al. (1974), il est très difficile d'obtenir des échantillons avec ce rapport pour des roches tendres et friables. Cette technique n'est donc finalement pas retenue. Toutefois, comme elle est très utilisée en laboratoire et qu'elle est conseillée de surcroît par la SIMR, elle fera également l'objet dans la suite du rapport d'une étude approfondie et sera systématiquement comparée à la technique

expérimentale que nous allons proposer et valider.

III.3.2.3.2/ Double T

Afin d'éviter les effets indésirables du frettage, les échantillons peuvent être confectionnés en forme de bobine (« bobin shape »), encore appelée en « os de chien » ou en double T (ce dernier terme ne convient qu'en déformation plane). Brace et Mogi, par exemple, ont utilisé des échantillons en forme d'os de chiens. (Brace, 1964b, cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966 ; Brace, 1964a ; Mogi, 1966, cités par Paterson, 1978). Avec ce type d'échantillon, Brace affirme que les effets de contact sont très faibles mais avoue que la préparation des échantillons est très longue et pénible, ce qui empêche d'obtenir avec une bonne répétabilité une même géométrie d'éprouvette d'un laboratoire à un autre.
Pour réaliser des essais biaxiaux homogènes, Tillard (1992) a testé des échantillons en forme de double T, de façon à ce que la déformation se localise non plus à partir des coins supérieurs de l'échantillon mais dans sa partie centrale la plus sollicitée sous l'effort appliqué. Trois essais sur échantillons en forme de double T ont été réalisés et deux types de rupture ont été obtenues. D'une part, une fissure subverticale s'est propagée à peu près du centre de la face supérieure de l'échantillon avant de se développer vers l'arrondi du double T. D'autre part, une fissure s'est initiée à partir du pied de l'arrondi supérieur droit du double T et a fini par cisailler l'échantillon en deux blocs (figure 3.3.4). Afin de connaître l'hétérogénéité du champ de contrainte auxquels ces trois échantillons ont été exposés, un essai biaxial sur un échantillon en forme de double T a été simulé numériquement par Tillard à l'aide d'un code par éléments finis LAGAMINE de l'Université de Liège. Cette étude numérique a mis en évidence que le pied de l'arrondi du double T et le milieu de la face supérieure de l'échantillon sont des zones de concentration de contraintes et de déformations. Ainsi, il apparaît que l'emplacement des amorces de rupture qui ont été obtenues en laboratoire par Tillard est une conséquence de l'hétérogénéité du champ de contrainte induite par la géométrie même des échantillons. Comme l'a affirmé Tillard, l'objectif consistant à générer un champ de contrainte élevé mais assez homogène dans la partie centrale de l'échantillon, par des essais sur échantillons en forme de double T n'a donc pas été atteint. Finalement, ces essais ont été jugés par Tillard comme non-homogènes et ont été écartés.

Figure 3.3.4 : Géométrie de la rupture des échantillons en forme de double T. (d'après Tillard, 1992).

Wawersik (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966) est arrivé également à cette conclusion que des concentrations de contraintes sont inévitablement présentes aux coins de l'échantillon en os de chien. Pour cette raison, le système basé sur des échantillons confectionnés en forme de double T n'est pas retenu.

III.3.2.3.3/ Cylindre avec section centrale réduite

Une autre géométrie d'échantillon citée dans la littérature et basée sur le même principe que les échantillon en forme de double T, est la forme cylindrique avec une section centrale réduite (figure 3.3.5). (Barnard, 1964 ; Murrell, 1965, cités par Paterson, 1978 ; Brace, 1964b, cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966 ; Hoek 1965).

Figure 3.3.5 : Cylindre avec une section centrale réduite. (d'après Jaeger et Cook, 1979).

Une jauge de déformation est placée au centre de l'échantillon. Les contraintes dans un tel échantillon ont leurs plus grandes valeurs au niveau central. La forme de l'échantillon est déterminée par un étude photoélastique pour assurer une distribution uniforme de la contrainte axiale dans cette section de l'échantillon. Ces échantillon sont très difficiles à préparer. Etant basée sur le même principe que les échantillons confectionnés en forme de double T, cette technique n'est également pas retenue à cause des concentrations de contraintes induites aux coins.

III.3.2.4/ CONTACT

III.3.2.4.1/ Jeux d'inserts ou embases spéciaux

Les perturbations induites par le frottement entre l'échantillon rocheux et la tête des pistons de chargement peuvent être éliminés en traitant l'interface échantillon-plateau en insérant une plaque de matériau souple entre l'échantillon et le plateau. Par exemple, Vinegar et al. (1991, cités par Tillard, 1992), ont utilisé un système d'anti-frettage en téflon lors d'essais triaxiaux sur le grès de Castlegate. Malgré l'utilisation de ce système anti-frettage en téflon, les parties supérieures et inférieures de leurs échantillons ont continué à se compacter quand leur partie centrale commençait à se dilater. Le système d'anti-frettage en téflon était donc inefficace et inadapté. Par ailleurs, comme le fait remarquer Tillard (1992), les essais biaxiaux standards qu'elle a réalisés sur la marne de Beaucaire se caractérisent tous par une déformation plus forte dans la partie supérieure des échantillons que dans leur partie inférieure et la fissuration naît systématiquement aux coins de l'échantillon. Le premier phénomène mentionné est à attribuer au frottement de l'échantillon sur les plaques de verre qui le maintiennent en déformation plane, le second est induit par les conditions limites imposées. Tillard a cherché à éliminer ces imperfections en améliorant les conditions aux limites de l'essai. De façon à limiter l'influence du frettage sur la rupture des échantillons, différents dispositifs d'anti-frettage ont été testés. Les faces de l'échantillon ont été systématiquement lubrifiées avec une graisse de silicone. Tillard a successivement intercalé entre l'échantillon lubrifié et les plateaux de chargement, c'est à dire les têtes inférieures et supérieures du biaxial, une bande de téflon, deux bandes de téflon, une couche de lamelles en téflon (épaisses de 2 mm, longues de 34,5 mm et larges de 3 mm), deux couches de lamelles en téflon superposées et placées en quinconce, deux couches de lamelles en acier rectifiées (épaisses de 3 mm, longues de 34,4 mm et larges de 10 mm) également placées en quinconce et enfin deux couches de ces lamelles en acier rectifiées placées en quinconce et séparées de l'échantillon par une bande de latex lubrifiée. Quel que soit le système d'anti-frettage utilisé, l'échantillon s'est rompu à partir de ses coins supérieurs et dans la plupart des cas selon un cône. Aucune tendance bien nette n'a pu être mise en évidence entre le dispositif d'anti-frettage sélectionné et les contraintes et les déformations mesurées à la rupture. Tillard s'est intéressé à la géométrie de la rupture générée en recherchant si des raffinements successifs de l'anti-frettage aboutiraient à une disparition des effets de singularité aux coins des échantillons. Avec les trois premiers dispositifs testés, aucune amélioration n'a été remarquée. En utilisant le quatrième dispositif, en plus des deux fissures s'initiant aux coins supérieurs de l'échantillon, d'autres fissures prenant naissance ailleurs, en général à la base d'une lamelle de téflon, ont été observées. Tillard a constaté qu'au lieu de glisser sur la face supérieure de l'échantillon, les petites lamelles de téflon avaient plutôt tendance à s'entremêler ou à s'enfoncer dans l'échantillon. Le téflon a été remplacé par de l'acier. Cependant, dès que l'une de ces lamelles en acier, trop rigide par rapport à la marne a tendance à s'enfoncer dans l'échantillon, elle provoque l'apparition d'une macrofissure qui mène l'échantillon à sa ruine. Cela a conduit Tillard à

intercaler entre l'échantillon et les lamelles d'acier une bande de latex bien lubrifiée, enduite de graisse de silicone, sur laquelle les lamelle d'acier peuvent glisser. Tillard a constaté aussi quelquefois que les lamelles d'acier se sont accommodées de la déformation de l'échantillon en s'écartant les unes des autres si bien qu'elles n'ont pas transmis à l'échantillon un cisaillement supplémentaire. Comme le fait remarquer Tillard, malgré les efforts déployés pour améliorer les conditions aux limites de ses essais biaxiaux, les coins des échantillons de marne sont restés une région privilégiée pour la naissance des fissures. Tillard en a conclu que les essais qu'elle a réalisés sont non-homogènes.

En fait, on montre que les contraintes dans l'éprouvette sont non uniformes si les inserts ou embases, les plateaux de la presse, le piston de la cellule sont de rigidités très différentes de la roche testée. Dans ce sens, Peng et Johnson (1972) suggèrent de sélectionner des inserts ou embases spéciaux qui ont la même rigidité que le matériau testé. Peng (1970, 1971) a étudié en détail les distributions de contraintes et de déformations de surfaces cylindriques des échantillons sujets à des conditions limites variées. Il a fait remarquer qu'il y avait deux causes principales de chargement non uniforme dans les échantillons. Un facteur important est le frottement entre les extrémités de l'échantillon et les plateaux de la presse. L'autre facteur est la rigidité relative de l'échantillon et les plateaux de la presse, ou de l'échantillon et des inserts placés entre l'échantillon et les plateaux. L'échantillon tend à avoir une expansion radiale quand il se raccourcit. Si les plateaux de la presse ont la même expansion latérale que l'échantillon, il n'y aurait pas de tendance pour l'échantillon à se mettre en tonneau. L'échantillon se déformerait plutôt uniformément. Si les plateaux ont une expansion supérieure ou inférieure à celle de l'échantillon, le chargement est non uniforme. Selon Peng et Johnson (1972), la rigidité relative est le facteur le plus important parce que si les rigidités relatives sont égales, la quantité de frottement entre l'échantillon et les plateaux ou les inserts est hors de propos, il ne peut pas y avoir de contraintes de frottement si l'échantillon et les plateaux ont une expansion de la même quantité. Si l'échantillon et les plateaux ou inserts ont des rigidités différentes, les contraintes dans l'échantillon seront certainement non uniformes. Selon Peng et Johnson, la meilleure procédure expérimentale pour obtenir un chargement uniforme est de sélectionner expérimentalement des inserts qui ont la même rigidité que les échantillons testés. Peng (1970, 1971) a testé différentes conditions en extrémités en essayant une variété d'inserts, placés entre les échantillons et les plateaux de chargement, afin de trouver empiriquement une condition limite qui produit un chargement uniforme dans l'échantillon de granite de Chelmsford (figure 3.3.6). Peng plaça cinq jauges pour mesurer les déformations verticales et sept jauges pour mesurer les déformations circonférentielles à différentes hauteurs des surfaces cylindriques des échantillons. Il fit des mesures similaires avec des échantillons d'acier afin de détecter de faux résultats causés par les inhomogénéités et les propriétés anisotropes du granite de Chelmsford. Il est très important d'examiner à la fois les distributions de déformations verticales et circonférentielles à l'intérieur des échantillons testés en compression (figure 3.3.7).

Figure 3.3.6 : A gauche : déformation de l'échantillon cylindrique pour différentes conditions limites. (a: confinement parfait, b: contact direct, c: chargement uniforme, d: inserts en téflon et e: inserts en néoprène). A droite : types d'inserts testés. (a) représente le plateau de la presse, (b) la plaque de téflon, (c) l'échantillon et (d) l'insert en acier. (d'après Peng et Johnson, 1972).

Figure 3.3.7 : Allures des déformations et cartes de concentrations de contrainte à l'intérieur des échantillons cylindriques de granite de Chelmsford sujets à des conditions limites variées. Seules les moitiés supérieures des échantillons sont montrées. (d'après Peng et Johnson, 1972).

Dans le cas d'un échantillon en contact direct avec les plateaux de chargement, le frottement entre les surfaces de contact et les plateaux et la tendance pour l'échantillon à avoir une expansion radiale mène à un ballonnement de l'échantillon. Peng et Johnson arrive alors à la conclusion qu'il n'est pas recommandé de mettre un échantillon directement en contact avec un plateau qui a un plus large diamètre que l'échantillon. Dans le cas où des inserts en téflon avec le même diamètre que les extrémités de l'échantillon sont placés entre les surfaces de contact et les plateaux de chargement, le résultat est complètement différent du cas précédent. Les surfaces d'extrémités ont une expansion radiale plus grande que la portion médiane de l'échantillon. La déformation verticale à mi-hauteur de la surface cylindrique de l'échantillon avec ces inserts en téflon est plus grande que la déformation verticale près des surfaces de contact. La mesure des déformations d'échantillons cylindriques testés avec des inserts en néoprène montre un phénomène similaire. Cette déformation est due à l'expansion radiale des inserts de téflon et de néoprène et à la contrainte de cisaillement induite qui est transmise des inserts aux surfaces de contact des échantillons. Les angles de frottement interne pour le téflon et le néoprène, requis pour causer les déformations observées, ont été calculés. Ils sont de respectivement 1° et 5°. Le téflon et le néoprène ont donc un très faible angle de frottement, mais leur utilisation ne garantit pas une distribution de contrainte uniforme à l'intérieur des échantillons. L'inspection des plaques de téflon et de néoprène après les tests montre que le bord de chaque plaque devient sensiblement plus mince, tandis que la partie intérieure semble garder son épaisseur d'origine. Le néoprène tend à l'extrusion dès qu'une charge axiale est appliquée. La quantité d'écoulement radial du néoprène est plus grande que celle du téflon. Pour le téflon, l'écoulement est réversible à faibles charges axiales, mais permanent à grandes charges, tandis que pour le néoprène, l'écoulement est permanent même à faibles charges axiales. Finalement, un chargement uniforme est obtenu en plaçant des pièces d'extrémités en acier de même diamètre que l'échantillon, entre les extrémités de ce dernier et les plateaux de chargement. Ces disques en acier produisent la distribution de déformations la plus uniforme de toutes les possibilités examinées par Peng (1970, 1971).
En partant donc de l'idée que le matériau en contact avec l'échantillon de roche testé doit avoir la même rigidité que ce dernier et au lieu de comprimer l'échantillon entre des plateaux larges, certains expérimentateurs, Cook (1962, cité par J.C Jaeger au 8th symposium de mécanique des roches, 1966), Hallbauer et al. (1973, cité par Paterson, 1978), Hoek (1965), Peng et Johnson (1972) ont choisi d'utiliser pour les plateaux de chargement des pièces en métal égalisées, c'est à dire avec des propriétés mécaniques et des géométries égalisées le plus près possible de ceux des échantillons testés (figure 3.3.8). En pratique, il faut choisir des pièces en extrémités ayant un rapport ν/E et une section identiques à ceux de l'échantillon testé. La plupart des roches peuvent être « égalisées » par des métaux appropriés.

Figure 3.3.8: Egalisation de l'échantillon et des plateaux de chargement au niveau des propriétés mécaniques et

des géométries. (d'après Jaeger et Cook, 1979).

Soit une interface de même diamètre que l'échantillon. On a:

$\varepsilon_{ax} = \frac{\sigma_{ax}}{E}$ avec E représentant le module d'élasticité de Young.

$\varepsilon_{rad} = \nu\varepsilon_{ax}$ avec ν représentant le coefficient de poisson.

D'ou $\varepsilon_{rad} = \nu\varepsilon_{ax} = \nu\frac{\sigma_{ax}}{E}$ représentant la déformation latérale due à la contrainte axiale σ_{ax} .

Dans le cas de l'échantillon : $\varepsilon_{rad}^{ech} = \nu_{ech} \times \frac{\sigma_{ax}}{E_{ech}}$

Dans le cas de l'interface : $\varepsilon_{rad}^{\text{int}} = \nu_{\text{int}} \times \frac{\sigma_{ax}}{E_{\text{int}}}$

L'interface en contact avec l'échantillon étant soit le plateau de chargement, soit un insert.

Dans le cas du plateau de chargement, si ce dernier est plus rigide que l'échantillon, on a alors $\frac{\nu_{\text{int}}}{E_{\text{int}}} < \frac{\nu_{ech}}{E_{ech}}$, soit pour un σ_{ax} donné $\varepsilon_{rad}^{\text{int}} < \varepsilon_{rad}^{éch}$.

Ce qui veut dire que même quand les surfaces de l'échantillon et des plateaux sont parfaitement rectifiées et donc horizontales et parallèles, la rigidité des plateaux, dans le cas de plateaux plus rigides que l'échantillon, empêche l'expansion latérale des extrémités de l'échantillon. L'échantillon est restreint près des plateaux à cause des différences entre les propriétés élastiques de la roche et de l'acier.

Par ailleurs, l'expérimentation a montré que certains matériaux peuvent causer des contraintes de traction latérale radiale (induced tensile stresses) au niveau des extrémités de l'échantillon, par extrusion de ces inserts (Wawersik, 1968). L'utilisation d'inserts souples ou d'un lubrifiant tend à promouvoir la rupture en clivage axial par le phénomène d'extrusion (Brady, 1971, cité par Paterson, 1978 ; Peng et Johnson, 1972). Le phénomène d'extrusion est en effet possible si l'insert est moins rigide (plus souple) que l'échantillon.

On a alors $\frac{\nu_{\text{int}}}{E_{\text{int}}} > \frac{\nu_{ech}}{E_{ech}}$, soit pour un σ_{ax} donné $\varepsilon_{rad}^{\text{int}} > \varepsilon_{rad}^{ech}$.

la rupture par extrusion sera discutée en détail dans la suite du rapport.

Si le métal de ces pièces en extrémités est choisi tel que l'expansion radiale latérale soit la même que celle de l'échantillon, c'est à dire que le rapport ν/E soit le même pour le métal des pièces extrêmes et pour la roche, alors les effets à l'interface dus aux contraintes latérales sont réduits et même devraient disparaître durant la partie élastique de la compression.

$\frac{\nu_{ech}}{E_{ech}} = \frac{\nu_{\text{int}}}{E_{\text{int}}}$ d'où, pour un même σ_{ax} donné: $\varepsilon_{rad}^{ech} = \varepsilon_{rad}^{\text{int}}$

Par exemple, Peng (1971) obtint un chargement uniforme pour des échantillons d'élancement 2 (de diamètre d = 3,18 cm) avec des inserts en acier de hauteur et de diamètre égaux au diamètre de l'échantillon, placés entre l'échantillon et les plateaux. Hast (1943) rapporta que des plateaux poreux en fibres de bois donnent plus ou moins une distribution de contrainte uniforme sur des échantillons de béton. Au LCPC, les expérimentateurs ont fait le choix d'utiliser de l'aluminium pour les essais réalisés sur le béton et ont également obtenu une distribution de contrainte uniforme.

Notons qu'une difficulté de cette technique est qu'il faut trouver un matériau qui ait le rapport ν/E recherché. Il n'est pas toujours facile en effet de trouver des inserts avec une rigidité équivalente à celle du matériau testé. D'ailleurs, cela suppose que la rigidité du matériau testé a déjà été évaluée de façon correcte et précise.

De plus, cette condition d'égalisation de l'interface à l'échantillon peut être

approximativement réalisée par l'utilisation d'aluminium, de cuivre, ou d'autres matériaux de plateau appropriés au type de roche testé, à condition que la roche et l'interface restent élastiques. En effet, comme le font remarquer Wawersik (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966) et Wawersik et Fairhurst (1970), il est impossible de maintenir une propriété d'égalisation parfaite pendant l'histoire de chargement entière. Une fois que la fissuration commence dans l'échantillon, le module d'élasticité E et le coefficient de Poisson ν changent, de telle manière que le taux $\frac{\nu}{E}$ change. La condition d'égalisation n'est plus satisfaite. Il n'est pas pour l'instant possible d'étendre ce concept à la région ductile de la courbe contrainte-déformation. C'est un défaut non négligeable de la méthode.

Par ailleurs, Peng et Johnson (1972) ont testé des échantillons sous chargement triaxial sous les mêmes conditions limites que dans les tests uniaxiaux. Les conditions limites d'un confinement parfait, d'un contact direct, des inserts de téflon et de néoprène dans un chargement triaxial montrent la même distribution des déformations de surface que dans le cas d'un chargement uniaxial. Cependant, la condition limite qui produit un chargement uniaxial uniforme ne produit pas un chargement triaxial uniforme. En fait, en compression uniaxiale et dans la phase élastique, on a $\frac{\nu_{ech}}{E_{ech}} = \frac{\nu_{\text{int}}}{E_{\text{int}}}$.
Dans la phase plastique du comportement de l'échantillon, l'égalité n'est plus vérifiée. En compression triaxiale, $\frac{\nu_{ech}}{E_{ech}}$ n'est plus égal à $\frac{\nu_{\text{int}}}{E_{\text{int}}}$. La technique n'est donc pas applicable en compression triaxiale. C'est un autre inconvénient majeur qui fait perdre à la méthode tout son intérêt.
On pourrait envisager pour avoir une parfaite égalisation d'insérer des disques du même matériau que l'échantillon testé. (Shook, 1963, cité par Vutukuri et al., 1974). On espère dans ce cas que les contraintes latérales se produisent entre l'insert et le plateau, tandis que l'échantillon testé reste libre de toute contrainte latérale. La distribution de contrainte est alors non-uniforme dans l'insert, mais reste uniforme dans l'échantillon testé. C'est utile pour mesurer les constantes élastiques du matériau, mais n'est pas idéal pour des tests de rupture. En effet, l'insert se rompt généralement en premier, avant l'éprouvette. De plus, l'expérience montre que les fissures tendent à se terminer à l'intérieur des disques, au plan de contact entre les surfaces d'extrémités de l'échantillon et les disques. Wawersik proposa l'idée de placer entre l'échantillon et les plateaux de chargement des pièces de la roche à tester avec une résistance plus grande. De notre point de vue, cela serait possible si on utilise une porosité plus faible pour ces pièces mais même dans ce cas, on n'est pas certain d'avoir un rapport ν/E inchangé pendant toute l'histoire de chargement et donc de garantir une égalisation parfaite jusqu'à la rupture de l'échantillon testé.
En conclusion, cette technique présente un certain nombre d'inconvénients majeurs. Comme cette technique n'est valable que pour un matériau élastique d'une part et chargé en compression simple d'autre part, le choix de cette technique est définitivement abandonné. Ce problème nous sensibilise sur le fait que la technique d'anti-frettage qui sera choisie pour la suite de notre étude doit obligatoirement rester valable pour un état de compression triaxiale et pendant l'entière histoire de chargement.

III.3.2.4.2/ Systèmes à peigne

Les systèmes à peigne (brush platens) sont faits d'une assemblée d'épingles flexibles en acier

de faible section (par exemple 3,2 mm^2). (Brown, 1974 ; Brown et Gonano, 1974, cités par Paterson, 1978 ; Brady et Brown, 1985). En fait, ces systèmes présentent de sérieux inconvénients. Ils sont trop difficiles au niveau de leur préparation et de leur maintenance pour être utilisés dans des tests de routine et pour être recommandés. De plus, ils peuvent conduire à des problèmes d'indentation de l'échantillon en fonction du type de roche et du niveau de contrainte (Brady et Brown, 1985). Cette solution a besoin d'être adaptée aux différentes roches. A cause de ces nombreux inconvénients, le choix de cette technique est abandonné.

III.3.2.4.3/ Lubrification

III.3.2.4.3.A/ *Problème ouvert*

Le contact entre l'échantillon et les plateaux de chargement est lubrifié pour éviter le frottement. En fait, la lubrification de l'interface reste un problème ouvert en mécanique des roches. (Föppl, 1900, cité par Paterson, 1978 ; Vicat, ?, cité par Mohr, 1900 et Vardoulakis et al., 1998) et (Mohr, 1900) dans son article historique sur la rupture des matériaux, étaient favorables à la lubrification des plateaux pour éviter le frottement. Toutefois, au sein des laboratoires et suivant les recommandations de la SIMR, les essais sont le plus souvent frettés.

III.3.2.4.3.B/ *Coefficient de frottement*

D'après la loi de frottement de Coulomb, la résistance au glissement à une interface est exprimée en terme de coefficient de frottement μ , défini comme le rapport de la force de cisaillement sur la force normale,

coefficient de frottement: $\mu = \dfrac{\text{force cisaillement}}{\text{force normale}}$

La valeur qui est nécessaire pour initier le glissement est appelée coefficient de frottement statique et celle qui est nécessaire pour maintenir un glissement en continu est le coefficient de frottement cinétique ou dynamique. Il faut souligner ici que le coefficient de frottement n'est pas une propriété matérielle intrinsèque mais un indicateur des effets de frottements. Le coefficient de frottement entre matériaux n'est pas constant et dépend de la nature des surfaces de contact et des conditions du matériau (sec ou saturé).

III.3.2.4.3.C/ *Choix du lubrifiant*

Un état de déformation homogène peut être obtenu en utilisant un lubrifiant approprié, réducteur de frottement. (Hardy et al., 1967, cités au 8^{th} symposium de mécanique des roches, 1966 et par Paterson, 1978 ; Föppl, 1900, cité par Paterson, 1978 ; Hawkes et Mellor, 1970 ; Al-Chalabi et Huang, 1974 ; Mohr, 1900).

Au niveau du choix du lubrifiant et dans par exemple un test de compression de matériau à forte résistance comme une roche dure, il est important que le lubrifiant reste efficace même s'il est sujet à de grandes contraintes normales, supérieures à plusieurs centaines de MPa, pour des déplacements de l'ordre de plusieurs centaines de microns et des vitesses de quelques microns par seconde.

Pour évaluer quantitativement l'efficacité des différents lubrifiants, on utilise la loi de

frottement de Coulomb. Notons que le coefficient de frottement de substances variées a été évalué, que ce soient des lubrifiants solides, des graisses, des acides gras, ou des huiles minérales, animales et végétales. Citons quelques exemples de lubrifiants couramment utilisés: le graphite, le tungstène disulfide, l'huile de paraffine, le molybdenum disulfide (poudre grise), le PTFE (Polytetrafluorethylene, plus connu sous le nom de téflon), le spray de silicone et l'acide stéarique (acide gras) (figure 3.3.9) mélangé avec de la vaseline ou du talc.

Figure 3.3.9 : Acide stéarique. Mesure d'absorption de la lumière infra-rouge.

Boyd et Robertson (1945) ont réalisé une étude sur ces lubrifiants pour mesurer leur coefficient de frottement. Ils ont utilisé pour cela un appareil de cisaillement en torsion.

lubrifiant	coefficient de frottement
acide stéarique	0,022
tungstendisulfide (WS_2)	0,032
molybdenum disulfide (MoS_2)	0,032
graphite	0,036

Le plus faible coefficient de frottement a été mesuré pour l'acide stéarique. Le coefficient de frottement pour un frottement téflon-téflon est de 0,04 et pour le frottement téflon-acier 0,1 (Bowers et al., 1953, cités par Papamichos, 1992). Une étude expérimentale de ces lubrifiants pour une grande variété de contraintes normales et de déplacements a été réalisée par Bridell (1991) et Labuz et Bridell (1993). Pour mesurer le coefficient de frottement, Labuz et Bridell ont utilisé un appareil de double cisaillement direct (figure 3.3.10). Cette recherche a été conduite à l'Université du Minnesota. Diverses roches ont été utilisées comme blocs de frottement. Avant chaque test, les surfaces des plateaux sont durcies et polies. Les plateaux sont essuyés après chaque test de frottement avec du xylene. La procédure consiste à appliquer le lubrifiant entre le bloc et les plateaux d'acier. Une contrainte normale constante de 5 MPa est appliquée. Les plateaux se déplacent à une vitesse de 5 microns/seconde. Le graphite et le molybdenum disulfide sont appliqués aux surfaces par polissage pour obtenir un film laminé.

Figure 3.3.10 : Résultats typiques de tests de cisaillement direct. Une contrainte normale constante de 5 MPa est appliquée. Les plateaux se déplacent à une vitesse de 5 microns/seconde. (d'après Labuz et Bridell, 1993).

Les coefficients de frottement obtenus mesurés sont en accord avec d'autres données publiées. Le graphite a un coefficient de frottement de 0,07 - 0,08 qui est plus faible que 0,13 obtenu par Boes (1964, cité par Labuz et Bridell, 1993) mais plus fort que 0,036 donné par Boyd et Robertson (1945). Ils ont obtenu pour le molybdenum disulfide un coefficient de frottement supérieur à 0.12, ce qui reflète leur incapacité à obtenir un film laminaire par polissage. Un frottement téflon-téflon (d'épaisseur 0,05 mm) montre un faible coefficient de frottement de 0,05. Un frottement téflon-acier montre un coefficient de frottement de 0,1. L'acide stéarique montre le coefficient de frottement le plus faible, de l'ordre de 0,02 (figure 3.3.11).

Figure 3.3.11: Résultats de tests pour le coefficient de frottement de l'acide stéarique en fonction du déplacement pour un bloc de grès de Berea glissant sur des plateaux en acier. La vitesse de glissement est de (a) 0,1 μm/s (b) 1,0 μm/s. Les contraintes normales pour les courbes ABCDE sont 7, 21, 35, 49 et 63 MPa respectivement. Le lubrifiant utilisé entre le grès et les surfaces des plateaux est l'acide stéarique. (d'après Bridell, 1991).

Tarrant (1954, cité par Labuz et Bridell, 1993) mesura pour une graisse contenant des molécules d'acide gras hautement polaire un coefficient de frottement de 0,04. Pour quelques hydro-carbones polaires, le frottement semble décroître quand la longueur de chaîne augmente. (Johanmir, 1985, cité par Labuz et Bridell, 1993). L'acide stéarique, un hydrocarbone polaire avec une longueur de chaîne de 16, de formule chimique (CH_3 (CH_2)$_{16}$ CO_2 H), avec deux atomes d'oxygène et un d'hydrogène localisés à la fin polaire de la chaîne, devrait donc être associé à un faible frottement. Ceci est en accord avec les résultats précédemment cités où, effectivement, l'acide stéarique a de toutes les substances testées le plus faible coefficient de frottement. Dû à ces excellentes performances, documentées aussi dans les tests de compression uniaxiale conventionnels (Labuz et Bridell, 1993), l'acide stéarique a été adopté comme étant un réducteur de frottement de choix dans les tests. Notons que Föppl avait déjà utilisé la « stéarin » comme réducteur de frottement. Papamichos (1992) a réalisé des essais de compression en déformation plane sur du grès de Berea. Les échantillons cylindriques sont testés avec les faces d'extrémités lubrifiées. Papamichos a également utilisé un appareil de déformation plane pour tester le phénomène de bifurcation localisé dans des échantillons de roches tendres sujets à des compressions en conditions de déformations planes. Il a procédé à la lubrification de toutes les surfaces d'échantillon en contact avec les plateaux. Le lubrifiant, dont la valeur du coefficient de frottement est comprise entre 0,01 et 0,06, est composé d'un mélange d'acide stéarique et de vaseline non polarisée. En plus de l'action de réduction de frottement, le mélange acide stéarique-vaseline fournit un excellent couplant acoustique entre les capteurs d'émission acoustique et les surfaces d'extrémités de l'échantillon. Notons que ce lubrifiant a été utilisé depuis par Pellegrino (1995) et Bésuelle (1999).

III.3.2.4.3.D/ *Préparation du lubrifiant*

Le lubrifiant est composé d'un mélange d'acide stéarique et de vaseline non polarisée. L'acide stéarique granulaire en poudre est mélangé avec de la vaseline non polaire à proportions massiques égales de 1:1 pour une application facile dans les surfaces de frottements.
Ce mélange est préparé en plaçant une quantité égale de cristaux d'acide stéarique et de vaseline dans un four chauffant à 70°C, qui est la température de mélange des cristaux d'acide stéarique. En fait, nous conseillons de chauffer le mélange à 75°C pour faciliter et accélérer la

réaction. Dans ce but également, il n'est pas inutile de mélanger quelques fois la préparation, l'acide a en effet tendance à se déposer en bas du flacon. Le mélange est total dès qu'on obtient un liquide incolore et homogène. Après mélange complet, la surface extérieure du gobelet est refroidie rapidement avec de l'eau pour que les molécules d'acide stéarique ne se séparent pas de la vaseline. On laisse refroidir le lubrifiant jusqu'à solidification complète. Cela donne un mélange uniforme solide gras à température ambiante. C'est une substance de couleur blanche avec une texture savonneuse.

III.3.2.5/ CONCLUSION

La technique de la lubrification semble être d'un très grand intérêt. Elle ne présente aucun des inconvénients majeurs relevés au niveau des autres techniques anti-frettage présentées. Nous allons dans la suite du rapport valider cette technique et comparer les résultats obtenus pour le cas des essais frettés et lubrifiés.

III.3.3/ ANALYSES THEORIQUES ET NUMERIQUES

Des analyses théoriques et numériques ont été réalisées dans le but de mieux comprendre les effets du frettage à l'interface roche-plateau. En particulier, ces analyses théoriques des champs de contraintes et de déformations ont été réalisées pour un cylindre élastique en compression sous différentes conditions telles qu'un déplacement latéral nul ou des conditions de frottement spécifiques aux extrémités. (Filon, 1902 ; Pickett, 1944 ; D'Appolonia et Newmark, 1951 ; Balla, 1960 ; Kotte et al., 1969 ; Brady, 1971a-c ; Brady et Blake, 1972, cités par Paterson, 1978 ; Hawkes et Mellor, 1970 ; Peng, 1971 ; Al-Chalabi et Huang, 1974 ; Dresher et Vardoulakis, 1982) (figure 3.3.12). Bordia (1971, cité par Paterson, 1978) a réalisé une analyse similaire en utilisant la théorie de la plasticité.

Figure 3.3.12 : Initiation de la microfissuration dans les régions les plus sévèrement contraintes. Mise en évidence de la formation de cônes aux extrémités de l'échantillon. (d'après Hawkes et Mellor, 1970).

Pellegrino (1995) a conduit une analyse numérique sur les effets de la lubrification sur la distribution des champs de contraintes et de déformations de l'échantillon en utilisant le code CESAR basé sur la méthode des éléments finis et développé au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Paris (LCPC) (figure 3.3.13). Les paramètres de calcul sont l'élancement de l'éprouvette, les conditions de frettage entre les bases du cylindre et les plateaux de charge et le diamètre des plateaux par rapport à celui du cylindre. Le comportement du matériau est supposé élastoplastique parfait avec un critère de plasticité de Drucker-Prager. Trois conditions de contact entre la roche et les plateaux de charge (contact direct roche-acier, interface de contact lubrifié et enfin glissement libre de la roche par rapport aux plateaux sans aucune contrainte de frottement) sont simulées. Dans le premier cas, Pellegrino a imposé que

l'échantillon soit solidaire des plateaux. La simulation de la deuxième et troisième conditions a été obtenue en utilisant les éléments d'interface disponibles dans le code. Dans le deuxième cas, Pellegrino a inséré entre les bases du cylindre et l'acier des éléments d'interface dont le coefficient de frottement a été supposé égal à celui du mélange acide stéarique-vaseline de Bridell et Labuz. Dans le troisième cas, le coefficients des mêmes éléments a été supposé égal à zéro pour la condition d'expansion libre. Les résultats des calculs numériques montrent que les éprouvettes solidaires des plateaux développent toujours un cône élastique au contact des plateaux (cônes de frottement). (Dresher et Vardoulakis, 1982). En cas de lubrification, le frettage partiel a encore une influence sur le début de la plastification, car il favorise une concentration des contraintes tout le long de sa circonférence de base. Le coefficient de frottement réduit produit un petit cône élastique. Pour des éprouvettes comprimées en absence complète de frottement et donc dans des conditions d'expansion libre, le cône ne se forme plus et l'échantillon présente une plastification uniforme.

Figure 3.3.13 : A gauche : éprouvette à élancement 2 lubrifiée. Deuxième à gauche : éprouvette à élancement 2 non lubrifiée. A droite : éprouvette à élancement 1 non lubrifiée. Deuxième à droite : éprouvette à élancement 1 lubrifiée. En bas: zones de plastification calculées par le code CESAR. (d'après Pellegrino, 1995 et Pellegrino, Sulem et Barla, 1997).

Sheng et al. (1997) ont étudié l'inhomogénéité dans un échantillon triaxial causée par les contraintes en extrémités dans les tests drainés et non drainés et dans des tests drainés avec un drainage insuffisant (figure 3.3.14). L'échantillon de sol simulé est un argile suédois surconsolidé. Le problème est étudié par simulation numérique utilisant le programme ABAQUS. Dans le modèle par éléments finis, les plateaux d'extrémités sont traités comme des corps rigides et l'échantillon de sol comme un corps déformable. Les nœuds aux surfaces extrêmes de l'échantillon sont en contact avec les plateaux et des éléments de contact spéciaux sont introduits entre la surface déformable et la surface rigide. Trois conditions différentes de contact sol-plateau sont considérées :
- contact lisse parfait (SC): pas de frottement entre l'échantillon et les plateaux.
- contact de frottement (FC): avec un angle de frottement sol-plateau de 20°.
- contact complètement rugueux (RC): pas de glissement aux surfaces de contact.

Finalement, Sheng et al. (1997) montrent et cela indépendamment du test, qu'il soit drainé, non drainé, ou drainé avec un drainage insuffisant, que dans un cas idéal de contact parfaitement lisse (figure 3.3.14.adg), aucune contrainte de cisaillement ne se développe à l'extrémité. Dans le cas d'un contact frottant et rugueux, des contraintes de cisaillement se développent. Les contraintes en extrémités agissent comme un confinement supplémentaire. Le sol ne se déforme pas librement. La contrainte de cisaillement cause des contraintes non uniformes à l'intérieur de l'échantillon. L'échantillon de sol a une déformation non-uniforme en tonneau. La non-uniformité en contraintes et en déformations augmente quand on augmente la déformation. Des contraintes plus importantes en extrémités mènent à une mise en tonneau plus prononcée en extrémités. (figures 3.3.14.beh, 3.3.14.cfi). Notons que Sheng donne dans son article quelques références supplémentaires traitant de la simulation numériques des problèmes de contraintes en extrémités d'un échantillon.

Figure 3.3.14 : Distribution des contraintes de cisaillement τ_{xy} (kPa) dans des échantillons pour des tests drainés. Déformation de l'échantillon pour différentes conditions limites. (d'après Sheng et al., 1997).

III.3.4/ ETUDE EXPERIMENTALE DE LA LUBRIFICATION

III.3.4.1/ BUT DE L'ETUDE

En suivant les conclusions de Bridell (1991) et Labuz et Bridell (1993), nous avons décidé de tester des conditions d'essais différentes de celles indiquées par la SIMR. L'objectif étant d'empêcher le frettage par l'utilisation d'une lubrification entre les bases de l'éprouvette et les plateaux de charge. Le but est d'obtenir une distribution uniforme en contraintes et en déformations dans des échantillons testés en compression.

III.3.4.2/ DISPOSITION DES JAUGES DE DEFORMATION

III.3.4.2.1/ Importance de l'instrumentation

Un des problèmes dans l'expérimentation est que les échantillons testés en compression ne sont pas toujours suffisamment instrumentés pour s'assurer de la distribution uniforme de la déformation. Une instrumentation de qualité augmente le coût de l'expérience mais fournit un très bon aperçu de la distribution des déformations.
Selon Hardy, (cité au 8th Symposium de mécanique des roches, 1966) et Hardy (1966, cité par Jaeger et Cook, 1979), il y a deux facteurs d'importance dans le chargement de compression de l'échantillon, les forces frottantes dans les surfaces extrêmes de l'échantillon et l'uniformité du chargement axial dans ces surfaces extrêmes. Les forces frottantes à l'interface roche-plateau a une influence directe sur l'uniformité de la déformation radiale mesurée sur toute la hauteur de l'échantillon. L'uniformité du chargement axial dans les surfaces extrêmes est étroitement liée à l'uniformité de la déformation axiale de l'échantillon. En accord avec ces remarques, Peng et Johnson (1972) affirment que, pour chaque type de roche, il est nécessaire de réaliser des tests pour analyser l'uniformité de la distribution de déformation en terme aussi bien des déformations circonférentielles que des déformations verticales.

III.3.4.2.2/ Uniformité de la déformation axiale

Il faut placer un certain nombre de jauges de déformation axiale tout au long de la section médiane de l'échantillon pour s'assurer de l'uniformité du chargement axial.
Hardy, par exemple, a fait des expériences avec plusieurs jauges de déformation collées autour de la circonférence de l'échantillon. Hardy a instrumenté chaque échantillon avec trois jauges de déformations axiales orientées à 120° autour de l'échantillon. Hardy trouva qu'en général, le chargement axial est extrêmement non-uniforme. Les trois courbes contrainte-déformation obtenues correspondant à la réponse des trois jauges ne sont pas proches, à défaut d'être superposées et sont même très variables. On n'a pas une uniformité au niveau de la réponse des trois jauges. La déviation entre les différentes mesures de jauges de déformation indique que l'échantillon n'est pas chargé uniformément. Par exemple, pour un test de compression spécifique et c'est le cas dans un certain nombre de tests, affirme Hardy (cité au 8th Symposium de mécanique des roches, 1966), une jauge de déformation axiale de l'échantillon indique une déformation de compression, une autre ne donne pas de réponse et une autre indique une déformation de tension (tensile strain) à un faible niveau de charge, se changeant en une déformation compressive à des charges plus grandes. Pour être certain d'avoir un chargement axial uniforme, il faut avoir une très faible déviation entre les jauges de déformation. Des jauges placées en symétrie sur l'échantillon doivent logiquement afficher la même réponse. Un chargement axial non-uniforme peut être causé par plusieurs facteurs :

- Inhomogénéité du matériau : une dispersion des mesures peut être liée à la nature discontinue du matériau. (Luong, 1989).
- Problème de contact: une mauvaise préparation de la surface de l'échantillon, en terme de

rectification, de planéité et de parallélisme, ou bien mauvais parallélisme des plateaux de chargement.

▪ Flambement (bending) de l'éprouvette.

▪ Chargement excentrée : un excentrement de la charge peut être causé soit par une mauvaise disposition de l'échantillon sous presse soit par la presse elle-même qui n'est pas capable de fournir un effort centré sur toute sa gamme d'effort, dû à un outillage (rotule ou pièces d'appui) défectueux, mal conçu, usé ou sale. L'excentricité du chargement axial peut avoir un effet important sur la résistance et le mode de rupture de l'échantillon testé. En fait, un mauvais centrage de l'éprouvette conduit à des forces de cisaillement sur cette dernière. L'effet d'un chargement excentrée est de superposer un couple à la compression axiale. Si la charge axiale P est appliquée à une distance e de l'axe de l'échantillon, la contrainte axiale résultante dans toute position est $\sigma = \frac{P}{A} + \frac{Pey}{I}$ avec A représentant la section de l'échantillon, I le moment d'inertie de la section et y la distance de l'axe de l'échantillon dans la direction de l'excentricité. La contrainte axiale minimale pour un échantillon cylindrique est d'après Hardy (1966, cité par Jaeger et Cook, 1979): $\sigma_{min} = P(1 - \frac{8e}{D}) / A$

Il faut que la condition 8e > D soit vérifiée pour que la déformation de la surface soit en extension (tensile).

En incorporant un insert en téflon aux extrémités de l'échantillon, Hardy a trouvé finalement une bonne uniformité entre les trois jauges de déformation axiale, sur l'acier de 1 à 2 %, sur le marbre de Wombeyan de 5 % et sur d'autres échantillons de marbre avec des diamètres de grains plus grands, de 8 %.

III.3.4.2.3/ Uniformité de la déformation radiale

Hardy a observé que tous les échantillons qu'il a testé sous chargement axial uniforme ont rompu en cônes. Avoir un chargement axial uniforme ne suffit donc pas pour avoir une distribution homogène dans tout l'échantillon en contraintes et en déformations, il faut vérifier également l'uniformité de la déformation radiale en s'assurant qu'il n'y a pas de frottement à l'interface roche-plateau. Si c'est le cas, ce dernier va empêcher la déformation radiale libre de l'échantillon au niveau des extrémités. A partir de mesures de jauges placées à mi-hauteur de l'échantillon, on peut montrer au mieux qu'avant la localisation, la déformation radiale est homogène et isotrope, mais cela ne veut pas dire pour autant que la déformation radiale est homogène et isotrope sur toute la hauteur de l'éprouvette. On doit donc placer des jauges de déformation radiale dans la section de l'échantillon près des plateaux et dans la section médiane. Si la réponse est la même dans les deux sections, la déformation de l'échantillon est homogène dans toute sa hauteur. Dans le cas contraire, il existe un frottement à l'interface. Même dans le cas où l'on met en évidence de cette façon l'existence d'un frottement, les différentes mesures de jauges radiales placées dans la section médiane de l'échantillon peuvent être proches et uniformes. Dans ce cas, on peut dire que l'échantillon a une déformation homogène au moins dans sa partie médiane.

III.3.4.2.4/ Influence de la pression de confinement sur l'uniformité

Pour des mêmes conditions d'essais, les réponses des différentes jauges de déformations radiales et axiales placées à mi-hauteur de l'échantillon sont d'autant plus uniformes que la pression de confinement appliquée à l'échantillon est grande. Autrement dit, la pression de

confinement tend à diminuer l'influence du frettage à l'interface et des défauts liés à la rectification et plus généralement à la préparation de la surface de l'échantillon. Les essais de compression simple sont très instables et très perturbés. On constate souvent une grande dispersion des réponses des jauges de déformation. Ce phénomène a également été observé par Haïed et al. (1997) en réalisant des essais en conditions frettées sur des échantillons prismatiques. Ils ont tracé des courbes de jauges de déformations radiales tracées les unes en fonction des autres. Dans la partie pré-localisation, ces courbes sont linéaires. Notons que la réponse des jauges radiales est d'autant plus uniforme que la pente de ces courbes linéaires est proche de 1. Haïed a obtenu que la pente de la partie linéaire des courbes est supérieure à 1: elle se maintient à environ 1,7 dans l'essai uniaxial et dans les essais triaxiaux menés à 10 et 20 MPa de confinement et diminue à 1,3 puis 1,2 dans respectivement les essais réalisés à 30 et 40 MPa de confinement. La réponse des jauges et donc la déformation de l'échantillon est bien d'autant plus uniforme que la pression de confinement appliquée à l'échantillon est grande.

III.3.4.2.5/ Choix de la disposition des jauges de déformation

Les échantillons de roche sont instrumentés avec un ensemble de jauges de déformations collées en surface. L'emplacement des jauges de déformation est d'une grande importance. Pour une détermination précise et correcte, il est essentiel de placer les jauges de déformation dans la section médiane de l'échantillon cylindrique, à mi-hauteur de l'éprouvette. On diminue ainsi l'influence des effets de contact au niveau des plateaux d'extrémités. Les éprouvettes sont munies aussi bien de jauges de déformations transversales que de jauges longitudinales. Pour tous les essais, 9 jauges de déformations sont disposées sur l'échantillon. 3 d'entre elles sont destinées à mesurer les déformations longitudinales axiale (A). Les 6 autres permettent la mesure des déformations latérales radiales (R). En pratique, cela revient à utiliser pour chaque essai 3 jauges simples et 3 jauges en croix. Les jauges sont collées le long de génératrices régulièrement espacées (à 60° ou 120°). Les jauges de déformation latérale radiale sont disposées perpendiculairement aux génératrices (figure 3.3.15).

Figure 3.3.15 : Schéma de disposition des jauges de déformation sur un échantillon cylindrique.
Trois de ces jauges sont des jauges en croix. Les trois autres sont des jauges simples.

Pour le cas particulier de la validation de la lubrification, on contrôle l'homogénéité du champ de déformation radiale des éprouvettes pendant la charge en plaçant des jauges radiales sur deux sections. Pour évaluer l'uniformité des déformations radiales dans l'échantillon, trois jauges radiales sont placées perpendiculairement à trois génératrices espacées de 120° et à mi-hauteur de l'éprouvette, dans la partie médiane de l'échantillon. Trois autres jauges de déformation radiales sont placées sur ces mêmes trois génératrices mais cette fois au voisinage des plateaux, très près d'une des extrémités de l'éprouvette, à 3 mm exactement. Trois jauges

de déformations axiales sont également placées au niveau de ces trois génératrices et à mi-hauteur de l'éprouvette. On utilise donc également pour ce type d'essai trois jauges simples et trois jauges en croix. Toutes les jauges de déformation axiale et radiale sont ensuite connectées, chacune indépendamment, en un montage en quart de pont au système d'acquisition. On attribue ensuite à chaque jauge un numéro qui correspondra à celui de la voie d'affichage dans le logiciel d'acquisition des données RTM 3500.

III.3.4.3/ PROTECTION IMPERMEABILISANTE

III.3.4.3.1/ Problème de la pénétration du lubrifiant

Dans les essais que nous avons réalisés sur le grès de Fontainebleau, on observe dès le contact avec le lubrifiant une forte pénétration de ce dernier à l'intérieur de la roche. Cette pénétration est accentuée pendant l'essai de compression et atteint 20 mm de chaque côté de l'échantillon. L'échantillon, de diamètre 40 mm et d'élancement 1 est par conséquent complètement imbibé. Cette pénétration est accentuée avec la température, qui diminue la viscosité et augmente la fluidité de l'acide stéarique. Il faut donc que le lubrifiant soit toujours gardé à une même température, que ce soit le lubrifiant existant en réserve ou le lubrifiant utilisé pendant l'essai.
La pénétration du lubrifiant dans l'échantillon peut avoir un certain nombre d'inconvénients.
Par exemple, pour les essais lubrifiés directement sans protection, on peut constater une perturbation des jauges au plateau due au contact des circuits de la jauge avec le lubrifiant pénétrant dans l'échantillon (figure 3.3.16).

Figure 3.3.16 : Essai lubrifié directement sans protection sur un échantillon d'élancement 1,5. Déformation radiale de l'échantillon à mi-hauteur et prés des plateaux. Perturbation des jauges au plateau due au contact des circuits de la jauge avec le lubrifiant pénétrant dans l'échantillon.

La pénétration du lubrifiant dans l'échantillon peut également causer des contraintes de traction radiales latérales (induced tensile stresses) à l'intérieur de l'échantillon menant à une rupture précoce de ce dernier. Ce phénomène de rupture par intrusion sera discuté en détail dans la suite du rapport. Pour toutes ces raisons, nous avons utilisé une protection imperméabilisante qui bouche les pores des faces de l'échantillon et empêche le lubrifiant de pénétrer.

III.3.4.3.2/ Critère de choix de la protection

Le critère essentiel dans notre choix de la protection imperméabilisante est que cette dernière doit aider au mieux à répartir les contraintes sur toute la surface de l'échantillon. Autrement dit, il s'agit de réduire l'influence des défauts de préparation de la surface de l'échantillon, en termes de rectification et de parallélisme et cela dans le but d'obtenir une distribution de la déformation axiale et radiale la plus uniforme possible.

III.3.4.3.3/ Protections testées

On a testé différentes protections imperméabilisantes. On a choisi de tester des protections de diamètre 40 mm. Un diamètre plus grand conduirait à des problèmes lors de la réalisation de l'essai triaxial. Ces problèmes sont essentiellement liés au manque d'espace dans la cellule

triaxiale. Avec un emporte-pièce, on coupe donc des rondelles du diamètre choisi. Un micromètre « Palmer » nous a permis de mesurer de façon précise les épaisseurs des différentes protections testées. On a testé les protections suivantes: du latex (d'épaisseur 0,35 mm), du spray de graisse silicone, une plaque de téflon (d'épaisseur 2 mm), un film plastique (d'épaisseur 0.1 mm), du mastic rubson blanc, une plaque d'aluminium (d'épaisseur 1 mm), du spray de téflon, une double plaque de téflon (d'épaisseur 1 mm, sans lubrifiant entre les plaques), un carton (d'épaisseur 1 mm).

III.3.4.3.4/ Efficacité des protections imperméabilisantes testées

Malgré les différentes protections utilisées, on a encore une faible pénétration du lubrifiant. En fait, pendant l'histoire de chargement, le lubrifiant en excès fuit. Cette quantité chassée par les bords pénètre dans l'échantillon dès le contact avec ce dernier. Pour y remédier, on enlève manuellement ce lubrifiant en excès entourant l'échantillon à ses extrémités. Dès la mise sous contrainte de l'échantillon à –1 kN, on doit procéder aussi vite que possible à cette opération car le lubrifiant commence déjà à pénétrer. Cette opération permet de réduire largement, quasiment à zéro, toute pénétration du lubrifiant. Par ailleurs, une autre précaution d'emploi importante est qu'il faut rapidement mettre sous contrainte l'échantillon une fois que l'interface a été préparée. En effet, dans le cas où par exemple une protection en latex est utilisée, cette rondelle de latex réagit au bout de quelques minutes au contact avec le lubrifiant. Elle se contracte et se replie sur elle-même.

III.3.4.4/ VALIDATION DE LA LUBRIFICATION

III.3.4.4.1/ Caractéristiques des essais réalisés

Des essais de compression simple et triaxiale à faible pression de confinement ont été réalisés. Ils ont été effectués sur des échantillons secs d'élancement 1, 1.5 et 2 de porosité comprise entre 14 et 15 %. Les essais ont été effectués soit en chargement monotone soit en chargement cyclique et soit en conditions lubrifiées soit en conditions frettées. Dans le cas où le lubrifiant est utilisé, différentes protections imperméabilisantes sont testées. Ces essais vont permettre d'une part de choisir de façon optimale la protection imperméabilisante et d'autre part d'évaluer précisément la performance du lubrifiant, c'est à dire son potentiel de réduction du frottement. Les déformations circonférentielles sont mesurées par des jauges de déformation collées dans la section médiane de l'échantillon cylindrique et dans les parties extrêmes, près de la base du cylindre. Les déformations axiales sont mesurées par des jauges de déformation collées à mi-hauteur de l'échantillon cylindrique. Cette disposition des jauges nous permet d'étudier en détail l'effet du lubrifiant et de la protection imperméabilisante sur l'homogénéité de la déformation du corps comprimé. Le mélange est appliqué sur toute la surface de l'échantillon en contact avec les plateaux de chargement et cela avant la mise en place de l'éprouvette. Avant le début de chaque test, Labuz et Bridell (1993) ainsi que Papamichos et al. (1998) recommandent de réaliser un petit cycle de charge-décharge afin de préconditionner les plateaux de chargement et de chasser l'excès de lubrifiant. Durant ce cycle, l'échantillon testé par Labuz et Bridell est chargé jusqu'à environ 100 kN (12 MPa). Le préconditionnement des plateaux crée un film mince solide résiduel de couleur blanche sur l'échantillon. Pour les essais que nous avons réalisés en conditions lubrifiées, nous avons choisi d'effectuer au début de chaque essai trois petits cycles de charge-décharge à 10 kN (7,96 MPa) pour éliminer l'excès de lubrifiant et pour « mettre en place » la rotule.
Notons que les résultats que nous allons présenter ont été obtenus avec une très bonne

répétabilité.

III.3.4.4.2/ Liste des essais réalisés

Nous présentons ici la liste complète des essais réalisés dans le but précis de valider le procédé de la lubrification et de choisir un élancement d'échantillon optimal.

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	monotone ou cyclique	élancement	lubrification	Protection imperméabilisante
B13.1, B12.2	0	monotone	1.5	oui	non
B15.1, B24.1	0	monotone	1.5	non	non
B80, B35, B43, B6.2, B18.1, B17.1, B26	0	monotone	1.5	oui	latex
B32, B31, B13.2	0	cyclique	1.5	oui	latex
B18.2	4	monotone	1.5	oui	latex
B3	4	cyclique	1.5	oui	latex
B10	0	monotone	2	non	non
B2.2, B8.1	0	cyclique	2	oui	latex
B46	0	monotone	1	oui	non
B57, B60	0	monotone	1	oui	latex
B70	0	cyclique	1	oui	latex
B9	0	monotone	1	non	non
B69	4	monotone	1	oui	latex
B36	0	monotone	1.5	oui	spray graisse silicone
B23.2	0	monotone	1.5	oui	plaque de téflon
B33	0	monotone	1.5	oui	film plastique
B21	0	monotone	1.5	oui	mastic rubson blanc
B29	0	monotone	1.5	oui	plaque aluminium
B16.2	0	monotone	1.5	oui	spray de téflon
B19.1	0	monotone	1.5	oui	double plaque de téflon
B5.2	0	monotone	1.5	oui	carton

III.3.4.4.3/ Effet de la protection imperméabilisante

Si on compare pour les essais lubrifiés avec les différentes protections et réalisés sur des échantillons d'élancement 1.5, les réponses des jauges de déformations radiales centrales et au plateau et axiales centrales, on constate que celles correspondant à l'essai lubrifié avec une protection en latex sont plus uniformes, plus rassemblées entre elles et ont une meilleure « allure » (figures 3.3.17, 3.3.18). Les courbes correspondant aux différentes jauges de

déformations axiales et radiales sont quasiment superposées. Le latex assure donc une bonne transmission et une bonne répartition de l'effort.

Figure 3.3.17 : Comparaison pour un essai (B80) lubrifié avec une protection en latex et réalisé sur un échantillon d'élancement 1.5 des réponses des jauges de déformations radiales centrales et au plateau et axiales centrales.

Figure 3.3.18 : Exemple d'un essai lubrifié avec une protection en spray graisse silicone et réalisé sur un échantillon d'élancement 1,5. Comparaison des réponses des jauges de déformations radiales centrales et au plateau et axiales centrales. Essai B36.

Au vu des graphes correspondant à la comparaison des déformations entre plateaux pour les essais testés avec les différentes protections, la courbe correspondant à l'essai lubrifié avec une protection en latex est de toutes les courbes celle qui se rapproche la plus de l'essai lubrifié directement, sans protection (figure 3.3.19). Remarquons que logiquement, pour un même niveau de contrainte, la déformation entre plateaux dans le cas de l'essai lubrifié avec une protection en latex devrait être un peu plus importante que dans le cas de l'essai lubrifié directement sans protection, puisqu'elle prend en compte, en plus, la déformation propre du latex. En fait, dans le cas de l'essai lubrifié directement sans protection, la déformation entre plateaux inclut également une déformation liée à la pénétration pendant l'essai du lubrifiant dans l'échantillon.

Figure 3.3.19 : Comparaison des déformations entre plateaux pour les essais testés avec les différentes protections.

Finalement, le latex apparaît comme étant la protection la plus adaptée.

III.3.4.4.4/ Comparaison des essais frettés et des essais lubrifiés

III.3.4.4.4.A/ *Uniformité de la déformation radiale dans l'axe de l'échantillon*

Des essais avec et sans lubrifiant ont été réalisés pour évaluer la performance de ce dernier. Les déformations circonférentielles sont tracées en fonction de la contrainte axiale de compression. En comparant la réponse moyenne des jauges radiales centrales et au plateau pour des essais réalisés sur des échantillons d'élancement 1,5 lubrifiés avec une protection en latex (B80) et non lubrifiés (B15.1), on peut constater pour le cas non lubrifié que les déformations radiales au niveau des plateaux sont moins importantes que celles de la partie médiane de l'échantillon (figure 3.3.20).

Figure 3.3.20 : Effets de la lubrification sur les déformations radiales. (d'après El Bied et Sulem, 1999).

Notons qu'un résultat similaire a été obtenu par Labuz et Bridell (1993) (figure 3.3.21).

Figure 3.3.21 : déformations circonférentielles dans l'échantillon dans sa portion médiane et prés des plateaux. Les cylindres ont 51,8 mm de diamètre et 104 mm de longueur. Les échantillons sont testés en compression simple en conditions lubrifiées (a) et non lubrifiées (b). (d'après Labuz et Bridell, 1993).

Sans lubrifiant, l'échantillon de géométrie cylindrique est mis en tonneau dû aux faibles valeurs de déformations aux extrémités. En fait, le frottement à l'interface conduit à une mise

en tonneau de l'échantillon et empêche ce dernier de se déformer de façon homogène avant le pic. En revanche, quand on applique le lubrifiant avec la protection en latex, de très bons résultats sont obtenus : les déformations radiales centrales et au niveau du plateau se superposent bien. Les contraintes de frottement sont éliminées puisque la déformation est la même pour les deux hauteurs de l'échantillon. La lubrification de l'interface améliore nettement l'homogénéité de la déformation de l'échantillon.
Le coefficient δ est défini comme le rapport de la déformation radiale mesurée au milieu et de celle mesurée à l'extrémité. Ce coefficient est tracé en fonction de la contrainte uniaxiale appliquée. Ce coefficient est proche de l'unité quand on applique le lubrifiant. Les échantillons cylindriques gardent donc leur forme originale durant le chargement (figure 3.3.22).

Figure 3.3.22 : Effets de la lubrification sur le coefficient de la déformation radiale. Essai lubrifié (B80) et essai non lubrifié (B15.1). (d'après El Bied et Sulem, 1999).

Un résultat similaire a été obtenu par Bridell (1991) et par Labuz et Bridell (1993) (figure 3.3.23).

Figure 3.3.23 : Allure du rapport entre les déformations tangentielles, mesurées à mi-hauteur et prés de la base du cylindre, en fonction de la contrainte de compression uniaxiale. A gauche : pour le granite Cold Spring, le grès de Berea et le marbre de Tennessee soumis à compression avec et sans utilisation du lubrifiant. (d'après Bridell, 1991). A droite : tests de compression uniaxiale sur des cylindres de granite de diamètre (a) 97,5 mm et (b) 51,8 mm. (d'après Labuz et Bridell, 1993).

L'allure des courbes prouve que la présence du lubrifiant a une influence bénéfique importante sur l'uniformité des déformations des cylindres.
En conclusion, le frottement aux plateaux mène à des champs de déformations non-homogènes dans l'échantillon et à une dispersion des mesures. L'utilisation du lubrifiant améliore les résultats expérimentaux, en réduisant fortement cette dispersion. Les mesures correspondant aux différentes jauges de déformation placées sur l'échantillon donnent des résultats très uniformes. L'amélioration des techniques expérimentales, en particulier la lubrification des plateaux, a donc prouvé son efficacité.
Notons que les résultats présentés ci-dessus montrent une très bonne reproductibilité. En effet, mis à part l'exemple déjà cité ci-dessus de Labuz et Bridell (1993), des résultats similaires ont également été obtenus par Pellegrino (1995) sur la roche pietra Leccese testée en conditions lubrifiées et frettées. Par ailleurs, suite à des tests triaxiaux réalisés en conditions frettées et menés sur la craie de Salem très poreuse, Chitty et al. (1990, cités par Tillard, 1992) ont également rapporté que l'expansion radiale est plus importante au centre de l'échantillon.

III.3.4.4.4.B/ *Module d'Young et coefficient de Poisson apparents*

En comparant les courbes de déformations radiales et axiales correspondant à l'essai non lubrifié (B15.1) et l'essai lubrifié avec protection en latex (B80), on constate que les courbes de déformations axiales sont superposées, ce qui veut dire que le frettage ne modifie pas l'évaluation du module de Young. En revanche, la déformation radiale est moins importante pour le cas non lubrifié, traduisant donc un coefficient de Poisson ν apparent plus faible dans ce cas. Le frettage empêche l'échantillon de se déformer librement dans la direction radiale (figure 3.3.24).

Figure 3.3.24 : Effets de la lubrification sur la déformation radiale et axiale de l'échantillon.

III.3.4.4.4.C/ *Effet de la pression de confinement*

En comparant la réponse moyenne des jauges centrales de déformations radiales et axiales, pour des essais de compression triaxiale avec une pression de confinement de 14 MPa, essais réalisés sur des échantillons d'élancement 1.5 provenant d'une roche F de porosité comprise entre 14 et 15 %, on peut constater que les courbes de déformations radiales correspondant à l'essai lubrifié avec la protection en latex (F13.2) ont une « allure » similaire à celle du cas non lubrifié (F26.2) (figure 3.3.25). En fait, très tôt au niveau de l'histoire de chargement et au fur et à mesure que la contrainte appliquée à l'échantillon augmente, l'écart entre les deux courbes se creuse. Ceci met en évidence le fait que même en compression triaxiale, le frettage à l'interface a une influence sensible sur la déformation radiale de l'échantillon testé. En revanche, le frettage n'a aucun effet sur la déformation axiale de l'échantillon. On constate en effet que la courbe de déformation axiale correspondant à l'essai lubrifié avec une protection en latex se superpose parfaitement avec celle correspondant à l'essai non lubrifié et cela jusqu'à l'approche du pic.

Figure 3.3.25 : Comparaison de la réponse des jauges centrales de déformations radiales et axiales, pour des essais de compression triaxiale avec une pression de confinement de 14 MPa réalisés sur des échantillons d'élancement 1,5 en conditions lubrifiées (F13.2) et non lubrifiées (F26.2).

En comparant la réponse moyenne des jauges centrales radiales et axiales pour des essais de compression simple lubrifié avec une protection en latex (B80) et non lubrifié (B15.1) et pour un essai de compression triaxiale, avec un faible confinement de 4 MPa lubrifié avec une protection en latex (B18.2), on peut constater que pour un même niveau de contrainte, les déformations centrales radiales de l'échantillon sont plus importantes pour l'essai de compression simple non lubrifié où l'on observe un ballonnement de l'échantillon que pour l'essai de compression triaxiale à faible confinement lubrifié avec une protection en latex où la déformation de l'échantillon est homogène (figure 3.3.26).

Figure 3.3.26 : Comparaison de la réponse des jauges centrales radiales et axiales pour des essais de compression simple lubrifié et non lubrifié et pour un essai de compression triaxiale avec un faible confinement de 4 MPa lubrifié.

III.3.4.5/ MODES DE RUPTURE

III.3.4.5.1/ Effets du frottement sur le mode de rupture

La forme de l'échantillon rompu dépend fortement de la pression de confinement et du type de roche testée. A partir des observations des éprouvettes rompues, il a été possible de distinguer différents types de rupture dans la gamme étudiée de pression de confinement. L'examen visuel des échantillons que nous avons testés confirme le fait que les conditions d'interface jouent un rôle fondamental dans le processus de rupture. Suivant l'intensité du frettage,

différents modes de rupture peuvent se produire pour une même pression de confinement.

III.3.4.5.2/ Essai de compression uniaxiale

III.3.4.5.2.A/ *Rupture en cône*

Si les faces extrêmes de l'échantillon de roche en compression sont placées directement en contact avec les plateaux en acier de la presse et donc en conditions non lubrifiées frettées, nous constatons systématiquement pour les échantillons que nous avons testés un mode de rupture caractéristique qui se produit en cônes dont les axes coïncident avec celui de l'échantillon (figures 3.3.27, 3.3.28). En fait, on observe deux configurations possibles :
- Une rupture complète en cône: l'échantillon est en forme de sablier, il est séparé en deux cônes rigides. Ces fragments coniques sont à la base de chaque plateau.
- Une rupture entamée en cône: l'échantillon est partiellement détruit, il n'est pas séparé en deux mais on peut distinguer nettement la formation de cônes rigides.

Figure 3.3.27 : Ruptures en cône complètes et entamées. Echantillons B15.1 et B24.1 (photographie en haut à gauche d'après El Bied et Sulem, 1999).

Figure 3.3.28 : Rupture en cône complète photographiée juste après le test. L'échantillon rompu (B15.1) est encore en contact avec les plateaux de la presse. Les deux LVDT mesurent le déplacement entre plateaux.

Figure 3.3.29 : Représentation schématique du développement de la rupture dans un granite gris de Charcoal non-confiné. (d'après Wawersik et Fairhurst, 1970).

La rupture ne correspond pas réellement à la formation de surfaces directes. Dans ce sens, on n'a pas vraiment une rupture fragile de l'échantillon. En fait, les plateaux produisent une contrainte latérale qui inhibe la propagation des fissures dans la région aux extrémités de l'échantillon. Les aires en dehors de cette zone près des plateaux développent un réseau de fissures orientées principalement dans la direction axiale, mais à cause de l'effet inhibant des contraintes radiales, ces fissures ne pénètrent pas dans la zone aux extrémités de l'échantillon. Après que le pic soit atteint, la propagation de ces fissures mène à la perte de la cohésion et à la rupture totale de l'échantillon de roche. On observe un détachement de plaques et une production importante de sable. Le sable provient essentiellement du centre de l'éprouvette et correspond à plus de 50 % du volume original de l'échantillon. Seules les extrémités de l'échantillon près des plateaux sont intacts (figure 3.3.29). Notons que ce mode de rupture est obtenu avec une très bonne répétabilité dans les essais que nous avons réalisés. Notons également que ce mode de rupture a déjà été observé et cela depuis de très nombreuses années. Ainsi, Vicat, ingénieur en chef des Ponts et Chaussées (Vicat, 1833) a observé ce mode de rupture pour les prismes rectangulaires et les cylindres droits qu'il a testés. Je cite:
« Nous avons vu se former (…) simultanément à la base et au sommet, où à l'une des extrémités seulement, des coins ou pyramides qui tantôt fendaient le tronc en deux ou trois pans verticaux sur toute sa hauteur, tantôt s'échappaient par les faces latérales, en laissant intacte la plus grande partie du solide. (…) Les cylindres droits, à base circulaire, se comportent d'une manière tout à fait analogue à ce que l'on vient de dire pour les prismes rectangulaires de toutes hauteurs; ils se divisent diversement (…), on distingue le plus souvent (…) des cônes qui tiennent lieu des pyramides ou des coins observés dans les prismes. ».
Depuis, ce mode de rupture a été largement observé (figure 3.3.30). Santarelli (1987), par exemple, l'a observé sur des échantillons secs de grès de Doddington testés en compression

uniaxiale.

Figure 3.3.30 : A gauche : rupture en cône observée sur des échantillons secs de grès de Doddington testés en compression uniaxiale. (d'après Santarelli, 1987). A droite : rupture d'échantillons chargés en compression avec des extrémités non lubrifiées. (a: distribution des contraintes, b: rupture conique). (d'après Paul et Gangal, 1966).

La formation de ces deux cônes au contact des plateaux de chargement met en cause l'homogénéité de l'essai. En fait, ces ruptures sont associées aux effets de contact en extrémités. Le frettage va entraîner le développement de contraintes radiales dans la région. Le frottement bloque les déformations latérales et mène à ce type de rupture. C'est pourquoi on utilise souvent le terme de cône de frottement. Loin des extrémités, les macrofissures se propagent le long de l'échantillon librement, sans restriction. On obtient finalement deux cônes relativement non endommagés près des extrémités du cylindre séparées par ces microfissures.

III.3.4.5.2.B/ *Rupture oblique*

Un autre mode de rupture a également été observé dans la littérature, une rupture de cisaillement locale et macroscopique de l'échantillon testé le long d'un seul plan oblique. Ce mode de rupture n'a pas été observé dans les essais que nous avons réalisés. Ce mode de rupture est, comme la rupture en cône, étroitement lié aux problèmes de frottement à l'interface roche–plateau. Selon Vardoulakis, Labuz, Papamichos et Tronvoll (1998), l'idée d'un plan de rupture incliné dans le test de compression uniaxiale est attribué à Coulomb. Ils affirment qu'en fait, le mode de rupture incliné est dans la majorité des cas le résultat du confinement dû au frottement des plateaux. Bieniawski (1967a, cité par Paterson, 1978) a par exemple obtenu une rupture de cisaillement dans des tests uniaxiaux sur la norite et la quartzite réalisés sans utiliser aucun système anti-frettage et avec des plateaux de chargement de diamètre plus grand que celui de l'échantillon. Paul et Gangal (1966) affirment que dans le cas d'extrémités non lubrifiées et de contact direct roche-acier, une rupture se produit le long d'un plan oblique à l'axe de l'échantillon.

Figure 3.3.31 : A gauche : échantillons de quatre différentes roches, le marbre de Vermont, le grès de Berea, le calcaire d'Indiana et le grès Crab Orchard, chargés sous compression et testés avec des extrémités non lubrifiées. Rupture diagonale pour tous les échantillons. Au centre : rupture oblique pour un échantillon de calcaire d'Indiana chargé en compression. A droite : rupture d'échantillons chargés en compression avec des extrémités

non lubrifiées. (a: rupture conique, b: les macrofissures se joignent aux deux extrémités donnant la rupture oblique). (d'après Paul et Gangal, 1966).

A en voir la figure 3.3.31 à droite, la rupture qui se produit le long d'un plan oblique à l'axe de l'échantillon, dans le cas d'extrémités non lubrifiées et de contact direct roche-acier, ne serait rien d'autre qu'une rupture en cône particulière où les macrofissures se joignent aux deux extrémités.
En conclusion, la rupture oblique est obtenue quand les extrémités de l'échantillon ne sont pas lubrifiées et qu'il existe un frottement à l'interface roche-plateau. Notons que ce mode de rupture peut également se produire dans le cas où le chargement axial est non-uniforme. Dans ce cas, la rupture oblique est due à un défaut dans les conditions d'essai, soit à un problème de mauvaise préparation au niveau de la rectification de la surface de l'échantillon, en termes de planéité et de parallélisme des surfaces de contact, soit à un problème de mauvais centrage de l'éprouvette par rapport aux plateaux de la presse. Hardy (cité au 8th Symposium de mécanique des roches, 1966) partage ce point de vue puisqu'il affirme qu'il y a deux facteurs d'importance dans le chargement de compression de l'échantillon: les forces frottantes dans les surfaces extrêmes de l'échantillon et l'uniformité du chargement axial dans ces surfaces extrêmes. Ces deux facteurs, selon lui, influencent le mode de rupture de l'échantillon. Hardy ajoute que les ruptures obliques sont dues à un chargement non uniforme ou à une orientation préférentielle de plans existants de faiblesse (weakness) dans la roche anisotrope. Hawkes et Mellor (1970) pensent que la rupture oblique est due à la rotation des plateaux, ou à la translation relative des plateaux l'un par rapport à l'autre. Selon Hawkes et Mellor, ce type de rupture est caractéristique du système de chargement.

III.3.4.5.2.C/ *Rupture en clivage axial*

Quand on élimine ces effets de frottement par l'utilisation d'un système anti-frettage efficace, au niveau des plateaux de la presse, il n'y a plus théoriquement de contraintes de cisaillement aux extrémités du cylindre. L'échantillon est dans un état homogène de compression pure. Dans la littérature, on note un développement de fissurations axiales verticales, prédominament parallèles à la direction de la contrainte maximale appliquée. Comme le fait remarquer Wawersik (Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Wawersik et Brace, 1971), c'est un mode intrinsèque de rupture dans les matériaux fragiles en réponse à une contrainte compressive macroscopiquement homogène. Les macrofissures se forment avec une densité uniforme à peu près partout dans l'échantillon et elles s'alignent dans l'axe du cylindre. Comme le notent Paul et Gangal (1966), ces macrofissures s'unissent finalement pour former une rupture macroscopique par séparation le long d'une surface plane normale à la direction de la contrainte principale la plus petite. Vutukuri et al. (1974) parlent de façon similaire d'un développement d'une ou plusieurs fissures majeures (principales) parallèles à la direction d'application de la force compressive résultant en une séparation de l'échantillon en colonnes. L'échantillon se casse longitudinalement, se fragmente dans la direction de l'axe de chargement, le long de plans axiaux.
Ce type de rupture est appelé « slabbing » (Fairhurst et Cook, 1966), « axial cleavage fracture », « vertical splintering » (Rinehart, 1966, cité par Vutukuri et al., 1974 ; Wawersik et Fairhurst, 1970), « axial splitting » (Paul et Gangal, 1966), « extension fracture » (Griggs et Handin, 1960 ; Paterson, 1978). Ce phénomène est connu généralement sous le nom de rupture en clivage axial (axial splitting) ou encore rupture en extension.
Ce qui est en accord avec la classification classique de Jaeger et Cook. En effet, Jaeger et Cook (1979) ont élaboré une classification communément acceptée pour la rupture

macroscopique des roches par rapport à la pression de confinement, où en compression uniaxiale ou en compression triaxiale, pour une pression de confinement très faible, on a une rupture axiale. Notons que ce mode de rupture a souvent été observé. (Griggs et Handin, 1960 ; Griggs, 1936, cités au 8th Symposium de mécanique des roches, 1966 ; Terzaghi, 1945, cité par Vutukuri et al., 1974 ; Hakami, 1988 ; Santarelli et Brown, 1989 ; Wawersik et Fairhurst, 1970) (figure 3.3.32).
Par exemple, Paul et Gangal (1966) affirment que si les extrémités des échantillons de calcaire d'Indiana sont soigneusement lubrifiés pour prévenir la formation de forces de frottement latérales, l'échantillon se rompt en compression par clivage axial.
Bieniawski (1967a) a obtenu également une rupture en clivage axial dans des tests uniaxiaux sur la norite et la quartzite réalisés avec des plateaux de chargement égalisés de même diamètre que celui de l'échantillon testé. Santarelli (1987) a obtenu la rupture classique en clivage axial pour une dolomite de Gebdykes testée en uniaxial.

Figure 3.3.32: A gauche : schéma de rupture en clivage axial. (d'après Paul et Gangal, 1966). Au centre : échantillon de calcaire d'Indiana chargé en compression et en conditions lubrifiées. Rupture en clivage axial. (d'après Paul et Gangal, 1966). A droite : schéma de rupture en colonnettes. (d'après Guenot, 1988).

Paul (cité au 8th Symposium de mécanique des roches, 1966) a utilisé deux plaques minces de téflon avec de la graisse entre les deux. Il a observé systématiquement une rupture axiale (splitting). Peng et Johnson (1972) ont réalisé des essais sur le granite de Chelmsford. Ils ont utilisé une technique d'inserts égalisés, de même section et de même rigidité que l'échantillon pour obtenir un chargement uniforme. Dans ces échantillons sujets à un chargement uniforme, ils ont observé que les fissures sont orientées parallèlement aux axes des échantillons. Les échantillons rompent typiquement par un clivage longitudinal. Peng et Johnson (1972) ont affirmé que les positions et le nombre de séparations (splits) sont variables d'un échantillon à un autre. Les échantillons se fendent typiquement le long d'une ou plusieurs ruptures verticales. Dans le cas où des inserts en néoprène ou en téflon sont utilisés, les fissures se propagent également parallèlement aux axes des échantillons. Les échantillons rompent par splitting longitudinal. Fairhurst et Cook (1966, cités par Vutukuri et al., 1974) ont également rapporté, dans le cas de plateaux ayant le même diamètre que l'échantillon de roche, que les échantillons cylindriques rompent dans la direction verticale. L'échantillon se fend en colonnes. Kondo et al. (1988) ont observé des ruptures axiales dites « en colonnettes » qui se développent parallèlement à la direction de la contrainte principale majeure. Ces ruptures, rajoute Kondo, s'accompagnent d'une forte dilatance dans le matériau. Santarelli (1988) observe également une rupture verticale avec formation de colonnettes. Haïed et Kondo (1997) ont observé un splitting axial en réalisant des essais uniaxiaux sur des échantillons prismatiques de grès de Fontainebleau.

III.3.4.5.2.D/ *Rupture en extension*

Notons que la rupture en extension est connue pour se produire dans le test de tension uniaxiale. Le mode de rupture n'est donc pas fondamentalement changé par rapport au test de compression uniaxiale puisque la rupture se produit parallèlement à la direction de la contrainte principale maximale, en prenant comme notation la compression positive (figure 3.3.33).

Figure 3.3.33 : A gauche : mode de rupture en compression uniaxiale. ($\sigma_1 \geq 0$, $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$ et $\sigma_1 \geq \sigma_2 = \sigma_3$). Au centre : mode de rupture en tension uniaxiale. ($\sigma_1 \leq 0$, $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$ et $\sigma_2 = \sigma_3 \geq \sigma_1$). (d'après Paterson, 1978). A droite : rupture en disques pour essais en extension où la contrainte latérale est plus forte que la contrainte axiale. (d'après Guenot, 1988).

La rupture en extension est également observée dans les tests de compression diamétrale, appelés aussi essais de fendage ou essais brésiliens. (Jaeger et Hoskins, 1966, cité par Paterson, 1978). Notons que les rupture en extension peuvent également se produire sous des conditions compressives prédominantes. Les ruptures en extension sont par exemple observées dans les tests d'extension triaxiale quand toutes les contraintes principales macroscopiques sont compressives. (Handin, 1953 ; Heard, 1960 ; Griggs et Handin, 1960, cités par Paterson, 1978). Comme le fait remarquer Paterson (1978), le paradoxe apparent des ruptures en extension provient donc du fait que ces dernières se produisent dans l'absence de contrainte de traction macroscopique. Un point de vue sur la question est que comme l'échantillon ne subit pas de force de traction mais une augmentation des déformations radiales, la rupture se produit quand une certaine déformation critique d'extension est dépassée (Bridgman, 1938, cité par Paterson, 1978). Un autre point de vue est qu'il faut abandonner l'analyse de contrainte macroscopique et passer à des considérations micromécaniques. La rupture en extension serait due à des contraintes de tractions locales (Gurney et Rowe, 1948ab, cité par Paterson, 1978) autour de défauts ou de fissures à l'échelle microscopique. La manière avec laquelle les contraintes de tension transverse locale surgissent est illustrée dans l'analyse bi-dimensionnelle des contraintes autour d'un trou circulaire dans un milieu élastique (Jaeger et Cook, 1976). Cette analyse montre que sous un chargement uniaxial uniforme appliqué à une grande distance du trou, il n'y a pas seulement une intensification de la composante de la contrainte compressive axiale σ_x au voisinage de l'extrémité du diamètre transverse du trou, mais il y a aussi une contrainte de tension latérale transverse σ_y au voisinage de l'extrémité du diamètre parallèle à la direction de chargement.
Une situation semblable se produit pour un trou elliptique ou une fissure avec le diamètre majeur parallèle à la direction de chargement compressif uniaxial. (Jaeger et Cook, 1976). La propagation d'une fissure de tension se propageant à partir de la pointe d'un défaut préexistant incliné se fera de façon privilégiée parallèlement à l'axe de l'échantillon. Quand les défauts sont inclinés par rapport à l'axe de l'échantillon, la composante de contrainte de tension maximale ne se produit plus à l'extrémité du diamètre majeur mais à un point où la normale à la surface du défaut est parallèle à l'axe de l'échantillon. Le défaut ne tendra pas alors à se propager dans son propre plan, mais à osciller autour d'une orientation plus ou moins parallèle à l'axe du chargement. (Brace et Bombolakis, 1963 ; Bombolakis, 1964 ; Hoek et Bieniawski, 1965, cités par Paterson, 1978) (figures 3.3.34, 3.3.35).

Figure 3.3.34 : A gauche : distribution de contraintes autour d'un trou soumis à un chargement uniaxial compressif (cas bidimensionnel). P représente la contrainte compressive moyenne appliquée. (d'après Paterson, 1978). Au centre : direction de propagation d'une fissure à partir d'un défaut incliné soumis à un chargement compressif vertical. (d'après Paterson, 1978). A droite : propagation d'une fissure isolée soumise à (a) une tension, (b) une compression uniforme. Le point x correspond au point de grande tension locale et la ligne en pointillé montre la direction selon laquelle chaque fissure tend à se propager. (8^{th} symposium de mécanique des roches, 1966).

Figure 3.3.35 : Modèle micromécanique pour le « splitting » axial. (a: direction de propagation de la fissure à partir de la pointe du défaut elliptique sous conditions de contraintes compressives), (b: mécanisme de propagation de fissure par déplacement dans un plan de cisaillement. (d'après Hoek, 1968), (cité par Vardoulakis et al., 1998).

Les contraintes de tension locale ont été invoquées pour expliquer pourquoi les fissures se propagent souvent parallèlement à la direction de charge compressive. (Gramberg, 1965, 1970, cité par Paterson, 1978 ; Fairhurst et Cook, 1966). Notons que la composante de contrainte de tension locale transverse est réduite ou complètement supprimée par l'addition d'une charge transverse compressive. Toutefois, on peut s'attendre à ce que des contraintes de tensions locales transverses surgissent aux extrémités des défauts orientés axialement si la pression de confinement n'est pas trop grande.

III.3.4.5.2.E/ *Rupture par intrusion*

La nature et l'amplitude des contraintes locales autour des défauts microscopiques sont fortement affectés par tout fluide ou autre matériau sous pression qui a accès à ces défauts. Cette considération mène à la distinction, soulignée par Brace (1964a, cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966) entre les ruptures « internes » par extension et les ruptures par intrusion. Les ruptures internes ne peuvent se produire que quand il y a une composante de contrainte de tension dans la région à travers laquelle la fissure se propage. Mise à part la rupture en extension, Brace rajoute dans la classification classique la rupture par intrusion, qui a l'apparence d'une rupture d'extension, mais qui est causée par l'intrusion, la pénétration du matériau de la membrane à l'intérieur de l'échantillon, dans les défauts et les fissures ouverts à la surface. La rupture d'intrusion peut également être causée par l'intrusion de matériaux fluides insérés entre l'échantillon et le plateau pour diminuer le frottement. Si l'échantillon de roche est poreux, ce lubrifiant fluide va pénétrer à partir des extrémités de l'échantillon dans les imperfections et à l'intérieur de la roche et induire dans ses pores des contraintes de tension radiales latérales (induced tensile stresses). Cet inconvénient n'est pas toujours observé (Pellegrino, 1995), ce qui ne veut pas dire pour autant qu'il ne se produit pas.
Dans les essais que nous avons réalisés, on a constaté que la pression du fluide pénétrant l'échantillon a une influence notable sur la réponse du matériau testé. En effet, la moyenne de pic de résistance en compression simple pour les essais lubrifiés directement sans protection (B13.1 et B12.2) est de 40,9 MPa. La moyenne pour les essais lubrifiés avec une protection en latex (B80, B43, B6.2, B26, B32 et B13.2) est de 50,7 MPa. Les valeurs de pic correspondant aux essais lubrifiés directement sans protection sont donc plus faibles. La pénétration du lubrifiant affecte donc de façon sensible la résistance apparente de la roche. Cette influence n'est pas due à une réaction chimique entre l'acide stéarique et la silice liant les grains du grès de Fontainebleau. Elle est due à une pression interne exercée par le lubrifiant fluide à l'intérieur de la roche.
Pour cette raison, la commission de la SIMR (Fairhurst et Hudson, 1999) et d'autres autorités (Hawkes et Mellor, 1970 ; Jaeger et Cook, 1979) ont recommandé d'éviter tout traitement des extrémités de l'échantillon autre qu'une simple rectification. Dans ce sens, Papamichos et al. (1998) affirment qu'une grande quantité d'acide stéarique a un effet détériorant sur le matériau proche des surfaces en extrémités menant à une plus grande compressibilité et une rupture plus précoce des échantillons. Papamichos et al. (1998) recommandent de n'utiliser qu'une petite quantité de lubrifiant, spécialement pour les roches de grande porosité où l'acide

stéarique peut pénétrer facilement à l'intérieur de la roche. Nous suggérons plutôt d'utiliser une protection imperméabilisante qui bouche les pores des faces de l'échantillon et empêche le lubrifiant de pénétrer. Nous avons donc testé différentes protections imperméabilisantes à partir d'essais de compression réalisés en conditions lubrifiées.
Dans le cas du film plastique, du spray de silicone, du spray de téflon, du carton et du mastic rubson, on a observé la présence de fissures verticales, soit juste au niveau des plateaux, soit traversant tout l'échantillon. Pour l'essai correspondant à la protection en plaque d'aluminium, on a observé une rupture en cône entamée. Pour le cas de la plaque de téflon, on a observé à l'inverse du cône de frottement une rupture au niveau des extrémités de l'échantillon, le centre de ce dernier est intact. Cette rupture met en évidence le fait que le téflon induit un phénomène de traction au niveau des plateaux, à l'inverse des forces de frottement. Pour le cas où une double plaque de téflon est utilisée, on a observé que les plaques de téflon en contact avec les plateaux supportaient toute la charge et subissaient de très grandes déformations. L'échantillon quant à lui est intact. Dans le cas où une protection en latex est utilisée, on observe une rupture verticale en clivage axial suivant trois axes symétriques à 120° (figure 3.3.36).

Figure 3.3.36 : Rupture verticale en clivage axial suivant trois axes symétriques à 120° pour le grès de Fontainebleau chargé en compression simple et en conditions lubrifiées (échantillons B80, B43, B32, B13.2).

Pour le mode de rupture obtenu avec la protection imperméabilisante en latex, on peut utiliser le terme de clivage axial, car ce mode de rupture est en accord avec la définition donnée par Wawersik et Fairhurst (1970) du clivage axial dans le sens où l'échantillon de laboratoire se fend axialement en deux ou plusieurs segments. Ce mode de rupture traduit une symétrie de révolution des déformations. L'échantillon a une déformation homogène. Il subit une augmentation des déformations radiales et casse en extension. Cette rupture est obtenue avec une assez bonne répétabilité. On obtient également quelquefois un autre mode de rupture axiale suivant un seul axe privilégié séparant l'échantillon en deux. Notons qu'une rupture suivant trois axes obtenue avec un centre d'intersection des trois axes décalé par rapport à l'axe du cylindre est due forcément à un mauvais centrage de l'échantillon.
Dans le cas d'une lubrification directe sans protection, nous avons obtenu également, comme pour le cas d'une lubrification avec protection en latex, une rupture verticale en clivage axial suivant trois axes symétriques à 120°. Il faut toutefois remarquer que dans le cas où on a utilisé une protection en latex, nous avons obtenu une rupture plus propre et plus nette que dans le cas d'une lubrification directe sans protection.
Finalement, de toutes les protections testées, la rupture correspondant au cas d'une lubrification avec une protection en latex est la plus proche de celle du cas lubrifié direct sans protection, ce qui confirme le bon choix de la protection imperméabilisante.
En comparant la réponse des jauges centrales radiales et axiales pour des essais de compression simple réalisés sur des échantillons d'élancement 1.5, on peut constater que les courbes de déformation radiales correspondant à l'essai lubrifié directement sans protection présentent une forte non-linéarité, une instabilité, tandis que les courbes de déformations

radiales correspondant à l'essai lubrifié avec une protection en latex ont une allure similaire à celle du cas non lubrifié. On peut constater aussi que la courbe de déformations axiales correspondant à l'essai lubrifié avec une protection en latex se superpose nettement mieux que l'essai lubrifié directement sans protection avec l'essai non lubrifié (figure 3.3.37). Remarquons que les courbes correspondant à l'essai lubrifié directement sans protection sont tout à fait fiables. En effet, ces courbes et celles d'un essai équivalent se superposent parfaitement. La forte linéarité des déformations radiales pour un essai lubrifié directement sans protection nous amène également à la conclusion que la pénétration du lubrifiant conduit à une fragilisation de l'échantillon. Cette conclusion nous conforte donc dans le choix d'utiliser une protection imperméabilisante.

Figure 3.3.37 : A gauche : effets de la lubrification et de la protection imperméabilisante sur la déformation radiale et axiale de l'échantillon. Essais B80, B15.1 et B13.1. A droite : comparaison des déformations radiales et axiales de deux essais (B13.1 et B12.2) réalisés sur des échantillons d'élancement 1.5 en conditions lubrifiées sans latex. Bonne répétabilité des résultats obtenus.

Notons que dans le cas où aucune protection n'est utilisée, mise à part la pression interne exercée par le lubrifiant, la pénétration de ce dernier a un autre inconvénient majeur. Comme le lubrifiant pénètre à l'intérieur de la roche, la quantité de lubrifiant restant à l'interface n'est plus suffisante pour réduire de façon optimale le frottement à l'interface entre l'échantillon et les plateaux de chargement. Dans ce sens, citons l'exemple de Pellegrino (1995) qui a utilisé également l'acide stéarique comme lubrifiant, mais sans protection imperméabilisante. Pellegrino a observé pour des échantillons d'élancement 1,5 la présence simultanée d'un cône de frottement et d'une rupture nette axiale. Cela met en évidence le fait que le lubrifiant ne joue pas pleinement le rôle qui lui a été attribué.
Dans les essais que nous avons réalisés, dans le cas d'une lubrification directe sans protection, nous avons obtenu également, comme pour le cas d'une lubrification avec protection en latex, une rupture verticale en clivage axial suivant trois axes symétriques à 120°. Toutefois, en utilisant une protection en latex, nous avons obtenu une rupture plus propre, plus nette que dans le cas d'une lubrification directe sans protection. En conclusion, on attribue souvent aux lubrifiants un inconvénient non négligeable qui est de causer des contraintes de tension radiales latérales (induced tensile stresses) à l'intérieur de l'échantillon de roche. Ces contraintes sont dues à la pénétration du lubrifiant dans l'échantillon menant à une fragilisation de la roche et finalement à une rupture précoce appelée « rupture par intrusion ». Ce problème est résolu en utilisant une protection imperméabilisante adaptée.

III.3.4.5.2.F/ *Rupture par extrusion*

On peut également citer la rupture d'extrusion, causée par l'extrusion des inserts, c'est à dire des matériaux fluides ou solides insérés entre l'échantillon et le plateau pour diminuer le frottement. Notons que Vardoulakis et al. (1998) ont fait remarquer que Mohr (1900), basé sur l'expérimentation, avait rejeté l'hypothèse d'une influence du lubrifiant sur le clivage des échantillons. Depuis, l'expérimentation a montré que certains matériaux peuvent causer des contraintes de traction latérale radiale (induced tensile stresses) au niveau des extrémités de l'échantillon, par extrusion de ces inserts. (Wawersik, 1968). L'utilisation d'inserts souples ou d'un lubrifiant tend à promouvoir la rupture en clivage axial par le phénomène d'extrusion. (Brady, 1971, cité par Paterson, 1978 ; Peng et Johnson, 1972).

Soit une interface de même diamètre que l'échantillon. On a:

$\varepsilon_{ax} = \frac{\sigma_{ax}}{E}$ avec E représentant le module d'élasticité de Young.

$\varepsilon_{rad} = \nu\varepsilon_{ax}$ avec ν représentant le coefficient de poisson.

D'ou $\varepsilon_{rad} = \nu\varepsilon_{ax} = \nu\frac{\sigma_{ax}}{E}$ représentant la déformation latérale due à la contrainte axiale σ_{ax} .

Dans le cas de l'échantillon : $\varepsilon_{rad}^{ech} = \nu_{ech} \times \frac{\sigma_{ax}}{E_{ech}}$

Dans le cas de l'interface : $\varepsilon_{rad}^{\text{int}} = \nu_{\text{int}} \times \frac{\sigma_{ax}}{E_{\text{int}}}$

L'interface en contact avec l'échantillon étant représentée par l'insert utilisé.

Le phénomène d'extrusion est possible si l'insert est moins rigide (plus souple) que l'échantillon.

On a alors $\frac{\nu_{\text{int}}}{E_{\text{int}}} > \frac{\nu_{ech}}{E_{ech}}$, soit pour un σ_{ax} donné $\varepsilon_{rad}^{\text{int}} > \varepsilon_{rad}^{ech}$.

Dans le cas d'une lubrification des extrémités de l'échantillon, le phénomène d'extrusion peut se produire résultant du lubrifiant qui est chassé vers les bords ou de la déformation de la protection imperméabilisante utilisée.

Notons que nous avons en effet observé ce phénomène pour l'essai réalisé en conditions lubrifiées avec une protection en plaque de téflon. On a observé à l'inverse du cône de frottement une rupture au niveau des extrémités de l'échantillon, le centre de ce dernier est resté apparemment intact (figure 3.3.38).

Figure 3.3.38 : Mode de rupture d'un échantillon testé en conditions lubrifiées avec une protection en plaque de téflon. On observe à l'inverse du cône de frottement une rupture au niveau des extrémités de l'échantillon, le centre de ce dernier est apparemment intact. Essai B23.2.

On a pu constater également que les déformations radiales au niveau du plateau sont plus importantes que celles du centre (figure 3.3.39). On a donc à l'inverse du frottement un phénomène d'extrusion qui se traduit par des forces de traction au niveau des plateaux. Il faut noter que ce phénomène d'extrusion n'a été observé sur aucun des autres tests réalisés.

Figure 3.3.39 : Essai avec une protection en plaque de téflon (B23.2). Déformation radiale de l'échantillon à mi-hauteur et prés des plateaux. Mise en évidence du phénomène d'extrusion.

Peng et Johnson (1972) ont également observé ce phénomène pour des inserts en téflon et en néoprène. En réalisant des essais sur le granite de Chelmsford et dans le cas où des inserts en néoprène ou en téflon sont utilisés, ils ont observé, comme conséquence de ce phénomène, que les fissures se propagent parallèlement aux axes des échantillons, mais que les fissures sont pour la plupart localisées près des extrémités des échantillons.

J.C Jaeger (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966) l'a observé pour le caoutchouc, le plomb et des plaques en plastique. Jenkins (1958, cité par Vutukuri et al., 1974) révéla, d'une étude photoélastique, que quand l'échantillon est chargé avec des plaques en caoutchouc entre l'échantillon et les plateaux, des contraintes de traction se développent. Avec une plaque mince de caoutchouc ou de cuivre sur chaque surface chargée, il trouva que

les contraintes de tension latérales étaient la moitié de la contrainte compressive axiale appliquée. Kartashov et al. (1970, cités par Vutukuri et al., 1974) utilisèrent un insert de faible module (plastique polyamide-56). Seldenrath et Gramberg (1958, cité par Paterson, 1978) ont utilisé des embases spéciales souples aux extrémités des échantillons pour réduire le frottement. Mais Brady (1971, cité par Vutukuri et al., 1974), après une étude par éléments finis, rapporta que l'utilisation d'insert de faible module tel que le caoutchouc développe de grandes tensions latérales (de l'ordre de la moitié de la compression axiale appliquée au niveau de l'extrémité de l'échantillon). Il mentionna également que les amplitudes des contraintes induites sont très sensibles aux grandeurs physiques ν et E, au rapport ν/E et à l'élancement des inserts. La résistance des roches testées en utilisant ces matériaux est réduite. Brady a conclu finalement que les inserts avec des valeurs de ν/E plus grandes que celle de l'échantillon doivent être évités dans les tests de laboratoire, ce qui est en accord avec l'inégalité citée plus haut. Lundborg (1968) a utilisé des inserts en carton et en cuir, de faible ν pour réduire le frottement. Hast (1943, cité par Vutukuri et al., 1974) a également utilisé des inserts en carton entre les plateaux et les extrémités des échantillons, mais Grosvenor (1963, cité par Vutukuri et al., 1974) affirme que ce n'est pas recommandé parce que cela peut produire des contraintes de tension à l'interface.
Ce phénomène d'extrusion n'a été observé sur aucun des tests réalisés en utilisant le lubrifiant composé d'acide stéarique et une protection imperméabilisante en latex.

III.3.4.5.2.G/ *Autres causes de rupture en clivage axial*

Le véritable mode de rupture en compression simple est caché par différents facteurs. La difficulté majeure est que la rupture en compression simple est généralement violente. La cassure survient de façon brutale résultant d'une libération rapide de l'énergie emmagasinée de la presse. Sa nature primaire est obscurcie, cachée par ce phénomène. On peut se poser la question si la rupture en clivage axial que nous avons observée est bien une rupture en extension. Nous avons déjà fait remarquer que les deux phénomènes d'intrusion et d'extrusion induisent une concentration de contraintes de tension transverses au niveau des extrémités de l'échantillon et sont des causes secondaires majeures de rupture en clivage axial. De telles ruptures peuvent se produire même quand toutes les contraintes principales macroscopiques sont compressives. Comme nous l'avons déjà signalé, le phénomène d'extrusion n'a été observé sur aucun des tests réalisés, tandis que le phénomène d'intrusion a été évité grâce à l'utilisation d'une protection imperméabilisante.
Mis à part ces deux phénomènes d'intrusion et d'extrusion, il peut y avoir d'autres facteurs secondaires menant à la rupture en clivage axial. Une étude précise de ces différents facteurs est primordiale pour pouvoir s'assurer que la rupture axiale observée est bien une rupture en extension. Rappelons que la rupture en extension correspond au mode de rupture intrinsèque.
On peut se demander par exemple si cette symétrie de rupture observée pour l'essai réalisé en conditions lubrifiées avec une protection imperméabilisante en latex n'est pas due tout simplement au mode de disposition des jauges de déformation. Plus précisément, on peut se demander si la colle utilisée pour ces jauges de déformation n'intervient pas dans le mode de rupture. On sait que pour certaines colles, comme la cyanoacrylate, on observe souvent des ruptures contournant les jauges. L'effet de la colle ne doit donc pas être négligé. Remarquons que pour la colle AE01 utilisée, la rupture passe indifféremment et même fréquemment sur les jauges de déformation. On a finalement observé le même mode de rupture pour quelques

essais réalisés sur des échantillons sans jauges de déformation. La symétrie de disposition des jauges et la colle utilisée n'est donc pas la cause de ce mode de rupture.
Comme ce type de rupture existe également dans le cas d'une lubrification directe sans protection, il est clair que le latex non plus n'est pas la cause de ce type de rupture.
Remarquons que dans la littérature, on observe souvent un mode de rupture autre que le clivage axial « pur », c'est à dire avec séparation de l'échantillon en plusieurs blocs. En effet, à la rupture, les échantillons présentent des fissures avec une certaine tendance verticale et un important caractère aléatoire. Selon Vardoulakis et al. (1998), un plateau « parfaitement » lubrifié poussera toutes les particules du matériau testé. Dans ce cas, les solides fragiles en compression uniaxiale tendent à se rompre avec formation de microfissures distribuées de façon aléatoire, principalement orientées dans la direction axiale. (Shah et Labuz, 1995 ; Schlangen et Van Mier, 1994, cités par Vardoulakis et al., 1998). Dans les essais que nous avons réalisé avec des protections imperméabilisantes autres que le latex, nous avons obtenu également ce mode de rupture. Les échantillons présentaient bien à la rupture des fissures essentiellement axiale répartie aléatoirement (figure 3.3.40). Seulement, la réponse des jauges de déformation correspondant à ces échantillons était loin d'être satisfaisante, que ce soit au niveau de l'uniformité de la réponse des jauges entre elles, ou bien encore au niveau même de l'allure des courbes correspondant à chaque jauge de déformation. Il est légitime de se poser alors la question si ce caractère aléatoire lié à la fissuration des échantillons et observé dans la littérature n'est pas dû tout simplement à l'effet important d'un mauvais contact entre l'échantillon et le plateau de la presse.

Figure 3.3.40 : A gauche : rupture en clivage axial typique dans un essai de compression uniaxiale avec plateau lubrifié sur du grès de Berea. (d'après Vardoulakis, Labuz, Papamichos et Tronvoll, 1998). Au centre et à droite : mode de rupture d'un échantillon testé en conditions lubrifiées avec une protection en film plastique (B33). Fissuration essentiellement axiale répartie aléatoirement.(d'après El Bied).

D'un autre côté, selon Vardoulakis et al. (1998), un clivage axial pur, c'est à dire avec séparation de l'échantillon en plusieurs blocs, est cinématiquement incompatible avec les conditions limites imposées de plateaux d'extrémités rigides. On peut se demander alors si ce mode de rupture en clivage axial « pur » n'est pas dû à un défaut du plateau supérieur ou inférieur de la presse, poinçonnant l'échantillon au centre (figure 3.3.41).

Figure 3.3.41 : Mécanisme de « splitting » critique dans un essai de compression uniaxiale. Indentation (punching). (d'après Chen, 1975), (cité par Vardoulakis et al., 1998).

Nous pensons plutôt que ce mode de rupture en clivage axial « pur » est dû à une augmentation de la déformation radiale. Une fois que la déformation radiale a atteint un niveau critique, l'échantillon casse en extension. (Bridgman, 1938, cité par Paterson, 1978). Ce phénomène est similaire à celui observé lors des tests brésiliens. Toutefois, pour lever complètement le doute sur le problème du poinçonnement du plateau de chargement, nous avons réalisé un essai lubrifié avec une protection en latex. L'essai a été arrêté juste avant la rupture, à 5 kN en dessous du pic estimé. Pour voir s'il y a effectivement un poinçonnement, nous avons mesuré au comparateur la planéité avant et après l'essai à différents points marqués de la surface de l'échantillon, entre autres, bien sûr, au centre de la surface. On place le comparateur au centre de l'échantillon, on initialise ensuite le cadran à zéro puis on déplace

le comparateur par rapport aux bords. On obtient alors une mesure de la planéité pas rapport au centre de l'échantillon. Finalement, nous avons mesuré une planéité au niveau des deux faces de l'échantillon de l'ordre de 2,5 à 3/100ème de millimètre. Cette valeur de la planeité mesurée avant essai reste inchangée une fois que l'essai est réalisé. Pour un essai de référence lubrifié avec une protection en latex, on a obtenu une déformation axiale au pic d'approximativement 1750 microdéformations, ce qui est équivalent pour un échantillon de 60 mm de hauteur à 10,5/100ème de mm.
L'ordre de grandeur correspondant à la mesure de la planéité avec un comparateur est donc significatif. Par ailleurs, des essais ont été réalisés avec cette même presse mais sans rotule. D'autres essais ont également été réalisés avec une autre presse. Dans ces deux cas, les plateaux de chargement en contact avec l'échantillon étaient différents et on a obtenu également pour le cas lubrifié avec une protection en latex ce même mode de rupture. Les plateaux de chargement ne sont donc pas la cause de ce type de rupture. On arrive donc finalement à la conclusion qu'il n'y a pas de poinçonnement de l'échantillon pendant l'essai de compression. Notons que ces essais qui ont été réalisés avec une presse différente et donc avec des plateaux de chargement différents, ont été contrôlés avec un paramètre d'asservissement différent. En effet, ces essais ont été contrôlés en force et non pas en déplacement. Ce mode de rupture est donc indépendant des conditions de pilotage de la presse. Il faut remarquer aussi que dans tous ces tests réalisés avec différentes presses et sous différentes conditions d'essais, ce mode de rupture en clivage axial « pur » est obtenu systématiquement et indépendamment de la porosité de l'échantillon (15 ou 21 %), de l'élancement testé (1, 1.5 ou 2), de la roche mère correspondant à cet échantillon et même de la nature de la roche (figure 3.3.42). En effet, des tests lubrifiés avec une protection en latex ont été réalisés sur d'autres types de roches: le marbre, le granite, le gypse et le calcaire, on a obtenu dans tous les cas ce mode de rupture en clivage axial. Ce n'est donc pas une caractéristique du grès de Fontainebleau. Notons que ce mode de rupture est obtenu également quel que soit le pourcentage de saturation de l'échantillon testé. En effet, des essais ont été réalisés sur des échantillons saturés à 95 %, 75 % et 0 % (cas sec), on a obtenu systématiquement ce mode de rupture en clivage axial.
Figure 3.3.42 : Mode de rupture en clivage axial suivant trois axes symétriques à 120° pour des échantillons d'élancement 1 (B57) et 2 (B2.2).

III.3.4.5.2.H/ *Prédominance des différents modes de rupture*

Dans la littérature, les expérimentateurs observent pour les échantillons qu'ils ont testés en compression simple uniaxiale soit une rupture en cône, soit une rupture oblique de cisaillement, soit une rupture axiale. Brady et Brown (1985) et Wawersik et Fairhurst (1970) pensent que la prédominance relative de ces types de rupture dépend de la roche testée, de sa résistance, de son anisotropie, de sa fragilité, ainsi que de la taille des grains. Nous pensons que la prédominance de ces ruptures dépend également et de façon non négligeable, des conditions d'essais, plus précisément de l'importance de l'intensité de frottement au niveau de l'interface roche-plateau de chargement. Une interface avec un faible frottement n'affectera pas les mécanismes de propagation de la microfissuration. On obtient dans ce cas une rupture axiale. Un frottement d'intensité intermédiaire à l'interface ne fera qu'incliner la surface de rupture. A la place de la rupture axiale, on observe alors plutôt une rupture inclinée par cisaillement. En revanche, un frottement plus important à l'interface modifiera complètement le mode de rupture et favorisera une rupture conique des échantillons testés. Peng et Johnson (1972) partagent ce point de vue puisqu'ils affirment, pour reprendre leurs propres termes, que si le frottement aux extrémités est faible, les échantillons tendent à rompre le long de plans de

rupture inclinés. Si le frottement aux extrémités est grand en chargement uniaxial, les échantillons tendent à rompre en cône, les bases de ces cônes ayant pour origine les extrémités de l'échantillon. En fait, suivant l'intensité du frottement à l'interface, l'angle du cône de frottement par rapport à l'axe vertical de l'échantillon cylindrique varie. En dessous d'une certaine intensité de frottement les macrofissures correspondant aux cônes de frottement supérieur et inférieur se rejoignent, menant à une rupture oblique. C'est également le point de vue de Paul et Gangal (1966) qui affirment, pour reprendre leur propres termes, que les microfissures se joignent aux deux extrémités donnant la rupture oblique (figure 3.3.43).

Figure 3.3.43 : Microfissures se joignant aux deux extrémités donnant la rupture oblique.

Vutukuri et al. (1974) font remarquer que si l'échantillon est assez court, les cônes résultant peuvent avoir une hauteur approximativement égale à la moitié de celle de l'échantillon. Selon eux, l'angle de rupture de la roche est fonction de la hauteur de l'échantillon.
Si le frottement à l'interface n'est pas sérieusement contrôlé par l'expérimentateur, son intensité peut varier d'un essai à un autre. Ce qui fait que l'expérimentateur, croyant réaliser les essais dans de mêmes conditions, observe finalement d'un échantillon à un autre deux modes de rupture différents. Ce qui veut dire que pendant l'histoire de chargement, la distribution en contraintes et en déformations n'est pas la même pour ces échantillons. Se pose alors un sérieux problème de répétabilité des essais et du choix de tel ou tel essai pour étalonner une loi de comportement. Ce problème de répétabilité des essais est encore beaucoup plus accentué quand il s'agit de comparer des résultats obtenus par différents laboratoires. Finalement, ce problème met l'accent sur la nécessité de contrôle le frettage à l'interface. Le choix d'un contact direct roche-plateaux de chargement est guidé par un souci de praticité et de simplicité. Toutefois, le contact direct est une solution qui est acceptée mais qui n'est pas acceptable. Le but de la SIMR (Fairhust et Hudson, 1999) qui est de permettre une comparaison des données entre matériaux et entre laboratoires n'est pas atteint.
Ainsi, dans une presse rigide avec des pièces d'extrémités égalisés, (Fairhust et Cook, 1966, cités par Jaeger et Cook, 1979) ont observé deux modes de rupture : un clivage axial mais aussi une rupture de cisaillement locale et macroscopique dans l'essai de compression simple d'échantillon en quartzite. Wawersik et Fairhurst (1970) ont également constaté la présence de ces deux modes de rupture lors de tests réalisés sur le granite gris de Charcoal I et II, le marbre du Tennessee, le calcaire de Solenhofen et le basalt. Fairhurst (cité au 8^{th} symposium de mécanique des roches, 1966) a cité les expériences que Cook a réalisé sur l'influence des contraintes en extrémités. Ce dernier comprima des échantillons cylindriques entre des plateaux en acier de plus grand diamètre que l'échantillon et des plateaux en aluminium de même diamètre que l'échantillon pour être égalisés. Sans exception, affirme-t-il, la rupture s'est propagée en cône ou diagonalement le long de l'échantillon.
Haïed, Kondo et Henry (1997) ont réalisé des essais de compression simple sur des

échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 2 sans chercher à réduire le frottement à l'interface. Les échantillons étaient en contact direct avec les plateaux de chargement. Dans ces expériences, ils n'ont pas obtenu systématiquement un même mode de rupture. Ils constatent seulement, pour reprendre leurs propres termes, que la rupture se développe *le plus souvent* selon des plans parallèles à l'axe de chargement.

III.3.4.5.2.I/ *Ruptures combinées*

Dans certains cas, on peut même observer des modes de ruptures combinés (figure 3.3.44). Ce qui peut arriver quand l'intensité de frottement est comprise entre une valeur faible (correspondant à la rupture axiale) et une valeur intermédiaire (correspondant à la rupture oblique de cisaillement). Santarelli (1987), par exemple, en réalisant des tests uniaxiaux sur un grès (carboniferous), observa un mode de rupture mixte consistant en un clivage axial à la périphérie de l'échantillon et un cisaillement au centre de l'échantillon. A ce propos, Santarelli fait remarquer que le cisaillement qu'il a observé dans ses essais dans la partie centrale de l'échantillon est dû à un confinement appliqué par les plaques externes.
Bésuelle (1999) a réalisé des essais uniaxiaux axisymétriques en conditions lubrifiées avec de l'acide stéarique sur des échantillons d'élancement 2 de grès des Vosges. Il a constaté que les échantillons sont traversés par une combinaison de fractures verticales axiales et de fractures légèrement inclinées, d'un peu moins de 20° par rapport à l'axe de l'échantillon. Malgré le lubrifiant utilisé, il reste donc un frottement résiduel à l'interface.
Papamichos et al. (2000) ont réalisé des essais de compression uniaxiale sur des échantillons de grès rouge de Wildmoor d'élancement 1 en conditions lubrifiées. Ils ont observé un mode mixte de clivage axial et de bande de cisaillement avec un angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale compris entre 70 et 80°. Cela est dû au fait que l'effet du frottement résiduel est plus important pour un faible élancement.
Par ailleurs, on peut également observer des modes de ruptures combinées quand l'intensité de frottement peut atteindre une valeur importante (correspondant à une rupture conique).
Dans ce sens, en réalisant des essais uniaxiaux en condition lubrifiées avec de l'acide stéarique sur des échantillons d'élancement 1, outre les fractures verticales, Bésuelle (1999) a également constaté la présence d'un cône de frettage à certaines extrémités d'échantillon. Pellegrino (1995) a également observé des cônes de frottements au niveau d'éprouvettes à élancement 1.5 lubrifiées. Ce qui veut dire qu'il reste un frottement résiduel à l'interface malgré la lubrification. La présence de cônes de frottement signalés par Bésuelle (1999) pour les échantillons d'élancement 1 est pratiquement toujours observée. Pour Pellegrino (1995), pour les échantillons d'élancement 1.5, l'observation des cônes de frottement n'est pas du tout systématique. Les cônes ont été observés ponctuellement pour quelques échantillons. Ce qui veut dire que le frottement résiduel a un effet d'autant plus important que l'élancement de l'échantillon est faible. Par ailleurs, pour les essais que nous avons réalisés en conditions lubrifiées avec une protection en latex et sur des échantillons d'élancement 1.5, nous n'avons pas du tout observé la présence de cônes de frottement. La rupture en clivage axial se fait toujours de façon nette. En revanche, sur des échantillons lubrifiés sans protection en latex, la rupture en clivage axial est beaucoup moins nette. La protection en latex a l'avantage de mieux répartir le chargement. De plus, pour les échantillons lubrifiés sans protection, le lubrifiant pénètre fortement dans l'échantillon. Dans ce cas, la quantité de lubrifiant présente à l'interface n'est plus suffisante pour assurer le rôle d'anti-frettage de façon efficace. La présence de cône de frottement observé par Pellegrino (1995) au niveau d'échantillons d'élancement 1,5 en conditions lubrifiées sans protection peut s'expliquer comme cela.
Paul et Gangal (1966) font remarquer, quant à eux, que les ruptures obliques et coniques se produisent quelque fois simultanément.

Figure 3.3.44 : A gauche : essais uniaxiaux axisymétriques en conditions lubrifiées avec de l'acide stéarique sur des échantillons d'élancement 2 de grès des Vosges. Combinaison de fractures verticales axiales et de fractures légèrement inclinées, d'un peu moins de 20° par rapport à l'axe de l'échantillon. (d'après Bésuelle, 1999). Au centre : éprouvette à élancement 1.5 lubrifiée: les flèches indiquent les traces des cônes de frottement et la fissuration nette à la base du cylindre. (d'après Pellegrino, 1995). A droite : mode de rupture combiné. (d'après Paul et Gangal, 1966).

Peng et Johnson (1972) ont réalisé des essais sur des échantillons de granite de Chelmsford, en contact direct avec les plateaux de la presse. Ils ont observé que les échantillons rompt par la formation d'un cône à chaque extrémité, ou par la formation d'une seule rupture inclinée par rapport à l'axe de l'échantillon. Peng et Johnson (1972) font remarquer que des combinaisons de ces deux modes de rupture peuvent être reconnues dans plusieurs échantillons.

III.3.4.5.3/ Essai de compression triaxiale

III.3.4.5.3.A/ *Très faibles pressions de confinement*

Pour de très faibles pressions de confinement, le mode de rupture reste identique à celui correspondant à l'essai uniaxial. Par exemple, le mode de rupture reste inchangé pour la dolomite Gebdykes pour des pressions de confinement ≤ 1 MPa et pour le grès de Doddington pour des pressions de confinement ≤ 0,5 MPa (Santarelli, 1987). La rupture en clivage axial propre à l'essai uniaxial n'est supprimée que par l'addition d'une certaine valeur de pression de confinement, de quelques MPa dans certains cas. (Griggs, 1936 ; Heard, 1960 ; Jaeger, 1960a, cités par Paterson, 1978 ; Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Wawersik et Brace, 1971 ; Paterson, 1978). A ce propos, Terzaghi (1945, cité par Vutukuri et al., 1974) classa la rupture des roches en le clivage (splitting), le cisaillement et le pseudo-cisaillement (speudo-shear), dépendant de l'inclinaison des plans de rupture. La rupture en pseudo-cisaillement représente une combinaison de rupture de tension et de cisaillement produisant une rupture en « zigzag ». Comme l'expliquent Vutukuri et al. (1974), le mode de rupture progresse avec l'augmentation de la pression de confinement, d'une rupture en tension à une rupture en pseudo-cisaillement et finalement à une rupture en cisaillement . La transition d'une rupture en clivage axial à une rupture par cisaillement se fait donc progressivement.

III.3.4.5.3.B/ *Pressions de confinement faibles et intermédiaires*

A partir d'une certaine valeur de la pression de confinement, cette dernière empêche le type de rupture en extension, on observe alors un passage de la rupture par fissuration axiale à la rupture par cisaillement (figure 3.3.45). La rupture se présente sous la forme classique d'une bande de cisaillement. La fracture inclinée est unique et délimite un plan qui traverse l'échantillon de part en part. Notons que la rupture en cisaillement prédomine également dans les tests d'extension triaxiale.

Figure 3.3.45 : A gauche : essai réalisé à pression de confinement égale à 3.5 MPa (35 bars) sur le marbre de Wombeyan. Au centre : rupture en cisaillement pour un essai de compression triaxiale. A droite : rupture en cisaillement pour un essai d'extension triaxiale. (d'après Paterson, 1958, 1978).

Jaeger et Cook (1979) ont élaboré une classification classique communément acceptée pour la rupture macroscopique des roches par rapport à la pression de confinement. A pression de confinement faible ou intermédiaire, on observe une rupture fragile du matériau . Le matériau se rompt d'une manière fragile par cisaillement le long d'une seule surface plane unique de cisaillement inclinée d'un certain angle par rapport à la direction de contrainte principale majeure, qui est toujours parallèle à l'axe verticale de l'échantillon.
En fait, dans la réalité, ce modèle simplifié n'est vrai que sous certaines conditions. A partir des essais que nous avons réalisés et des résultats obtenus dans la littérature, on a pu constater que ce modèle n'est pas toujours vérifié. D'une part, dans la littérature, mais à part le plan de rupture, des traces de quelque plans de cisaillement supplémentaires (lignes de Lüders) sont souvent observées sur la surface de l'échantillon. Le développement de multiples plans de cisaillement prouvé par la présence des bandes de Lüders à la surface de l'échantillon est probablement lié à son écoulement pré-pic qui existe à tous les niveaux de pression de confinement. Ces bandes de Lüders sont même observées pour des pressions de confinement de l'ordre de 5 MPa mais leur nombre augmente avec la pression de confinement.
D'autre part, le frottement à l'interface influence de façon sensible la formation de bande de cisaillement, contrairement à ce qu'affirme Tillard (1992), je cite: « Ces imperfections ne paraissent pas capable de modifier la nature des phénomènes observés ».
Pour les faibles pression de confinement, allant par exemple pour la dolomite de Gebdykes de 1 à 7 MPa et pour le grès de Doddington de 0.5 à 5 MPa, Santarelli (1987) et Santarelli et Brown (1989) ont observé que la rupture se développe le long d'une paire de plans de cisaillement conjugués. Ces deux plans font un angle faible avec la verticale (figure 3.3.46).

Figure 3.3.46 : Développement de la rupture le long d'une paire de plans de cisaillement conjugués pour des essais réalisés à faibles pressions de confinement, allant par exemple pour la dolomite de Gebdykes de 1 à 7 MPa et pour le grès de Doddington de 0.5 à 5 MPa. (d'après Santarelli, 1987).

Santarelli (1987) fait remarquer à ce propos que ce type de rupture est sérieusement influencé par les effets de contact en extrémités.
Par ailleurs, Peng et Johnson (1972) ont réalisé des essais sur du granite de Chelmsford. Ils ont utilisé une technique d'inserts égalisées, de même section et de même rigidité que l'échantillon pour obtenir un chargement uniforme. Cette technique développée pour le cas d'une compression uniaxiale a été ensuite appliquée au cas triaxial. Dans le cas triaxial, Peng et Johnson (1972) affirment n'avoir pas obtenu un chargement uniforme comme ils l'espéraient. Ces derniers ont mis en évidence, dans le cas triaxial, l'existence d'un frottement dont l'influence est non négligeable. Ils ont constaté que les échantillons qui ont rompu sous chargement triaxial rompt typiquement le long d'*un ou plusieurs* plans inclinés.
Par ailleurs, dans les essais que nous avons réalisés en conditions lubrifiées avec une protection en latex, à une faible pression de confinement de 4 MPa, nous avons également observé un mode de rupture mixte en Y des échantillons testés (B18.2) (figure 3.3.47).

Figure 3.3.47 : Mode de rupture mixte en Y pour un échantillon (B18.2) testé en compression triaxiale à une faible pression de confinement de 4 MPa en conditions lubrifiées avec une protection en latex.

Comme on a une pression de confinement appliquée sur l'échantillon, on doit normalement observer un bande de cisaillement inclinée. Un frottement à l'interface fait qu'une rupture conique se produit simultanément avec la rupture oblique de cisaillement. Ce qui nous ramène à une configuration mixte similaire à celle décrite pour l'essai uniaxial (voir la rupture combinée en Y, Paul et Gangal, 1966). Ce modèle de rupture en Y montre donc la présence d'un frottement résiduel malgré la lubrification.
Dans certains cas même, cela peut rendre impossible l'observation d'un mode de rupture clair. Ainsi, Papamichos et al. (1998), en réalisant des essais de compression triaxiale sur des échantillons de grès rouge de Wildmoor d'élancement 1 en conditions lubrifiées, ont observé que certains échantillons ne montrent pas de signes visibles de plans de rupture. Cela est dû au fait que le frottement résiduel a un effet plus important pour les faibles élancements, masquant le mode de rupture.
Ce frottement résiduel a une influence plus marquée sur les échantillons testés à faibles pressions de confinement. Ce rôle sensible du frottement résiduel tend à disparaître pour de plus grandes pressions de confinement. Mais ce n'est pas du tout le cas si on n'utilise pas de lubrifiant, l'intensité du frottement étant alors dans ce cas beaucoup plus importante.
Ainsi, en réalisant des essais en conditions frettées sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 2, Haïed et Kondo (1997) ont constaté qu'à 10 MPa de pression de confinement, les échantillons rompent avec la formation d'un cône à chaque extrémité et d'une rupture inclinée (figure 3.3.48). Comme dans les tests de grandes pressions (20 et 30 MPa), Haïed (1995) n'a pas observé de formation de cône, il en a conclut que le frettage n'est important que pour des pressions de confinement inférieures ou égales à 10 MPa et qu'à pression de confinement plus élevée, les effets de frettage sont remarquablement réduits.

Figure 3.3.48 : Rupture avec formation d'un cône à chaque extrémité et d'une rupture inclinée pour un essai réalisé à 10 MPa de pression de confinement en conditions frettées sur un échantillon de grès de Fontainebleau. (d'après Haïed et Kondo, 1997).

Par ailleurs, Mogi (1966, cité par Vutukuri et al., 1974) a étudié les effets de contact dans le test de compression triaxial conventionnel. Il a mis en évidence que les effets de contact tendent à disparaître quand on augmente la pression de confinement. Les résultats montrent que les effets de contact des échantillons de Dolomite reliées aux pièces d'extrémités en acier par de la colle époxy sont négligeables pour des pressions de confinement supérieures à quelques centaines de bars, soit quelques dizaines de MPa. Les effets d'extrémités sont donc moins sérieux dans les tests triaxiaux que dans les tests inconfinés et un élancement de deux paraît être satisfaisant. (Mogi, 1966, cité par Paterson, 1978). Cette conclusion est appuyée par une analyse théorique du champ de contrainte élastique, qui montre que l'addition d'une pression de confinement mène à une distribution de contrainte plus uniforme (Balla, 1960 ; Kotte et al., 1969 ; Brady, 1971ab, cités par Paterson, 1978). Brady (1971) étudia l'effet de la pression de confinement sur la distribution de contrainte d'un échantillon cylindrique chargé axialement entre deux plateaux de même diamètre que l'échantillon. Ces résultats indiquent que les effets de contact décroissent graduellement avec l'augmentation de la pression de confinement. De notre point de vue, cette dernière conclusion est tout à fait juste. Il faut simplement signaler que même à pression de confinement élevée, les effets de frettage sont effectivement remarquablement réduits mais pas totalement. Même à pression de confinement plus élevée, on a encore une influence importante du frettage. Le mode de rupture ne dépend pas uniquement de la pression de confinement mais également du frettage à l'interface.
Pour les pressions de confinement intermédiaires, allant par exemple pour la Dolomite de Gebdykes de 7 à 45 MPa et pour le grès de Doddington de 5 à 50 MPa, Santarelli (1987)

observe une rupture classique le long d'une seule bande de cisaillement, le long d'un seul plan de cisaillement. Ce plan est plus incliné par rapport à la verticale que dans le cas précédent. Des plans de cisaillement supplémentaires (lignes de Lüders) peuvent être vus sur la surface des échantillons (figure 3.3.49).

Figure 3.3.49 : Essais réalisés à pression de confinement intermédiaires, allant pour la Dolomite de Gebdykes de 7 à 45 MPa et pour le grès de Doddington de 5 à 50 MPa. Rupture classique le long d'une seule bande de cisaillement. Des plans de cisaillement supplémentaires (lignes de Lüder) peuvent être vus sur la surface des échantillons. (d'après Santarelli, 1987).

Par ailleurs, dans les essais que nous avons réalisé en conditions lubrifiées sur la roche K (voir chap. III.5.1), dans la gamme de pression de confinement allant de 7 MPa à 42 MPa, on a obtenu également des ruptures le long d'une unique bande de cisaillement (figures 3.3.50 – 3.3.54).

Figure 3.3.50 : Essai à 7 MPa de pression de confinement sur un échantillon sec (K73).

Figure 3.3.51 : Essai à 7 MPa de pression de confinement sur un échantillon sec (K73) (à droite).
Essai à 14 MPa de pression de confinement sur un échantillon sec (K38) (à gauche).

Figure 3.3.52 : Essai à 28 MPa de pression de confinement sur un échantillon saturé (K25).

Figure 3.3.53 : Essai à 42 MPa de pression de confinement sur un échantillon saturé (K100).

Figure 3.3.54 : Essai à 42 MPa de pression de confinement sur un échantillon sec (K99).

En revanche, dans les essais de compression triaxiale que nous avons réalisé avec une pression de confinement de 14 MPa, en conditions frettées, on observe très nettement une rupture combinée pour les échantillons (F26.2). Ces derniers présentent simultanément une bande de cisaillement associée à une formation de cônes rigides au voisinage de l'interface avec le plateau de chargement (figure 3.3.55). La formation simultanée de ces deux modes de rupture empêche la propagation de la bande au niveau des deux faces supérieure et inférieure de l'échantillon, dans la zone de l'échantillon près des plateaux. En revanche, dans le cas des essais lubrifiés (exemple de l'essai K99), la bande de cisaillement traverse tout l'échantillon et n'est pas affectée par le frettage à l'interface.

Figure 3.3.55 : Au milieu et à droite: rupture combinée avec bande de cisaillement associée à une formation de cônes rigides pour un essai de compression triaxiale réalisé en conditions frettées avec une pression de confinement de 14 Mpa (F26.2). A gauche: bande de cisaillement non affectée par le frettage à l'interface pour un essai lubrifié (exemple de l'essai K99). (d'après El Bied et Sulem, 1999).

Sur les essais de compression triaxiale que Bésuelle (1999) a réalisés sur des échantillons de Siltite, aucun dispositif d'anti-frettage n'a été utilisé, les essais étaient frettés. Bésuelle a constaté globalement qu'il n'existait pas toujours un plan de fracture majeur comme seul mode de rupture des échantillons. Bésuelle a souvent observé la présence de deux plans inclinés conjugués ainsi que la formation d'un cône de frettage sur certaines extrémités d'échantillons.
Haïed (1995) a également réalisé des essais de compression en conditions frettées sur des

échantillons de grès de Fontainebleau. Haïed n'a pas utilisé explicitement le terme de cône de frottement pour les modes de rupture qu'il a observé en compression triaxiale, mais il affirme avoir constaté à la rupture que le volume situé au centre de l'éprouvette a subi plus de dommages que le reste et cela quelque soit la pression de confinement. Ce qui, à notre avis, est également un signe d'une présence importante de frottement aux extrémités de l'échantillon. Le frottement à l'interface empêche la propagation des fissures dans les parties de l'échantillon prés des plateaux de chargement. Par ailleurs, en plus de la formation simultanée de deux modes de rupture, le frettage joue également un rôle non négligeable sur la formation et les caractéristiques de la bande de cisaillement. Sur les essais en conditions frettées que Haïed (1995) a réalisé sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 2, il a constaté que l'épaisseur de la bande de cisaillement était très variable et impossible à estimer. Je cite: « leurs contours sont très hésitants et restent difficiles à définir de manière précise ». « Les épaisseurs de bandes de localisations varient de 1 à 2 mm, elles sont difficiles à évaluer de manière objective, les bandes étant souvent délimitées par une zone blanchâtre à épaisseur variable ».
Sur les essais triaxiaux que nous avons nous-mêmes réalisés en conditions frettées non lubrifiées à pression de confinement égale à 14 MPa, l'épaisseur de la bande de cisaillement variait effectivement beaucoup le long de toute la hauteur de l'échantillon (voir figure). En revanche, sur les essais triaxiaux réalisés en conditions lubrifiées, l'épaisseur de la bande de cisaillement est bien délimitée et reste quasiment constante tout au long de la hauteur de l'échantillon, ce qui permet de l'évaluer de façon très précise. (El Bied et Sulem, 1999).
Par ailleurs, Bésuelle (1999) a réalisé des essais de compression triaxiale axisymétriques en conditions lubrifiées avec de l'acide stéarique sur des échantillons de grès des Vosges d'élancement égale à 1 et 2.

Figure 3.3.56 : Représentation de l'évolution de l'angle d'orientation des bande de cisaillement par rapport à l'axe vertical de l'échantillon, vis à vis de la contrainte moyenne au pic, pour deux élancements 1 et 2. (d'après Bésuelle, 1999 et Bésuelle, Desrues, 1998).

Les angles mesurés sur les échantillons d'élancement 1 sont globalement plus faibles que ceux mesurés en élancement 2 (figure 3.3.56). Bésuelle arrive à la conclusion que l'angle est influencé par un effet de structure, qui s'explique par une moins bonne homogénéité des échantillons courts. Cela est dû au frottement résiduel à l'interface, restant malgré le dispositif de lubrification, qui a un effet d'autant plus important que l'élancement de l'échantillon testé est faible.

III.3.4.5.3.C/ *Concepts et définitions de la rupture fragile*

Notons d'abord que la terminologie utilisée pour les roches concernant la rupture (failure) et la fragilité (brittleness) peut créer des confusions. La rupture (failure) est souvent dite se produire au pic de résistance ou est initiée au pic de résistance (Jaeger et Cook, 1979). Une approche alternative d'ingénieur est de dire que la roche a rompu quand elle ne peut plus supporter les forces qui lui sont appliquées. Cela peut entraîner la considération de facteurs autres que le pic de résistance. Selon Brady et Brown (1985), la « fracture » est la formation de plans de séparation dans le matériau de roche. Cela entraîne une cassure et la formation de nouvelles surfaces. L'initiation de la « fracture » n'est pas nécessairement synonyme de « rupture » (failure) ou d'un pic de résistance atteint. Obert et Stephenson (1965, cités par Brady et Brown, 1985) distinguent également les deux termes « fracture » et « rupture ». La fracture est un type de rupture (failure) pour laquelle il y a une perte complète de cohésion et des surfaces nouvelles sont créées. Pour la rupture proprement dite, il n'y a qu'une perte partielle de cohésion. (Singh, 1988) a défini la fracture ou fissure (crack) comme une surface

au travers de laquelle les contraintes de traction ne peuvent pas être transmises tandis que des discontinuités de déplacement peuvent se développer. En outre, dans le cas de la fracture fragile, les fissures se forment dans le matériau même à faible déformation. En fait, concernant la notion de rupture fragile, on peut trouver dans la littérature en mécaniques des roches des définitions légèrement différentes. Brady (1969, cité par Paterson, 1978) a défini la fragilité comme une propriété d'un matériau qui peut être déformé de façon continue et permanente, sans déformation plastique évidente, pendant l'application de contraintes qui dépassent celles nécessaires pour commencer la microfissuration à l'intérieur du matériau.
Brace (1963, cité par Vutukuri et al., 1974) définit la fracture fragile comme un processus qui ne produit aucun autre changement permanent dans le matériau autre que sa séparation en plusieurs parties. Autrement dit, la rupture de la roche est dite « fragile » quand elle n'est précédée par aucune déformation permanente significative. Selon Brady et Brown (1985), la « fracture » fragile est le processus par lequel une perte soudaine de résistance se produit le long d'un plan après une petite déformation plastique permanente ou même sans déformation plastique du tout. Dans ce cas, la rupture fragile est caractérisée par une rupture brutale, sans signe précurseur. Quelquefois, la rupture fragile peut référer à une rupture suivant des quantités de déformations inélastiques qui sont petites comparées avec la gamme élastique. Dans d'autres cas, des ruptures survenant après plusieurs pourcents de déformations inélastiques sont encore considérées comme fragiles. Heard (1960, cité par Paterson, 1978) a défini la rupture comme étant fragile si la déformation n'excède pas 3% avant la rupture.

III.3.4.5.3.D/ *Rupture ductile pour les fortes pressions de confinement*

Notons qu'en général, il y a deux modes de rupture qui peuvent se produire dans les roches: la rupture fragile et la rupture ductile. Dans ce sens, Griggs et Handin (1960, cités par Vutukuri et al., 1974) ont décrit la déformation macroscopique des roches dans les tests de compression triaxiale en laboratoire en terme de trois principales catégorie de comportement, rupture en extension, faille et écoulement uniforme (figure 3.3.57).

Figure 3.3.57 : Représentation schématique de la transition de la rupture fragile à l'écoulement ductile, avec des déformations typiques avant la rupture. (d'après Griggs et Handin, 1960).

On retrouve cette schématisation du mode de rupture en compression dans l'article de Ashby et Hallam (1986, cités par Tillard, 1992) et de Santarelli et Brown (1989) (figure 3.3.58).

Figure 3.3.58 : A gauche : schématisation du mode de rupture en compression. (rupture en extension, faille et écoulement uniforme). (d'après Ashby et Hallam, 1986). A droite : mode de rupture en compression: clivage axial, fracture de cisaillement et écoulement ductile. (d'après Santarelli et Brown, 1989).

La rupture en extension et la rupture en cisaillement constituent les deux principaux modes de rupture fragile. Griggs et Handin (1960) ont défini les ruptures en extension comme la séparation le long d'une surface normale à la direction de contrainte principale maximum. Dans les failles, la surface de cisaillement peut être inclinée à environ 45°. Notons que ces deux types de rupture « fragile » ont déjà été présentés de façon détaillée dans ce même chapitre du rapport. Ils sont observés respectivement pour des pressions de confinement faibles (ou nulle) et intermédiaires. Une roche sollicitée sous ces confinements a tendance à se

rompre brutalement à partir d'un certain seuil de chargement sans s'être déformée considérablement. En revanche, écrasée sous un fort confinement, ce n'est qu'après une assez grande déformation plastique qu'elle arrive à la rupture. Ce comportement de la roche est dit ductile. La déformation ductile se produit quand la roche peut subir une déformation permanente supplémentaire sans perdre sa capacité de support de chargement. Les deux modes fragile et ductile dépendent donc de la quantité de déformation avant la rupture. Par ailleurs, l'écoulement se produit par définition à la suite d'un comportement élastique, quand une partie de la déformation devient irréversible. La contrainte d'écoulement est définie comme étant la contrainte à partir de laquelle une déformation permanente apparaît pour la première fois. D'une façon générale, quand on augmente la pression de confinement, on observe à fortes pressions de confinement une transition d'une rupture fragile à une déformation ductile. Quand on augmente la pression de confinement, la quantité de déformation ductile et la résistance de rupture augmente jusqu'à ce qu'une déformation complètement ductile se produit avec durcissement apparent. Cette transition est visible dans la courbe contrainte-déformation (figure 3.3.59).

Figure 3.3.59 : En haut à gauche : résultats de tests triaxiaux réalisés sur le marbre de carrare par le pionnier (Von Kàrmàn, 1911), (cité par Jaeger et Cook, 1979). En haut à droite : courbes complètes contrainte-déformation axiales obtenues à partir de tests de compression triaxiale sur du marbre de Tennessee à différentes pressions de confinement. (d'après Wawersik et Fairhurst, 1970). En bas à gauche : résultats de tests triaxiaux sur le marbre de Wombeyan. (d'après Paterson, 1958), (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966). En bas à droite : augmentation de la quantité de déformation ductile et de la résistance de rupture avec l'augmentation de la pression de confinement. (d'après Rummel et Fairhurst, 1970), (cités par Paterson, 1978).

On peut voir au niveau de ces graphes que le niveau global des courbes contraintes-déformations devient plus grand quand on augmente la pression de confinement. Il y a une tendance des courbes à continuer à augmenter à des grandes déformations et avec une plus grande pente. Il y a une plus grande étendue de durcissement à plus grandes pressions de confinement. Un certain niveau de déformation à la rupture macroscopique peut être considéré comme définissant la transition fragile-ductile. En particulier, suivant Heard (1960, cité par Paterson 1978), la valeur de 3-5 % de la déformation à la rupture est souvent prise comme définissant la transition.
Par ailleurs, les roches sont dites ductiles si elles se déforment plastiquement de façon significative avant la rupture. Le terme « ductile » désigne la capacité de changement important de la forme sans rupture flagrante et grossière. Cette définition est essentiellement macroscopique et ne tient pas compte des mécanismes microscopiques. Dans la littérature, deux types de modes de rupture ductile sont observés. D'une part, l'écoulement uniforme décrit par exemple par Griggs et Handin (1960, cités par Vutukuri et al., 1974) et Paterson (1978). L'écoulement uniforme dénote une déformation macroscopiquement homogène. Plus on augmente la pression de confinement, plus on entre dans le champ ductile, plus la déformation macroscopique devient plus uniformément distribuée à travers tout le volume de l'échantillon. Comme le fait remarquer Paterson (1978), la déformation est essentiellement uniforme, sauf au voisinage immédiat des extrémités de l'échantillon, dû aux effets de contact de frottement.

Figure 3.3.60 : Deux types de rupture sur le marbre de Wombeyan à différentes pressions de confinement. (d'après Paterson, 1958).

Dans la figure 3.3.60, l'échantillon de gauche représente le cas d'une pression de confinement égale à 35 MPa (350 bars), une paire conjuguée de rupture de cisaillement est observée.

Paterson (1978) affirme que cela est dû aux conditions limites qui influencent considérablement le mode de rupture. Cette pression de confinement est dans la partie supérieure de la gamme fragile de la roche. On peut même considérer qu'elle marque la transition à la rupture ductile, puisqu'en plus des deux bandes de cisaillement, on observe une légère mise en tonneau de l'échantillon. Cette mise en tonneau est encore plus prononcée dans l'échantillon ductile (de droite) testé à une pression de confinement égale à 100 MPa.
Les contraintes en extrémités existent donc aussi dans les tests de compression triaxiale, même à de très fortes pressions de confinement. D'autres exemples mettent bien en évidence le rôle important du frettage sur la déformation ductile de l'échantillon (figures 3.3.61, 3.3.62, 3.3.63).

Figure 3.3.61 : A gauche : échantillons de marbre de Wombeyan. (Echantillon de gauche: 100 Kg/cm^2 , 2% déf.), (Echantillon de droite: 210 Kg/cm^2, 12.5% déf.). A droite : échantillons de marbre de Wombeyan. (Echantillon de gauche: 280 Kg/cm^2, 20% déf.), (Echantillon du milieu: 460 Kg/cm^2, 20% déf.), (Echantillon de droite: 1000 Kg/cm^2, 20% déf.). (d'après Paterson, 1958).

Figure 3.3.62 : Modes de rupture d'un calcaire saccharoïdal obtenus lors d'essais triaxiaux menés sous différents confinements. En bas, de gauche à droite, la pression de confinement est de 0, 7 et 14 MPa. En haut, de gauche à droite, la pression de confinement est de 21, 28, 35 et 42 MPa. En compression simple, l'ouverture en tension des microfissures axiales a abouti à une forte production de matériau sans cohésion. (d'après Price, 1979 et Farmer, 1983), (cités par Tillard, 1992).

Figure 3.3.63 : A gauche : photographie de l'échantillon rompu lors d'un test à 0,25 MPa. Feuilletage de chacune des deux zones planes de cisaillement en une demi-douzaine de plans. A droite : photographie de l'échantillon rompu lors d'un test à 0,25 MPa. comme le fait remarquer Tillard, d'après la forme galbée qu'il présente, cet échantillon semble avoir davantage avoir été affecté par le frettage que l'échantillon de la figure précédente. Sur sa surface, en plus d'un plan de cisaillement bien marqué, de nombreux plans de cisaillement conjugués sont visibles. (d'après Tillard, 1992).

Mis à part l'écoulement uniforme, un autre type de mode de rupture ductile à également été observé. Cet autre type de mode de rupture ductile semble moins influencé par le problème du frettage à l'interface roche-plateau de chargement.

Figure 3.3.64 : Comportement ductile pour une Dolomite Gebdykes testée en compression triaxiale à une pression de confinement supérieure à 45 MPa. (d'après Santarelli, 1987).

Santarelli (1987) observe pour la Dolomite Gebdykes testé en compression triaxiale que pour une pression de confinement supérieure à 45 MPa, les échantillons ont un comportement ductile (figure 3.3.64). Dans ce cas, les échantillons développent un grand nombre de plans de cisaillement dans une bande de cisaillement de quelques centimètres de largeur. (de 2 à 4 cm). La rupture de cisaillement tend à devenir une zone d'intenses déformations et de fissuration à fine échelle, plutôt qu'une rupture de cisaillement discrète avec séparation en deux blocs.

Aucun de ces plans ne devient un plan de discontinuité. La seule discontinuité dans l'échantillon est horizontale, formée par l'intersection de plusieurs plans de cisaillement de directions différentes. Le fait que la roche se déforme d'une manière ductile est le résultat d'une rupture, d'un glissement le long de ces multiples plans de cisaillement en intersection. Ces plans de cisaillement existent même à faibles et moyennes pressions de confinement, mais leur nombre est d'autant plus important que la pression de confinement est grande.
On peut être tenté de tirer de ces résultats une conclusion: quand la pression de confinement est suffisamment grande pour que le nombre de lignes de Lüder soit suffisamment important, alors la transition du champ fragile au champ ductile se produit.
En fait, d'après Santarelli (1987), l'association des plans de cisaillement multiples avec le comportement ductile est en fait incorrect. Il semble, d'après lui, plus approprié de voir le problème en terme de possibilité ou d'impossibilité à développer un seul plan de cisaillement majeur de ces plans de cisaillement mineurs multiples.
Par ailleurs, Bésuelle (1999) observe également que le nombre de plans de cisaillement augmente avec le pression de confinement et cela indépendamment de l'élancement de l'échantillon testé (figure 3.3.65). Ainsi, comme il le dit lui-même, les zones de cisaillement évoluent fortement avec le confinement. Pour de faibles pressions de confinement, de 10 à 20 MPa pour un élancement de 2, de 10 à 40 MPa pour un élancement de 1, les échantillons sont traversés par des fractures inclinées uniques. Pour des confinements plus importants, ces zones sont de plus en plus nombreuses, elles se croisent et ne sont pas uniquement parallèles.
L'échantillon d'élancement 2 à 30 MPa de confinement présente une bande de cisaillement inclinée par rapport à l'axe de chargement et des bandes moins marquées, d'inclinaisons identiques et conjuguées par rapport à la bande principale. L'échantillon d'élancement 2 à 50 MPa de confinement présente deux groupes de bandes quasiment parallèles entre elles.

Figure 3.3.65 : Modes de rupture d'échantillons de grès des Vosges testés à différentes pressions de confinement. (d'après Bésuelle, 1999 et Bésuelle, Desrues, 1998).

La transition fragile-ductile avec l'augmentation de la pression de confinement a été largement observée (Von Karman, 1911 ; Griggs, 1936 ; Heard, 1960 ; Byerlee, 1968 ; Donath, 1970 ; Mogi, 1972 ; Rutter, 1972a, cités par Paterson, 1978). Par exemple, Boozer et al. (1962, cités par Vutukuri et al., 1974) ont observé qu'à une pression de confinement de 6.9 MPa, le calcaire d'Indiana rompt d'une manière fragile. Quand la pression de confinement est augmentée, le calcaire commence à « s'écouler » et à se déformer de manière ductile.
Il faut remarquer toutefois que la transition du champ fragile au ductile n'est pas toujours observée. Mais cela est peut être tout simplement dû au fait que les pressions de confinement testées ne sont pas suffisamment grandes. C'est le cas par exemple pour Santarelli qui a observé pour un grès (Carbonifer) que les échantillons rompent toujours le long d'une seul plan de cisaillement avec un angle de 40° par rapport à la verticale. Cet angle ne semble pas changer avec la pression de confinement. Par ailleurs, Santarelli observe pour le grès de Doddington testé en compression triaxiale avec une pression de confinement supérieur à 50 MPa que la rupture se produit le long d'une seule bande de cisaillement. Le plan de cisaillement est beaucoup plus incliné avec la verticale et le nombre de lignes de Lüder est beaucoup plus grand (figure 3.3.66).

Figure 3.3.66 : Grès de Doddington testé en compression triaxiale avec une pression de confinement supérieur à 50 MPa. Rupture le long d'une seule bande de cisaillement avec présence de lignes de Lüder. (d'après Santarelli, 1987 et Santarelli et Brown, 1989).

Par ailleurs, Schwartz (1964, cité par Vutukuri et al., 1974) observa la surface de rupture sous

microscope binoculaire. La transition d'une rupture fragile à ductile se produit quand la pression de confinement est augmentée de 0 à 69 MPa pour le calcaire et le marbre, tandis qu'aucune rupture ductile n'est observée pour le granite et le grès à des pressions de confinement allant jusqu'à 69 MPa. Ce qui veut dire que la transition se produit à une pression de confinement donnée, dépendant du type de matériau.
Mogi (1965, 1966b, cités par Paterson, 1978) a écrit que comme loi générale, la transition fragile-ductile est reliée à la résistance et se produit généralement quand la pression de confinement devient égale à approximativement 1/3 de la contrainte déviatorique à la rupture.
Il faut noter ici que le type de rupture des roches en compression triaxiale ne dépend pas seulement de la pression de confinement. Ainsi, Serdengecti et Boozer (1961, cités par Vutukuri et al., 1974) ont constaté que le type de rupture de roche en compression triaxiale est dépendant de la pression de confinement, mais également de la température et du taux de déformation. La rupture de roche se produit d'une manière fragile à faibles pressions de confinement, faibles températures et grands taux de déformation. La rupture ductile est favorisée à grandes pressions de confinement, grandes températures et à faibles taux de déformation. Heard (1960) a étudié la transition fragile-ductile dans le calcaire de Solenhofen en compression et en extension en fonction de la température. Le champ complet pression-température pour la ductilité a été établi en détail pour le calcaire de Solenhofen (figure 3.3.67).

Figure 3.3.67 : Transition fragile-ductile dans le calcaire de Solenhofen en compression et en extension en fonction de la température. (Heard, 1960), (cité par Paterson, 1978).

Il a mis en évidence qu'une augmentation dans la température a un rôle très important sur la ductilité. Si une suffisamment grande température est utilisée, la ductilité peut être obtenue dans les tests de compression. Il montra ainsi que la transition fragile-ductile est obtenue par augmentation de la pression mais la pression de transition décroît quand la température est augmentée. On notera que l'augmentation de la température seulement à pression atmosphérique est inefficace pour atteindre la ductilité dans les roches. On notera également que la ductilité en extension requiert de beaucoup plus grandes pressions. Notons qu'à hautes températures, supérieures à 500°C, beaucoup de roches deviennent extrêmement ductiles et une déformation plastique vraie se produit.
Par ailleurs, on s'attend à ce que la diminution du taux de déformation ait un effet similaire. Mais comme le fait remarquer Paterson (1978), cela a été uniquement vérifié à température ambiante où l'effet est relativement faible (Rutter, 1972a). Boozer et al. (1962) ont également constaté que le fluide de pression de pores affecte le mode de rupture.
En conclusion, les roches sont toujours considérées comme des matériaux fragiles, mais ils peuvent être ductiles et quelques fois montrer une transition du comportement fragile au ductile résultant de changement dans leur environnement physique. La réaction de la roche à la déformation dépend de sa structure, de l'amplitude de la pression de confinement, de la température, du taux de chargement et de la présence ainsi que de la nature des fluides interstitiels.

III.3.4.6/ PIC DE RESISTANCE A LA COMPRESSION

III.3.4.6.1/ Définition

Les mécaniciens des roches dans l'ingénierie civile et les mines sont très intéressés par la résistance de compression ultime de la roche. Dans le cas particulier d'un essai de compression triaxiale de révolution, on définit l'état de rupture par le pic de résistance de la courbe contrainte-déformation. Quand un échantillon de roche est testé sous conditions de

chargement uniforme, on trouve en effet que la contrainte déviatorique atteint une valeur critique, où l'échantillon rompt de manière fragile. La résistance du matériau est la valeur après laquelle la contrainte axiale σ_1 ne peut augmenter sans causer la rupture de l'échantillon.
La résistance au pic dépend fortement de la valeur de la pression de confinement. Cette dépendance est décrite par une courbe de la forme $\sigma_1 = f(\sigma_3)$. Diverses expressions ont été proposées pour la fonction f (correspondant au critère de rupture), le plus connu étant le critère linéaire de Mohr-Coulomb. Un résultat communément observé est que la valeur de pic de résistance tend à augmenter avec la pression de confinement. Notons que cette résistance n'existe pas quand la pression de confinement est suffisamment grande pour produire la transition entre le comportement fragile et le comportement ductile.
La résistance au cisaillement d'un matériau comme le grès provient d'une part de la décohésion de ses grains et d'autre part du frottement aux contacts de ses grains. La cohésion, liée à la cimentation des particules est mobilisée pour de faibles déformations et disparaît ensuite. En contre-partie, quand les liaisons de cimentation se rompent, les contacts entre grains se multiplient et le frottement entre particules augmente. Selon la nature et l'état du matériau fortement dépendant du confinement que subit le matériau, l'un ou l'autre de ces processus domine.
Par ailleurs, des grandeurs physiques tels que la structure minéralogique, la taille des grains et la porosité sont des propriétés intrinsèques contrôlant la résistance à la rupture de la roche fragile. La résistance de la roche est plus grande pour les roches finement grenues. (Handin et Hager, 1957 ; Paterson, 1958 ; Skinner, 1959 ; Brace, 1961, 1964 ; Dreyer, 1966, 1967, 1972, cités par Paterson, 1978 ; Brace, 1961, cité par Vutukuri et al., 1974). Pour une pression de confinement donnée, la résistance à la compression décroît quand on augmente la porosité. (Price, 1960 ; Kowalski, 1966 ; Smorodinov et al., 1970, cités par Vutukuri et al., 1974).
En théorie, la détermination de la résistance à la compression est simple. En pratique, ce n'est pas le cas. En plus des facteurs internes, minéralogie, taille des grains et porosité, il y a des facteurs externes qui affectent sensiblement les résultats du test: le taux de chargement, l'environnement, la géométrie de l'échantillon (élancement, forme et taille) et le frottement entre les plateaux de chargement et les surfaces d'extrémités. L'influence de ces facteurs externes est discutée en détail dans la suite du rapport.

III.3.4.6.2/ Influence du frettage sur le pic

III.3.4.6.2.A/ *Pics de résistance des essais réalisés*

Pour évaluer l'influence du frettage à l'interface sur le pic de résistance en compression simple et triaxiale, des essais ont été réalisés sous différentes conditions d'interface sur des échantillons d'élancement 1,5.

Conditions d'interface	Confinement (MPa)	Essais réalisés et pic de résistance correspondant (MPa)	Moyenne du pic de résistance (MPa)
lubrifié avec latex	0	B80 (58.8),B43 (61.2),B6.2 (46.9) B26(48.5),B32 (44.5),B13.2 (43.7)	50,7
lubrifié.sans protection	0	B13.1 (37.4) , B12.2 (44.56)	40,9
non lubrifié	0	B15.1 (104.24) , B24.1 (105.04)	104,6
lubrifié avec latex	4	B18.2 (103.4)	103,4
lubrifié avec latex	14	F13.2 (199.7)	199,7

non lubrifié	14	F26.2 (255.4)	255,4

Les résultats de pics de résistance sont présentés en MPa. Pour la conversion en KN, il faut multiplier la valeur de résistance en MPa par le coefficient 1,256637 correspondant à un diamètre d'échantillon de 40 mm.
La répétabilité des résultats est une garantie de qualité et de fiabilité. Pour des essais équivalents, on obtient approximativement le même pic de résistance. Les résultats présentés dans le tableau représentent une moyenne sur deux ou trois essais du pic de résistance obtenu. Notons que seuls les résultats qui nous ont paru fiables ont été pris en compte. Pour juger de la fiabilité d'un essai, nous nous sommes basés sur la mesures locales de déformation données par les jauges. Si des essais présentent un problème de non-uniformité dans la réponse des différentes jauges collées sur plusieurs génératrices dans la section médiane de l'échantillon, ou encore si l'allure des courbes de déformation nous paraît suspecte, les résultats de ces essais sont systématiquement écartés. A partir des résultats de tous les essais restants, les moyennes sont calculées et sont présentées ci-dessus.

III.3.4.6.2.B/ *Essais avec une pression de confinement nulle ou faible*

La moyenne de pic de résistance en compression simple pour les essais lubrifiés directement sans protection est de 40,9 MPa. La moyenne pour les essais lubrifiés avec une protection en latex est de 50,7 MPa. On constate que les valeurs de pic correspondant aux essais lubrifiés directement sans protection sont plus faibles. La pénétration du lubrification affecte donc de façon sensible la résistance apparente de la roche.
La moyenne de pic de résistance en compression simple pour les essais non lubrifiés est de 104,6 MPa. Ce qui correspond au double de celle des essais lubrifiés avec une protection en latex (50,7 MPa). La moyenne de pic les essais de compression simple non lubrifiés (104,6) est approximativement égale à celle des essais lubrifiés avec une protection en latex en compression triaxiale avec une pression de confinement de 4 MPa (103,4 MPa).
Le frottement au niveau des plateaux, pour un contact grès/acier des plateaux équivaut donc à un confinement de 4 MPa qui renforce l'échantillon et fait surestimer du simple au double le pic de résistance en compression simple. La surestimation d'un facteur deux de la résistance apparente dans le cas d'une compression uniaxiale est rapporté également par Mohr (1900), Pellegrino (1995), Papamichos et al. (1998) et Vardoulakis et Sulem (1993). L'effet du frottement à l'interface sur la résistance a été rapporté par exemple par Vardoulakis et Sulem (1993). Ces derniers ont montré que, dans le cas de plateaux non lubrifiés et d'un élancement égal à 2, ce qui correspond donc aux recommandations de la SIMR, l'erreur dans la mesure de la résistance en compression simple du grès rouge de Wildmoor atteint 15 % si on ne considère pas les données à faibles pressions de confinement et 40 % si on considère ces données. Ils ont recommandé l'utilisation d'un lubrifiant.

III.3.4.6.2.C/ *Essais avec une pression de confinement intermédiaire*

Nous avons réalisé des essais de compression triaxiale avec une pression de confinement de 14 MPa en conditions non lubrifiées (F26.2) et lubrifiées avec une protection en latex (F13.2).

Dans le cas non lubrifié, le pic de résistance obtenu est de 255,4 MPa. Dans le cas lubrifié avec une protection en latex, le pic est de 199,7 MPa. Finalement, en compression triaxiale, comme en uniaxial, le frettage change et fait surestimer la valeur du pic. En triaxial, le rapport entre les deux pics correspondants au cas lubrifié et non lubrifié n'est plus de deux, il est plus faible. La différence de pic est moins marquée en compression triaxiale, mais elle existe. Le frettage équivaut donc à un faible confinement qui n'est pas négligeable devant 14 MPa. Toutefois, son influence sur le pic est diminué en la présence de cette pression de confinement.
Par les cercles de Mohr, nous pouvons estimer la contrainte au pic pour une pression de confinement donnée. Pour une roche de porosité 15 %, on a par interpolation linéaire $\sigma_{pic} = 7\sigma_c + 95.4$, σ_c représentant la pression de confinement.
Pour $\sigma_c = 14 + 4 = 18$ MPa, on estime donc le pic pour un essai lubrifié à $\sigma_{pic} = 234.26$ MPa. Rappelons que la contrainte au pic pour un essai non lubrifié sous pression de confinement de 14 MPa est de $\sigma_{pic} = 255.4$ MPa.
Comme dans le cas d'une compression simple, le faible confinement exercée par le frettage au niveau de l'interface équivaut donc approximativement à un confinement supplémentaire de 4 MPa. En conclusion, un essai de compression triaxiale avec lubrification et un confinement de 4 MPa présente une contrainte de pic quasiment identique à celle d'un essai de compression simple fretté.

III.3.4.6.2.D/ *Essais avec une autre presse*

Des essais similaires aux précédents ont été réalisé avec une autre presse. Ces essais ont été contrôlés avec un paramètre d'asservissement différent (le contrôle est en force et non pas en déplacement) et avec une vitesse de contrôle différente (chargement effectué à 0.1 KN/s).

Conditions d'interface	Valeurs obtenues du pic de résistance pour cette « autre » presse (MPa) (un essai pour chaque condition d'interface)	Moyenne du pic de résistance (MPa) Rappel des valeurs obtenues précédemment
lubrifié avec latex	47,2	50,7
lubrifié sans protection	38,8	40,9
non lubrifié	113,1	104,6

Avec une presse différente et donc avec des plateaux de chargement différents, on obtient des valeurs de pic du même ordre. On constate toujours pour le cas lubrifié directement sans protection des valeurs de pic plus faibles que celles correspondant au cas lubrifié avec une protection en latex. Cette baisse traduit une fragilisation de l'échantillon due à la pénétration du lubrifiant, ce qui met bien en évidence la nécessité d'utiliser une protection imperméabilisante.
Finalement, les résultats obtenus correspondant aux valeurs de pics de résistance sont indépendants des conditions d'essais, des conditions de pilotage de la presse et plus précisément du paramètre de contrôle de la presse.

III.3.4.6.2.E/ *Résultats obtenus dans la littérature*

Notons que l'effet sensible du frottement à l'interface sur le pic de résistance a souvent été constaté (Hawke et Mellor, 1970 ; Labuz et Bridell, 1993 ; Pellegrino, 1995).
Meikle et Holland (1965, cités par Vutukuri et al., 1974) ont déterminé le COF entre des échantillons de charbon et des faces rectifiées de plateaux en acier à trois niveaux de conditions d'interface (figure 3.3.68).

Figure 3.3.68 : COF entre des échantillons de charbon et des faces rectifiées de plateaux en acier à trois niveaux de conditions d'interface. (d'après Meikle et Holland, 1965).

Les coefficients ont été obtenus en déterminant la force tangentielle nécessaire pour déplacer les échantillons normalement chargés dans la surface plane du plateau. Ils correspondent à l'équation $\sigma_c = c\ (d / h\ )^n$. Les valeurs de c et de n pour les trois niveaux de frottement sont: pour le cas non lubrifié (c = 5193, n = 0.66), pour le cas du graphite lubrifié (c = 4229, n = 0.54) et pour le cas de la graisse graphite lubrifiée (c = 3415, n = 0.61) (figure 3.3.69).

Figure 3.3.69 : A gauche : relations entre l'élancement et le pic de résistance en compression obtenues pour différentes conditions d'interface. (d'après Meikle et Holland, 1965). A droite : les valeurs de c sont tracées en fonction des COF. (d'après Holland et Olsen, 1968).

Holland et Olsen (1968, cités par Vutukuri et al., 1974) ont présenté les résultats de leurs études sur les COF entre le charbon et le grès, le calcaire, l'argile sous condition sec et saturé.
Le COF moyen pour tous les tests secs est de 0,47 et pour les tests saturés de 0,43.
Par ailleurs, Znanski (1954, cité par Vutukuri et al., 1974) a réalisé des tests de compression sur des échantillons d'argile d'élancement 2 avec et sans frottement aux extrémités. Il a trouvé que la résistance en compression avec frottement est de 107 MPa et sans frottement de 50 MPa. L'influence des plateaux a également été prouvée par Brown (1974, cité par Santarelli, 1987) qui montra que l'utilisation de système à peignes réduit la résistance maximum. Brown (1974) réalisa une étude sur le marbre. Il étudia le rapport entre la résistance maximum mesurée dans le test biaxial et la résistance compressive uniaxiale conventionnelle. Pour un plateau solide, le rapport est de 1,39 et pour un plateau avec système à peigne, le rapport est de 1,19.
Papamichos et al. (1998) ont réalisé des essais de compression triaxiale conventionnels (CTC), d'extension triaxiale (RTE) et de compression biaxiale (en déformation plane) (BC) sur des échantillons de grès rouge de Wildmoor. Le pic de contrainte axiale dans les tests de compression est tracé en fonction de la contrainte de confinement. La contrainte de confinement dans les tests d'extension est tracé en fonction de la contrainte axiale minimale (figure 3.3.70).

Figure 3.3.70 : Comparaison des valeurs obtenues pour les trois différents types de tests. (d'après Papamichos et al., 2000).

Les résultats des tests de compression triaxiale (CTC) et biaxiale (BC) sont sur la même ligne

suggérant que la résistance au cisaillement du grès rouge de Wildmoor est indépendante de la contrainte principale intermédiaire et suit un critère de résistance de type Mohr-Coulomb, ce qui suggère aussi qu'en conditions lubrifiées, les valeurs de résistance obtenues expérimentalement ne correspondent pas seulement à un type de test sur un échantillon donné mais représentent les valeurs de résistance intrinsèques de la roche.
Par ailleurs, Paul et Gangal (1966) affirment que la valeur de résistance à la compression est plus grande dans le cas d'extrémités non lubrifiés. En réalisant des tests sur le calcaire d'Indiana, ils ont obtenu une résistance à la compression de 5417 psi pour les extrémités lubrifiées et de 11285 psi pour les extrémités non lubrifiées.
Peng et Johnson (1972) ont comparé la résistance à la compression ultime d'échantillons cylindriques de granite de Chelmsford pour différentes conditions limites imposées (figure 3.3.71). La résistance ultime du granite de Chelmsford n'est pas constante, elle varie suivant les conditions limites. Les 5 conditions limites sont listées dans un ordre décroissant de résistance atteinte: confinement parfait, contact direct, chargement uniforme, inserts de téflon et inserts de néoprène.

Figure 3.3.71 : Résistance de compression en fonction des conditions limites et des pressions de confinement. (d'après Peng et Johnson, 1972).

On constate que suivant les conditions limites imposées, on peut obtenir pour le cas uniaxial une résistance à la compression qui varie du simple au double. Le rapport de résistance entre le confinement parfait et les inserts de néoprène est de l'ordre de deux pour le cas de compression simple, mais ce rapport tend à diminuer sensiblement quand on augmente la pression de confinement. On peut d'ailleurs remarquer que la résistance à la compression ultime de la roche est fonction de la pression de confinement. Par ailleurs, Peng (1970) a montré que les résistances ultimes de prismes rectangulaires sont plus faibles que celles correspondant aux cylindres circulaires. La géométrie affecte de façon significative la résistance ultime d'échantillons de granite de Chelmsford. Peng et Johnson (1972) ont expliqué qualitativement les différences dans les résistances en compression uniaxiale d'échantillons sujets à des conditions limites de chargement uniforme, d'inserts de téflon et d'inserts de néoprène. Les concentrations de contrainte axiale sont maximales (1.2) pour les inserts en néoprène, intermédiaires (1.1) pour les inserts de téflon et minimales (1.0) pour le chargement uniforme (figure 3.3.72). Les concentrations de contrainte radiale sont également

différentes de façon significative. Elles sont essentiellement nulles pour le chargement uniforme, (-0.04) pour les inserts en téflon, (-0.06) pour les inserts en néoprène. Les valeurs relatives de concentrations de contraintes en compression axiales et radiales développées à l'intérieur des échantillons sont donc en bonne corrélation avec les valeurs relatives de résistances en compression uniaxiale pour ces différentes conditions limites.

Figure 3.3.72 : Valeurs relatives de concentrations de contraintes en compression axiales et radiales développées à l'intérieur des échantillons pour différentes conditions limites. (d'après Peng et Johnson, 1972).

III.3.4.6.2.F/ *Conclusion*

Le frottement entre l'échantillon et les plateaux a une influence notable sur la résistance mécanique apparente des roches cylindriques sous compression. La présence du frottement aux plateaux exerce un léger confinement radial aux extrémités des échantillons et mène par conséquent à une surestimation de la contrainte apparente au pic. La résistance apparente est alors plus importante pour le cas non lubrifié. Quand on applique une pression de confinement, le frettage a un effet moins marqué, mais tout de même présent, sur la résistance de l'échantillon testé. La pression de confinement a tendance à réduire l'influence du frottement. Comme l'expérimentateur dans un essai de compression simple réalisé en conditions non lubrifiées ne contrôle pas l'intensité du frettage, cette dernière peut être plus ou moins importante d'un essai à un autre (et à fortiori d'un laboratoire à un autre), ce qui fait que l'expérimentateur croit à tort réaliser des essais dans les mêmes conditions. Cela peut expliquer la grande dispersion des données de résistance souvent observée dans l'essai de compression simple. Comme la pression de confinement réduit les effets du frettage, la dispersion observée en compression simple tend à disparaître. Ainsi, Bernaix (1969) montra que la dispersion des données de résistance durant les tests triaxiaux qu'il a réalisés tend à disparaître quand de grandes pressions de confinement sont appliquées.

III.3.4.7/ EFFETS DE LA GEOMETRIE DE L'ECHANTILLON

III.3.4.7.1/ Effets de l'élancement

III.3.4.7.1.A/ *Effets du frettage sur l'élancement*

L'élancement représente le rapport longueur / diamètre. A la base, nous avons pensé cibler notre étude sur l'influence de l'élancement sur les propriétés mécaniques de l'échantillon, tant au niveau de la résistance apparente de l'échantillon que de la courbe contrainte-déformation. Il nous apparaît clairement aujourd'hui que les différences observées ne sont pas dues

directement à l'élancement de l'échantillon. Cette dépendance des résultats par rapport à l'élancement cache en fait une influence sensible du frottement à l'interface. Ce n'est pas l'élancement qui modifie les propriétés mécaniques de l'échantillon. C'est le frottement qui, suivant l'élancement, aura une influence plus ou moins marquée sur les résultats obtenus. On est souvent tenté alors de conclure que l'élancement a une influence sur la résistance apparente des échantillons, (Hawkes et Mellor, 1970 ; Labuz et Bridell 1993 ; Pellegrino, 1995), mais cela n'est pas vrai dans l'absolu, on peut considérer tout au plus que c'est un abus de langage. En fait, cette différence observée au niveau des résultats pour les différents élancements n'est pas lié à une dépendance intrinsèque des propriétés de la roche à l'élancement, mais est plutôt une conséquence d'un frettage plus ou moins important à l'interface roche-plateau de chargement. L'idée de base que nous venons de développer est liée étroitement à la notion de test élémentaire représentatif.

D'une façon générale, la résistance au pic de l'échantillon testé en laboratoire est sensé représenter la résistance intrinsèque propre de la roche et ne devrait pas dépendre de l'élancement de l'échantillon testé, pour des valeurs d'élancement pas trop grandes. La courbe effort-déformation doit également être, en principe, inchangée quand on fait varier l'élancement de l'échantillon. Il s'agit pour nous de montrer que, dans le cas où le frottement à l'interface est réduit, les propriétés mécaniques restent inchangées quand on fait varier l'élancement de l'échantillon. Pour prouver cela, nous nous sommes appuyés sur nos propres résultats d'essais, ainsi que sur les résultats expérimentaux que nous avons trouvés dans la littérature.

Par exemple, Jaeger (1973, cité par Paterson, 1978) et Jaeger et Cook (1976) ont montré les effets de l'élancement sur la résistance sous différentes conditions de chargement non-uniforme. Ils ont mis ainsi en évidence que la raison de la dépendance de l'élancement est très clairement liée aux perturbations du champ de contrainte homogène par les effets limites des contraintes de frottement au contact avec les plateaux.

Par ailleurs, dans le passé, les tests de compression étaient faits sur des cylindres avec une longueur égale à leur diamètre, ce qui est le cas par exemple avec le charbon (Evans et Pomeroy, 1958, cités par Jaeger et Cook, 1979). Toutefois, la tendance actuelle recommandée est d'utiliser des cylindres plus longs avec un élancement de 2 ou 3. Par exemple, Ikogou (1990) et Haied (1995) ont utilisé un élancement 2 en conditions frettées et Bésuelle (1999) a utilisé un élancement 2 en conditions lubrifiées.

Cette nouvelle tendance est due au fait que le comportement des échantillons de roche qui sont courts par rapport à leur diamètre est fortement affecté par le contact avec les plateaux de chargement. A ce propos, Filon (1902, cité par Jaeger et Cook, 1979) étudia la distribution de contrainte dans les cylindres avec un élancement de 1 et montra que la concentration de contrainte au contact est d'un rapport de 1,69. Dans le sens de cette remarque, on notera que plus l'échantillon a un faible élancement, plus le frottement à l'interface aura une influence et plus alors la résistance apparente de l'échantillon en compression sera importante et la résistance réelle de la roche surestimée.

Augmenter l'élancement de l'échantillon revient donc à diminuer le rôle du frottement et par conséquent à diminuer la résistance apparente de l'échantillon. Il arrive alors un niveau d'élancement au dessus duquel l'influence du frottement à l'interface devient négligeable.

Augmenter plus l'élancement de l'échantillon ne modifie plus alors la résistance apparente de l'échantillon. Cette dernière reste inchangée (figure 3.3.73).

Figure 3.3.73 : A gauche : tests de compression uniaxiale sur la roche Pietra Leccese. (d'après Pellegrino, Sulem et Barla, 1997). A droite : dépendance de la résistance en compression uniaxiale par rapport à l'élancement d'échantillons de granite de Westerly. (d'après Mogi, 1966).

Finalement, à diamètre constant, plus les échantillons sont élancés, plus leurs valeurs de résistance apparente sont faibles, jusqu'à ce qu'une valeur asymptotique soit atteinte.
Cette conclusion a été confirmée dans de très nombreux tests de laboratoire. Cela est par exemple couramment observé dans les tests de compression uniaxiale où les plateaux ont un diamètre plus grand que celui de l'échantillon et où aucune technique anti-frettage n'est utilisée. (Obert, Windes et Duvall, 1946 ; Hobbs, 1964a ; Herel, 1966 ; Mogi, 1966a ; Bordia, 1971 ; Green et Perkins, 1972 ; Starfield et Wawersik, 1972 ; Dhir et Sangha, 1973, cités par Paterson, 1978 ; Hawkes et Mellor, 1970).
Sulem (1992) a observé que les échantillons élancés (h/d =2) ont un pic de contrainte plus petit sous compression uniaxiale que les échantillons courts (h/d=1). Il explique cela par la mise en tonneau des échantillons élancés.
Vicat (1833) avait déjà remarqué la dépendance de la résistance en compression par rapport à l'élancement. Je cite: « quand on éprouve jusqu'à écrasement une série de prismes rectangulaires dont les hauteurs surpassent de plus en plus la hauteur cubique, on remarque, selon la contexture intime de la matière, ou une permanence, ou un décroissement, quoique faible, dans le chiffre qui mesure la puissance employée. (...). Mais dans ce dernier cas même, la résistance ne décroît pas indéfiniment, il est un terme où elle devient indépendante de la hauteur du prisme ». Vicat (1834) affirme également: « Gauthey et Rondelet (...) disent avoir remarqué (...) qu'à base égale la hauteur des solides influe beaucoup sur leur force ».
Vutukuri et al. (1974) affirment que la résistance de compression baisse rapidement avec l'augmentation de l'élancement et que pour un rapport plus important de l'élancement, la réduction de la résistance est plus petite. Vutukuri cite de nombreux auteurs dont (Grosvenor, 1963 ; Hobbs, 1964b ; Lama, 1966).
Par ailleurs, de nombreux auteurs ont donné des relations empiriques entre la résistance et l'élancement :
Obert et al. (1946) ont trouvé que la résistance uniaxiale des cylindres de roche varie comme suit: $C_0 = C_1\ [0.778 + 0.222\ d/h]$ avec C_1 est la valeur de la résistance pour d/h = 1. Ce qui indique bien que la résistance décroît quand la longueur augmente en relation avec le diamètre.
Bunting (1911, cité par Vutukuri et al., 1974) sur des échantillons d'anthracite donna la relation suivante: $\sigma_c = 700 + 300(\frac{d}{h})$.
Beckman (1963, cité par Vutukuri et al., 1974), après des tests sur des échantillons de potasse avec un élancement de 0.5, 1, 2 et 4, a donné la relation suivante: $\sigma_c = a(\frac{d}{h})^b + c$ avec a,b et c des constantes et b compris entre 1 et 2.
Steart (1954, cité par Vutukuri et al., 1974) sur des échantillons de charbon: $\sigma_c = \frac{C\sqrt{d}}{h}$.
Holland (1964) sur des échantillons de charbon: $\sigma_c = k\sqrt{(d/h)}$ avec k constante.
Lama (1966) sur des échantillons de charbon, sur des prismes avec un élancement allant de 0.5 à 3: $\sigma_c \infty (\frac{h}{d})^n$.
A.S.T.M standards (1942, cité par Vutukuri et al., 1974) pour les tests de compression sur des roches naturelles suggère l'équation suivante:

$\sigma_{c1} = \frac{\sigma^c}{0.778 + \frac{0.222}{(h/d)}}$ avec σ_{c1} représente la résistance à la compression pour les échantillons d'élancement 1 et σ_c représente la résistance à la compression pour les échantillons

d'élancement supérieur à 1.
Protodyakonov (1969, cité par Vutukuri et al., 1974) a recommandé d'utiliser la formule suivante:

$\sigma_{c2} = \dfrac{8\sigma^c}{7+\dfrac{2d}{h}}$ avec σ_{c2} représente la résistance à la compression d'échantillon standard d'élancement 2 et σ_c représente la résistance à la compression mesurée.
Toutes ces relations indiquent bien que plus l'échantillon a un faible élancement, plus la résistance apparente de l'échantillon en compression sera importante.

Figure 3.3.74 : Effet de l'élancement sur les courbes contrainte-déformation obtenues dans les tests de compression uniaxiale réalisés sur le marbre de Wombeyan en condition frettées (b) et anti-frettées avec un système à peigne (a) pour des échantillons de différents élancements. (d'après Brown et Gonano, 1974).

Brown et Gonano (1974, cités par Brady et Brown, 1985) ont réalisé des tests de compression uniaxiale sur le marbre de Wombeyan en condition frettées et anti-frettées avec un système à peigne pour des échantillons de différents élancements (figure 3.3.74). Quand les échantillons de diamètre 51 mm sont chargés directement par des plateaux d'acier de même diamètre, la résistance à la compression uniaxiale mesurée augmente quand l'élancement décroît et la forme de la courbe contrainte-déformation post-pic change. Quand les tests sont répétés avec des plateaux anti-frettés avec un système à peigne, la déformation latérale des échantillons n'est pas inhibée, les courbes de contraintes-déformations obtenues sont similaires pour tous les élancements allant de 0.5 à 3. La valeur de pic de résistance obtenue est également la même quel que soit l'élancement testé. Ce qui montre bien que dans le cas où le frettage à l'interface est sensiblement réduit, les résultats obtenus tant au niveau de la courbe contrainte-déformation qu'au niveau de la résistance apparente sont indépendants de l'élancement de l'échantillon testé et reflétant des propriétés intrinsèques de la roche. Les essais réalisés sont bien des tests élémentaires représentatifs.
Par ailleurs, Kartashov et al. (1970, cités par Vutukuri et al., 1974) ont réalisé des tests sur du marbre et du grès pour différentes élancements et pour trois différentes conditions d'interface, soit un contact direct, soit du papier imprégné d'huile de paraffine, soit des inserts assurant un chargement uniforme de l'échantillon. La résistance pour le cas des extrémités lubrifiés avec la paraffine augmente avec l'élancement (courbe 3 de la figure 3.3.75 à gauche et au centre).

Ce qui, à notre avis, est dû à la pénétration du lubrifiant qui fragilise l'échantillon. Cette pénétration, non pas dans l'absolu, mais en terme relatif par rapport à la hauteur totale de l'échantillon, est d'autant plus importante que l'élancement est faible. Ce qui fait que plus l'échantillon a un faible élancement, plus l'échantillon est fragilisé à cause de la paraffine et plus donc la résistance est faible. Par ailleurs, Kartashov et al. (1970) ont observé que dans le cas d'un contact direct roche-plateau de la presse, la résistance décroît avec l'élancement (courbe 1 de la figure 3.3.75 à gauche et au centre). Cela est bien évidemment dû au frettage aux extrémités de l'échantillon. Dans le cas où les inserts sont utilisés (courbe 2 de la figure 3.3.75 à gauche et au centre), la résistance est constante dans la gamme de l'élancement allant de 0.5 à 2.5 - 3. En fait, les inserts permettent d'obtenir une déformation homogène uniforme de l'échantillon, sans frottement aux extrémités. Les essais réalisés sont alors des tests élémentaires représentatifs.

Figure 3.3.75 : A gauche : relation entre la résistance compressive et l'élancement pour le marbre. Au centre : relation entre la résistance compressive et l'élancement pour le grès. (d'après Kartashov et al., 1970). A droite : relation entre la résistance compressive apparente sous différentes pressions de confinement et l'élancement d'échantillons cylindriques de dolomite de Dunham. La résistance relative est recalculée par rapport à la résistance correspondant à l'élancement 2,5. (d'après Mogi, 1966).

Ces résultats indiquent que pour le marbre, la résistance d'un élancement égal à 3 (extrapolation de la courbe 1) représente la résistance obtenue dans les tests chargés uniformément. Pour le grès, ce rapport est de 1,7.
Par ailleurs, nous avons déjà signalé plus loin que les effets de contact tendent à disparaître quand on augmente la pression de confinement. Mogi (1966) était arrivé, parmi d'autres, à cette conclusion. Mogi (1966) étudia l'effet de l'élancement sur la résistance en compression triaxiale (figure 3.3.75 à droite). On peut constater que la résistance à la rupture est très affectée par l'élancement de l'échantillon cylindrique et cela particulièrement pour les faibles valeurs d'élancement. Ce qui montre l'influence du frettage plus important pour les faibles élancements. Mais sous grandes pressions de confinement, la résistance à la rupture devient indépendante de l'élancement. Les résultats montrent que les effets de contact des échantillons de dolomite reliés aux pièces d'extrémités en acier par de la colle époxy sont négligeables pour des pressions de confinement supérieures à quelques centaines de bars, c'est à dire à quelques dizaines de MPa. Ce qui confirme le fait que dans un essai où les effets de contacts sont réduits, l'élancement n'a plus d'influence sur la résistance apparente. L'essai réalisé est bien un test élémentaire représentatif.
Par ailleurs, Bésuelle (1999) a réalisé des essais uniaxiaux en conditions lubrifiées avec l'acide stéarique sur des échantillons de grès des Vosges d'élancement 1 et 2. Il a constaté qu'à l'approche du pic, les échantillons courts (h/d = 1) divergent des échantillons longs (h/d = 2). La courbe correspondant à l'élancement 1 montre une dilatance axiale (figure 3.3.76).

Figure 3.3.76 : Dilatance axiale observée pour les échantillons de h/d = 1 de grès des Vosges. (d'après Bésuelle, 1999).

Selon Bésuelle (1999), ce phénomène est uniquement un effet de la mesure locale du fait des crochets de fixation des capteurs internes de déformation axiale qu'il a développé et ne représente pas un éventuel comportement d'échantillon. Nous pensons également que ce « retour en arrière » au niveau des courbes correspondant aux échantillons d'élancement 1 ne représente pas un comportement intrinsèque de la roche. Mais, de notre point de vue, ce retour en arrière de la courbe reflète plutôt le fait que malgré l'utilisation d'un lubrifiant efficace comme l'acide stéarique, il reste un frottement résiduel qui a un effet non négligeable pour les faibles élancements. A ce propos, Bésuelle (1999) a lui-même constaté qu'en terme de pic de contrainte, les échantillons courts d'élancement égal à 1 se montrent systématiquement plus

résistants au pic que les échantillons longs d'élancement égale à 2. D'ailleurs, pour expliquer le fait qu'un faible élancement a tendance à augmenter la résistance de l'échantillon, Bésuelle évoque également le problème du frottement à l'interface. Comme il le dit lui-même, le frottement latérale de l'échantillon à ses extrémités, malgré le dispositif de lubrification, a tendance à créer un effet de surconfinement latéral induit supplémentaire dans une zone avoisinante. Cette zone a d'autant plus d'influence que l'échantillon est faiblement élancé. Ce qui explique cette hausse de résistance.
Par ailleurs, Papamichos et al. (1998) ont réalisé des tests de compression uniaxiale sur des échantillons saturés de grès rouge de Wildmoor, ils ont obtenu que les échantillons d'élancement 1 ont une résistance en compression uniaxiale de 11.4 MPa, les échantillons d'élancement 2 ont une résistance de 9.5 MPa. Les échantillons d'élancement 1 ont donc une résistance de 20% supérieure à celles des échantillons d'élancement 2.
Dans notre programme d'essais, nous avons testé en conditions non lubrifiées des échantillons d'élancements variables. Le rapport hauteur / diamètre de l'éprouvette varient de 1, 1.5 à 2.

Elancement	Confinement (MPa)	Conditions d'interface	Moyenne du pic de résistance (MPa)
2	0	non lubrifié	107,4
1,5	0	non lubrifié	104,6
1	0	non lubrifié	114,6

Sur les essais réalisés en conditions non lubrifiées, la moyenne de pic de résistance en compression simple pour les essais réalisés sur un échantillon d'élancement 1,5 est de 104,6 MPa. La moyenne sur les échantillons d'élancement 2 est de 107,4 MPa. On n'observe donc pas de différence significative entre les deux élancements 1,5 et 2. En revanche, la moyenne de pic sur les échantillons d'élancement 1 est de 114,6 MPa. Cette valeur correspondant à l'élancement 1 est donc supérieure à celles correspondant à l'élancement 1,5 et 2.
Le frottement au niveau du contact échantillon-plateau a donc un effet plus sensible pour les échantillons de faibles élancements.
Au niveau de la réponse des jauges de déformations radiales et axiales correspondant à des essais réalisés en conditions lubrifiées sur des échantillons d'élancement 1, on a constaté, comme Bésuelle, un problème de « retour en arrière » au niveau des courbes de déformation (figure 3.3.77). Notons que ce phénomène est fréquemment observé. On a constaté également une non-uniformité des courbes obtenues par les différentes jauges de déformation disposées tout autour de l'échantillon. On a pu vérifier que même une rectification des plus rigoureuses ne résout pas ce problème. Il faut souligner ici que les défauts de rectification de l'échantillon ont une influence plus marquée pour les échantillons de faibles élancements (h/d = 1).

Figure 3.3.77 : Problème de « retour en arrière » au niveau de la réponse des jauges de déformations radiales et axiales correspondant à des essais réalisés en conditions lubrifiées sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 1.

En comparant la réponse des jauges de déformations axiales pour les essais en conditions non lubrifiées réalisés sur des échantillons d'élancement 1, 1.5 et 2, on n'observe pas de différences significatives entre les élancements 1,5 et 2. En revanche, l'élancement 1 présente un module élastique sécant apparent plus fort (figure 3.3.78). Le frettage exerce donc un effet de confinement très important pour cet élancement. On arrive donc à cette conclusion, donnée par Pellegrino (1995) à partir de ses essais, que plus l'élancement est faible, plus les modules sont forts dû à l'effet de confinement exercé par le frettage. On arrive également à la

conclusion que la lubrification n'est pas totalement efficace. On note en effet la persistance d'un frottement résiduel à l'interface roche-plateau dont l'effet est plus prononcé pour un élancement faible de l'échantillon (h/d = 1).

Figure 3.3.78 : Comparaison de la réponse des jauges de déformations axiales pour les essais en conditions non lubrifiées réalisés sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 1, 1.5 et 2.

En conclusion, plus l'élancement de l'échantillon est faible, plus le frottement à l'interface ainsi que les défauts liés à la rectification ont un rôle important.
Papamichos et al. (1998) et Vardoulakis et Sulem (1993) avaient recommandé de réaliser les tests de compression avec lubrifiant sur des échantillons courts d'élancement 1. Toutefois, à cause de ces problèmes de conditions limites, cités plus haut, on choisit d'abandonner définitivement l'élancement 1 dans notre choix de l'élancement.
Il est important de noter que même le choix d'un élancement 1 en conditions lubrifiées est préférable à un élancement plus important en conditions non lubrifiées. Le frottement résiduel restant malgré le dispositif de lubrification est sensiblement plus faible que dans le cas d'une interface sans lubrification, même s'il est vrai qu'un élancement plus grand réduit les problèmes de frettage. En accord avec cette remarque, la qualité d'un essai sur sable en géomécanique, au niveau de la lubrification des extrémités de l'échantillon, a pu être établie. Colliat-Dangus, Desrues et Foray (1989, cités par Bésuelle, 1999) ont montré en effet la supériorité des essais d'élancement 1 bien lubrifiés, en terme d'homogénéité d'essai, par comparaison à des essais classiques d'élancement 2 frettés.
On pourrait croire que la résistance en compression simple vraie des échantillons de roche cylindriques peut être déterminée à partir de tests avec un élancement supérieur à 2 où les contraintes dans la portion centrale de l'échantillon sont affectées seulement un peu par le contact avec les plateaux. Cependant, ce n'est pas le cas, l'expérimentation montre que la rupture s'initie toujours au contact avec les plateaux. L'effet de la contrainte latérale est qu'elle initie la rupture au contact entre l'échantillon et le plateau (figure 3.3.79).

Figure 3.3.79 : Initiation de la rupture au contact avec les plateaux. (d'après Jaeger et Cook, 1979).

Dans ce sens, Fairhurst (au 8th symposium de mécanique des roches, 1966) a cité les expériences que Cook a réalisé sur l'influence des contraintes en extrémités. Ce dernier comprima des échantillons cylindriques entre des plateaux en acier de plus grand diamètre que l'échantillon et des plateaux en aluminium de même diamètre que l'échantillon pour être égalisés. Sans exception, affirme-t-il, la rupture a été initiée au niveau des extrémités.

III.3.4.7.1.B/ *Instabilités par flambement*

En comparant la réponse des jauges de déformations radiales correspondant aux essais réalisés en conditions non lubrifiées sur des échantillons d'élancement 1, 1.5 et 2, on observe une forte non-linéarité traduisant une instabilité de la courbe correspondant à l'essai d'élancement 2 (figure 3.3.81). Cette instabilité traduit une mise en tonneau plus prononcée pour l'élancement 2. En effet, la zone directement « concernée » par le frettage ne dépend que des conditions de frettage et de la surface de contact, c'est-à-dire du diamètre de l'échantillon. la taille de cette zone ne dépend pas de l'élancement de l'échantillon.
Plus l'échantillon est élancé, plus grand est le volume du cylindre soumis à un état approximativement uniforme de contrainte uniaxiale et plus l'échantillon tend à se mettre en tonneau. Autrement dit, plus l'élancement est grand, plus la zone « libre » est grande et plus la mise en tonneau est prononcée (figure 3.3.80).

Figure 3.3.80 : Importance de la mise en tonneau par rapport à l'élancement de l'échantillon testé.

Les échantillons de fort élancement montrent donc une sensibilité plus prononcée par rapport aux modes de bifurcations diffuses (barreling ou buckling). En d'autres termes, un phénomène d'instabilité élastique par flambement peut apparaître, provoquée par un choix d'élancement trop grand, par exemple supérieur à 2-3 et qui fait rompre prématurément l'échantillon. (Chau,

1993, cité par Vardoulakis et al., 1998 ; Sulem, 1992 ; Sulem et Vardoulakis, 1990 ; Vardoulakis et Sulem, 1993 ; Pellegrino et al., 1997 ; Vardoulakis et Sulem, 1995).
Finalement, le frottement au niveau du contact roche-plateaux conduit à un coefficient de poisson apparent plus grand pour les échantillons élancés dû à la mise en tonneau de ces derniers. Même si la résistance est quasi-égale entre les deux élancements 1.5 et 2, la courbe contrainte-déformation correspondant aux échantillons d'élancement 1,5 manifeste un comportement plus stable du système.
Ces conclusions présentées pour des essais réalisés en conditions non lubrifiées restent valables également en conditions lubrifiées. En effet, même en conditions lubrifiées, il reste un frottement résiduel au niveau de l'interface.

Figure 3.3.81 : Déformations radiales d'échantillons d'élancement 1, 1.5 et 2 soumis à compression en conditions non lubrifiées. Instabilité des déformations radiales pour un échantillon d'élancement 2. (d'après El Bied et Sulem, 1999).

Notons que le problème de flambement (bulging ou buckling) de l'échantillon testé a déjà été observé pour des échantillons d'élancement 2. En effet, Papamichos et al. (1998) ont testé des échantillons saturés de grès rouge de Wildmoor en conditions lubrifiées. Les échantillons d'élancement 1 montrent une dilatance radiale plus faible que les échantillons d'élancement 2. La relativement grande dilatance radiale dans les échantillons d'élancement 2 est attribuée aux déformations inhomogènes dues au flambement de l'échantillon testé. Par conséquent, Papamichos et al. (1998) ont choisi d'utiliser des échantillons courts d'élancement 1 pour éviter le flambement. Les essais triaxiaux effectués par IKU sur le grès rouge de Wildmoor et modélisés dans la thèse d'Oulahna (1996) ont également été réalisés sur des échantillons d'élancement 1. Dans ce sens également, Vardoulakis et Sulem (1993) ont proposé l'idée d'utiliser des échantillons courts d'élancement 1 à 1,5 et Vardoulakis et al. (1998) ont affirmé que les échantillons courts avec des extrémités lubrifiées sont préférables aux échantillons longs.

III.3.4.7.1.C/ *Choix optimal des conditions limites et de l'élancement*

L'étude présentée met en évidence l'influence des conditions à l'interface roche-plateaux sur l'évaluation du comportement d'une roche et sur le mode de rupture de l'échantillon. Notons que les résultats de cette étude ont été obtenus avec une très bonne répétabilité. L'étude indique que le type de lubrifiant utilisé s'avère efficace. En effet, même s'il n'arrive pas à éliminer totalement le frettage, il améliore considérablement l'homogénéité de la répartition des champs de contrainte et de déformation à l'intérieur du cylindre. De plus, au niveau du choix de l'élancement pour les essais de compression, il faut trouver un compromis satisfaisant entre l'exigence d'éviter les effets de frettage entre les bases de l'élancement et les plateaux de charge et la possibilité d'apparition d'instabilités tel le flambage, due à la perpendicularité imparfaite des bases avec l'axe du cylindre.
Finalement, pour rendre négligeable le frettage, il faudrait utiliser des échantillons longs, alors que pour empêcher le flambage et éviter les effets de colonne, il serait mieux d'employer des cylindres courts. L'homogénéité de l'essai n'est possible qu'avant toute bifurcation, localisée ou diffuse, du matériau de l'échantillon et que si des dispositions expérimentales sont prises. Pour cette homogénéité seulement, le comportement structural de l'échantillon est représentatif du comportement intrinsèque du matériau.
En conclusion, ces remarques nous conduisent à préconiser une configuration d'essai différente de celle indiquée par la SIMR et prévoyant une éprouvette d'élancement 1,5 en conditions d'interface lubrifiées avec une protection imperméabilisante en latex et des plateaux de chargement plus larges que l'échantillon testé. On obtient dans ce cas un

comportement de l'éprouvette plus stable. Les conditions de réalisation des essais de compression triaxiale sont nettement améliorées par l'utilisation d'une lubrification efficace de l'interface et d'un rapport d'élancement de l'échantillon de 1,5.

III.3.4.7.2/ Effets de la forme

Les échantillons testés peuvent être cylindriques, prismatiques ou cubiques, voire même en os de chien. Dans le passé, les tests de compression étaient faits sur des cubes, ce qui est le cas par exemple pour les tests sur le béton. (B.S, 1881, 1952, cité par Jaeger et Cook, 1979).
Toutefois, la tendance actuelle est d'utiliser des cylindres. En effet, les échantillons cylindriques ont un temps de préparation moindre. Tout ce que nous avons affirmé, concernant l'élancement, est valable également pour la forme géométrique de l'échantillon testé. Il ne devrait pas y avoir, en principe, de différences au niveau des propriétés mécaniques si les essais sont réalisés avec un frottement à l'interface réduit. Ces essais sont alors considérés comme étant des tests élémentaires représentatifs. Notons que les essais réalisés sur des échantillons en os de chien représentent, dans la suite de notre exposé, des tests élémentaires représentatifs où le frottement est réduit (en comparaison des essais réalisés sur des échantillons cylindriques en contact direct avec les plateaux de la presse).
Paulding, (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966), dans son étude sur la résistance et les propriétés du granite de Westerly trouva que les échantillons en os de chien donnent des résultats répétables et très proches de ceux de Brace.
Mogi, (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966), utilisa des cylindres droits collés avec de l'époxy à des extrémités en acier, ce qui est sensé donc représenter un frottement très important à l'interface. Il trouva que la résistance décroît quand l'élancement augmente. Au delà d'un élancement de 2 à 2.5, la résistance reste constante et cette résistance est très proche de celle trouvée par Brace et Paulding pour les échantillons en os de chien provenant de la même roche. On montre bien ici qu'au delà d'un certain élancement, le frottement à l'interface devient négligeable et la résistance obtenue pour les essais axisymétriques approche alors la résistance des essais de référence en os de chien où le frottement est réduit.
En accord avec ces conclusions, Fairhurst, (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966), affirme que D^{r} Brace a comparé les valeurs de résistance en compression pour des échantillons de cylindres droits et des échantillons en os de chien, sur la même roche. Ce dernier a trouvé que les résistances en compression sont approximativement les mêmes, mais que les résultats sont plus réguliers pour les échantillons en os de chien. Fairhurst donne comme explication que comme le degré de contrainte de frottement aux extrémités peut varier d'un test à un autre dans la même roche, on peut s'attendre à des résultats plus irréguliers pour les expériences sur cylindres droits et particulièrement, dit-il, pour les cylindres courts, ces derniers étant très influencés par les problèmes de frottement à l'interface.
Une autre remarque dans le sens de cette conclusion: Byerlee, (cité au 8th symposium de mécanique des roches, 1966), trouva que la résistance des échantillons en forme d'os de chien et des cylindres droits du granite de Westerly était la même pour des pressions de confinement plus grandes que 500 bars. Ce qui, de notre point de vue, montre tout simplement qu'à partir d'une certaine pression de confinement, le frottement à l'interface devient négligeable relativement à cette pression. Les résultats obtenus sont alors uniformes, indépendamment de la forme de l'échantillon testé. Dans le cas où aucun système anti-frettage n'est utilisé, l'intensité du frottement à l'interface peut être très importante, ce qui pourrait justifier que la valeur « critique » de la pression de confinement (500 bars d'après Byerlee) soit aussi grande.
Par ailleurs, Vutukuri et al. (1974) ont cité des travaux dans la littérature visant à comparer

des échantillons de forme cylindrique, cubique et prismatique. Selon eux, tous ces résultats sont en contradiction. Nous sommes en mesure maintenant de pouvoir les expliquer sans relever aucune réelle contradiction. Price (1960, cité par Vutukuri et al., 1974) a constaté que les cubes unitaires avaient une plus grande résistance que les cylindres unitaires (rapport 1). D'un autre côté, Grosvenor (1963, cité par Vutukuri et al., 1974) rapporte que la résistance des échantillons cylindriques est toujours plus grande que celle des prismes carrés pour un rapport hauteur / diamètre (épaisseur) près de 1 et plus faible pour des rapports d'élancement près de 1,5. De notre point de vue, comme les rapports (1 et 1,5) sont faibles, le frottement à l'interface a une influence non négligeable. Comme le fait remarquer Fairhurst, comme on ne contrôle pas le frettage aux extrémités, le degré de contrainte de frottement peut varier d'un test à un autre dans la même roche. Cela est vrai pour des échantillons de même forme géométrique et cela est encore plus vrai quand la forme de l'échantillon diffère. D'ailleurs, l'intensité du frottement diffère également quand on fait varier la forme géométrique de la surface de contact. On devrait donc logiquement obtenir que la forme de l'échantillon n'a pas d'effet sur sa résistance à partir d'un certain rapport d'élancement. C'est ce que montra Grosvenor (1963). Ce dernier a obtenu pour les échantillons prismatiques et les échantillons cylindriques des valeurs de résistances identiques pour un rapport de 2.

Notons que Alekseev et al. (1970, cités par Vutukuri et al., 1974) ont comparé les résultats de tests sur 11 cubes et 11 cylindres d'argillite avec un rapport 1. Ces résultats montrent que la forme de l'échantillon n'a pas d'effet sur sa résistance, malgré le faible rapport des échantillons testés.
Par ailleurs, Byerlee (1967, cité par Vutukuri et al., 1974) utilisa 2 configurations d'échantillons pour mesurer la résistance à la rupture de granite sous confinement, un cylindre droit de 1.58 cm de diamètre et 3.8 cm de longueur et un autre cylindre de 1.58 cm en diamètre et 5.08 cm de longueur, mais avec une section centrale réduite à un diamètre de 1.11 cm. Les cercles ouverts sont les résultats d'échantillons avec une section centrale réduite. On peut constater qu'il n'y a pas d'effet sensible du aux différences dans la configuration des échantillons (figure 3.3.82).

Figure 3.3.82 : Contrainte axiale au pic σ_1 de la roche de granite tracée en fonction de la pression de confinement σ_3. Les cercles ouverts sont les résultats d'échantillons avec une section centrale réduite. (d'après Byerlee, 1967).

III.3.4.7.3/ Effets de taille ou d'échelle

L'effet de taille implique une dépendance du comportement en la dimension $\underline{a}$ de l'échantillon testé. L'évaluation de l'effet de taille est à la fois importante et délicate parce qu'on extrapole les études de laboratoire sur des petits échantillons aux applications géologiques et d'ingénierie où le volume de la roche peut avoir des dimensions de plusieurs dizaines de mètres ou plus. L'échelle dans les deux cas n'est pas du tout la même. Par conséquent, il est essentiel de comparer les tests de laboratoire et situ. Les deux sont importants pour comprendre même empiriquement l'effet de taille sur les propriétés mécaniques. Notons qu'il faut utiliser une forme standard d'échantillon en laboratoire pour que les effets de taille soient considérés comme seuls responsables dans les variations des propriétés mécaniques. Des effets de taille marqués ont été notés pour un nombre de propriétés mécaniques, modules thermo-élastiques, frottement, résistance à la compression uniaxiale. (Heuze, 1980, cité par Brace, 1981).
Des échantillons avec une dimension $\underline{a}$ allant jusqu'à deux mètres ont été étudiés pour des roches tendres, mais comme le fait remarquer Brace (1981), les roches dures n'ont pas été testées dans cette gamme de taille. A cause du manque de tests, leur effet de taille reste

inconnue.
Pour les roches tendres, l'effet de taille sur les propriétés thermo-élastiques est également très peu compris. Il y a quelques indications que le module élastique des roches intactes non fissurées change peu avec la dimension $\underline{a}$.
Le module élastique est très peu dépendant de la taille de l'échantillon, même pour des tailles d'échantillons allant jusqu'à un mètre. (Pratt et al., 1972 ; Bieniawski et Van Heerden, 1975, cités par Brace, 1981). Cependant, dans les roches fissurées, ce n'est certainement pas le cas (Heuze, 1980). Le module peut être très réduit à faibles niveaux de contrainte quand $\underline{a}$ varie de quelques centimètres à quelques mètres. (Pratt et al., 1972). Il y a des indications similaires pour les mesures thermo-élastiques obtenues par Hood et al. (1979, cités par Brace, 1981).
Selon Brace (1981), les échantillons fissurés peuvent être 5 à 10 fois plus souple que des petits échantillons intacts. Selon Brace, le frottement est également dépendant de la taille.
Notons que Sulem et Vardoulakis (1990), en considérant le modèle de plasticité de Cosserat et l'existence d'une longueur interne l (longueur de grains), ont montré un effet de taille de l'échantillon sur la contrainte de bifurcation (figure 3.3.83).

Figure 3.3.83 : A gauche : effet de la longueur interne sur la stabilité de l'échantillon. Effet de taille dans l'essai de compression triaxiale. A droite : effet de l'élancement sur la stabilité de l'échantillon. (Sulem et Vardoulakis, 1990).

Par ailleurs, la résistance mesurée dépend de la taille ou volume de l'échantillon. (Vutukuri et al., 1974 ; Paterson, 1978 ; Brown, 1971 ; Brace, 1981). Comme le note Paterson et Brown, la dépendance est bien connue dans le cas du verre ou des métaux fragiles où la résistance décroît quand le volume de l'échantillon augmente.
L'explication la plus communément acceptée est la théorie statistique du lien le plus faible avancée par Weibull (1939, cité par Santarelli, 1987). Pour les roches, ce phénomène est plus complexe. En fait, l'effet de taille sur la résistance inconfinée a été largement étudié. Quelques résultats ont été réunis dans la figure ci-dessous par Pratt et al. (1972) (figure 3.3.84).

Figure 3.3.84 : Résistance à la rupture de roches en fonction de la taille des échantillons. (d'après Pratt et al., 1972).

Une gamme de taille d'échantillon allant jusqu'à un facteur de 10 a été reportée pour des roches tendres. Un résultats important, montré dans cette figure, est la résistance minimum observée à partir de $\underline{a} = 1$ mètre. La résistance décroît sensiblement quand la taille de l'échantillon augmente.
Quand la taille atteint environ 1 mètre et pour des tailles plus grandes, la résistance semble rester constante. L'effet de taille est trouvée négligeable après une certaine valeur. De nombreux chercheurs sont également arrivés à la conclusion que la résistance à la compression uniaxiale des échantillons décroît quand on augmente leur taille ou volume.

(Burchartz et Saenger, 1931, cité par Paterson, 1978 ; Lundborg, 1967, cité par Santarelli, 1987 ; Skinner, 1959 ; Burkartz et Kreuger, 1968, cités par Vutukuri et al., 1974 ; Bieniawski, 1968a).
Mogi (1962, cité par Vutukuri et al., 1974) testa des prismes de marbre avec une hauteur / épaisseur de 2 et des hauteurs de 4 à 20 cm. Il interpola ces résultats de cette façon:
$\sigma_c = \sigma_{co}\, d^{-0.092}$.
Gaddy (1956, cité par Vutukuri et al., 1974) testa des petits cubes de charbon de 5 à 23 cm : $\sigma_{c1} = c/d^{0.5}$ avec d représentant l'arête, la dimension et c est une constante.
Evans et Pomeroy (1966, cités par Vutukuri et al., 1974) ont testé deux types de charbon d'échantillons cubiques: $\sigma_{c1} \propto d^{-0.32 \pm 0.02}$ et $\sigma_{c1} \propto d^{-0.17 \pm 0.02}$ avec d représentant la dimension, l'arête du cube.
D'autres types de distribution ont également été considérés. La théorie de Weibull (1939, 1951 et 1952, cité par Paterson, 1978) prédit une contrainte de rupture proportionnelle à $V^{-1/\beta}$ où V est le volume et β est une constante.
β est considérée comme une propriété matérielle. Par exemple, Lundborg (1967) étudia la relation résistance-taille de granite pour les tests de compression et les tests brésiliens, utilisant des échantillons cylindriques de hauteur égal au diamètre et trouva que la résistance décroît quand on augmente la taille. Les valeurs de Lundborg sont $\beta = 12$ pour le test de compression, $\beta = 6$ pour les tests brésiliens, ce qui veut dire que la méthode de test affecte aussi la valeur.
On peut citer encore d'autres types de distribution:
$(\log V)^{-1/\alpha}$ avec α constante (Epstein, 1948, cité par Paterson, 1978).
-log V (Kostak et Bielenstein, 1971, cités par Paterson, 1978).
Brady (1969, cité par Paterson, 1978) a proposé une théorie statistique basée sur la prolifération des microfissures et suppose que la rupture se produit quand la déformation volumique due à la microfissuration atteint une valeur critique.

Figure 3.3.85 : Effet de taille typique pour les tests brésiliens sur un grès de Darley Dale. La quantité d'effet de taille peut évidemment varier pour d'autres roches. (Brook, ?).

Par ailleurs, Brown (1971) a également rapporté 3 autres types différents de comportement résistance-taille. Les deux derniers sont également cités par Vutukuri et al. (1974).
- La résistance en compression uniaxiale augmente quand le volume augmente (Swolfs, 1983, cité par Santarelli, 1987).
- Hoskins et Horino (1969, cités par Santarelli, 1987) ont étudié l'influence des diamètres d'échantillons (gardant le rapport hauteur / diamètre de 2) sur la résistance en compression de calcaire, marbre, grès, granite et plâtre et sont arrivés à la conclusion que la résistance en compression uniaxiale augmente et puis diminue quand le volume de l'échantillon augmente.
- Hodgson et Cook (1970, cité par Paterson, 1978) ont réalisé des tests de compression sur des cylindres de quartzite et d'argile de diamètre allant jusqu'à 15 cm. Ils ont pris des précautions spéciales pour que les échantillons soient soumis à une compression uniforme. Ils n'ont pas observé d'effet de taille. L'effet de taille est négligeable. Ils ont constaté que la résistance en compression uniaxiale était indépendante du volume de l'échantillon.
Obert et al. (1946) ont réalisé des tests de compression sur des échantillons cylindriques et ont conclu que le diamètre des échantillons cylindriques n'affecte pas de façon significative la résistance.
La table 3.3.86 résume les résultats expérimentaux montrant que pour les gammes de volume d'échantillons étudiées, le rapport de la résistance maximum sur la résistance minimum varie entre 1,01 et 1,42.

Figure 3.3.86 : Effet de taille sur différents roches testées dans des tests uniaxiaux. (vol. range représente la gamme de volumes d'échantillons), (sr représente le rapport de la résistance maximum sur la résistance minimum mesurée dans cette gamme), (dans le cas de l'étude de Hudson et al., 1971, (3) indique le rapport hauteur sur diamètre), (dans le cas de l'étude de Swolfs, 1983, v et h indiquent respectivement les échantillons verticaux et horizontaux. (d'après Santarelli, 1987).

La question maintenant est de savoir quels sont les facteurs qui peuvent produire des effets de taille. On peut citer, si l'on se réfère à notre étude précédente, les problèmes de frottement à l'interface dans les essais de compression. Dans ce sens, Vutukuri et al. (1974) ont fait remarquer que des chercheurs ont expliqué que la variation de la résistance avec la taille est du à la distribution de contrainte non-uniforme dans l'échantillon.
Dans ce sens également, des effets de taille encore plus grands que ceux présentés dans le tableau sont quelques fois rapportés, mais comme le dit Brown (1971), ils sont obtenus durant des tests où les effets de contact ne sont pas traités de façon satisfaisante, particulièrement les tests sur des échantillons cubiques. Cela est montré également par Brown et Gonano (1975).
On peut citer également l'étude de Hodgson et Cook (1970) qui ont réalisé des tests de compression sur des cylindres de quartzite et d'argile de diamètres allant jusqu'à 15 cm. Hodgson et Cook ont pris des précautions spéciales pour que les échantillons soient soumis à une compression uniforme. Ils n'ont pas observée d'effet de taille. Ils ont constaté que la résistance en compression uniaxiale était indépendante du volume de l'échantillon. Dans ce sens, Paterson (1978) affirme que quand la contrainte est homogène, dans l'essai de compression simple par exemple, l'effet de taille est généralement relativement petit. Paterson (1978) cite à ce propos Durelli et Parks (1962) ; Jaeger et Hoskins (1966).
La question centrale reste maintenant de savoir si un effet de taille est observée ou non dans des conditions d'essais où le frottement à l'interface est réduit. Autrement dit, est-ce que la notion de test élémentaire représentatif est toujours appropriée?
Si oui, alors, dans le cas de tests réalisés en conditions anti-frettées, les propriétés mécaniques de l'échantillon testé devraient être indépendantes de sa taille ou volume. Malheureusement, il n'y a pas suffisamment de matière pour pouvoir affirmer l'existence ou non d'un effet de taille significatif sur la valeur de la résistance en compression uniaxiale des roches, dans des tests réalisés sans frottement à l'interface. On peut juste citer un certains nombre de facteurs, autres que la non-uniformité de la distribution de contrainte dans l'échantillon, qui sont rapportés dans la littérature et qui peuvent causer également un effet de taille.
Selon Bernaix (1969), l'effet d'échelle et la dispersion de mesure reflètent l'hétérogénéité des roches. Bernaix a réalisé une série de 152 tests de compression uniaxiale. Les échantillons ont 36 mm de diamètre et un élancement de 2 (figure 3.3.87 en haut à gauche).
Bernaix a expliqué que la dispersion des mesures de résistance qu'il a obtenues est liée au caractère aléatoire de la direction et de la taille des discontinuités. Autrement dit, la dispersion reflète l'aspect aléatoire de l'échantillonnage et du nombre de discontinuités contenues dans l'échantillon, de leurs directions relativement à la force appliquée. Ceci est en accord avec Vutukuri et al. (1974) qui affirment que la direction du chargement par rapport aux plans de faiblesse est un facteur important. Par ailleurs, Bernaix (1969) a réalisé des essais de compression sur des échantillons de gneiss de 10, 36 et 60 mm de diamètre et d'élancement 2 (figure 3.3.87 en haut à droite et en bas).

Figure 3.3.87 : Résistance obtenue lors de tests de compression simple. Effet d'échelle. (d'après Bernaix, 1969).

Il est constaté et c'est un phénomène qui peut être observé dans tous les milieux discontinus, affirme Bernaix, que la résistance des échantillons est une fonction décroissante de la taille de l'échantillon. Selon Bernaix, l'effet d'échelle est lié au fait que plus grande est la taille de l'échantillon, plus grande est la probabilité de rencontrer un défaut majeur, ce qui est en accord avec Vutukuri et al. (1974) qui affirment que la décroissance de la résistance avec une augmentation de la taille est due à la probabilité plus importante, plus grande de défauts dans l'échantillon. Dépendant de la densité des défauts, Vutukuri s'attend aussi que pour des échantillons suffisamment grands, la distribution des défauts ne soit plus affecté par la taille, la résistance ne devrait plus être affectée par une augmentation supplémentaire de la taille. Pour expliquer théoriquement ces phénomènes de dispersion des mesures et d'effet d'échelle, beaucoup d'auteurs se sont référés à la théorie de Weibull où un grand échantillon est vu comme un ensemble de petits échantillons avec une résistance qui peut être étudiée statistiquement (figure 3.3.88). On suppose que les forces appliquées au grand échantillon sont uniformément distribuées dans les échantillons élémentaires et que la rupture du grand échantillon se produit quand la résistance à la rupture du plus faible des éléments a été atteinte, comme une chaîne qui aurait la résistance du maillon le plus faible. Cette hypothèse a souvent été critiquée à cause de l'aspect plus complexe du mécanisme de rupture réel des roches. La loi d'effet d'échelle est de la forme $R_v = aV^{-1/B}$ où a est une constante et R_v est la résistance de l'échantillon de volume V. Bernaix (1969) conclut qu'il est impossible d'interpoler avec précision et certitude une loi mathématique aux résultats des séries de tests de rupture, même si la population qui a été étudiée est considérable. De plus, il est difficile de comparer la loi de Weibull relative à l'effet d'échelle avec l'expérimentation, à cause du grand nombre de tests que cela demande et à cause du manque de connaissance du phénomène qui gouverne la propagation des fissures et la distribution de contraintes dans les milieux discontinus et hétérogènes.

Figure 3.3.88 : Loi de Weibull et résultats expérimentaux. (d'après Bernaix, 1969).

Finalement, plutôt que de chercher une loi générale, Bernaix a comparé l'intensité de la dispersion et l'effet d'échelle pour différentes roches de dimensions variables. Bernaix n'a pas trouvé de loi d'effet d'échelle appropriée reliant la résistance au diamètre mais il a constaté que l'effet d'échelle est d'autant plus intense pour une roche que la dispersion des tests est grande. Un autre facteur cité par Vutukuri qui pourrait influencer la résistance est le défaut ou l'imperfection de surface créé par la coupe de l'échantillon.
Quand l'aire de surface par unité de volume de l'échantillon, pour une forme constante, décroît avec l'augmentation de la taille, on s'attend à ce que la résistance décroît avec la taille. Pour des échantillons suffisamment grands, l'influence devient négligeable.
Brace (1981) cite également un certain nombre de facteurs qui peuvent affecter l'application des résultats obtenus aux masses rocheuses. Des complications liées par exemple aux mesures, à la forme de l'échantillon, aux gradients de contrainte, au degré de fissuration. Tous peuvent différer entre les échantillons petits et grands. Par exemple, la dépendance à la taille ou l'effet d'échelle est notablement plus marquée quand un gradient de contrainte existe, comme dans les tests brésiliens et les tests d'indentation. Un certain nombre des facteurs cités peut produire une fragilisation apparente pour de grandes dimensions *a*.
Par ailleurs, il est souvent supposé que l'effet de taille est moindre à grande pression. (Barton, 1976, cité par Brace, 1981 ; Habib et Bernaix, 1966 ; Habib et Vouille, 1966, cités par Bernaix, 1969 ; Paterson, 1978). Dans ce sens, Bernaix a obtenu que la dispersion considérable dans le champ des faibles contraintes est réduite de façon significative dans les

tests triaxiaux avec la pression de confinement (figure 3.3.89 à gauche).
Habib et Vouille (1966) ont constaté sur le calcaire de Marquise que l'effet d'échelle était très clair dans le cas des tests brésiliens (figure 3.3.89 à droite).

Figure 3.3.89 : A gauche : étude de la dispersion pour les tests triaxiaux. A droite : effet d'échelle sur le calcaire de Marquise. La résistance de traction dans le test de compression diamétrale est donnée en fonction du diamètre de l'échantillon. (d'après Bernaix, 1969).

En revanche, l'effet d'échelle disparaît complètement dans le cas de tests triaxiaux à grandes contraintes de confinement (1000 bars), la résistance des échantillons de 10, 24, 36 et 70 mm devenant strictement constante, comme d'ailleurs la forme des courbes contraintes-déformations (figure 3.3.90).

Figure 3.3.90 : Tests triaxiaux sur le calcaire de Marquise. (d'après Bernaix, 1969).

Dans ce sens également, Habib et Bernaix (1966), basés sur des tests triaxiaux réalisés sur le marbre, affirment que l'application de la pression de confinement réduit l'effet de taille.
En conclusion, l'application d'une pression de confinement réduit tout aussi bien les effets de contact aux extrémités de l'échantillon que les défauts liés à l'aspect aléatoire de l'échantillonnage et aux discontinuités existantes dans l'échantillon, ce qui permet donc, de façon indirecte, de réaliser des tests élémentaires représentatifs sans effets de taille.
En fait, il reste difficile et hasardeux, même dans des conditions d'essais anti-frettées, de parler de « test élémentaire représentatif », sans pousser plus loin que ce qui a été fait dans le passé les investigations sur ce problème crucial qu'est l'effet de taille.
Théoriquement, la taille de l'échantillon devrait être reliée à la taille du grain le plus grand dans la roche par un rapport d'au moins 10:1 pour permettre à un effet de moyenne de se manifester. D'un point de vue pratique, il faut que l'échantillon soit suffisamment grand pour pouvoir placer un nombre suffisant de capteurs de mesures des déformations, mais il est préférable d'avoir une taille d'échantillon pas trop grande et ce pour plusieurs raisons. D'une part, ça permet d'avoir un nombre maximal d'échantillon préparé à partir d'une même roche mère. Ce qui permet d'obtenir des échantillons les plus homogènes possibles entre eux et de réaliser des tests avec une répétabilité optimale. D'autre part, ça permet de réduire au maximum la probabilité d'avoir des fissures plus ou moins importantes à l'intérieur de l'échantillon de roche.
Vutukuri, Lama et Saluja (1974) recommandent pour les tests de compression de tester des échantillons de diamètre 2,2 à 6,6 cm. Le comité SIMR des tests de laboratoires suggère que les cylindres aient un diamètre d'approximativement 54 mm.
Rappelons que l'étude expérimentale présentée ici a été réalisée avec des échantillons de 40 mm de diamètre (voir chap. III.2.1.3.2).

III.4/ EFFET DE LA PRESENCE D'UN FLUIDE INTERSTITIEL

III.4.1/ PRESSION DU FLUIDE INTERSTITIEL

Dans la nature, les roches poreuses peuvent contenir dans leurs pores une phase fluide. Ce fluide peut être de l'eau, de l'air, du gaz ou du pétrole. En laboratoire, la saturation des échantillons de roches permet de comparer les résultats expérimentaux obtenus dans l'étude du comportement du squelette avec ceux obtenus dans l'étude de l'interaction fluide-squelette.
La question étant de savoir si la pression du fluide de pores influence ou non les propriétés mécaniques de la roche. Un des premiers travaux sur la question a été réalisé par Griggs, 1936, cité par Vutukuri et al., 1974). Griggs a réalisé des tests triaxiaux sur des échantillons de roche sans membrane. Dans ces tests, la pression de pore tendait à être égale à la pression de confinement, une rupture de type fragile a été observée à 405,6 MPa de pression de confinement dans le calcaire de Solenhofen et dans le marbre. Pour des grandes pressions de confinement, Griggs observa un écoulement plastique. Ensuite, Griggs (1940) ; Handin et Griggs (1951, cité par Vutukuri et al., 1974) ont testé des échantillons avec jaquette et la plupart des roches ont été testées avec une pression de pore égale à zéro. La comparaison de ces deux types de tests, avec et sans membrane, a mené à la conclusion que l'application de la pression de pore change les propriétés des roches de façon très significative. Le comportement des roches saturées est influencé par la pression interstitielle (Terzaghi, 1945, cité par Cornet, 1977 ; Robinson, 1959 ; Handin et al., 1963 ; Brace et Martin, 1968).
D'une façon générale, l'étude des effets de pression de pores est de grande importance en géologie et en ingénierie. En fait, sur cette question, la littérature est beaucoup plus riche en mécanique des sols. La plupart des idées sur le rôle de la pression de pore ont été initialement développées en mécanique des sols.

III.4.2/ LOI DE CONTRAINTE EFFECTIVE

On introduit le concept de contrainte effective. La contrainte effective est définie, en terme général, comme étant la seule variable de contrainte qui gouverne la réponse mécanique, le comportement du matériau poreux. Les composantes de contrainte macroscopique totale sont définies d'une manière conventionnelle en considérant les forces totales, incluant celles provenant des phases fluides. La contrainte effective est une contrainte macroscopique, qui est dérivée de la contrainte macroscopique totale ou appliquée et de la pression du fluide interstitiel dans les pores du matériau, dite pression de pore.
Le concept de contrainte effective pour milieux poreux a été en premier développé par Karl Terzaghi (1923, 1936, cités par Lade et De Boer, 1997) qui utilisa ce concept pour fournir une base rationnelle pour la compréhension du comportement mécanique des sols saturés.
La formulation de Terzaghi de la loi de contrainte effective est clairement exposée par Skempton (1960, cité par Brady et Brown, 1985), Skempton (1961), Skempton (1954), Robin (1973), Cornet et Fairhurst (1974, cités par Paterson, 1978).
Selon la définition classique de Terzaghi (1923), la notion de contrainte effective consiste à assimiler le milieu poreux saturé à un matériau continu équivalent, composé d'une phase solide et d'une phase fluide (Vardoulakis, 1985 ; Loret et Harireche, 1991), à supposer la pression de pore définie en tout point de ce matériau équivalent et à négliger l'influence de cette pression uniforme. Il en résulte que le comportement mécanique du matériau équivalent est simplement une fonction de la contrainte effective σ'_{ij}. On analyse le comportement des

roches saturées de la même façon que celui des roches sèches en remplaçant la notion de contrainte par celle de contrainte effective. Pour les sols et quelques roches chargés sous des conditions particulières, la contrainte effective conventionnelle σ'_{ij} est définie par :

$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - u\,\delta_{ij}$ où σ_{ij} est la contrainte macroscopique totale, u est la pression de pores et δ_{ij} est le symbole de Kronecker (Lambe et Whitman, 1969, cité par Paterson, 1978 ; Jaeger et Cook, 1976). C'est la définition souvent prise de la contrainte effective.

En fait, des résultats expérimentaux et des arguments théoriques suggèrent que, pour une large gamme de propriétés de matériau et de conditions de tests, dont par exemple le comportement isotrope, la contrainte effective peut être écrite sous la forme $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \alpha u\delta_{ij}$ où α est le coefficient de Biot. α est une constante dépendant des propriétés du matériau et du cas traité.

Les comportements de contraintes principales macroscopiques totales σ_1 , σ_2 , σ_3 dans le critère de rupture sont donc remplacées par les composantes de contraintes principales effectives $\sigma'_1 = \sigma_1 - \alpha u$, $\sigma'_2 = \sigma_2 - \alpha u$ et $\sigma'_3 = \sigma_3 - \alpha u$.

La condition $\alpha = 1$ est référée souvent au dit principe de Terzaghi ou à la loi de contrainte effective dite conventionnelle (Paterson, 1978) ou classique (Cornet, 1977).

La valeur de α peut être différente de l'unité, inférieure à 1 pour les propriétés élastiques, supérieure à 1 pour d'autres propriétés. Par exemple, $\alpha = 1$ pour la perméabilité du grès de Berea (Zoback et Byerlee, 1975, cité par Paterson, 1978). Il se peut que l'on ait des expressions plus compliquées, quand par exemple plus d'un fluide est présent, comme dans les sols et les roches non saturés. Garg et Nur (1973) ont réalisé des essais sur du grès de Weber sec et saturé. Les données des courbes contraintes-déformations correspondantes montrent que la loi de contrainte effective conventionnelle surestime l'effet de la pression de pore. En revanche, Garg et Nur (1973) ont obtenu que la loi de contrainte effective conventionnelle est appropriée pour décrire l'effet du fluide de pore sur la résistance ultime de la roche. Garg et Nur (1973) ont fait remarquer qu'il peut être nécessaire d'avoir deux lois de contrainte effective, une pour décrire la réponse de contrainte-déformation et une pour délimiter la surface de rupture. En fait, il existe un grand nombre de lois de contrainte effective proposées dans la littérature autres que la loi dite conventionnelle. Par exemple, la loi de Biot-Willis-Nur-Byerlee et la loi de Tinc. Ces lois sont décrites en détail dans l'article de Garg et Nur (1973). Notons que la notion de contrainte effective n'est applicable que pour l'étude du comportement global de la roche saturée et qu'elle ne peut, en aucun cas, être confondue avec l'état de contrainte réel dans la matrice solide (Cornet, 1977). Notons également que de nombreux auteurs se sont intéressés à l'influence qu'a le fluide de saturation dans les milieux granulaires saturés sur la localisation des déformations (Rice, 1975 ; Vardoulakis, 1985). Pour étudier la bifurcation d'un sol granulaire saturé par l'eau, Vardoulakis (1985), Loret et Harireche (1991) ont décrit le comportement du squelette en terme de contrainte effective de Terzaghi (1936) par la théorie de l'élastoplasticité pour matériaux sans cohésion, dilatants et frottants. Sulem et Vardoulakis (1989) ont modélisé le comportement d'une roche granulaire saturée, le grès de Doddington. La loi de Darcy généralisée est utilisée pour modéliser le comportement du fluide, le squelette de la roche étant modélisé par la théorie de l'élastoplasticité.

Par ailleurs, il existe, d'un point de vue expérimental, deux types d'essais de compression triaxiale qui peuvent être réalisés sur des échantillons saturés, les essais réalisés en conditions drainées et les essais réalisés en conditions non drainées.

III.4.3/ TESTS DRAINES

III.4.3.1/ DEFINITION

Dans le cas où les pores contenant le fluide sont interconnectés, la pression de pore du fluide peut être changée ou contrôlée en introduisant ou en retirant le fluide. Cela est possible en connectant l'échantillon à une source de pression externe. La plupart des travaux sur les roches ont été réalisés avec une source de pression externe connectée en continu au système de pores de la roche, avec le but de maintenir constante la pression de pore. La pression de pore appliquée est gardée constante à un niveau choisi, ce qui veut dire que la surpression est toujours nulle pendant l'essai. Toutefois, la pression de pore doit toujours être inférieure à la pression de confinement exercée par la cellule. Dans le cas contraire, la membrane est détruite et les deux fluides de confinement utilisés pour la pression de confinement latérale et la pression de pore sont mélangés. Dans ce test, comme l'échantillon est connecté de façon continu au réservoir de fluide de pore, le seul effet de pression de pore peut être le mouvement du fluide à l'intérieur où à l'extérieur de l'échantillon. Ce test est connu en mécanique des sols sous l'appellation de « test drainé ».

III.4.3.2/ MODE OPERATOIRE

Au niveau expérimental, des détails importants sur les aspects de saturation des échantillons, le contrôle de la pression de pore et la mesure de la quantité de fluide entrant et sortant des pores durant le test sont données par Robinson (1959), Heard (1960), Murrell (1965), Donath (1966), Neff (1966), Lane (1970), Heck (1972), Rutter (1972, cités par Paterson, 1978), Heck (1970, cité par Vutukuri et al., 1974), Handin et al. (1970).
Il est recommandé dans l'étude expérimentale de tester l'échantillon en condition saturée. Avant même la mise en place de l'échantillon dans la cellule triaxiale, ce dernier est saturé le plus complètement possible avec de l'eau désaérée. La pré-saturation de l'éprouvette est réalisée par évacuation de l'air par simple immersion de l'échantillon dans le fluide à pression atmosphérique ou sous vide suivant la porosité et la perméabilité de la roche. Cette opération permet de minimiser les difficultés liées à une saturation incomplète. (Neff, 1966 ; Heck, 1972 ; Rutter 1972).
La salle doit être climatisée et maintenue à température constante pour éviter une éventuelle dilatation de l'air entraînant un changement dans la mesure de la surpression interstitielle.
Par ailleurs, il est recommandé de traiter et de mesurer indépendamment les deux variables de contraintes que sont la pression du fluide de pore et la contrainte macroscopique totale.
Le système de fluide de pore doit être isolé du système de confinement. Les échantillons saturés, une fois mis en place dans la cellule, doivent être testés avec une pression de pores contrôlée. Pour que la pression de pore puisse être contrôlée indépendamment, l'échantillon doit être isolé par une membrane et le fluide interstitiel doit être introduit par un générateur de pression externe indépendant. L'appareil utilisé pour générer les pressions de pore est généralement très similaire à celui utilisé pour générer des pressions de confinement.
Souvent, les pressions de pores sont considérablement plus petites que les pressions de confinement. On n'a donc pas toujours besoin d'un générateur aussi puissant que celui utilisé pour la pression de confinement. Cependant , il reste le problème fréquent d'atteindre l'équilibre de la pression de pore à travers l'échantillon quand la perméabilité est faible. La période de temps requise pour obtenir une pression d'équilibre à l'intérieur de l'espace poreux de la roche est d'autant plus longue que la roche a une faible perméabilité. Connecter un système de pompage séparé pour le contrôle de la pression de pore à chacune des deux

extrémités de l'échantillon est une solution souvent proposée pour résoudre ce problème. (Robinson, 1959 ; Murrell, 1965 ; Neff, 1966 ; Heck, 1972).
Il est souvent conseillé également d'interposer une pierre poreuse entre l'échantillon et les plateaux d'extrémités pour avoir une meilleure distribution dans l'accès du fluide de pore à l'échantillon et pour réduire la période de temps requise pour obtenir une pression d'équilibre. Cependant, dans le cas de roches dures, il est difficile de trouver un matériau pour la pierre poreuse qui a en même temps une résistance et une perméabilité adéquates.
Une pression de pore est donc appliquée à l'échantillon au niveau des deux extrémités. Cette pression de pore est appliquée à travers des trous existants dans les plateaux de chargement.
Les pièces en extrémités sont faites de façon à donner accès à un fluide de pores et à permettre le contrôle et la mesure de sa pression. Quand l'échantillon est chargé axialement, avec le système de pression de pore fermé, la pression de pore induite est mesurée.
Avant que le test ne commence, Heck (1970) suggère d'appliquer une contre-pression sur l'échantillon dans l'appareil triaxial pour dissoudre les bulles d'air restantes et obtenir finalement une saturation complète. Si le fluide de pore est injecté sous pression à une extrémité de l'échantillon et si le volume du réservoir connecté à l'autre extrémité de l'échantillon est gardé constante, les pressions aux deux extrémités de l'échantillon atteindra l'équilibre quand l'espace poreux sera complètement saturé. Des capteurs de pression localisés au niveau des deux systèmes de pression de pore sont utilisés pour identifier quand l'équilibre est atteint. La saturation complète peut également être vérifiée en observant l'augmentation incrémentale dans la pression de pore qui se produit comme résultat d'une augmentation correspondante dans la chambre de confinement. Quand les deux sont égales, l'échantillon de roche est complètement saturé.
Notons que l'avantage d'avoir des systèmes de pression de pore contrôlés indépendamment, connectés à chaque extrémité de l'échantillon est que l'appareil de test triaxial peut aussi être utilisé pour des tests de conductivité hydraulique (Elliott,1993).

III.4.3.3/ APPLICABILITE DE LA LOI DE CONTRAINTE EFFECTIVE DE TERZAGHI

En pratique, la loi de contrainte effective de Terzaghi est vérifiée si la contrainte déviatorique à la rupture (résistance au pic) est approximativement la même pour une même pression de confinement effective. Cette dernière étant considérée et calculée comme étant la pression de confinement totale moins la pression de pore ($\alpha = 1$). Notons qu'une part importante des exemples cités ci-dessous a été collectée dans deux ouvrages: (Vutukuri et al., 1974) et (Paterson, 1978). Un grand nombre de travaux expérimentaux (Robinson, 1959 ; Serdengecti et Boozer, 1961 ; Murrel, 1965 ; Dunn et al., 1973 ; Byerlee, 1975 ; Gowd et Rummel, 1977, cités par Paterson, 1978 et Vutukuri et al., 1974 ; Schwartz, 1964 ; Aldrich, 1969, cités par Vutukuri et al., 1974 ; Handin et al., 1963) montre la bonne approximation de la loi de contrainte effective de Terzaghi gouvernant la rupture en cisaillement d'une grande variété de roches, dont le grès, le calcaire, la dolomite et l'argile. Robinson (1959) étudia l'effet de la pression de pore sur des échantillons de calcaire, de grès et d'argile. Il testa des échantillons cylindriques (de 1,91 cm de diamètre et de 3,81 cm de longueur) avec un taux de déformation constant de 0,038 mm/s. Il trouva que la contrainte maximale (yield strength), représentant la contrainte à laquelle une augmentation de la déformation ne produit pas une augmentation en contrainte, augmente quand la pression de pore décroît (figures 3.4.1, 3.4.2).

Figure 3.4.1 : Effet de la pression de confinement sur la contrainte de pic du calcaire, du grès et du marbre.

La contrainte maximale augmente quand la pression de pore décroît. Bonne approximation de la loi de contrainte effective de Terzaghi gouvernant la rupture en cisaillement des roches testées. (d'après Robinson, 1959).

Figure 3.4.2 : A gauche : effet de la pression de confinement sur la contrainte de pic du calcaire d'Indiana. A droite : effet de la pression de pore (donnée en MPa) sur la courbe contrainte-déformation d'un calcaire testé à une pression de confinement constante de 69 MPa. (d'après Robinson, 1959).

A partir de ces essais, il trouva que quand la pression de confinement et la pression de pore sont presque égales, une petite décroissance dans la pression de pore résulte en une grande augmentation de la contrainte de pic. Ces résultats prouvent que la résistance des roches poreuses est une fonction de la pression de confinement effective (qui est égale à la pression de confinement moins la pression de pore). Pour une pression de confinement donnée, quand la pression de pore augmente, la résistance diminue.
Serdengecti et Boozer (1961) ont exécuté de nombreux tests sur différentes roches pour étudier l'effet de la pression de pore sur la résistance triaxiale. Ils ont trouvé que la résistance d'écoulement (yield strength) est une fonction de la pression de confinement effective plutôt que des valeurs absolues de la pression de confinement et de la pression interstitielle.
Handin et al. (1963) ont testé le grès de Berea, le calcaire de Marianna, une dolomite de Hasmark et un argile. En compression triaxiale avec des pressions de confinement externes et des pressions de pores internes allant jusqu'à 200 MPa qui sont appliquées et mesurées indépendamment. Ils ont obtenu que la résistance ultime des roches poreuses dépend de la pression de confinement effective, la différence entre les pressions externes et internes. Quand le fluide de pore est chimiquement inerte, la perméabilité est suffisante pour assurer une pénétration et une distribution de pression uniforme.
La configuration des espaces de pore est telle que la pression interstitielle hydrostatique (neutre) est transmise complètement partout dans le squelette solide. Un résultat typique est donné ci-dessous (figure 3.4.3) :

Figure 3.4.3 : Résistance compressive ultime du grès de Berea à 2 kilobars de pression de confinement, fonction

de la pression de pore et de la pression de confinement effective. (d'après Handin et al., 1963).

Schwartz (1964) étudia l'effet de la pression de pore sur la résistance triaxiale de calcaire et de grès. Le rapport de vide (void ratio) des échantillons de calcaire et de grès est approximativement de 0,2. Ces deux roches sont très poreuses. Les tests ont été réalisé avec des pressions de pores de 6.9 MPa, 29.7 MPa et 34,5 MPa. La contrainte déviatorique maximale (σ_1 - σ_3) est comparée à la résistance moyenne des échantillons secs qui sont confinés avec une pression égale à la différence entre les pressions de pores et de confinement appliqués aux échantillons saturés.
Les résultats indiquent que la résistance des roches poreuses est la même, testé en conditions sec ou saturé, quand on utilise pour la comparaison le concept de la pression de confinement effective (figure 3.4.4 à gauche).
Murrell (1965) étudia également l'influence de la pression de pore sur la contrainte déviatorique à la rupture dans les tests de compression triaxiale à différentes pression de confinement pour un grès de 21% de porosité, montrant une bonne conformité avec la loi de contrainte effective de Terzaghi. Les lignes discontinues correspondent aux lignes de pression effective constante, σ_3 – u (figure 3.4.4 à droite)

Figure 3.4.4 : A gauche : tests de pression de pore pour le grès de Pottsville. (d'après Schwartz, 1964). A droite : influence de la pression de pore sur la contrainte déviatorique à la rupture dans les tests de compression triaxiale à différentes pression de confinement pour un grès de 21% de porosité. (d'après Murrell, 1965).

Aldrich (1969) étudia les effets de la pression de pore dans le grès de Berea déformé à température ambiante et à pression de confinement effective allant de 0 à 55,2 MPa. Mise à part les tests « drainés », plusieurs tests sont également réalisés sur des échantillons secs. Les tests drainés montrent que la théorie de contrainte effective est applicable au grès de Berea et que les échantillons saturés sont approximativement 11% plus faible que les échantillons secs et cela à tous les niveaux de pression (figure 3.4.5).

Figure 3.4.5 : Comparaison de tests drainés sur le grès de Berea à pressions de confinement effectives égales. (d'après Aldrich, 1969).

III.4.3.4/ LIMITES DE LA LOI DE CONTRAINTE EFFECTIVE DE TERZAGHI

La loi de contrainte effective de Terzaghi n'est pas toujours vérifiée. Par exemple, Schwartz (1964) étudia l'effet de la pression de pore sur la résistance triaxiale du granite et du marbre. Le rapport de vide (void ratio) des échantillons de granite et de marbre est

d'approximativement 0,02. Les deux roches sont donc peu poreuses. Les tests ont été réalisé avec des pressions de pores de 6.9 MPa, 20.7 MPa et 34,5 MPa. La contrainte déviatorique maximale (σ_1- σ_3) est comparée à la résistance moyenne des échantillons secs qui sont confinés avec une pression égale à la différence entre les pressions de pores et de confinement appliquées aux échantillons saturés. La résistance de ces roches peu poreuses ne montre pas de corrélation avec la pression de confinement effective.
Brace et Martin (1968, cité par Paterson, 1978 et Vutukuri et al., 1974) ont réalisé des expériences triaxiales sur une variété de roches de faibles porosités, du grès de porosité 2,6 % et du granite de Westerly de porosité 0,7 % à des taux de déformation allant de 10^{-3} à 10^{-7}/ s. Les essais sont réalisés d'une part à pression de pore nulle et 156 MPa de pression de confinement, d'autre part à pression de pore de 156 MPa et 312 MPa de pression de confinement. La pression effective conventionnelle est donc dans les deux cas de 156 Mpa (figure 3.4.6).

Figure 3.4.6 : A gauche : tests de pression de pore pour un granite. (d'après Schwartz, 1964). A droite : étude de l'influence du taux de déformation : essais réalisés d'une part à pression de pore nulle et 156 MPa de pression de confinement, d'autre part à pression de pore de 156 MPa et 312 MPa de pression de confinement. (d'après Brace et Martin, 1968).

Les résultats montrent que quand le taux de déformation est réduit à 10^{-7} s^{-1}, la loi de contrainte effective de Terzaghi est clairement vérifiée. Ce taux de déformation est appelé taux de déformation critique. Les différences apparentes par rapport à la loi de Terzaghi observées à de plus grands taux de déformation sont indépendantes de la nature chimique des fluides (eau, acétone), à condition que les viscosités soient similaires. Dans le cas où l'eau est utilisée comme fluides de pore, le taux de déformation critique est de 10^{-4} s^{-1}. Dans le cas où le silicone est utilisé comme fluide de pore, de viscosité trois fois plus grande, le taux de déformation critique est de 10^{-7} s^{-1} . Pour les échantillons cylindriques de granite de plusieurs centimètres de long, dans le cas où l'eau est utilisée comme fluide de pore, le taux de déformation critique était de 10^{-7} s^{-1}. Dans les expériences à des taux de chargement plus grand que la valeur critique, la roche était 50 % plus résistante qu'à pression nulle. Finalement, la comparaison des résistances à la rupture à différentes pressions de pores révèle que la loi de contrainte effective est vérifiée pour ces roches seulement quand le taux de chargement est inférieur à une valeur critique qui dépend de la perméabilité de la roche, de la viscosité du fluide de pore et de la géométrie de l'échantillon.
En résumé, la loi de contrainte effective de Terzaghi est vérifiée si les propriétés mécaniques importantes (résistance et ductilité) sont fonctions des contraintes effectives conventionnelles. Les propriétés mécaniques et les mécanismes de rupture sont identiques à des pressions effectives similaires. Dans ce cas, une augmentation de la surpression du fluide interstitiel, dite pression de pore, fait diminuer la résistance de rupture et la ductilité. Toutefois, l'effet de la pression de pore dépend de la porosité de l'échantillon , de la viscosité du fluide de pore, de la taille de l'échantillon et du taux de déformation. Le développement des ruptures fragiles ne dépend que de l'état de contrainte (σ - u$\underline{1}$) si la pression interstitielle ne génère pas de concentrations de contraintes (espace de pores entièrement interconnecté, matériau relativement homogène) et ne modifie pas le comportement rhéologique de la matrice solide (évolution d'un comportement fragile vers un comportement ductile) quand la pression hydrostatique augmente (Cornet, 1977).
Le concept de pression effective est valide à condition que:

- L'espace poreux de la roche est connecté.

Cette configuration assure que la pression de pore est transmise complètement à la phase solide.

- Le taux de déformation ou de chargement est plus faible qu'une valeur critique. Lorsqu'il y a création d'espace vide comme par exemple lors de l'initiation et de la propagation de fissures dans une roche, cela nécessite un apport en eau pour maintenir une pression interstitielle constante et homogène (Brace et Martin, 1968), la vitesse de déformation joue alors un rôle important. Le taux de déformation ou de chargement doit être plus faible qu'une valeur critique qui dépend de la perméabilité de la roche, de la viscosité du fluide de pore et de la géométrie de l'échantillon. La roche doit être suffisamment poreuse et perméable.
La perméabilité doit être suffisante pour permettre au fluide interstitielle de pénétrer et de circuler dans l'échantillon, d'entrer et de sortir de la roche durant la déformation pour que la pression de pore reste constante et uniforme partout dans l'échantillon. Pendant que le matériau se déforme, l'espace des pores subit des transformations sur sa répartition dans le matériau et sur son volume général. L'eau qui s'y trouve, si elle n'a pas le temps de circuler du fait par exemple de la faible perméabilité du matériau, peut se trouver en surpression ou sous-pression. Si la roche est peu poreuse et imperméable, même partiellement au fluide, la pression du fluide interstitielle n'est pas uniforme dans l'échantillon, la résistance et les propriétés de rupture peuvent être très différentes.
En fait, il y a des difficultés considérables autant théoriques qu'expérimentales, venant du manque de connaissance sur la nature des fissures et des pores dans les roches.
Dans les roches de faibles porosités, il est extrêmement difficile d'être certain de l'uniformité de la pression dans tout l'échantillon.

- Le fluide interstitiel est inerte relativement aux constituants minéraux de la roche. Les effets de la pression de pore sont alors purement mécaniques.
Boozer et al. (1962, cités par Vutukuri et al., 1974), en plus de l'étude de l'effet de la pression de fluides de pore sur la résistance des roches sous compression triaxiale, ont étudié les effets chimiques des fluides (absorption,etc...). Ils ont observé que les fluides interstitiels chimiquement actifs (eau, acide oléique), à travers des processus physico-chimiques ou autres, indépendants de la pression de pore appliquée, conduisent à une fragilisation de la roche, qui se traduit par une diminution substantielle des résistances en compression des roches par rapport aux valeurs obtenues quand des échantillons similaires saturés avec un fluide inactif sont testés dans les mêmes conditions.
Ballivy et al. (1992, cités par Bésuelle, 1999) mesurent une chute de 15 % sur un granite et de 40 % sur un calcaire, entre l'état sec et l'état saturé, Coquard et Boistelle (1994, cités par Bésuelle, 1999) de 50% sur un plâtre avec 2% de teneur en eau.
Robinson (1967, cité par Vutukuri et al., 1974) a observé que le citrate sodium fait décroître le calcaire de l'Indiana de 110,3 à 82,7 MPa.
Spetzler et al. (1981, cités par Bésuelle, 1999) constate une chute de 30% de la résistance sur un pyrophyllite.
Sulem et al. (1995), Papamichos et al. (2000) ont testé des échantillons de grès rouge de Wildmoor saturés à l'huile de pétrole et à la saumure KCL. Ils ont étudié l'influence du fluide de saturation sur les propriétés mécaniques du grès. La saturation avec des échantillons saturés à l'huile de pétrole n'a pas un effet significatif sur la résistance, l'angle de frottement au pic et la cohésion. En revanche, la saturation de l'échantillon avec 10% de saumure KCL réduit le module élastique de cisaillement. En ce qui concerne les propriétés plastiques, l'angle de frottement mobilisé n'est pas vraiment affecté par la saturation, cependant la cohésion du matériau saturé au KCL diminue sensiblement. La résistance diminue également,

d'approximativement 43 %, à 6.44 MPa. Cela est dû à cette dégradation et à cette baisse de la cohésion, elle-même due à la fragilisation des liens de la sméctite présente dans la structure du grès rouge de Wildmoor. Les liens de sméctite se relâchent par la présence de saumure, ce qui se reflète macroscopiquement dans la dégradation de la cohésion.
Le fluide se trouvant dans les pores de la roche peut donc avoir un effet autant mécanique que chimique. Notons que l'effet mécanique est également considérable dans les roches non-saturées, lorsqu'il existe plusieurs fluides différents en présence comme par exemple en mécanique des roches pétrolières. La formation de ménisques capillaires dans une porosité très fine, entre les deux fluides et le squelette, provoque un phénomène de succion pouvant dépasser le MPa. (Delage et Graham, 1996). Bésuelle (1999) fait remarquer que l'eau peut avoir un effet physico-mécanique. La présence de l'eau autour des cristaux diminue l'énergie libre de surface d'une roche. Elle diminue de ce fait la résistance à la propagation des fissures. (Morlier, 1970, cité par Bésuelle, 1999), tel que le prévoit la théorie de Griffith modifiée.
Par ailleurs, Lade et De Boer (1997) ont montré que le principe de contrainte effective proposé par Terzaghi s'applique bien pour des niveaux de contrainte rencontrées dans la plupart des applications géotechniques, mais des écarts significatifs se produisent quand les contraintes sont très élevées.

III.4.3.5/ TESTS DRAINES SIMULES

III.4.3.5.1/ Principe du test drainé simulé

Rappelons que dans un « vrai » test drainé, une source de pression externe est connectée en continu au système de pores de l'échantillon de roche. Comme l'échantillon est connecté de façon continu au réservoir de fluide de pore, le seul effet de pression de pore peut être le mouvement du fluide à l'intérieur et à l'extérieur de l'échantillon. Dans un « vrai » test drainé, la pression de pore appliquée est maintenue constante à un niveau choisi. On appelle « test drainé simulé » le cas particulier où la constante correspondant à la pression de pore est nulle.
En fait, on choisit que la pression de pore soit maintenue à zéro pour une raison purement pratique. En effet, il n'est nul besoin dans ce cas d'avoir une source de pression externe. Ce qui simplifie le mode opératoire expérimental et facilite la réalisation de l'essai. Si aucune source de pression externe n'est effectivement utilisée et si l'échantillon est saturé de façon incomplète, alors la pression de pore doit rester en principe nulle. On sature donc l'échantillon le plus complètement possible avant de commencer l'essai : l'échantillon de roche est placé avant essai dans une cloche à vide. Une fois que le vide est effectué dans l'enceinte de la cloche, on remplit cette dernière avec de l'eau du robinet ou de préférence de l'eau désaérée. On réeffectue à nouveau le vide dans la cloche. L'échantillon saturé d'eau est ensuite retiré de la cloche et testé. Comme on n'utilise pas de source de pression externe, la saturation de l'échantillon ne peut pas atteindre son niveau optimal, cette dernière reste alors incomplète. Dans ce cas, le fluide peut circuler librement dans l'échantillon et la pression de pore reste nulle pendant tout l'essai. Ce qui fait qu'en accord avec la notion classique de contrainte

effective, on ne doit pas en principe observer de différences au niveau du pic de résistance par rapport au cas d'un échantillon sec. De la même façon, les courbes contraintes-déformations doivent rester inchangées. Dans le cas contraire où le pic obtenu est plus faible et si les facteurs physico-chimiques sont écartés, on doit remettre en cause le principe même de la simulation du test drainé.

III.4.3.5.2/ Evaluation du pourcentage de saturation

On définit le pourcentage de saturation comme suit:

$$\%saturation = \frac{volume\ d'eau\ réel}{volume\ d'eau\ théorique} * 100 = \frac{masse\ d'eau\ réelle}{masse\ d'eau\ théorique} * 100 = \frac{masse\ saturée\ réelle - masse\ sec he}{masse\ saturée\ théorique - masse\ sec he} * 100$$

La masse théorique d'un échantillon d'élancement 1,5 complètement saturé est calculée comme suit:

masse saturée théorique - masse sèche = masse d'eau dans les pores de l'échantillon

$= \rho_{eau} \times$ *volume d'eau dans les pores de l'échantillon*

$= \rho_{eau} \times$ *volume des pores de l'échantillon*

$= \rho_{eau} \times$ [*volume total de l'échantillon - volume de la matière*]

$$= \rho_{eau} \times [\pi\phi^2 \frac{h}{4} - \frac{m_{matière}}{\rho_{matière}}] = \rho_{eau} \times [\pi\phi^2 \frac{h}{4} - \frac{m_{échantillon.sec}}{\rho_{absolue}}].$$

Sachant que la masse volumique de l'eau est de ρ_{eau} = 1 Kg / l = 1 g / cm^3 , le diamètre de l'échantillon est de ϕ = 4 cm, la hauteur est de h = 6 cm et la masse volumique absolue de l'échantillon est de ρ_{abs} = 2.65 g/cm^3 , on calcule alors la masse théorique d'un échantillon complètement saturé:

masse théorique d'un échantillon saturé (g) = [*masse sèche* (g) × 0.62] + 75.36 (g)

III.4.3.5.3/ Techniques de saturation

Pour les tests de vitesse de saturation, on a utilisé des échantillons d'élancement 1,5.

Pour des échantillons de porosité comprise entre 14 et 15 %, la saturation sans avoir recours à une cloche à vide mène le premier jour à un pourcentage de saturation d'environ 55 %. Pour des échantillons de porosité comprise entre 21 et 22 %, la saturation à l'air libre mène le premier jour à un pourcentage de saturation d'environ 75 %. Les jours suivants, ce pourcentage de saturation augmente au maximum jusqu'à environ respectivement 57 % et 78 %. Le pourcentage de saturation semble ensuite stagner à ces valeurs. Le pourcentage de saturation semble stagner à une valeur correspondant à une saturation incomplète et cela quel que soit le temps de saturation. Cela est dû au fait que lors de la saturation, l'air reste emprisonnée dans l'échantillon.

Pour les échantillons de porosité comprise entre 14 et 15 %, la saturation sous cloche à vide mène dès le premier jour à un pourcentage de saturation de l'ordre de 96 %. Les jours suivants, le pourcentage de saturation semble stagner à cette valeur.

Pour les échantillons de porosité comprise entre 21 et 22 %, la saturation sous vide mène de façon instantanée à un pourcentage de saturation de 95 %.

En conclusion de l'étude de comparaison des différentes techniques de saturation, la technique de saturation sous vide semble la plus efficace dans le sens où elle est la plus rapide.

III.4.3.5.4/ Choix de pourcentage de saturation optimal

Des essais sont réalisés sur des échantillons saturés en conditions drainées simulées. Les échantillons sont de porosité comprise entre 21 et 22 %. Le problème dans les essais drainés simulés réside dans le choix du pourcentage de saturation optimal des échantillons à tester.
Au niveau du choix du pourcentage de saturation, deux possibilités s'offrent à nous :
La saturation sans avoir recours à une cloche à vide permet d'obtenir des échantillons saturés à environ 75 %. Cette technique à l'avantage d'être plus pratique pour l'opérateur, ce dernier doit simplement plonger l'échantillon dans un bassin d'eau.
La technique de saturation sous vide permet d'obtenir des échantillons saturés à 95 %.
L'inconvénient de la saturation à l'air libre réside dans le fait qu'on n'est pas certain que l'eau a pénétré tout l'échantillon et que la saturation soit uniforme. Finalement, nous avons choisi de réaliser les essais en conditions drainées simulées sur des échantillons saturés à 95 %.

III.4.3.5.5/ Conclusion

Le but des tests drainés simulés est d'une part d'étudier l'effet physico-chimique de l'eau sur le grès de Fontainebleau, d'autre part vérifier si la loi de contrainte effective de Terzaghi s'applique bien. Dans le cas du test drainé simulé, on n'observe pas de différences au niveau du pic de résistance par rapport au cas d'un échantillon sec. De la même façon, les courbes contraintes-déformations restent inchangées (figures 3.5.3 – 3.5.7). Ce qui fait qu'en accord avec la notion classique de contrainte effective, d'une part le fluide circule librement dans l'échantillon et la pression de pore reste nulle pendant tout l'essai, d'autre part l'eau est inerte par rapport à la roche testée.

III.4.4/ TESTS NON DRAINES

III.4.4.1/ DEFINITION

Ce test a été beaucoup moins pratiqué que le test drainé. (Neff, 1966 ; Aldrich, 1969 ; Heck, 1972 ; Lane, 1970 ; Ismail et Murrell, 1976, cités par Paterson, 1978 et Vutukuri et al., 1974). Pourtant, c'est un test qui est mécaniquement beaucoup plus intéressant que le test drainé. Comme l'a souligné Frank (1965, 1966, cité par Paterson, 1978), ce test est extrêmement intéressant parce qu'il permet de comprendre des aspects importants liés aux mécanismes et à la prédiction de tremblements de terre. (Nur, 1972 ; Scholz et al., 1973, cités par Paterson, 1978).
Après que l'échantillon soit saturé complètement, ce dernier est isolé du réservoir. La quantité de fluide dans l'échantillon est donc gardée constante durant le test. La pression de pore appliquée fluctue librement durant le chargement, tout changement dans le volume de pores sera probablement accompagné par des changements significatifs dans la perméabilité. Par conséquent, tout changement dans la porosité accompagnant la déformation durant un essai impliquera un changement (qui peut être considérable) de la pression du fluide de pore.
Notons que des changements induits dans la pression de pore similaire à ceux dans les tests non drainés peuvent aussi être attendu dans les tests drainés quand la perméabilité est insuffisante pour maintenir l'équilibre entre la pression dans les pores et dans le réservoir, quand le taux de déformation est au dessus du taux de déformation critique défini par Brace et Martin (1968).

III.4.4.2/ ETUDES EXISTANTES

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, ce test a été beaucoup moins pratiqué que le test drainé. Heck (1972) a étudié le changement de la pression de pore avec l'application d'une contrainte déviatorique sur du grès de Berea de porosité de 18 % à 14 MPa de pression de confinement et 7 MPa de pression de pore initiale (figure 3.4.7).

Figure 3.4.7 : Changement de la pression de pore avec l'application d'une contrainte déviatorique sur du grès de Berea de porosité de 18% à 14 MPa de pression de confinement et 7 MPa de pression de pore initiale. (d'après Heck,1972), (cité par Paterson, 1978).

Aldrich (1969) étudia les effets de la pression de pore dans les grès de Berea déformé a température ambiante et à pression de confinement effective allant de 0 à 55,2 MPa. Plusieurs tests ont été réalisés sur des échantillons secs et saturés en conditions non drainées.
La résistance à la rupture d'un test sur un échantillon non drainé est contrôlée par la pression de confinement effective à la rupture et l'augmentation de l'amplitude de la pression de pore dans l'échantillon est gouvernée par la pression de confinement effective initiale.
Par ailleurs, comme le fait remarquer Rice (1975, cité par Oulahna, 1996), une roche fissurée a tendance à se dilater lorsque sa déformation devient plastique proche de la rupture (figure 3.4.8). Comme l'a noté Oulahna (1996), quand la roche est saturée par un fluide en condition non drainée, la résistance du matériau a tendance à augmenter car le module d'écrouissage H a augmenté de $\mu\beta M$, μ étant le coefficient de frottement, β le coefficient de dilatance et M le module élastique de compression. Si $\mu\beta M$ est suffisamment grand, la courbe contrainte-déformation en condition non drainée continue à augmenter jusqu'à ce que H devienne négatif.

Figure 3.4.8 : Comparaison des courbes contraintes-déformations en conditions drainées et non drainées. (d'après Rice, 1975).

III.4.4.3/ MODIFICATION DE LA CELLULE DE TYPE HOEK

Nous proposons une modification de la cellule de type Hoek pour pouvoir réaliser des essais en conditions non drainées. Il est évident que la cellule modifiée peut également servir pour réaliser des essais en conditions drainées « vrais » (non simulés). Tout d'abord, l'échantillon saturé doit être pendant l'essai dans une enceinte remplie d'eau et sous pression. Cette enceinte ainsi que l'échantillon de roche sont à l'intérieur de la membrane correspondant à la cellule de type Hoek. Pour que l'eau se trouvant dans cette enceinte soit sous pression, il faut un générateur de pression externe. Ce générateur de pression est relié à la base inférieure de la cellule. Les poussoirs cylindriques de la cellule sont perforés parallèlement à leur axe pour permettre le passage de l'eau à l'intérieur de la cellule et à travers l'échantillon. L'arrivée d'eau se fait par la base inférieure de la cellule. De façon symétrique, il existe une sortie possible de l'eau par la base supérieure de la cellule. On a donc un circuit d'eau avec une arrivée et une sortie. On place au niveau du conduit relié à la base inférieure de la cellule un générateur de pression, une pompe manuelle, un robinet et un capteur de pression. Ce capteur donne une mesure globale de la surpression interstitielle. Au niveau du conduit relié à la base supérieure de la cellule, on place un capteur de pression et un robinet ou un bouchon. Par ailleurs, il existe des joints au niveau des couvercles et entourant les poussoirs. Ces joints ont pour but d'assurer l'étanchéité du système, en particulier d'éviter une fuite d'eau entre la

membrane et les poussoirs. Un problème important à résoudre est le passage des fils électriques des jauges placées sur l'échantillon. Sur la cellule d'origine, de simples rainures ou stries sur la surface latérale des poussoirs permettent le passage des fils électriques. Cette solution n'est plus possible dans le cas où il existe un joint entourant le poussoir. La présence d'une strie rend inefficace l'action d'étanchéité du joint. Il faut donc créer un passage de fil de connexion des jauges qui soit à l'intérieur des poussoirs cylindriques et non plus simplement à la surface. Ce passage ne doit pas d'autre part déboucher sur le côté, sinon lors du montage de la cellule, l'opérateur sera gêné par la sortie des fils de jauges et ne pourra pas introduire le couvercle de la cellule. Par ailleurs, lors de la première utilisation de la cellule, on fait introduire des fils électriques au niveau du passage. Ces fils sont introduits définitivement dans les poussoirs. Les trous à l'intérieur de ces passages sont ensuite étanchés avec une résine de type Araldite. La sortie des fils électriques se trouvant à l'extérieur de la cellule est relié à une boîte d'acquisition de données. L'autre sortie des fils électriques se trouvant à l'intérieur de la cellule est relié par soudure aux fils électriques des jauges placées sur l'échantillon. Comme cette soudure est en contact pendant l'essai avec l'eau, on doit avant essai la couvrir de résine époxy. Concernant la procédure expérimentale, les conseils et suggestions donnés en détail pour le cas de l'essai réalisé en conditions drainées restent valables ici. On propose par ailleurs d'utiliser initialement une pompe à main (ou sinon un générateur de pression) pour monter par exemple la pression à 5 bars au niveau de la base inférieure de la cellule. L'opérateur doit ensuite attendre la sortie de l'eau au niveau de la base supérieure, que les bulles d'air soient complètement chassées et que le débit de l'eau sortant soit important. Une fois la purge finie, l'opérateur doit fermer le robinet au niveau de la base supérieure. Ensuite, au niveau de la base inférieure, l'opérateur doit monter graduellement la pression avec le générateur. On monte donc la pression à une valeur choisie, par exemple 50 bars. On attend ensuite que la pression affichée du capteur relié à la base supérieure atteigne cette valeur. Une fois que la pression est stabilisée et qu'elle a atteint la valeur d'équilibre, on ferme le robinet de la base inférieure. On obtient alors un circuit d'eau fermé dans lequel se trouve l'échantillon et qui est mis sous pression à la valeur de pression désirée. Quand l'essai est en cours, la pression interstitielle fluctue librement et on peut enregistrer à tout moment la valeur correspondante grâce aux deux capteurs se trouvant au niveau des bases inférieure et supérieure de la cellule.

Figure 3.4.9 : Plan détaillé de la cellule de type Hoek modifiée
(conçue au LCPC par Amine El Bied, Erik Merliot et Jean Sulem).

III.5/ INTERPRETATION DES COURBES EFFORT-DEFORMATION SUR LE GRES DE FONTAINEBLEAU

III.5.1/ PRESENTATION DES ESSAIS REALISES

Après que les conditions d'essais aient été étudiées et optimisées (voir tableau dans III.3.4.4.2), des essais de compression simple et triaxiale en conditions axisymétriques ont été réalisés (figures 3.5.1, 3.5.2). Ces essais ont été effectués en conditions lubrifiées sur des échantillons d'élancement 1,5. En plus du lubrifiant (acide stéarique), une protection imperméabilisante en latex est utilisée pour éviter le phénomène d'intrusion. Le but de ces essais est de caractériser le comportement mécanique du grès de Fontainebleau dans sa phase de déformation homogène (étalonnage de la loi de comportement) et dans la phase post-localisation (évaluation des caractéristiques des bandes de localisation) (figures 3.5.1, 3.5.2). Différentes conditions d'essais sont étudiées: matériau sec et matériau saturé en conditions drainées. Les échantillons provenant d'une roche mère notée K ont une porosité comprise entre 21 et 22 %. Les essais ont été effectués à température ambiante (20°C). Les essais ont été effectués sous chargement monotone et cyclique sous différentes pressions de confinement: 0, 7, 14, 28 et 42 MPa.
Le choix de la vitesse de contrôle est inspiré de l'article de Papamichos et al. (2000). La valeur du taux de déformation axiale choisi est fixé à:

$\dot{\varepsilon}$ = 0,3 millidéformation / min = 5×10^{-6} déformations / s = 5 microdéformations / s.
Précisons que les vitesses de déformation (microdéformation / s) sont des valeurs nominales puisqu'elles sont calculées par rapport aux dimensions initiales de l'échantillon. En revanche, les vitesses de déplacement sont indépendantes des dimensions initiales de l'échantillon.
Dans le cas d'un échantillon cylindrique de hauteur h et d'élancement h/d, le taux de déplacement correspondant à ce taux de déformation est donné ci-dessous:

h = 60 mm (h/d = 1,5): $\Delta \dot{l}$ = 0,0003 mm / s = 0,3 µm / s.

h = 80 mm (h/d = 2): $\Delta \dot{l}$ = 0,0004 mm / s.

h = 40 mm (h/d = 1): $\Delta \dot{l}$ = 0,0002 mm / s.

On choisit également en contrôle de force un taux de chargement de $\dot{F}$ = 0,1 kN / s.
On a utilisé des vitesses de sollicitations très lentes afin de respecter les conditions de sollicitation quasi-statique ainsi que les conditions de drainage de l'échantillon en cas de saturation.
Il est important de noter qu'un essai de compression triaxiale avec une pression de confinement de 14 MPa a été réalisé avec une vitesse de chargement dix fois plus faible. Cet essai avait pour but de détecter une éventuelle influence de la vitesse de contrôle qui pourrait être due à un comportement visqueux du matériau. Cet essai a été comparé quant aux mesures de déformations radiales et axiales avec l'essai correspondant effectué à la vitesse de contrôle choisi initialement. Aucune différence notable n'a été observée dans la phase pré-rupture, ce qui est en accord avec les observations expérimentales de Peng (1973).
Les essais réalisés dans le but de caractériser le comportement mécanique de la roche sont présentés sur le tableau 3.5.1 :

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	monotone ou cyclique	sec ou saturé drainé
k89, k79	0	monotone	sec
k17, k73	7	monotone	sec
k48, k2	14	monotone	sec
k62, k31	28	monotone	sec
k11	42	monotone	sec
k92, k35	0	cyclique	sec
k72	7	cyclique	sec
k38	14	cyclique	sec
k47	28	cyclique	sec
k99	42	cyclique	sec
k80, k14, k44, k78	0	monotone	saturé
k12	14	monotone	saturé
k36	28	monotone	saturé
k100	42	monotone	saturé
k32	0	cyclique	saturé
k1	14	cyclique	saturé
k25	28	cyclique	saturé

Tableau 3.5.1 : Essais triaxiaux sur la roche K sèche ou saturée en conditions lubrifiées avec latex (porosité 21 %, vitesse de chargement : 5 microdéformations / s).

Nous avons également réalisé des essais en conditions lubrifiées et non lubrifiées sur des échantillons d'élancement 1,5 et de porosité comprise entre 14 et 15 %. Les essais sont réalisés en conditions sèches sous différentes pressions de confinement (tableau 3.5.2).

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	Conditions d'interface	monotone ou cyclique
F26.2	14	non lubrifié	monotone
F21.1	0	lubrifié	monotone
F56.1	7	lubrifié	monotone
F13.2	14	lubrifié	monotone
F105.1	35	lubrifié	monotone
F31.2	0	lubrifié	cyclique
F26.1	10	lubrifié	cyclique
F105.2	20	lubrifié	cyclique
F28.1	40	lubrifié	cyclique

Tableau 3.5.2 : Essais monotones et cycliques, à différentes pressions de confinement, réalisés sur la roche sèche F de porosité 15 %.

Les figures 3.5.3 – 3.5.8 représentent un ensemble de courbes contraintes - déformations axiales, radiales et volumiques correspondant aux essais monotones et cycliques réalisés sur la roche K sèche et saturée de porosité 21 % et sur la roche F sèche de porosité 15 %. On peut constater très clairement que le pic de résistance de la roche tend à augmenter avec la pression de confinement.

Figure 3.5.3 : Comparaison des courbes de déformations axiales correspondant à quelques essais monotones réalisés sur la roche K de porosité 21 %.

Figure 3.5.4 : Comparaison des courbes de déformations axiales correspondant à quelques essais monotones et cycliques réalisés sur la roche K de porosité 21 %.

Figure 3.5.5 : Comparaison des courbes de déformations radiales correspondant à quelques essais monotones réalisés sur la roche K de porosité 21 %.

Figure 3.5.6 : Comparaison des courbes de déformations radiales correspondant à quelques essais monotones et cycliques réalisés sur la roche K de porosité 21 %.

Figure 3.5.7 : Comparaison des courbes de déformations volumiques correspondant à quelques essais monotones réalisés sur la roche K de porosité 21 %.

Figure 3.5.8 : Comparaison des courbes de déformations axiales et radiales correspondant à quelques essais monotones réalisés sur la roche F de porosité 15 %.

III.5.2/ CORRECTION DES ERREURS DE MESURES

III.5.2.1/ MESURES LOCALES ET MESURES GLOBALES

On appelle mesures « locales » les mesures de capteurs appliqués directement sur l'échantillon, soit en un point précis de sa surface (comme la mesure d'une jauge de déformation à résistance électrique), soit sur une partie de l'échantillon. La mesure obtenue correspond à la déformation propre de l'échantillon. Les mesures « globales » ne sont pas appliquées directement sur l'échantillon. Elles intègrent donc, en plus de la déformation propre de l'échantillon des déformations supplémentaires qui peuvent masquer le comportement réel de l'échantillon. En effet, les mesures globales de déformation axiale sous-estiment la rigidité vraie de l'échantillon, tandis que les mesures locales permettent d'obtenir des déterminations plus précises des déformations axiales et de la rigidité du matériau. Un grand nombre de résultats de calculs des déformations axiales de l'échantillon dans les tests triaxiaux rapportés dans la littérature sont obtenus en utilisant la technique traditionnelle des mesures externes des déplacements. Les erreurs correspondant à ces mesures externes sont plus ou moins importantes suivant le cas, ce qui peut expliquer les différences observées dans la littérature sur par exemple les valeurs des modules élastiques obtenues à partir d'un même type d'essai, mais dans des laboratoires différents, ainsi que les différences importantes rapportées entre les mesures de rigidité in situ et en laboratoire (Lacerda, 1985 ; Sandroni, 1985, cité par Bressani, 1995).

III.5.2.2/ SOURCES D'ERREURS DE MESURES DES DEFORMATIONS

Dans le cas d'une mesure globale, différentes sources d'erreurs peuvent être citées (figure 3.5.7) (Goto et al., 1991 ; Bésuelle, 1999 ; Jardine et al., 1986 ; Tatsuoka, 1988 ; Tatsuoka et Shibuya, 1991 ; Presti et al., 1994 ; Goto et al., 1991). Elles interviennent chacune suivant le cas dans cette mesure globale.

Figure 3.5.7 : Quelques sources possibles d'erreurs dans les mesures externes des déformations axiales. Le capteur est fixé directement sur une poutre rigide connectée au plateau de chargement et mesure le déplacement relatif par rapport au plateau de base. (Δ: mesure externe du déplacement relatif total), (a: déformation du système de chargement axial), (b: non-parallélisme entre le plateau de chargement et l'échantillon (tilting)), (c: déformation de la pierre poreuse et du papier filtre), (d: erreurs d'interface (bedding)). (d'après Bressani, 1995).

▪ Souplesse de la cellule :
La mesure des déformations peut être externe ou interne à la cellule triaxiale. La souplesse de la cellule intervient dans la mesure si cette dernière est externe à la cellule. Dans le cas de la cellule de type Hoek, elle correspond à la souplesse des deux embases (ou poussoirs). Dans le cas d'une mesure interne à la cellule, dans la chambre de confinement, la souplesse de cette dernière n'intervient pas ou alors juste au niveau d'une faible proportion de ses embases, celle qui est en contact direct avec l'échantillon.

▪ Souplesse du système de chargement axial :
La souplesse de la presse comprend la souplesse des plateaux de chargement de la presse et la souplesse de la traverse et des colonnes.

▪ Alignement incorrect entre le plateau et l'échantillon :
Un basculement éventuel de l'échantillon au fur et à mesure du chargement (tilting) entraîne

un alignement incorrect entre le plateau de chargement et l'échantillon, appelée dans la littérature « seating error » (figure 3.5.8). La difficulté d'obtenir des extrémités parfaitement parallèles et horizontales sur les échantillons de roches et de sols est bien connue. Quand le chargement de l'échantillon commence, l'alignement incorrect entre le plateau de chargement et l'échantillon peut développer une concentration de contraintes au niveau de l'échantillon. L'amplitude de cette concentration est fonction de la rigidité de l'échantillon et de l'amplitude de non-parallélisme. Cette concentration de contrainte peut influencer les résultats des tests.

Figure 3.5.8 : Développement d'une concentration de contraintes au niveau de l'échantillon du à un alignement incorrect entre le plateau de chargement et l'échantillon. (d'après Bressani, 1995)

Comme le fait remarquer Bésuelle (1999), le basculement de l'échantillon peut être rendu impossible en utilisant des embases qui n'ont pas la possibilité de s'orienter.

▪ Non-uniformité des champs de déformations et de contraintes de l'échantillon :
La non-uniformité des champs de déformations et de contraintes de l'échantillon est due au frottement à l'interface entre la roche et le piston ou à la localisation des déformations en bande de cisaillement.
Dans le cas d'un champ de déformation homogène de l'échantillon, les réponses données par une mesure locale en un point précis de l'échantillon ou par une mesure locale sur toute la longueur ou seulement sur une partie de l'échantillon doivent être identiques. Par exemple, si on mesure les déformations circonférentielles en utilisant une jauge de déformation de grande longueur, la déformation circonférentielle n'est égale à la déformation radiale que si un état homogène de déformation existe dans l'échantillon axisymétrique. Les déformations de l'échantillon doivent être homogènes dans toute la phase pré-localisation. On peut s'en assurer en multipliant les mesures de déformation et en vérifier l'uniformité.
Bressani (1995) a utilisé trois différents types de capteurs locaux: des capteurs d'inclinométrie (Burland et Symes, 1982, cité par Bressani, 1995), des capteurs basés sur le mesure des jauges de déformation (Ackerley et al., 1987, cité par Bressani, 1995), des capteurs à effet de Hall (Clayton et Khatrush, 1986, cité par Bressani, 1995). L'utilisation de différents types de capteurs locaux simultanément sur le même échantillon a permis à Bressani d'effectuer une comparaison directe de leurs performances. Il a obtenu que les trois types de capteurs donnent des mesures similaires des déplacements axiaux dans les échantillons de sol, exceptés les cas où des plans de cisaillement sont présents et plus généralement où une non-uniformité des déformations est observée.

▪ Interface échantillon-plateaux :
Les erreurs provenant du comportement de l'interface entre l'échantillon et les embases inférieurs et supérieurs sont communément appelées « erreurs de déformation de mise en place » ou encore « bedding errors ». On préfère dans la suite les appeler erreurs d'interface. L'utilisation d'un dispositif de lubrification interposé entre l'échantillon et les deux embases accentue les erreurs d'interface qui incluent également les irrégularités des faces extrêmes de l'échantillon. Elle peut être réduite par une bonne rectification.
Dans le cas où des essais sont réalisés sur des échantillons saturés en conditions drainées ou non drainées, l'utilisation de pierres poreuses et de papiers filtre est courante (Bressani, 1995). Dans ce cas, leurs déformations doivent être prises en compte et constituent une erreur de mesure. La déformation du capteur de force est également à prendre en compte si le capteur est placé en contact avec l'échantillon à l'intérieur de la cellule.
En utilisant des capteurs locaux, Costa Filho et Vaughan (1980, cité par Bressani, 1995) ont réalisé des séries de tests sur de l'argile de London. Costa Filho (1985), après une analyse

bibliographique et d'après ses propres résultats, conclut que l'erreur d'interface (bedding error) est un facteur très important contribuant à l'erreur globale de mesure, ce qui est en accord avec les conclusions de Daramola et Vaughan (1982, cité par Bressani, 1995). Un résumé de ces résultats est donné par Jardine et al. (1984).

▪ Membrane :

On peut citer également, dans le cas d'une mesure effectuée sur la membrane et non pas directement sur l'échantillon, les erreurs dues à la membrane, que ce soient les problèmes de l'épaisseur de la membrane, de son comportement élasto-plastique ou encore du glissement entre la membrane et l'échantillon. Ainsi, comme le fait remarquer Elliott (1993), les déplacements circonférentiels ne peuvent pas être mesurés dans un test triaxial aussi facilement que dans un test uniaxial parce que la membrane fausse le comportement de l'appareil de mesure.

Soit un échantillon de rayon R et une membrane d'épaisseur e, la déformation radiale est alors liée à la quantité (R+ e) comme suit: $\varepsilon^* = \frac{\Delta R}{R+e}$.

La déformation propre de l'échantillon est: $\varepsilon = \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta R}{R+e}\frac{R+e}{R} = \varepsilon^* . \frac{R+e}{R}$

On doit donc corriger la déformation radiale mesurée par un facteur multiplicatif pour tenir compte de l'épaisseur de la membrane. Le coefficient correcteur est de $\frac{R+e}{R}$.

Il est d'autant plus important que l'épaisseur de la membrane est importante. Par ailleurs, la déformation propre de la membrane ne peut être réellement calibrée, étalonnée, qu'en réalisant une comparaison des mesures effectuées sur la membrane et directement sur l'échantillon .

Notons que l'épaisseur de la membrane n'influence pas la mesure de déformation axiale. Pour la mesure de déformation axiale, contrairement à la mesure de déformation radiale, aucun coefficient correcteur ne doit être appliqué. Il faut toutefois s'assurer que la membrane adhère parfaitement à l'échantillon pour que la déformation mesurée corresponde bien à la déformation de l'échantillon. Le problème du glissement à l'interface entre la membrane et l'échantillon a été soulevé entre autres par Goto et al. (1991) et Fairhurst et Hudson (1999). L'adhérence dépend essentiellement du matériau constituant la membrane, de l'épaisseur de la membrane, de la forme de l'échantillon, plus précisément de la surface de contact entre la membrane et l'échantillon, plane ou courbe. Pour assurer une parfaite adhérence, certains expérimentateurs, avant le début de l'essai, ont fixé la membrane à l'échantillon en utilisant une colle puissante. Nous ne sommes pas convaincus de l'intérêt d'utiliser une telle technique. En effet, cette méthode présente des inconvénients non négligeables. D'une part, la colle va pénétrer l'échantillon et cela d'autant plus que ce dernier est poreux. La colle va alors durcir le matériau et changer son comportement mécanique. D'autre part, la colle elle-même peut se déformer et même fluer pendant l'essai.

Jardine et Brooks (1984, cités par Bésuelle, 1999) ont comparé une mesure de déformation utilisant des fixations collées sur la membrane avec une mesure avec jauges de déformation collées directement sur l'échantillon. Ils ont obtenu que le déplacement relatif de la membrane sur l'échantillon peut être négligé, du moins pour des déformations de l'ordre de $1,5 .10^{-3}$.

Gens (1982, cité par Bésuelle, 1999), a montré à l'aide d'une mesure optique que la membrane bougeait par rapport à l'échantillon seulement pour des grandes déformations.

Par ailleurs, Bésuelle (1999) a réalisé une mesure de déformation axiale sur un échantillon en acier et sur un échantillon en Plexiglas, en utilisant des capteurs internes qu'il a développé et qu'il a appliqué sur la membrane et en utilisant des jauges de déformation collées directement sur les échantillons. Il est arrivé à la conclusion que la membrane ne bougeait pas par rapport à l'échantillon, du moins jusqu'aux déformations testées de $1,5 .10^{-2}$.

▪ Autres sources d'erreurs :
On peut citer d'autres sources d'erreurs de mesures qui peuvent affecter n'importe quel capteur en général, qu'il soit « local » ou « global », par exemple la précision et la résolution du capteur, le frottement du capteur avec l'échantillon, ou encore les perturbations dues à l'environnement (température, pression, vibrations...).
On peut également citer d'autres sources d'erreurs de mesures propres à certains capteurs, comme par exemple la performance de la colle utilisée pour les capteurs LDT et les jauges de déformation.

III.5.2.3/ SOURCES D'ERREURS DE MESURE DE LA FORCE

Outre les erreurs qui peuvent se produire au niveau des mesures de déformations, il peut y avoir également des erreurs au niveau de la mesure de la force axiale appliquée à l'échantillon. Dans le cas d'une mesure externe à la cellule, il peut exister un frottement du piston en déplacement. Généralement, ce frottement augmente très nettement avec la pression de confinement. La pression de confinement génère une composante axiale de la force qui réagit à l'encontre du chargement appliqué par la presse. Ce frottement peut être particulièrement gênant quand on inverse le chargement et peut induire des hystéresis importants au niveau des courbes contraintes-déformations.
Dans le cas où un capteur de force externe à la cellule triaxiale est utilisé, il existe deux possibilités: Une première technique très efficace pour réduire ce frottement est d'avoir un anneau en téflon entourant le piston (Charlez, 1991) (figure 3.5.9).

Figure 3.5.9 : Système anti-frottement avec un anneau en téflon. (d'après Charlez, 1991).

Une deuxième technique, qui est la plus couramment utilisée, est de soustraire la quantité de la force enregistrée correspondant au frottement du piston en déplacement. Cette correction est obtenue en général à partir des observations faites durant l'avancée du piston avant le contact de ce dernier avec l'échantillon. On néglige de ce fait le frottement supplémentaire associé à la force déviatorique. La contrainte déviatorique est alors calculée à partir de la force corrigée, en utilisant l'aire initiale de l'échantillon et en faisant donc l'hypothèse des petites déformations. Notons que dans nos essais, nous avons utilisé une mesure externe à la cellule, mesure donnée par le capteur de force de la presse de chargement. Notons également que pour la cellule triaxiale de type Hoek , cette erreur de la mesure externe est négligeable à cause de la simplicité dans la conception de ce type de cellule. Par ailleurs, au niveau de la mesure de la force interne à la cellule, le problème principal de ce type de mesure est qu'elles ne peuvent pas être calibrées directement sous pression. Généralement, les capteurs internes sont étalonnés sous conditions non confinées. Cependant, une erreur dans la mesure de la force peut survenir à des pressions de confinement élevées.

III.5.2.4/ MESURES GLOBALES QUASI-LOCALES

Beaucoup de chercheurs ont proposé l'utilisation de capteurs spéciaux pour mesurer la déformation axiale « localement », à l'intérieur de la cellule triaxiale, le plus près possible de l'échantillon, sur sa surface latérale et loin des extrémités. Ces capteurs sont par exemple des capteurs LDT ou à effet de Hall. Ils sont appelés généralement capteurs locaux dans la littérature. Le problème est que ces capteurs sont appliqués non pas directement sur l'échantillon mais sur la membrane. Ces mesures locales de déformation excluent donc une grande partie des erreurs de mesures, mais pas celles liées à la membrane. Ces mesures ne

sont donc pas tout à fait locales puisque les capteurs correspondant ne sont pas appliqués directement sur l'échantillon. Ces mesures sont globales mais comme par ce procédé la plupart des erreurs sont éliminées, on peut par abus de langage, comme cela se fait couramment dans la littérature, appeler ces capteurs des capteurs locaux. Nous préférerons pour plus de clarté appeler ce type de capteurs des capteurs « globaux quasi-locaux ».

III.5.2.5/ COMPARAISON DES MESURES GLOBALES, LOCALES ET GLOBALES QUASI-LOCALES

Les résultats dans la littérature montrent de grandes différences entre les déformations déterminées en utilisant les capteurs locaux et les capteurs externes. On constate que l'erreur de mesure est importante. Les déformations axiales obtenues avec les mesures externes sont quelquefois un ordre de grandeur plus grand que les mesures locales, causant des différences considérables dans le calcul de la rigidité. (Daramola, 1978, cité par Bressani, 1995).
Par exemple, des échantillons d'argile de Pisa ont été testés par Presti et al. (1994) (figure 3.5.10). Ces échantillons sont de petite taille (D = 38,1 mm). Deux différentes mesures de déformations axiales sont utilisées, une mesure « locale » de déformation axiale utilisant une paire de capteurs à effet de Hall (loc1, loc2) et une mesure externe de déformation axiale utilisant un capteur LVDT. Il y a une grande dispersion entre les mesures externes de déformations axiales avec loc1 et loc2. La mesure externe de déformation axiale est plus grande que la déformation locale d'environ 15 %. D'autres exemples sont également donnés ci-dessous (figures 3.5.11 – 3.5.13) :

Figure 3.5.10 : Courbe typique contrainte-déformation (argile de Pisa D = 38.1 mm). (d'après Presti et al., 1994).

Figure 3.5.11 : Courbes contraintes-déformations correspondant à des tests de compression inconfinés (à gauche) et triaxiale (à droite) réalisés sur des échantillons de S. Raffaele Cimena. (d'après Presti et al., 1998).

Figure 3.5.12 : A gauche : courbes contraintes-déformations correspondant à un test de compression triaxiale consolidé non drainé (CU) sur une roche tendre sédimentaire (mudstone). Déformations axiales locales et externes. (a: courbes complètes, b: déformations axiales inférieures à 0.12 %. (d'après Tatsuoka et al., 1994). A droite : mesures LDT et mesures externes. (d'après Kim et al., 1994).

Figure 3.5.13 : Courbes contraintes-déformations correspondant à un test de compression triaxiale réalisé en conditions drainées sur une roche tendre sédimentaire (mudstone). (a: déformation axiale inférieure à 0.1 %, b: courbes complètes). (d'après Goto et al., 1991).

III.5.2.6/ TECHNIQUES DE CORRECTION EXISTANTES

Toutes les erreurs décrites ci-dessus concernant les mesures de déformation doivent être corrigées par étalonnage en utilisant des cylindres de métal standard et des échantillons de roche avec des longueurs différentes. Quelques exemples de correction de mesures existant dans la littérature sont présentés ici.

Pellegrino (1995) et Oulahna (1996) ont adopté deux techniques différentes pour mesurer la déformation axiale durant chaque test, le capteur LVDT, utilisé pour contrôler la vitesse de déplacement appliquée à l'échantillon rocheux et les jauges de déformations. Ils ont ensuite comparé les deux types de mesures pour des tests monotones non confinés sur des échantillons lubrifiés et non lubrifiés. La différence est appelée « bedding strain error ». On a w = b + w *

Le déplacement vertical total mesuré (w) est écrit comme la somme entre le déplacement vertical du plateau qui n'est pas transmis à l'échantillon (b) et le déplacement vertical actuel de l'échantillon (w*). Soit H la hauteur de l'échantillon. On a alors :

$$\varepsilon_a = \frac{w}{H} = \frac{b}{H} + \varepsilon_t$$

La déformation verticale apparente (ε_a) est la somme de la déformation verticale actuelle de l'échantillon (ε_t) et de la « bedding strain error » $\frac{b}{H}$.

Le déplacement vertical irréversible correspondant à l'erreur de mise en place est évalué en effectuant un petit cycle initial de charge-décharge à faible niveau de contrainte, à 1 MPa par exemple pour rester dans le domaine élastique et pour permettre la mise à zéro de cette erreur. L'erreur est évaluée pour différentes hauteurs d'échantillon. L'erreur est plus prononcée pour les échantillons courts (h/d = 1) que élancés (h/d = 2). Pour un diamètre donné des échantillons, l'erreur $\frac{b}{H}$ est d'autant plus grande que les échantillons ont un faible élancement.

Les valeurs moyennes que Pellegrino a obtenu sur tous les essais réalisés sont de b = 0.009 mm pour les échantillons non lubrifiés et de b = 0.044 mm pour les échantillons lubrifiés (figure 3.5.15). L'erreur est plus grande pour les échantillons lubrifiés dus à la fuite, à l'élimination du lubrifiant. L'erreur de mise en place est extraite de la déformation verticale apparente. Quand l'erreur est soustraite de la déformation verticale apparente, les courbes contraintes-déformations pour les échantillons courts et élancés coïncident (figure 3.5.14).

Figure 3.5.14 : Courbes contraintes-déformations avec correction de l'erreur de mise en place. (d'après Oulahna, 1996 et IKU).

Figure 3.5.15 : Comparaison des courbes contraintes-déformations axiales obtenues à partir des jauges de déformations, des capteurs LVDT et des mesures corrigées des capteurs LVDT. Tests monotones en conditions non-lubrifiées (à gauche) et lubrifiées (à droite) sur la roche Pietra Leccese. (d'après Pellegrino et al., 1997).

Pellegrino (1995) et Oulahna (1996) ont comparé systématiquement la mesure du déplacement entre plateaux corrigée à la mesure des jauges de déformation. La conclusion de ces études est que la correction apportée n'est pas satisfaisante dans le sens où elle n'est que très partielle. L'erreur est encore très importante. Cela est dû au fait que l'on suppose que le déplacement b correspondant à l'erreur b/H est constant et survient dès le début de l'essai et que pour la suite de l'essai, plus aucun tassement ne se produit, ce qui est une hypothèse fausse. Il faut donc trouver une expression de l'erreur b/H qui soit une fonction de la contrainte axiale σ_{ax} .

Dans ce sens, Papamichos et al. (1998) ont estimé l'erreur de mise en place en comparant la

courbe contrainte axiale / déformation axiale dans des tests de compression uniaxiale sur des échantillons d'élancement 1 et 2. Si on suppose que la déformation axiale mesurée consiste en deux parties, la déformation axiale de l'échantillon et l'erreur de mise en place, on peut exprimer la déformation axiale $\varepsilon_{ax}^{(1)}$ pour l'échantillon d'élancement 1 et $\varepsilon_{ax}^{(2)}$ pour l'échantillon d'élancement 2 comme suit:

$$\varepsilon_{ax}^{(1)} = \frac{d+b}{H} \qquad \varepsilon_{ax}^{(2)} = \frac{2d+b}{2H}$$

d représente la déformation de l'échantillon pour une hauteur de H.
b représente l'erreur de mise en place, indépendante de la hauteur de l'échantillon.

On en déduit $\frac{b}{H} = 2\left(\varepsilon_{ax}^{(1)} - \varepsilon_{ax}^{(2)}\right) = \frac{\text{contrainte axiale}}{262.98MPa + 490.59 \times \text{contrainte axiale}}$

La forme de la fonction est choisie de façon à ce que $\frac{b}{H}$ tende vers une constante pour une contrainte axiale infinie (figure 3.5.16).

Figure 3.5.16 : Forme de la fonction d'interpolation de l'erreur de mise en place. (d'après Papamichos et al., 1998).

L'erreur de mise en place $\frac{b}{H}$ calculée est tracée en fonction de la contrainte axiale appliquée. L'erreur augmente rapidement à une valeur constante d'approximativement deux mdéformations après 3 MPa de contrainte axiale. Finalement, Papamichos et al. n'ont pas corrigé leurs résultats par l'erreur de mise en place, donnant comme explication que l'erreur affecte principalement les mesures de déformation axiale avant 3 MPa de contrainte axiale.
Par ailleurs, Bressani (1995) a réalisé des essais de compression sur un échantillon de cuivre en utilisant des papiers filtres et des pierres poreuses. Pour déterminer la qualité des déformations obtenues à partir des mesures externes corrigées, des tests sont réalisés avec des capteurs locaux. Les courbes de déformations axiales obtenues avec les capteurs locaux sont comparées avec celles obtenues à partir des mesures de déformation externes. Les valeurs de rigidité sont calculées pour les deux mesures. Les rigidités calculées au même niveau de déviateur de contrainte présentent un écart de 10 à 30 % (figure 3.5.17).

Figure 3.5.17 : comparaison des résultats de tests de compression triaxiale sur quatre échantillons de sol résiduel artificiel. (d'après Bressani, 1995).

Dans la thèse de Bésuelle (1999), une mesure externe à la cellule du déplacement axial de la tête supérieure du piston par rapport au bâti de la cellule est effectuée par un capteur LVDT. Le raccourcissement axial de l'échantillon est obtenu en déduisant de la mesure externe l'allongement axial de la cellule. La mesure de la rigidité de la cellule vis à vis de la pression injectée en tête du piston axial et de la pression de confinement a été établie en utilisant un échantillon en acier. La rigidité de l'échantillon en acier a été calculée à partir d'une mesure de déformation interne à la cellule pour jauges de déformations axiales et radiales.

Le module d'Young est évalué à E = 204,45 GPa, le coefficient de Poisson à ν = 0,315. En notant l la longueur de l'échantillon, q le déviateur de contrainte, Bésuelle obtient le relation suivante pour le raccourcissement: $(\frac{l}{E}) \times (q - 2\nu\sigma_3 + \sigma_3)$

Finalement, Bésuelle obtient un allongement moyen de la cellule comme suit:
Δ = 0,0125 × pression en tête de piston + 0,0142 × pression dans la chambre de confinement (pression en MPa, allongement en mm).

La rigidité de la cellule par rapport à l'action axiale du piston sur l'échantillon , exprimée comme la force axiale exercée sur l'échantillon divisée par l'allongement de la cellule, est donc égale à 0,454 MN/ mm.

Figure 3.5.18 : Déviateur de contrainte en fonction de la déformation axiale mesurée par le capteur interne et en fonction de la mesure externe corrigée et non corrigée par la souplesse de la cellule. (d'après Bésuelle, 1999).

Les mesures interne et externe corrigée par la souplesse de la cellule sont très proches l'une de l'autre (figure 3.5.18). Selon Bésuelle (1999), cette différence est à attribuer à la déformation au niveau de l'interface entre l'échantillon et les embases de la cellule. Bésuelle (1999) conclut également que la correction de la souplesse de la cellule apparaissant par la différence entre les mesures externes corrigées et non corrigées, est importante et représente la plus grande partie de l'erreur d'une mesure externe. Cela est vrai dans le cas précis des essais réalisés par Bésuelle (1999), mais dans un cadre plus général, les erreurs liées à l'interface et correspondant au dispositif de lubrification sont également très importantes. Nous allons dans la suite du rapport montrer que ces erreurs sont tout aussi importantes que les erreurs liées à la souplesse de la cellule. Notons que dans le cas d'une cellule de type Hoek, la souplesse de la cellule correspond à la souplesse des deux poussoirs.

III.5.2.7/ TECHNIQUE DE CORRECTION DEVELOPPEE

III.5.2.7.1/ But de l'étude

On représente shématiquement sur la figure 3.5.29 le dispositif montrant un système "multi-couche" composé des plateaux de la presse, de la couche de lubrifiant, de la couche de latex et de l'échantillon. Dans les essais que nous avons réalisés, deux types de mesures de déformation axiale sont utilisées. On a d'une part une mesure locale à partir de jauges de déformation. Les jauges de déformations sont collées directement sur l'échantillon au niveau de sa section médiane. On a d'autre part deux capteurs de déplacement LVDT diamétralement opposés qui sont fixés au niveau du plateau supérieur de chargement de la presse et qui mesurent le déplacement entre plateaux. La déformation entre plateaux est calculée à partir de la moyenne des deux mesures externes globales de déplacement données par les deux capteurs LVDT. Cette mesure externe inclut la déformation cumulée des différentes couches du système de la figure 3.5.29. Le but de cette section est de quantifier la contribution de chaque élément dans la mesure globale de déformation axiale et de proposer une méthode de correction permettant de déduire la déformation intrinséque de l'échantillon à partir de la déformation globale. On observe systématiquement que les mesures externes globales entre les plateaux de la presse différent de façon importante des mesures locales internes par jauges. En comparant la réponse des jauges de déformation axiale et la déformation entre plateaux, on peut constater pour le cas non lubrifié que la déformation entre plateaux est sensiblement plus grande que la réponse des jauges axiales (figure 3.5.19). Cette différence est augmentée de façon encore plus sensible pour les essais en conditions lubrifiées (figure 3.5.20). En effet, pour les échantillons d'élancement 1.5 par exemple, le rapport "déformation entre plateaux" / "déformation des jauges axiales" est de 1.5 pour le cas non lubrifié en compression simple et de 3 à 5 pour le cas lubrifié avec ou sans protection en latex, en compression simple ou triaxiale.

Figure 3.5.19 : Comparaison de la réponse des jauges de déformations axiales et de la déformation entre plateaux pour un essai non lubrifié réalisé sur un échantillon d'élancement 1,5.

Figure 3.5.20 : Comparaison de la réponse des jauges de déformations axiales et de la déformation entre plateaux pour un essai lubrifié avec une protection en latex réalisé sur un échantillon d'élancement 1,5.

En comparant la déformation entre plateaux et la réponse moyenne des jauges de déformation axiale pour des essais de compression simple et triaxiale avec un confinement de 14 MPa, réalisés sur des échantillons d'élancement 1,5, en conditions non lubrifiées et lubrifiées avec la protection en latex, on constate que les courbes de déformations entre plateaux des essais non lubrifiés et lubrifiés avec la protection en latex ne coïncident pas. On constate d'autre part la bonne superposition des courbes de réponses des jauges axiales (figures 3.5.21, 3.5.22). La protection en latex et le lubrifiant agissent donc au niveau de la mesure globale, c'est pourquoi on a de grandes déformations entre plateaux. Mais comme ils assurent une bonne transmission de l'effort, ils n'agissent pas sur la mesure locale, c'est à dire au niveau des jauges. La mesure locale de déformation par jauge peut être considérée comme représentative de la réponse intrinsèque de la roche.

Figure 3.5.21 : Comparaison de la déformation entre plateaux et de la réponse des jauges de déformations axiales pour des essais de compression simple en conditions non lubrifiés et lubrifiés avec latex réalisés sur des échantillons d'élancement 1,5.

Figure 3.5.22 : Comparaison de la déformation entre plateaux et de la réponse des jauges de déformations axiales pour des essais de compression triaxiale en conditions non lubrifiés et lubrifiés avec latex réalisés sur des échantillons d'élancement 1,5.

Nous avons déjà identifié de façon qualitative les erreurs existant dans les mesures externes globales. Le but de notre étude va consister maintenant à étudier de façon quantitative et à déterminer de façon précise les erreurs dans les mesures externes entre plateaux en utilisant les mesures locales internes des jauges de déformation comme référence. Un terme de correction pour chacun des paramètres ayant un effet sur la pente de la courbe globale de déplacement entre plateaux doit être évalué. La somme de ces termes correspond à la correction globale qu'il faut apporter à la déformation entre plateaux pour obtenir la déformation intrinsèque de l'échantillon. Cette étude va donc nous permettre de corriger, pour des essais non lubrifiés et lubrifiés, la déformation entre plateaux par rapport à la réponse des jauges de déformations axiales, en évaluant donc les différentes sources d'erreurs de mesures des déformations.
L'intérêt de l'évaluation de la correction est de déduire systématiquement de cette courbe globale de déplacement entre plateaux la réponse réelle « propre » de l'échantillon. Les mesures globales de contraintes-déformations entre plateaux non corrigées ne doivent pas être utilisées pour caractériser le comportement du matériau. Des essais dits « de modules », par exemple, ne doivent pas être réalisés avec ces capteurs globaux de déplacement LVDT si la mesure de ces capteurs n'est pas corrigée. L'avantage de la procédure décrite ici est donc de fournir une méthode simple, à faible coût, facile et rapide d'utilisation pour déterminer les déformations de l'échantillon testé.
Par ailleurs, la réponse des jauges de déformation est locale, tandis que celle du déplacement entre plateaux est globale. La perte d'homogénéité des déformations de l'échantillon au delà du pic rend les mesures de déformations locales à l'aide de jauges inopérantes. L'étude en post-pic doit se faire sur un paramètre global. Seules des mesures de déformations globales sont utilisables et celles-ci doivent être corrigées.
La correction à apporter à la mesure de déformation globale entre les plateaux de la presse, pour en déduire la déformation de l'échantillon, est étudiée ici pour différentes conditions d'interface roche-plateau en compression simple et triaxiale.

III.5.2.7.2/ Observation et analyse des courbes contrainte-déformation

Pour cette étude, des essais de compression ont été réalisés sur une éprouvette en acier ainsi que sur des échantillons de grès de Fontainebleau en conditions non lubrifiées et lubrifiées avec et sans latex. Les échantillons de grès ont un diamètre de 40 mm et un élancement de 1,5. Le bloc d'acier a un diamètre de 40 mm et une hauteur de 52,2 mm.
Les essais ont été controlés soit en force soit en déplacement entre plateaux.
Les essais sur acier ont été arrêtés systématiquement à -100 KN.
Les essais effectués sur l'acier sont donnés dans le tableau ci-dessous :

numéro de l'essai	monotone ou cyclique	paramètre de contrôle	conditions d'interface

blocmon1 blocmon6	monotone	force	non lubrifié
blocmon2	monotone	force	non lubrifié avec latex
blocmon4 blocmon5	monotone	force	lubrifié directement sans latex
blocmon3	monotone	force	lubrifié avec latex
bloccyc3	cyclique	force	lubrifié avec latex
blocmon0 blocmon7	monotone	déplacement entre plateaux	lubrifié avec latex
blocmon8	monotone	déplacement entre plateaux	non lubrifié avec latex
blocmon9	monotone	déplacement entre plateaux	lubrifié directement sans latex

Les courbes contraintes-déformations correspondant au grès et à l'acier testés sous différentes conditions d'interface ont été systématiquement comparées (figures 3.5.23 – 3.5.26).

Figure 3.5.23 : Comparaison du déplacement entre plateaux pour des essais sur le bloc d'acier contrôlés en force et en déplacement entre plateaux. (i) sans lubrifiant sans latex contrôlé en force, (ii) sans lubrifiant avec latex contrôlé en force, (iii) sans lubrifiant avec latex contrôlé en déplacement, (iv) avec lubrifiant sans latex contrôlé en force, (v) avec lubrifiant sans latex contrôlé en déplacement, (vi) avec lubrifiant avec latex contrôlé en déplacement, (vii) avec lubrifiant avec latex contrôlé en force.

Figure 3.5.24 : Comparaison pour des essais effectués sans lubrifiant sans latex sur le grès (B15.1) et sur le bloc d'acier.

Figure 3.5.25 : Comparaison pour des essais effectués avec lubrifiant sans latex sur le grès (B13.1) et sur le bloc d'acier.

Figure 3.5.26 : Comparaison pour des essais effectués avec lubrifiant avec latex sur le grès et sur le bloc d'acier. (i) déformation propre de l'acier E = 200.000 MPa, (ii) réponse des jauges pour un essai lubrifié sur le grès, (iii) déformation entre plateaux pour un essai lubrifié sur le grès, (iv) déformation entre plateaux pour un acier contrôlé en déplacement, (v) déformation entre plateaux pour un acier contrôlé en force.

En se basant sur les figures ci-dessus, on remarque que pour l'acier, suivant un contrôle en force ou en déplacement entre plateaux, on n'a pas la même pente de la courbe globale de déplacement entre plateaux, tandis que pour le grès, la pente de la courbe locale donnée par les jauges de déformation comme la pente des charges correspondant à la courbe globale de déplacement entre plateaux est indépendante du contrôle.

Pour les essais lubrifiés sur acier (avec ou sans latex, contrôlés en force ou en déplacement entre plateaux), on observe une instabilité de la courbe de déplacement entre plateaux.
Cette instabilité se traduit par des paliers « en escaliers » horizontaux pour un contrôle en force et verticaux pour un contrôle en déplacement. On peut remarquer que le latex réduit ces problèmes d'instabilité et cela quel que soit le contrôle. Ce problème d'instabilité est peut-être du à une incapacité de la presse à suivre la rampe de contrôle imposée et cela malgré l'optimisation du réglage PIDF déjà effectué.

On peut remarquer aussi que, pour des essais lubrifiés directement ou avec latex, contrôlés en force ou en déplacement entre plateaux, la déformation globale entre plateaux correspondant à

l'acier est plus importante qu'avec le grès. Cela est dù au fait que suivant le type de surface (latex, grès ou acier) au niveau de l'interface en contact avec le lubrifiant, ce dernier aura un comportement différent. En compression, les grumeaux et les poches d'air constituant le lubrifiant sont écrasés, menant tout d'abord à une fuite massive du lubrifiant en excès et ensuite à une densification et à une fuite progressive beaucoup plus faible du lubrifiant « emprisonné » restant. Dans le cas d'un essai lubrifié directement sur le grès, le lubrifiant comprimé restant pénètre partiellement dans l'échantillon. Dans le cas d'un essai lubrifié avec latex sur le grès, le lubrifiant restant, par transmission de l'effort, déforme le latex. Ce dernier épouse la forme des grains se trouvant sur la surface du grès. Dans le cas d'un essai lubrifié directement sur l'acier, le lubrifiant restant n'a qu'un seul recours: s'échapper de l'interface. La fuite brutale de ce lubrifiant entraîne des déplacements entre plateaux brusques qui sont représentés dans les courbes par les paliers observés.
Les courbes où sont observés les problèmes d'instabilités et correspondant aux essais sur l'acier lubrifiés avec latex ou lubrifiés directement ne sont pas prises en compte pour la détermination de l'erreur de mesure de la déformation.
Par ailleurs, les essais lubrifiés directement sur l'acier et sur le grès ne sont pas non plus prises en compte. En effet, la pente correspondant au cas lubrifié directement est supérieure à celle du cas lubrifié avec latex. Cela est dû au fait que le lubrifiant pénètre dans l'échantillon au lieu de se tasser. Le vérin baisse plus pour combler le « vide » dû à cette pénétration. Une correction obtenue à partir des essais non lubrifiés et lubrifiés avec latex n'est donc pas valable et ne peut être appliquée au cas d'une lubrification directe. La correction doit être calculée séparément. Les valeurs obtenues pour le cas d'une lubrification directe doivent prendre en compte un paramètre supplémentaire qui est donc la pénétration du lubrifiant.
En conclusion, pour les essais réalisés sur l'acier, seuls les essais effectués en conditions non lubrifiées peuvent être utilisés pour l'évaluation de l'erreur de mesure des déformations entre plateaux. Pour les essais réalisés sur le grès, seuls les essais effectués en conditions non lubrifiées et lubrifiées avec latex peuvent également être pris en compte pour un calage précis des valeurs de correction.
Notons que pour la détermination des pentes de courbes utilisées pour l'évaluation de la correction, on effectue une interpolation linéaire.
ε (microdéformation), $\varepsilon = B\sigma^*$ et $\sigma^* = a\varepsilon$ avec $E = a \times 10^6$ MPa.
Il est important de noter que σ^* représente ici et pour la suite de l'étude la contrainte axiale adimensionnalisée. Si on note σ_{ax} la contrainte axiale, alors $\sigma^* = \sigma_{ax} / \sigma_{réf}$ avec σ_{ax} (MPa) et $\sigma_{réf} = 1$ MPa.
On note ε_{pl} la déformation entre plateaux et $\varepsilon_{éch}$ la déformation estimée de l'échantillon testé après correction de l'erreur de mesure. On note Δl_{pl} et Δl_{ech} le déplacement correspondant.
Par convention: $\varepsilon_{éch} \leq 0$, $\varepsilon_{pl} \leq 0$, $\sigma \leq 0$, Δl_{ech} (mm) ≤ 0, Δl_{pl} (mm) ≤ 0, F(KN) ≤ 0
par conséquent $\varepsilon_{éch} > \varepsilon_{pl}$.
Si on considère que la déformation entre plateaux corrigée est de la forme:
ε_{ech} (microdef) = ε_{pl} (microdef) - $B \times \sigma^* + \alpha$ avec B et α données et α en microdéformation.
Sachant que pour un échantillon de diamètre de 40 mm :

$$\varepsilon_{pl} \text{ (déformation)} = \varepsilon_{pl} \text{ (microdéformation)} \times 10^{-6} = \frac{\Delta l_{pl}(mm)}{60(mm)}$$

$$\sigma_{ax}(\text{MPa}) = \frac{F(KN)}{1.256637(m^2)}$$

On obtient alors le déplacement entre plateaux corrigé correspondant:

$\Delta l_{ech}(mm) = \Delta l_{pl}(mm) - B' \times F(KN) + \alpha'$ avec $B' = \frac{B \times 60}{10^6 \times 1.256637}$ et $\alpha' = \frac{\alpha \times 0,06}{10^3}$

Il faut remarquer ici que même si les courbes « instables » correspondant à l'acier testé en conditions lubrifiées ne sont pas prises en compte dans le calage des valeurs de correction, on peut en tirer malgré tout quelques informations.
La pente de la partie « verticale » de la courbe correspondant au bloc d'acier testé avec lubrifiant sans latex et contrôlé en force est de $\varepsilon = 20.88\ \sigma^*$.
La pente de la partie « verticale » de la courbe correspondant au bloc d'acier testé avec lubrifiant sans latex et contrôlé avec le déplacement entre plateaux est de $\varepsilon = 18.116\ \sigma^*$.
La pente de la courbe correspondant au bloc d'acier testé sans lubrifiant sans latex est de $\varepsilon = 16.69\ \sigma^*$.
Ces parties « verticales » de courbes sont donc quasi-parallèles à la courbe correspondant à l'acier sans lubrifiant sans latex.
On peut donc décomposer la courbe avec lubrifiant sans latex contrôlée en force en une partie correspondant au comportement plastique (fluage) du lubrifiant et une autre partie correspondant au « reste », c'est à dire équivalente à un cas sans lubrifiant sans latex.
Dans le cas de l'essai cyclique réalisé sur le bloc d'acier avec lubrifiant avec latex et contrôlé en force, on évalue les déformations rémanentes correspondant à chaque cycle.

déformations rémanentes (microdéformation)	σ^* (MPa)
0	0
3 415	26.3
8 077	50.15
11 185	78

Par interpolation linéaire, on obtient une pente de $\varepsilon_{rem} = 147.06\ \sigma^*$ qui correspond à la déformation du lubrifiant.
On détermine également la pente de chaque cycle de charge-décharge. La moyenne des trois pentes est de $\varepsilon = 33.78\ \sigma^*$.
Cette valeur de 33.78 est proche de la valeur 32.15 correspondant à un essai sans lubrifiant avec latex.
Les pentes des cycles sont donc quasi-parallèles à la courbe de l'essai avec acier sans lubrifiant avec latex contrôlé en force.
$\varepsilon = 33.78\ \sigma^*$ correspond à la déformation de tous les éléments autres que le lubrifiant.
La somme $\varepsilon = 147.06\ \sigma^* + 33.78\ \sigma^* = 180.84\ \sigma^*$ correspond donc à la déformation de tous les éléments, y compris le lubrifiant.
Cela est vérifié en comparant cette valeur à celle de la pente de la courbe correspondant à l'acier avec lubrifiant avec latex. Cette dernière est de $175.44\ \sigma^*$. Les deux valeurs sont donc très proches et la déformation « totale » estimée correspond bien à la pente de la courbe correspondant à un essai avec lubrifiant et latex. On arrive donc à la conclusion que les déformations rémanentes observées au niveau des courbes de déplacement entre plateaux, correspondant aux essais cycliques, sont dues essentiellement au comportement plastique (fluage) du lubrifiant. Les trois premiers petits cycles de charge-décharge à -10 MPa, dans le but de tasser le lubrifiant, sont donc insuffisants. Notons qu'à la fin d'un essai de compression, le lubrifiant restant est très solide, sa texture est proche de celle de l'acide

stéarique pur. Le comportement plastique du lubrifiant peut donc s'expliquer par un tassement de ce dernier menant à une élimination progressive, pendant l'essai, du lubrifiant en excès, mais aussi à une fuite de la vaseline contenue dans le lubrifiant restant. Il reste alors à la fin de l'essai, en grande partie, de l'acide stéarique solide. Dans le cas d'une lubrification directe, la vaseline provenant du lubrifiant « décomposé » migre par capillarité et pénètre profondément dans l'échantillon.
Pour les essais cycliques réalisés avec latex mais sans lubrifiant, les déformations rémanentes correspondant au latex, obtenues par différences entre le déplacement entre plateaux et les jauges, sont très faibles. D'ailleurs, on a pu constater expérimentalement pour ces essais que le latex se déforme, s'allonge très peu. Son diamètre est supérieur à 40 mm mais reste proche de cette valeur. En revanche, pour les essais avec lubrifiant et latex, le latex réagit au bout de quelques secondes au contact avec le lubrifiant. Il s'allonge considérablement, se déforme beaucoup plus que dans le cas non lubrifié, dès le début de l'essai et principalement dans les faibles niveaux de contrainte (avant -20 MPa). Comme on peut le constater, le latex n'a pas le même comportement selon que l'essai est lubrifié ou non, selon que le latex est en contact ou non avec le lubrifiant. On ne peut donc pas se servir des essais avec latex sans lubrifiant pour vérifier que les déformations rémanentes sont entièrement dues, sont uniquement liées au comportement plastique du lubrifiant.
Par ailleurs, des essais monotones et cycliques réalisés en conditions lubrifiées avec latex sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 1.5 ont permis de comparer la mesure de la déformation entre plateaux ainsi que la mesure donnée par les jauges de déformation (figure 3.5.27). Pour la mesure de la déformation entre plateaux, l'écart entre les essais cycliques et les essais monotones augmente avec le nombre de cycles, du à l'existence de déformations rémanentes.
Pour la déformation de l'échantillon donnée par la mesure des jauges, on constate que la courbe correspondant à l'essai cyclique se superpose bien avec l'essai monotone et présente des déformations rémanentes très faibles. On arrive donc, comme pour l'acier, à la conclusion que les déformations rémanentes observées au niveau de la réponse des déformations entre plateaux, ne sont pas dues à la réponse « propre » de l'échantillon mais bien au dispositif de lubrification.
On peut conclure finalement que les trois premiers petits cycles réalisés dans le but de tasser au maximum le lubrifiant, d'éliminer la quantité en excès et de mettre en « place » le système, ne suffisent pas.

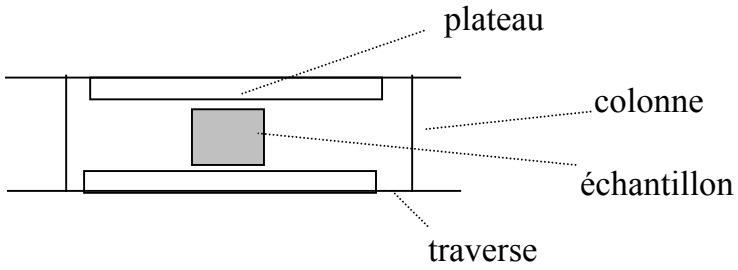
Figure 3.5.27 : Comparaison des déformations entre plateaux et de la réponse moyenne des jauges axiales centrales pour des essais monotone et cyclique réalisés en conditions lubrifiées avec latex sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 1,5 (B80).

III.5.2.7.3/ Correction pour les essais uniaxiaux monotones non lubrifiés sur le grès et sur l'acier

Pour un essai non lubrifié, la mesure de déformation entre plateaux est une mesure globale incluant le comportement de tout ce qui est entre plateaux. Elle inclut donc la déformation axiale propre de l'échantillon, y compris le tassement des aspérités de la roche à l'interface, d'où l'intérêt de réaliser une rectification de qualité des surfaces de l'échantillon. Elle inclut également la déformation élastique de la presse.
La déformation de la presse comprend:
- La déformation (flexion) de la traverse
- La déformation des colonnes

- La déformation du piston du vérin
- Le tassement de la rugosité des plateaux
- L'enfoncement des plateaux

Dans la mesure du déplacement entre plateaux, seules les deux dernières déformations sont prises en compte et constituent la déformation de la presse. Notons que la mesure du déplacement du vérin est une mesure globale incluant la déformation entre plateaux, la déformation (flexion) de la traverse, la déformation des colonnes et la déformation du piston du vérin.



$\varepsilon_{pl} = \varepsilon_{éch} + \varepsilon_{presse}$ soit $B_{pl}\,\sigma^* = B_{éch}\sigma^* + B_{presse}\sigma^*$ d'ou $B_{pl} = B_{éch} + B_{presse}$ ou encore $B_{presse} = B_{pl} - B_{éch}$.

Par conséquent, $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - \varepsilon_{presse} = \varepsilon_{pl} - B_{presse}\sigma^* = \varepsilon_{pl} - (B_{pl} - B_{éch})\,\sigma^*$

Pour l'acier, si on suppose qu'il a un module élastique de E = 200000 MPa, on obtient $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 11.69\sigma^*$.

Pour le grès, en se basant sur la réponse donnée par les jauges de déformation, on obtient $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 10\sigma^*$.

La légère différence entre les deux corrections est uniquement due au fait que l'on a approximmé le module élastique de l'acier à 200000 MPa.

Finalement, cette correction linéaire $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 10\sigma^*$ a été réalisée sur l'ensemble des essais de compression simple réalisés en conditions non lubrifiées (figure 3.5.28). La déformation entre plateaux corrigée se superpose très bien à la déformation donnée par les jauges de déformation.

Figure 3.5.28 : Comparaison des déformations entre plateaux mesurées et corrigées et de la réponse moyenne des jauges centrales pour un essai réalisé en conditions non lubrifiées sur un échantillon de grès de Fontainebleau d'élancement 1,5.

Notons que la planéité du contact au niveau de l'interface est assurée par la rectification. Toutefois, malgré cette rectification, l'échantillon et les plateaux de la presse gardent une certaine rugosité. A cause de cette rugosité, la surface de contact réelle entre l'échantillon et les plateaux de la presse est différente de la surface apparente correspondant à un diamètre de 40 mm. La phase non linéaire observée aux faibles niveaux de contraintes correspond à une augmentation de cette surface de contact. La non-linéarité en début d'essai de la courbe correspondant aux jauges de déformations est due à la fermeture des fissures préexistantes

dans l'échantillon. Cette phase est dite de serrage. La non-linéarité en début d'essai de la courbe correspondant au déplacement entre plateaux pour un essai non lubrifié est due d'une part à la fermeture des fissures de l'échantillon et d'autre part au tassement de la rugosité de l'échantillon et des plateaux de la presse. La faible non-linéarité en début d'essai de la correction pour un essai non lubrifié est donc due au tassement de la rugosité de l'échantillon et des plateaux de la presse. Le tassement de la rugosité des plateaux de chargement de la presse peut être considéré comme négligeable devant celui de l'échantillon. Le tassement des aspérités de la roche peut également dans l'absolu être considéré comme négligeable.
On pourrait penser que la différence entre les mesures locales et les mesures globales entre plateaux vient du fait que le sciage et la rectification lors de la préparation de l'échantillon endommagent ce dernier aux extrémités. En fait, il n'en est rien. Si c'était le cas, on n'obtiendrait pas la même correction ($10\sigma^*$) pour les essais réalisés sur l'acier et sur le grès.
Finalement, la non-linéarité en début d'essai due au tassement de la rugosité de l'échantillon de roche et des plateaux de la presse peut être considérée comme négligeable et c'est pourquoi, en conditions non lubrifiées, une correction linéaire par rapport à la contrainte suffit et donne des résultats satisfaisants.
La phase linéaire de la correction pour un essai non lubrifié correspond à une déformation purement élastique liée à l'enfoncement des plateaux de la presse. La rigidité ultime de n'importe quelle presse peut être représentée par la rigidité d'indentation de ses plateaux (par l'échantillon de roche cylindrique).
Le déplacement d'un indenteur rigide circulaire avec un diamètre D indentant une surface plane est de la forme (Timoshenko et Goodier, 1951) :
$w = P(1-\nu^2)/DE$ soit $w/P = (1-\nu^2)/DE$
avec w(m), P(N), E = 200000 MPa = 2×10^{11} N/m^2, D = 40 mm = 4×10^{-2} m, $\nu_{acier} = 0.285$
On suppose que $(1-\nu^2) \approx 1$.
Pour les deux plateaux d'acier, la rigidité est de $DE/2(1-\nu^2)$ (N/m) ou encore
$2(1-\nu^2)/DE$ (m/N) = 2.5×10^{-10} $(1-\nu^2)$ (m/N) $\approx 2.5\times10^{-10}$ (m/N).

Dans le cas d'un indenteur non rigide circulaire avec un rayon a indentant une surface plane.
$w_0 = 2P(1-\nu^2)/\pi aE$ soit $w_0 / P = 1.592\ (1-\nu^2)\times10^{-10}$ (m/N)
Pour les deux plateaux d'acier: $3.184(1-\nu^2)\times10^{-10} \approx 3.184\times10^{-10}$ (m/N)
Rappelons que pour la presse, la correction de la déformation entre plateaux est donnée par
$\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 10\sigma^*$.
10 microdéformation / MPa correspond pour un échantillon de diamètre 40 mm et de hauteur 60 mm à 4.7746×10^{-10} (m/N).
Ces résultats tendent à prouver que l'indentation des plateaux de chargement (par l'échantillon de roche cylindrique de diamètre 40 mm) constitue bien l'essentiel des déformations de la presse entrant en jeu dans la mesure globale de la déformation entre plateaux.

III.5.2.7.4/ Correction pour les essais uniaxiaux monotones lubrifiés sur le grès

La mesure de déformation entre plateaux pour un essai lubrifié avec latex correspond à la somme de la déformation propre de l'échantillon, de la déformation élastique de la presse et de la déformation du lubrifiant et de la protection en latex (figure 3.5.29). La déformation du lubrifiant comprend l'expulsion du lubrifiant en excès et le tassement du lubrifiant restant. Ces déformations de mise en place entraînent des erreurs importantes dans la mesure globale entre plateaux. La mesure du déplacement entre plateaux prend donc en compte bien d'autres

paramètres en plus de la déformation de l'éprouvette et les déformations correspondant à ces paramètres sont pour la plupart tout aussi importantes que celles de l'échantillon.

Figure 3.5.29 : Déformation globale entre plateaux incluant la déformation du lubrifiant et de la protection imperméabilisante en latex.

On peut se demander si la mesure du déplacement entre plateaux inclut ou non le pivotement de la rotule. Rappelons que les deux capteurs LVDT utilisés sont disposés de façon symétrique sur la rotule. Il faut remarquer ici que l'axe de rotation, l'axe de pivotement de la rotule ne coïncide pas forcément avec l'axe défini par les deux capteurs LVDT du déplacement entre plateaux (figure 3.5.30).

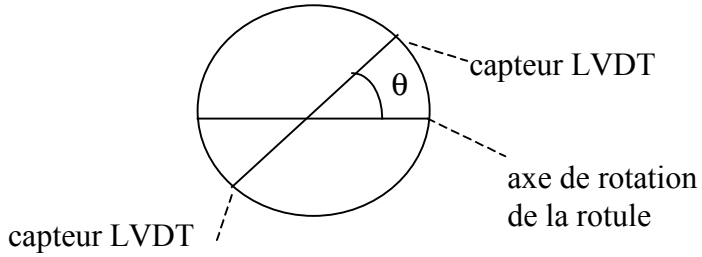


Figure 3.5.30 : Axe de pivotement de la rotule et axe défini par les deux capteurs LVDT de déplacement entre plateaux.

Toutefois, ces deux axes ont toujours pour intersection le centre de la rotule et cela indépendamment de la qualité du centrage de l'éprouvette. Il faut malgré tout s'assurer que les deux capteurs LVDT sont bien diamétralement opposés. A cause de cette symétrie, les déplacements mesurés lors du pivotement de la rotule et correspondant à ces deux capteurs sont alors identiques mais de signe contraire (figure 3.5.31).

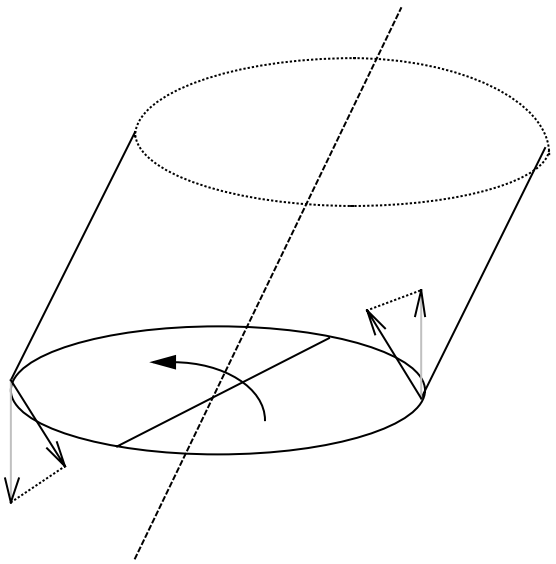


Figure 3.5.31 : Déplacements mesurés lors du pivotement de la rotule et correspondant aux deux capteurs LVDT. Déplacements identiques mais de signe contraire.

La somme des deux mesures des capteurs de déplacement entre plateaux est donc toujours nulle. Un éventuel pivotement de la rotule n'a donc aucun effet sur la somme des mesures de déplacements correspondant aux deux capteurs LVDT. On peut donc conclure que la mesure du déplacement entre plateaux ne prend pas en compte le pivotement de la rotule.
Finalement, on peut écrire:

$\varepsilon_{pl} = \varepsilon_{éch} + \varepsilon_{presse} + \varepsilon_{lub} + \varepsilon_{latex}$ soit: $B_{pl}\,\sigma^* = B_{éch}\,\sigma^* + B_{presse}\sigma^* + B_{lub}\sigma^* + B_{latex}\sigma^*$
ou encore $B_{pl} = B_{éch} + B_{presse} + B_{lub} + B_{latex}$
et donc $B_{lub} + B_{latex} = B_{pl} - B_{éch} - B_{presse}$
Ce terme B_{presse} a déjà été évalué de façon précise. On obtient finalement
$\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - \varepsilon_{presse} - (\varepsilon_{lub} + \varepsilon_{latex}) = \varepsilon_{pl} - B_{presse}\sigma^* - (B_{lub} + B_{latex})\sigma^*$
$\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - B_{presse}\sigma^* - (B_{pl} - B_{éch} - B_{presse})\sigma^*$

La correction correspondant aux essais monotones de compression simple en conditions lubrifiées avec latex sur des échantillons d'élancement 1,5 a été évaluée.
Elle est de $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 60.01\sigma^*$ pour le cas d'une interpolation linéaire.
En condition non lubrifiée, la presse a un comportement élastique et la correction est une fonction linéaire de la contrainte σ^*.
En revanche, en conditions lubrifiées avec latex, l'interpolation linéaire n'est pas adaptée.
On constate toutefois qu'au bout d'un certain niveau de contrainte axiale (-20 MPa), les courbes correspondant aux jauges de déformation et au déplacement entre plateaux sont quasi-linéaires. On procède donc à une correction séparée pour chacune des deux parties de courbe, la première allant de 0 à 20 MPa, la seconde à partir de 20 MPa. Il est important d'assurer la continuité entre les deux parties de courbes interpolées. On impose une contrainte de continuité sur la première partie de courbe interpolée.
A cause du comportement fortement non linéaire de l'interface pour de faibles niveaux de contraintes, on doit obligatoirement procéder à une interpolation polynomiale du second ordre au niveau de la première partie de la courbe pour obtenir une correction satisfaisante.
On obtient finalement pour la première partie la correction suivante :
$\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 1.2117\sigma^{*2} - 91.78\sigma^*$

En revanche, pour la seconde partie de la courbe à partir du niveau de contrainte - 20 MPa, le comportement à l'interface devient linéaire et par conséquent une interpolation linéaire suffit :
$\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 49.26\sigma^* + 364.67$
$49.26\sigma^*$ et 364.67 représentent respectivement une rotation et une translation de courbes.

Figure 3.5.32 : Comparaison des déformations entre plateaux mesurées et corrigées et de la réponse moyenne des jauges axiales centrales pour un essai réalisé en conditions lubrifiées avec latex sur des échantillons d'élancement 1,5.

La correction linéaire après 20 MPa a l'avantage et l'intérêt par rapport à l'interpolation polynomiale d'ordre 2 de convenir également pour les niveaux de contrainte élevés obtenus dans les essais effectués avec un grand confinement. Tandis que l'interpolation polynomiale de second ordre ($a\sigma^{*2} + b\sigma^*$) présente un inconvénient majeur: elle change de sens d'évolution au bout d'un certain niveau de contrainte.

En fait, au delà de la valeur de contrainte $\sigma^*_{max} = -\frac{b}{2a}$, la correction n'est plus valable et ne peut donc être appliquée pour des niveaux de contrainte élevés et/ou pour des essais à fort confinement.
Remarquons que dans la littérature, on trouve par exemple un type de correction sous la forme $\frac{\sigma}{a\sigma + b}$ traduisant le fait qu'au delà d'un certain niveau de contrainte, la correction devient constante. Le fait que la correction tende vers une constante ne prend pas en compte le comportement élastique de la presse. La déformation élastique de la presse est une erreur de mesure qui augmente en continu pendant l'essai avec la contrainte. Ce type de correction ne doit donc pas être utilisé.
Finalement, on procède à une correction séparée pour les deux phases du niveau de contrainte délimitées par -20 MPa. Ce type de correction combinée semble être le plus adapté et est donc adopté pour la suite de l'étude (figure 3.5.32).

III.5.2.7.5/ Correction pour les essais uniaxiaux cycliques lubrifiés sur le grès

La correction telle qu'elle a été présentée ci-dessus n'est valable que pour les essais monotones et ne peut être appliquée pour les essais cycliques et ce pour plusieurs raisons:
D'abord, on observe de très fortes déformations rémanentes plastiques au niveau des courbes de déplacement entre plateaux tandis que celles correspondant à la réponse des jauges de déformations sont relativement faibles (figure 3.5.33). Comme la réponse des jauges de déformations représente le comportement propre de l'échantillon de roche, les déformations rémanentes plastiques importantes observées au niveau des courbes de déplacement entre plateaux sont dues essentiellement au dispositif de lubrification. La correction telle qu'elle est formulée ne permet pas de corriger ces déformations rémanentes plastiques dues au dispositif de lubrification.
Ensuite, les cycles de charges-décharges comportent d'importantes boucles d'hystéresis qui sont également dues au dispositif de lubrification et qui ne sont pas prises en compte dans la technique de correction utilisée.

Figure 3.5.33 : Comparaison des déformations entre plateaux et de la réponse moyenne des jauges axiales

centrales pour un essai cyclique lubrifié avec latex réalisé sur un échantillon d'élancement 1,5.

Enfin, l'allure des courbes correspondant au déplacement entre plateaux est différente en charge et en décharge (figure 3.5.34). Comme ce phénomène n'est pas observé au niveau de la réponse des jauges de déformation, il est donc également lié au dispositif de lubrification. Ce dernier a un comportement différent en charge et en décharge. On doit donc procéder à une correction séparée de la mesure globale suivant le cas. Les courbes en charges sont quasi-linéaires tandis que les courbes de décharge sont fortement non-linéaires. Les courbes de déplacement entre plateaux correspondant aux essais cycliques réalisés sur le grès et sur l'acier présentent toujours d'importants cycles d'hystéresis traduisant le fait que les décharges ne sont pas purement élastiques. L'interface a un comportement fortement non linéaire en décharge. Les déformations rémanentes plastiques observées au niveau des courbes de déplacement entre plateaux correspondant aux essais cycliques sont dues au comportement non linéaire d'une part en charge avant - 20 MPa et d'autre part en décharge.
On constate expérimentalement pour les essais lubrifiés avec latex que le latex réagit au bout de quelques secondes au contact avec le lubrifiant. Il se déforme considérablement et son diamètre augmente dés le début de l'essai dans les faibles niveaux de contraintes avant - 20 MPa. L'allongement du latex en charge est irréversible. En effet, le diamètre de la rondelle de latex ne diminue pas en décharge et le latex, même à la fin de l'essai, ne retrouve pas son diamètre initial.
La phase de charge non-linéaire avant - 20 MPa est donc due d'une part à la fuite au niveau de l'interface du lubrifiant en excès et au tassement du lubrifiant restant et d'autre part à l'allongement de la rondelle de latex. La phase de décharge non linéaire est essentiellement due au comportement plastique du lubrifiant.
Finalement, le comportement cyclique à l'interface est complexe, fortement non linéaire et avec plastification. La déformation correspondant au dispositif de lubrification (et donc à la correction) n'est pas réversible.

Figure 3.5.34 : Charges et décharges d'un essai cyclique lubrifié avec latex.

Aucune correction satisfaisante n'est possible si ces phénomènes ne sont pas pris en compte dans la correction. En revanche, une correction des déformations plastiques rémanentes ainsi qu'une correction séparée en charge et en décharge rend possible la superposition de la courbe de déformations entre plateaux avec la courbe de réponse des jauges axiales (figure 3.5.35).

Figure 3.5.35 : Comparaison des déformations entre plateaux mesuré et corrigé et de la réponse moyenne des jauges axiales centrales pour un essai lubrifié avec latex réalisé sur un échantillon d'élancement 1,5.

En fait, la correction des essais cycliques peut être améliorée de la même façon que pour le cas des essais monotones en décomposant les courbes de charges-décharges en deux parties séparées par le niveau de contrainte -20 MPa. Les courbes d'interpolation doivent assurer la continuité entre les charges et décharges, mais aussi au niveau de contrainte -20 MPa.
Que ce soit avec une correction polynomiale d'ordre 2 ou avec une double correction combinée séparant les courbes en deux parties avant et après 20 MPa, on obtient au niveau des courbes de charges correspondant à un essai cyclique la même correction que celle déjà déterminée pour les essais monotones. Pour la partie des courbes correspondant à une charge, la correction étalonnée sur les essais monotones est applicable. En revanche, la forte non-linéarité des courbes de décharges pour les essais cycliques rend plus difficile une éventuelle correction de la mesure de la déformation entre plateaux.

III.5.2.7.6/ Correction pour les essais uniaxiaux monotones sur les poussoirs

Des essais simples monotones en conditions non lubrifiées ont été réalisés sur les poussoirs de la cellule triaxiale de type Hoek (figure 3.5.36). Il est important de noter que ces poussoirs n'étaient pas considérés avant puisque les essais uniaxiaux réalisés sur les échantillons de grés ne nécessitent pas l'utilisation de la cellule triaxiale. Ces poussoirs sont en duraluminium (AU4G) et les essais correspondant (réalisés uniquement avec les poussoirs et sans utiliser d'échantillons de grés) ont été arrêtés à - 100 KN. Ces essais ont été contrôlés en déplacement entre plateaux. Un réglage précis des paramètres PIDF contrôlant la vitesse de réaction de la presse a été effectué. Les valeurs du PIDF obtenues sont identiques à celles calées lors des essais sur le grès. Nous avons réalisé un essai avec un seul poussoir et un autre essai avec les deux poussoirs de la cellule triaxiale. Les deux poussoirs sont posés l'un sur l'autre sur le plateau de chargement inférieur et sont ensuite chargés axialement sous presse. Notons que ces deux poussoirs sont identiques.

Figure 3.5.36 : Comparaison de la déformation entre plateaux pour des essais non lubrifiés réalisés sur les poussoirs en duraluminium correspondant à la cellule triaxiale de type Hoek.

Ici également, une simple correction linéaire sur toute la courbe est insuffisante. La non-linéarité des courbes nous amène à considérer soit une correction polynomiale d'ordre deux soit une correction combinée séparant le niveau de contrainte avant et après - 20 MPa.

- Interpolation polynomiale d'ordre 2:

Pour la courbe correspondant à l'essai réalisé avec les deux poussoirs:
$\varepsilon = 0.3473\sigma^{*2} + 59.797\sigma^{*}$
Pour la courbe correspondant à l'essai réalisé avec un poussoir: $\varepsilon = 0.1602\sigma^{*2} + 34.534\sigma^{*}$
La différence des deux déformations interpolées représente la correction correspondant à un poussoir: $\varepsilon = 0.1871\sigma^{*2} + 25.263\sigma^{*}$
$\varepsilon = 0.3742\sigma^{*2} + 50.526\sigma^{*}$ représente alors la correction correspondant à deux poussoirs.
La courbe correspondant à l'essai réalisé avec un poussoir prend en compte la déformation du poussoir mais également la déformation de la presse.
Si on retranche la correction correspondant à un poussoir $\varepsilon = 0.1871\sigma^{*2} + 25.263\sigma^{*}$ à la déformation globale correspondant à l'essai réalisé avec un poussoir $\varepsilon = 0.1602\sigma^{*2} + 34.534\sigma^{*}$ on obtient alors une estimation de la déformation de la presse, soit $\varepsilon = -0.0269\sigma^{*2} + 9.271\sigma^{*}$.
Cette valeur est proche de la correction correspondant à la presse déjà déterminée $\varepsilon = 10\ \sigma^{*}$.

- Correction séparée avant et après -20MPa :

Pour la courbe correspondant à l'essai réalisé avec les deux poussoirs:
Pour la première partie: $\varepsilon = 56.81\sigma^{*}$ et pour la deuxième partie: $26.31\sigma^{*}$.
Pour la courbe correspondant à l'essai réalisé avec un poussoir:

Pour la première partie: $\varepsilon = 33.3\ \sigma^*$ et pour la deuxième partie: $\varepsilon = 19.157\ \sigma^*$.
La différence des deux déformations interpolées représente la correction correspondant à un poussoir:
Pour la première partie: $\varepsilon = 23.51\sigma^*$ et pour la deuxième partie: $\varepsilon = 7.153\sigma^*$.
La correction correspondant aux deux poussoirs est alors:
Pour la première partie: $\varepsilon = 47.02\sigma^*$ et pour la deuxième partie: $\varepsilon = 14{,}306\ \sigma^*$.
En conclusion, la correction combinée correspondant aux deux poussoirs de la cellule triaxiale de type Hoek est donnée comme-suit (figure 3.5.37) :
Pour la première partie: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 47.02\sigma^*$ et pour la deuxième partie:
$\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 14.306\sigma^* + 654.28$ tel que 654.28 assure la continuité de la correction à -20MPa.

Figure 3.5.37 : Comparaison de la déformation entre plateaux pour des essais non lubrifiés contrôlés en déplacement réalisés sur les poussoirs en duraluminium.

III.5.2.7.7/ Correction pour les essais triaxiaux monotones lubrifiés sur le grès

On a tous les éléments pour évaluer la correction correspondant aux essais triaxiaux lubrifiés:

- Correction correspondant à un essai lubrifié avec latex testé en compression simple:

Interpolation polynomiale d'ordre 2: $\varepsilon_{presse} + \varepsilon_{lubrifiant} + \varepsilon_{latex} = 0.2443\ \sigma^{*2} + 69.666\ \sigma^*$
Correction combinée:
Pour la première partie: $\varepsilon_{presse} + \varepsilon_{lubrifiant} + \varepsilon_{latex} = 67.5\ \sigma^*$ ou $\varepsilon = 1.2117\ \sigma^{*2} + 91.78\ \sigma^*$
Pour la deuxième partie: $\varepsilon_{presse} + \varepsilon_{lubrifiant} + \varepsilon_{latex} = 49.26\ \sigma^* - 364.67$

- Correction correspondant aux deux poussoirs:

Interpolation polynomiale d'ordre 2: $\varepsilon_{poussoirs} = 0.3742\ \sigma^{*2} + 50.526\ \sigma^*$
Correction combinée: pour la première partie: $\varepsilon_{poussoirs} = 47.02\ \sigma^*$
pour la deuxième partie: $\varepsilon_{poussoirs} = 14.306\ \sigma^* - 654.28$

- Correction correspondant à un essai lubrifié avec latex testé en compression triaxiale:

Notons ε_{pl} la déformation globale entre plateaux et $\varepsilon_{éch}$ la déformation estimée de l'échantillon après correction des erreurs de mesure. Il est important de noter que l'évaluation de la correction correspondant à la déformation de mise en place a d'abord été réalisée à partir des essais de compression simple. Ce qui nous a permis de déterminer les termes de correction « propre » à la presse, au lubrifiant et à la protection de latex. La somme de ces termes de déformations (ε_{presse} , $\varepsilon_{lubrifiant}$, ε_{latex}) constitue, pour un essai de compression simple, la correction globale qu'il faut apporter à la déformation entre plateaux pour obtenir la déformation intrinsèque de l'échantillon. Pour un essai de compression triaxiale, il y a une erreur de mesure supplémentaire qui est liée à la déformation des deux poussoirs de la cellule triaxiale de type Hoek. Ces deux poussoirs sont en contact avec les faces supérieure et inférieure de l'échantillon de roche et sont chargés axiallement en même temps que ce dernier. Des essais réalisés directement sur les poussoirs ont permis de quantifier le terme de correction correspondant ($\varepsilon_{poussoir}$). En sommant ce terme avec la correction correspondant à un essai de compression simple, on obtient finalement la correction globale correspondant à un essai de compression triaxiale. On a donc: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - \varepsilon_{presse} - \varepsilon_{lubrifiant} - \varepsilon_{latex} - \varepsilon_{poussoirs}$
Soit, pour une interpolation polynomiale d'ordre 2: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 0.6185\sigma^{*2} - 120.192\sigma^*$
Pour une correction combinée avant et après - 20 MPa dans la phase déviatorique:
Pour la première partie: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 114.52\sigma^*$ ou $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 1.2117\sigma^{*2} - 138.8\sigma^*$
Pour la deuxième partie: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 63.566\sigma^* + 1018.95$

1018.95 est un terme qui assure la continuité entre les deux parties de la courbe avant et après - 20 MPa.
Notons que cette correction correspondant aux essais de compression triaxiale a été obtenue uniquement à partir des essais de compression simple réalisés sur le grès de Fontainebleau et sur les poussoirs en duraluminium. Nous avons ensuite testé cette correction sur des essais monotones lubrifiés avec latex en compression triaxiale sur des échantillons de roche de porosité 15 % et 21 %. En appliquant cette correction sur des essais de compression triaxiale avec différentes pressions de confinement, on a constaté qu'elle n'était pas très satisfaisante pour les faibles niveaux de contraintes avant - 20 MPa. La première partie de la correction correspondant à un essai triaxial est donc différente de celle correspondant à un essai de compression simple. En revanche, pour des niveaux de contraintes supérieures à - 20 MPa, la correction appliquée est tout à fait satisfaisante. En fait, la pression de confinement est exercée non seulement sur l'échantillon, mais également au niveau de l'interface entre l'échantillon et les poussoirs. Par conséquent, le lubrifiant fuit moins facilement et est « emprisonné » au niveau de l'interface. On peut toutefois constater qu'à partir d'un certain niveau de contrainte que l'on peut fixer à - 20 MPa, la courbe corrigée est parallèle sinon confondue avec la courbe correspondant à la réponse des jauges de déformation. En fait, à ce niveau de contrainte, le lubrifiant est tout à fait bien tassé et la différence, d'un essai à un autre, de la quantité initiale de lubrifiant utilisée et présente à l'interface n'influence plus la réponse du déplacement entre plateaux. La correction est alors identique pour le cas des essais de compression simple et le cas des essais triaxiaux. La correction linéaire correspondant à la deuxième partie de la courbe corrigée après - 20 MPa est: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 63.566\sigma^* + c$
Le terme multipliant σ^* dans cette correction doit rester inchangé.
c est un terme variable qui a pour fonction d'assurer la continuité de la correction entre les deux partie de la courbe corrigée avant et après - 20 MPa.
La gamme de contrainte correspondant à la première partie de la correction s'étend de 0 MPa à -20 MPa dans la phase déviatorique et cela quelle que soit la pression de confinement exercée sur l'échantillon, y compris le cas uniaxial.

- Correction linéaire correspondant à la première partie de la courbe avant -20MPa dans la phase déviatorique pour un essai triaxial: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} + B\sigma^*$

Rappelons que la correction linéaire correspondant à la deuxième partie de la courbe corrigée après - 20 MPa est: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} - 63.566\sigma^* + c$
Notons σ_c la pression de confinement appliquée pendant l'essai sur l'échantillon.
$B(\sigma_c)$, $c(\sigma_c)$ sont des fonctions de la pression de confinement qu'il faut déterminer.

numéro de l'essai	Pression de confinement (MPa)	B	c
K17	7	-114.24	1013.48
F56.1	7	-100.87	746.08
K62	28	-94.3	614.68
K100	42	-94.58	620.3
K99	42	-78.11	290.0

- Correction polynomiale d'ordre 2 correspondant à la première partie de la courbe avant -20MPa dans la phase déviatorique pour un essai triaxial: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} + B_2 \sigma^{*2} + B_1 \sigma^*$

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	B_2	B_1	c
K17	7	-1.0105	-129.398	912.44
F56.1	7	0.2051	-99.257	795.86
K62	28	0.4521	-86.708	643.68
K99	42	-1.2748	-98.337	644.428
K100	42	0.8106	-81.674	686.4

Finalement, la correction obtenue pour les essais triaxiaux testés avec différentes pressions de confinement est très satisfaisante, dans le sens où l'on a, avec une très bonne répétabilité, une bonne superposition des courbes corrigées avec les courbes correspondant à la mesure des jauges de déformation. Les courbes estimées et réelles sont confondues. Les figures 3.5.38 – 3.5.40 montrent des exemples de correction des mesures globales conduisant à une bonne superposition avec les mesures locales.

Figure 3.5.38 : Comparaison de la réponse des jauges axiales et des déformations globales entre plateaux mesurée et corrigée pour un essai triaxial avec une pression de confinement de 7 MPa réalisé en conditions lubrifiées avec latex sur un échantillon de porosité 21 % et d'élancement 1,5.

Figure 3.5.39 : Comparaison de la réponse des jauges axiales et des déformations globales entre plateaux mesurée et corrigée pour un essai triaxial avec une pression de confinement de 14 MPa réalisé en conditions lubrifiées avec latex sur un échantillon de porosité 21 % et d'élancement 1,5.

Figure 3.5.40 : Comparaison de la réponse des jauges axiales et des déformations globales entre plateaux mesurée et corrigée pour un essai triaxial avec une pression de confinement de 28 MPa réalisé en conditions lubrifiées avec latex sur un échantillon de porosité 21 % et d'élancement 1,5.

III.5.2.7.8/ Récapitulatif des différentes corrections et conclusion

Rappelons que ε_{pl} représente la déformation entre plateaux mesurée et que $\varepsilon_{éch}$ représente la déformation de l'échantillon de roche estimée après correction de l'erreur de mesure.
Avant -20 MPa dans la phase déviatorique: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} + B\sigma^*$
Après -20 MPa dans la phase déviatorique: $\varepsilon_{éch} = \varepsilon_{pl} + B\sigma^* + c$

	B		c
	avant -20 MPa	après -20 MPa	
uniaxial σ_c = 0 MPa non lubrifié sur le grès	-10	-10	—
uniaxial σ_c = 0 MPa lubrifié sur le grès	-67.5	-49.26	364.67
uniaxial σ_c = 0 MPa non lubrifié sur les deux poussoirs	- 47.02	-14.306	654.28
uniaxial σ_c = 0 MPa lubrifié sur le grès et sur les deux poussoirs	-67.5-47.02 = -114.52	-49.26-14.306 = -63.566	364.67+654.28 = 1018.95
triaxial σ_c = 7 MPa			

(K17) lubrifié sur le grès et sur les deux poussoirs	-114.24	-63.566	1013.48
triaxial σ_c = 7 MPa (F56.1) lubrifié sur le grès et sur les deux poussoirs	-100.87	-63.566	746.08
triaxial σ_c = 28 MPa (K62) lubrifié sur le grès et sur les deux poussoirs	-94.3	-63.566	614.68
triaxial σ_c = 42 MPa (K100) lubrifié sur le grès et sur les deux poussoirs	-94.58	-63.566	620.3
triaxial σ_c = 42 MPa (K99) lubrifié sur le grès et sur les deux poussoirs	-78.11	-63.566	290.9

Pour l'essai uniaxial sur le grès de Fontainebleau, la correction en conditions lubrifiées est plus importante qu'en conditions non lubrifiées. Cela est du au fait qu'il existe des erreurs de mesures supplémentaires liées à la déformation du lubrifiant et de la protection en latex.
La correction correspondant à la déformation de tout le système, comprenant la presse, le dispositif de lubrification et les deux poussoirs de la cellule triaxiale de type Hoek a été déterminée à partir des essais uniaxiaux pour les différentes gammes de contraintes avant et après -20 MPa.
Concernant la gamme de contrainte avant – 20 MPa, la correction déterminée initialement n'est valable que pour un essai avec une pression de confinement nulle. Cette correction ne peut être appliquée au cas d'une compression triaxiale.
On remarque que plus la pression de confinement est importante, plus la correction pour cette pression de confinement tend à s'éloigner de celle correspondant au cas de compression uniaxiale. En fait, la correction (en valeur absolue) a tendance à diminuer quand on augmente la pression de confinement.
La relation entre le coefficient B et la pression de confinement adimensionnalisée notée σ_3 est quasi-linéaire (figure 3.5.41). Elle est de la forme $B = 0{,}6405\ \sigma_3 - 112{,}89$.
La relation entre le coefficient c (en microdéformation) et la pression de confinement adimensionnalisée notée σ_3 est également quasi-linéaire (figure 3.5.42).
Elle est de la forme $c = -12{,}808\ \sigma_3 + 986{,}37$.
La tendance de la correction à diminuer quand on augmente la pression de confinement est due au fait que cette dernière réduit les erreurs de mesures liées à l'interface.
Notons que l'écart entre les deux corrections avant et après -20 MPa tend également à diminuer.

Figure 3.5.41 : Tracé du coefficient B en fonction de la pression de confinement. Relation quasi-linéaire.

Figure 3.5.42 : Tracé du coefficient c en fonction de la pression de confinement. Relation quasi-linéaire.

Notons que la correction déterminée est indépendante de la porosité et de la nature de la roche. Notons également que la correction après -20 MPa est indépendante de la pression de confinement exercée sur l'échantillon de roche. Cela est du au fait qu'au bout d'un certain niveau de contrainte, le lubrifiant en excès a été chassé, le lubrifiant restant est tout à fait bien tassé et de façon plus générale, la « mise en place » de l'interface s'est produite.
Dans le sens de cette remarque, on constate que la correction après -20 MPa (où la « mise en place » de l'interface s'est déjà produite) est toujours inférieure à celle correspondant au niveau de contrainte avant - 20 MPa (où la « mise en place » de l'interface se produit).
Finalement, comme l'a déjà fait remarquer Bressani (1995), les résultats obtenus contredisent l'idée courante que les mesures externes sont fausses. Bressani (1995) est arrivé à la conclusion que les mesures globales sont remarquablement précises. Nous sommes également arrivés à cette conclusion. Les erreurs de mesures ont été évaluées de façon très précise. La correction de la mesure globale de déformation entre plateaux permet finalement de déduire la réponse intrinsèque de la roche.

III.5.3/ ANALYSE DES PHASES DE FISSURATION DANS LES ECHANTILLONS DE GRES DE FONTAINEBLEAU

III.5.3.1/ COURBES DEFORMATIONS-DEFORMATIONS

Chaque échantillon testé est équipé de six jauges de déformations radiales placées à 60° d'intervalle et trois jauges de déformations axiales placées à 120° d'intervalle. Les courbes de déformations radiales données par les 6 jauges sont tracées les unes en fonction des autres. Notons que cette méthode, appliquée à la base pour les mesures de déformations radiales (Santarelli, 1987), a également été utilisée dans certains cas sur des mesures de déformations axiales (Tatsuoka et Kim, 1994 ; Bésuelle, 1999). Cette méthode est étendue également dans notre traitement au cas des déformations axiales.
Les courbes de déformations données par les jauges tracées les unes en fonction des autres présentent pour la plupart une partie linéaire. La pente de cette droite est généralement proche de 1, ce qui montre l'homogénéité des essais et l'isotropie transverse du matériau dans les premières phases de déformation (figure 3.5.43).

Figure 3.5.43 : Exemples de courbes (ε_2,ε_3) obtenues. Présence d'une partie linéaire suivie d'une déviation traduisant la perte d'homogénéité des déformations.

III.5.3.2/ CHUTE DE LA FORCE

On observe directement au niveau des données brutes correspondant à la mesure expérimentale de l'effort une très légère baisse à un niveau de contrainte donné (baisse allant approximativement de 0,1 à 0,5 MPa). Dans certains essais, cette chute est suffisamment importante pour être clairement visible sur les courbes contraintes-déformations tracées. La valeur de contrainte correspondant à cette chute de la force est systématiquement relevée et comparée aux valeurs obtenues à partir des techniques « classiques » de détection des phases de fissuration.

III.5.3.3/ CERCLES ET ELLIPSES

La technique développée ici est inspirée du travail de Hadley (1975b). A partir des déformations mesurées, on trace une ellipse moyenne des déformations radiales à différents niveaux de contraintes. L'ellipse est construite en utilisant la méthode des moindres carrés. Notons que la calibration de l'ellipse nécessite au minimum six jauges de déformation placées dans plusieurs directions radiales. Avant le seuil de localisation, les déformations mesurées sont homogènes. Après ce seuil, Hadley a observé que les points mesurés s'écartent, dévient remarquablement de l'ellipse interpolée de référence, caractérisant un champ de déformation homogène, les points mesurés s'organisent de moins en moins bien suivant l'ellipse. C'est cette déviation des points mesurées de l'ellipse interpolée qui est considérée par Hadley comme un critère de détection de la localisation.
La technique que Kormi (1999) et moi-même avons développée est basée sur le même principe. Notons « a » et « b » respectivement le grand et le petit rayon de l'ellipse.
Notons « φ » l'angle du grand rayon de l'ellipse avec l'axe horizontal. On a :

$$r^2 = \frac{a^2 b^2}{a^2 \sin^2(\theta-\varphi) + b^2 \cos^2(\theta-\varphi)}$$

L'optimisation se fait à partir des trois égalités suivantes :

$$\frac{\delta}{\delta a}(\sum_{i=1}^{n}(r^2 - r_i^2)^2) = 0 \quad ; \quad \frac{\delta}{\delta b}(\sum_{i=1}^{n}(r^2 - r_i^2)^2) = 0 \quad ; \quad \frac{\delta}{\delta \varphi}(\sum_{i=1}^{n}(r^2 - r_i^2)^2) = 0$$

En fait, il est plus astucieux d'optimiser le système à partir de $\frac{1}{r^2} = \frac{\sin^2(\theta-\varphi)}{b^2} + \frac{\cos^2(\theta-\varphi)}{a^2}$

Les valeurs (a-b) et $\sqrt{a^2 - b^2}$ sont tracées en fonction de la contrainte.

Par ailleurs, on peut également interpoler un cercle à partir des points mesurés. Notons R le rayon de ce cercle et (x_0,y_0) les coordonnées de son centre. De la même façon que pour l'ellipse, on trace les courbes donnant R , $\sqrt{x_o^{\,2} + y_o^{\,2}}$ et arctg($\frac{y_o}{x_o}$) en fonction de la contrainte.

Au niveau des courbes tracées, on remarque deux points particuliers:

Le premier correspond à une perte de linéarité très brusque avec quelquefois même une légère petite chute de la force observée directement sur la courbe. Ce premier point particulier observé au niveau des courbes tracées correspond à notre avis au seuil de microfissuration. Cependant, les valeurs de contrainte correspondant à ce premier point et obtenues par cette méthode ne sont pas très fiables. Les résultats sont souvent très dispersés et l'erreur dans l'évaluation est très importante.

Le deuxième point particulier des courbes tracées correspond, soit à une perte de linéarité très brusque, soit à une légère chute de la force visible sur la courbe. Dans les deux cas, ce point est clairement visible. La valeur de contrainte correspondante est obtenue avec une excellente répétabilité et peut être donc considéré comme fiable. Ce deuxième point correspond au seuil de localisation.

Pour illustrer notre propos, nous donnons ici l'exemple d'un essai réalisé à 7 MPa de pression de confinement sur l'échantillon K17. Les deux courbes ci-dessous (figures 3.5.44 – 3.5.45) représentent le rayon R du cercle et la valeur (a-b) de l'ellipse tracés en fonction de la contrainte.

Notons que les valeurs obtenues à partir de cette technique « cercle et ellipse » seront présentées et interprétées dans la suite du rapport (voir III.5.3.5).

Figure 3.5.44 : Exemple de tracé de R en fonction de la contrainte. Essai réalisé à 7 MPa de pression de confinement sur l'échantillon K17.

Figure 3.5.45 : Exemple de tracé de (a-b) en fonction de la contrainte. Essai réalisé à 7 MPa de pression de confinement sur l'échantillon K17.

III.5.3.4/ COURBES CONTRAINTES-DEFORMATIONS

Il y a trois principales approches expérimentales pour mesurer la dilatance:
- La dilatance peut être obtenue en soustrayant la déformation volumique élastique calculée à partir des constantes élastiques déterminées à de faibles contraintes où la dilatance peut être supposée nulle. Mais comme le fait remarquer Paterson (1978), il n'est pas facile d'obtenir une grande sensibilité dans l'application de la méthode sous pression de confinement.
- On observe le changement du volume total de l'échantillon via le changement de volume de fluide où l'échantillon est submergé. Bridgman (1949, cité au 8th symposium, 1966). Dans le cas d'une roche suffisamment perméable, la mesure de la quantité de fluide circulant à l'intérieur et à l'extérieur de l'échantillon saturé durant la déformation donne une mesure de la déformation volumique associée aux pores accessibles et aux fissures. Les déformations volumiques sont déterminées à partir du déplacement du fluide après correction des changements élastiques dans le volume des pores, la dilatance est alors obtenue. Comme le font remarquer Handin et al. (1963), la méthode a une applicabilité limitée par rapport aux roches dures à cause de la nécessité que la perméabilité soit suffisante pour permettre de maintenir la saturation durant l'essai. Ce n'est également applicable que quand le fluide de pore est chimiquement inerte par rapport à la roche.
- La méthode la plus pratique pour obtenir les déformations volumiques est d'utiliser des jauges de déformation à résistance électrique. (Matsushima, 1960, 1960 ; Brace et al., 1966, cités au 8th symposium de mécanique des roches, 1966).
On mesure les déformations longitudinales et latérales dans l'échantillon. On en déduit alors la déformation volumique. Le seuil de microfissuration et le seuil de dilatance sont enfin déterminés directement à partir des courbes contraintes-déformations volumiques.
En réalité, le concept de seuil de dilatance est plus un repère conventionnel qu'un seuil au vrai sens du terme. Ce concept n'a pas de signification physique réelle parce que la transition entre le stade de déformation purement élastique et celui du développement de la microfissuration est progressive, et par conséquent, aucune valeur véritablement objective ne peut être donnée pour ce seuil de dilatance. Quelques auteurs ont même utilisé des définitions arbitraires. La solution adoptée par Schock et al. (1973, cité par Paterson, 1978) est de définir la dilatance comme l'écart de la déformation volumique observée à une contrainte moyenne donnée de celle observée dans un chargement hydrostatique à la pression correspondante. La définition adoptée par Sangha et Dhir (1972, cité par Haïed, 1995) est que le seuil de dilatance correspond au point où le coefficient de Poisson instantané observé excède 0,5.
Il est important de souligner que dans la littérature, le seuil de dilatance est souvent supposé coïncider avec le seuil de microfissuration.
Le seuil de microfissuration peut être déterminé comme suit:
On définit la limite d'élasticité initiale par la valeur du déviateur de contrainte (σ_1 - σ_3) en dessous de laquelle le comportement du matériau est totalement réversible. En pratique, on effectue des cycles de chargement-déchargement et rechargement et on prend pour limite élastique initiale la valeur du déviateur de contrainte pour laquelle on observe l'apparition d'une déformation irréversible de l'ordre d'environ 0,02 % (Shao, 1987).
Par ailleurs, rappelons que Paterson (1978) distingue quatre phases dans l'histoire de chargement de l'échantillon testé sous compression.
Dans la phase I, dite de serrage, la courbe (ε_{ax}, σ_{ax}) a une portion initialement concave avant d'être linéaire. Cette phase est réduite ou même inexistante en triaxial.
Dans la phase II, le matériau est élastique, la courbe (ε_{ax}, σ_{ax}) est linéaire. Cette phase dépasse rarement 40 % du pic.
Le début de la phase III correspond au seuil de microfissuration. On a une apparition des premières microfissures induites par le chargement. L'amorçage et la propagation de la microfissuration est stable.

Santarelli (1987) affirme que les microfissures commencent à se développer à un niveau de contrainte déviatorique qui est approximativement le même que celui où les courbes contrainte-déformation axiales dévient de la linéarité. C'est pourquoi, dit-il, on peut faire l'hypothèse que le seuil de dilatance correspond à la limite de linéarité. En fait, il n'en est rien. Comme nous l'avons déjà détaillé dans ce rapport, les courbes contrainte-déformation axiales sont toujours linéaires à ce stade de déformation. Cette linéarité témoigne de la tendance générale des microfissures à se développer de façon prédominante dans la direction parallèle à l'axe de chargement, à la direction de la contrainte compressive principale majeure. Les microfissures sont orientées principalement parallèlement à cette direction. Comme la microfissuration est axiale, on n'observe alors qu'une déviation des courbes de déformations latérales (et donc des déformations volumiques). Le point de perte de linéarité des courbes contrainte-déformation latérales (ε_{rad} , σ_{ax}) et volumiques (ε_v , σ_{ax}) coïncide avec le seuil de microfissuration et est attribuée au développement orienté des microfissures. (Brace et al., 1966 ; Bieniawski, 1967abc, 1968 ; Paterson, 1978).
Il est important de souligner que tous ces auteurs font systématiquement coïncider le seuil de microfissuration et le seuil de dilatance (figure 3.5.46).
Selon eux, l'évaluation de la dilatance à partir de la déformation volumique mesurée exige simplement le tracé d'une ligne de référence élastique virtuelle, correspondant à une extrapolation de la partie quasi linéaire de la courbe reliant la déformation volumique à la contrainte, en ignorant tout comportement non linéaire initial associé à la phase de serrage. Cependant, dans les matériaux de porosité appréciable ou ayant déjà subi une microfissuration, il peut ne pas y avoir vraiment de portion linéaire de cette courbe et le choix d'une ligne élastique de référence est plus difficile et devient subjectif. La dilatance est l'écart entre cette courbe et la droite fictive qu'on aurait obtenue si la déformation volumique était élastique.

Figure 3.5.46 : A gauche : dilatance dans le granite de Westerly dans un test triaxial à 100 MPa (1 Kbar) de pression de confinement. (d'après Brace, Paulding et Scholz, 1966). A droite : seuil de microfissuration (supposé coïncider avec le seuil de dilatance) de quartzite en compression uniaxiale, et de norite en compression triaxiale avec un rapport de contrainte axiale par rapport à la pression de confinement égal à 38:1 (d'après Bieniawski, 1967). c' marque le seuil de microfissuration (supposé coïncider avec le seuil de dilatance). c représente la contrainte de rupture macroscopique.

Sur la base des références bibliographiques, nous avons choisi ce critère de perte de linéarité des courbes (ε_{rad} , σ_{ax}) et (ε_v , σ_{ax}) pour définir et déterminer le seuil de microfissuration. Dans les essais que nous avons réalisés, la perte de linéarité des déformations radiales et volumiques est clairement visible et les résultats obtenus sont homogènes et fiables (figure 3.5.47).
Par ailleurs, on peut constater qu'à un certain niveau de contrainte, le taux de déformation volumique $d\varepsilon_v$ change de signe. Nous avons systématiquement relevé dans les données correspondant à nos essais les valeurs de contraintes correspondant à ces changements de signe. C'est le critère que nous avons choisi pour définir et déterminer le seuil de dilatance. On a donc imposé une distinction entre les deux notions de seuil de microfissuration et de seuil de dilatance.
Ces courbes donnant la déformation volumique en fonction de la contrainte mettent bien en évidence que le grès de Fontainebleau présente une phase de contractance suivie d'une phase de dilatance très prononcée à l'approche de la rupture.
Le début de la phase IV représente le seuil de localisation. Le seuil de localisation correspond au début de propagation instable de la microfissuration, à la transition d'une microfissuration

diffuse à une microfissuration localisée. Les déformations du matériau deviennent inhomogènes et se localisent. Quand les courbes contrainte-déformation axiales dévient de leur linéarité initiale, cela révèle la formation de microfissures inclinées par rapport à l'axe de contrainte principale majeure. Cette perte de linéarité des déformations axiales correspond au seuil de localisation des déformation. Ce seuil de localisation est représenté par une non-linéarité des déformations axiales et en même temps ou presque par une forte concavité des courbes de déformations latérales. Il est important de noter que dans les essais de Haïed (1995), le niveau de contrainte correspondant à la perte de linéarité des déformations axiales coïncide approximativement avec celui où le taux de déformation volumique change de signe et devient négatif. Finalement, dans les données correspondants à nos essais, ce critère est inexploitable. En effet, la perte de linéarité des déformations axiales n'est pas visible de façon claire. Ce critère n'est donc finalement pas utilisé. Remarquons à ce propos qu'une perte de linéarité précoce des courbes contrainte-déformation axiales peut-être due à la formation de multiples plans de cisaillement mineurs (lignes de Lüder).

Figure 3.5.47 : Perte de linéarité des courbes de déformations radiales et volumiques. Exemple d'un essai réalisé à 14 MPa de pression de confinement sur l'échantillon K48.

III.5.3.5/ PRESENTATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Dans la littérature, le seuil de localisation des déformations dans un essai triaxial est compris entre 75-80 et 100 %. Notons que Paterson place le seuil de localisation au pic.
Dans les essais triaxiaux que nous avons réalisés, mis à part les essais à faible confinement ou à confinement nul, le seuil de localisation des déformations se situe juste avant le pic mais à un niveau de contrainte axiale toujours supérieur à 90 % du pic de résistance et cela indépendamment du fait que l'échantillon soit sec ou saturé (figure 3.5.48). Comme le seuil de l'inhomogénéité des déformations se produit pratiquement au pic, les courbes contraintes-déformations pré-pic peuvent être utilisées pour l'étalonnage des lois de comportement.

Figure 3.5.48 : Valeurs de seuils de localisation en pourcentage par rapport au pic obtenues pour les essais triaxiaux testés à différentes pressions de confinement.

Ces résultats sont en accord avec les conclusions de Hadley (1975) qui constate, pour reprendre ses propres termes, qu'avant 90 % de la résistance à la rupture de l'échantillon, les déformations mesurées sont homogènes. Après 90 % du chargement en contrainte, le champ de déformations a cessé d'être homogène par anisotropie de la dilatance. La localisation est initiée. Ces résultats sont également compatibles avec ceux de Scholz (1968) et Mogi (1968) qui ont montré que quelque part au dessus de 90 % de la résistance à la rupture, les microfissures qui avaient jusqu'ici une distribution aléatoire dans les échantillons de roche ont commencé à se regrouper à se regrouper le long de la bande de cisaillement en développement.
Santarelli (1987) a également constaté pour des tests triaxiaux sur le grès de Doddington que le seuil de localisation reste très proche du pic (figure 3.5.49).

Figure 3.5.49 : Variation du seuil de linéarité de la courbe contrainte axiale déviatorique / déformation axiale

avec la pression de confinement. Les contraintes axiales sont normalisées à la valeur de résistance au pic correspondante. (d'après Santarelli, 1987).

Par ailleurs, Brady et Brown (1985) ont écrit que, d'après la littérature, la rupture s'initie à 50-95 % du pic de résistance. En accord avec cette conclusion, la table 3.5.50 reproduit la synthèse effectuée par Santarelli (1990) et complétée par Bésuelle (1999) par des études plus récentes. Cette table révèle que toutes les études caractérisées chacune par des techniques différentes ont situé, placé le seuil de localisation des déformations avant le pic de contrainte. Le rapport entre la valeur de contrainte axiale au seuil de localisation et au pic de résistance ($\sigma_{loc}/\sigma_{pic}$) varie entre 60 % et 99 %.

Figure 3.5.50 : synthèse des résultats sur le seuil de la localisation obtenus pour différentes roches. (U: test uniaxial), (T: test triaxial), (B: test biaxial), (1: données sources différentes collectées par Santarelli, 1987), (2: plaque rectangulaire). (d'après Bésuelle, 1999).

Une telle dispersion des données est expliquée par la grande variété des roches testées et par celle des tests considérés. On peut constater que pour une même roche (granite de Westerley) et un même test (triaxial), la dispersion des valeurs est importante (de 60 à 99 %). Ce qui indique que l'une des causes majeures de la dispersion des résultats tient à la technique de détection. Les nombreuses techniques existantes utilisées pour la détermination du seuil de localisation ne sont pas équivalentes et semblent très variables. Elles ont, non seulement, des champs d'application différents, mais aussi des sensibilités différentes. Ce qui fait que deux méthodes utilisées lors d'un même test peuvent donner des valeurs du seuil de localisation différentes. Dans ce cas, les méthodes optiques et soniques sont à préférer aux méthodes microscopiques et les grandes valeurs de ($\sigma_{loc}/\sigma_{pic}$) devraient être écartées.
Un autre point important à noter est que le phénomène de la localisation se produit initialement à l'intérieur de l'échantillon tandis que les mesures des déformations radiales par jauges de déformations ou par capteurs de déplacement LVDT sont effectués à la surface de l'échantillon. Dans ce cas, le seuil de localisation est peut-être détecté de façon tardive. La valeur du seuil de localisation obtenue est peut-être surestimée par rapport à la valeur réelle d'initiation de la localisation.
D'un autre côté, Spetzler et al. (1974) ont montré comment des problèmes de frettage et d'application de la charge mal maîtrisés conduisaient à des localisations très précoces qui pouvaient être retardées lorsque les causes expérimentales qui les généraient étaient corrigées. L'étude précise du seuil de localisation peut parfois amener à remettre en cause la qualité de l'essai, notamment les dispositifs d'application des efforts sur les éprouvettes et les conditions de frottement aux extrémités. En accord avec ces dernières conclusions, on remarque dans les essais que nous avons réalisés que le rapport $\sigma_{loc}/\sigma_{pic}$ correspondant à un confinement nul et faible (7MPa) est plus faible que pour un confinement supérieur (14, 28 et 42 MPa), ce qui veut dire qu'un confinement suffisant rend négligeable le frottement résiduel restant à l'interface. Tandis qu'avec un confinement trop faible, le frottement résiduel à l'interface a une influence plus marquée et cela malgré l'utilisation du lubrifiant. A partir d'un certain confinement, le rapport $\sigma_{loc}/\sigma_{pic}$ devient supérieur à 90 %. En appliquant la procédure de Santarelli (1987) et en réalisant des essais axisymétriques sur des échantillons de grès de Fontainebleau d'élancement 2 en conditions frettés, Haïed (1995) a montré que pour 30 MPa de pression de confinement, la localisation apparaît à environ 85 % du pic en contrainte. Haïed, Kondo, Henry (1997) observent plutôt que ce point se situe autour de 88 % de la résistance à la rupture dans le cas de l'essai de compression uniaxiale et à 90 % dans l'essai triaxial à 30 MPa de pression de confinement. Ce qui est tout à fait en accord avec les

résultats que nous avons obtenus. Le seuil de localisation apparaît donc plus tôt dans le cas uniaxial car le frettage a une influence plus sensible dans ce cas tandis que la pression de confinement tend à diminuer l'effet du frottement.
Par ailleurs, on ne remarque pas de tendance particulière d'évolution du pourcentage de localisation quand on augmente la pression de confinement, contrairement à ce que l'on pourrait lire dans la littérature. Au vu des résultats expérimentaux présentés dans la littérature, on peut noter que cette tendance particulière à la baisse dont on parle souvent n'est pas aussi claire et évidente qu'on pourrait le croire et cela particulièrement pour le cas des essais axisymétriques. Ainsi, Haïed a affirmé ne pas avoir remarqué cette tendance pour les essais axisymétriques qu'il a réalisés. Il a obtenu un seuil de localisation de 90 % pour tous les essais triaxiaux et cela indépendamment de la pression de confinement.
Par ailleurs, Bésuelle affirme que les événements correspondant à l'élancement 1 arrivent dans l'ensemble plus tôt qu'aux élancements 2. Pour les échantillons d'élancement 1, Bésuelle donne une loi d'évolution y% = 97 – 0,175x (figure 3.5.53).

Figure 3.5.53 : Evénements axiaux et radiaux interprétés comme seuils de localisation de la déformation, pour les essais de compression en élancement 2 (à gauche) et 1 (à droite). (d'après Bésuelle et Desrues, 1998 et Bésuelle, 1999).

Pour une pression de confinement de 0 MPa, y% = 97%. Pour une pression de confinement de 60 MPa, y% = 86,5%. Les essais d'élancement 1 présentent donc bien des valeurs de seuils de localisation globalement inférieurs, ce qui montre bien que les essais d'élancement 1 sont fortement influencés par le frottement à l'interface roche-plateau. Cela est vrai même pour des pressions de confinement importantes. Ce frottement fait produire la localisation plus tôt avant le pic. Ce qui est en accord avec nos essais et avec les remarques faites par Spetzler, Scholz et Lu (1974) concernant l'influence du frettage.
Santarelli (1987) et Haïed (1995) ont également tracé l'évolution du rapport des contraintes axiales au seuil de la localisation et au pic, σ_{loc} / σ_{pic} , en fonction de la pression de confinement. Sur le domaine de pression de confinement étudié, le rapport décroît, diminue légèrement lorsque la pression de confinement augmente. On retrouve ici la conclusion souvent citée que la localisation a tendance à se produire de plus en plus tôt avant le pic lorsqu'on augmente la pression de confinement. Dans ce sens, Santarelli et Brown (1989) ont proposé un critère de localisation :

$$\frac{\sigma_{loc}}{\sigma_{pic}} = 0,98 - 7\times10^{-4}\,\sigma_3$$

Pour $\sigma_3 = 0$, on a donc $\frac{\sigma_{loc}}{\sigma_{pic}} = 98\%$

Pour $\sigma_3 = 42$ MPa, on a $\frac{\sigma_{loc}}{\sigma_{pic}} = 95,06\%$

Ici également, la tendance à la baisse peut donc être considérée comme négligeable.
Par ailleurs, Santarelli et Brown (1989) ont également proposé un critère de résistance au pic:
$\sigma_p = 51.1\ [1 + 4,37\ (\sigma_3 /51,4)^{0,72}]$ avec σ_p et σ_3 exprimées en MPa.
En terme de déformations critiques, Haïed (1995) a enregistré le niveau de déformation, pour chacune des trois directions axiale, latérale et transversale au seuil de localisation en fonction de la pression de confinement (figure 3.5.54). Les relations sont linéaires.

Figure 3.5.54 : déformations axiale, latérale et transversale critiques au seuil de localisation en fonction de la pression de confinement. (d'après Haïed, Kondo et Henry, 1997)

Ces droites présentent des pentes très faibles qui varient selon la direction de 23 à 10 microdéformations**.** MPa^{-1} et proposent de ce fait des déformations critiques peu dépendantes de la pression de confinement. Ce n'est pas le cas pour les déformations à la rupture macroscopique. Dans une direction donnée, le niveau de déformation enregistré au moment où les déformations localisent, oscille autour d'une valeur moyenne. Cette valeur moyenne est estimée à environ 5500 microdéformations dans la direction longitudinale, autour de 1500 microdéformations dans la direction transversale, 2200 microdéformations pour les déformations latérales (figure 3.5.55). On retrouve les 1900 microdéformations de la déformation volumique moyenne critique.

Figure 3.5.55 : Moyenne, écart type et écart moyen des déformations axiale, transversale et latérale. (d'après Haïed, Kondo et Henry, 1997).

Le résultat obtenu (quasi-constance des déformations au seuil de localisation) indique l'intérêt de critères basés sur la déformation (d'extension) critique comme celui proposé par Stacey (1981, cité par Haïed, Kondo, Henry, 1997) pour décrire la rupture fragile des roches. Par ailleurs, Santarelli (1988) a tracé les points de déviateurs des contraintes ($q = \sigma_1 - \sigma_3$) en fonction du déviateur des déformations (γ) au seuil de localisation (q_{loc} , γ_{loc}) pour les différentes pressions de confinement (figure 3.5.56).

Figure 3.5.56 : Points de déviateurs des contraintes ($q = \sigma_1 - \sigma_3$) tracés en fonction du déviateur des déformations (γ) au seuil de localisation (q_{loc} , γ_{loc}) pour les différentes pressions de confinement. (d'après Santarelli, 1988).

La linéarité de cette courbe peut être interprétée en termes élasto-plastiques. Le module élastique de cisaillement correspondrait alors à la pente de cette droite. L'intersection de la droite avec l'axe horizontal est une déformation plastique. Il serait alors possible de conclure que le seuil de localisation est atteint pour un déviateur des déformations plastiques constant.
En conclusion, la courbe déviateur des contraintes / déviateurs des déformations au seuil de localisation pour les divers tests est très régulière et suggère que dans une certaine interprétation, la localisation se produirait lorsque le déviateur des déformations plastiques dépasse un niveau critique indépendant de la pression de confinement.
Par ailleurs, les résultats obtenus sur le comportement du grès de Fontainebleau à partir des essais de compression nous ont permis de mettre en évidence une forte susceptibilité à la microfissuration. Le seuil de microfissuration obtenu varie en moyenne autour de 45 % du pic de résistance (figure 3.5.57). Ce qui est en accord avec l'étude bibliographique qu'a réalisé Haïed (1995) qui situe ce seuil de microfissuration entre 30 et 60 % du pic.
Notons que Bieniawski a montré que le début de la fissuration en compression uniaxiale ne dépendait pas de la forme de l'échantillon, des plateaux de chargement et du type de presse utilisée pour la compression.
Notons également que pour Paterson (1978), le seuil de microfissuration est généralement observé entre le premier tiers et le deuxième tiers de la contrainte de rupture macroscopique, bien que, dans certains cas, affirme Paterson, la dilatance peut être détectée plus tôt ou seulement très près de la contrainte de rupture.
Il faut rappeler ici que Paterson, Bieniawski, Brace ainsi que la grande majorité des chercheurs, ne font aucune distinction entre les deux notions de seuil de microfissuration et seuil de dilatance. Comme nous l'avons déjà détaillé auparavant, nous avons de notre coté différencié ces deux termes et défini des critères de détection séparés.
Finalement, nous avons obtenu un seuil de dilatance plus près du pic, situé en général entre 65 et 75 %. Le seuil de dilatance se situe donc après le seuil de microfissuration et correspond en fait au point de la courbe contrainte-déformation où la microfissuration commence à dominer le comportement macroscopique du matériau.

Figure 3.5.57 : Valeurs de seuils de microfissuration et de dilatance en pourcentage par rapport au pic obtenues pour les essais triaxiaux testés à différentes pressions de confinement.

III.5.4/ CONTROLE EXPERIMENTAL DE LA PHASE POST-PIC

III.5.4.1/ BOUCLE D'ASSERVISSEMENT

Avec un appareil de chargement à déplacement contrôlé, il est possible d'obtenir une réponse radoucissante (figure 3.5.58). Les mécanismes associés à la rupture, dont le phénomène de radoucissement des déformations dans la zone post-pic, ne peuvent être observés et étudiés en laboratoire qu'avec une presse hydraulique rigide et servo-contrôlée avec un système de contrôle (feed-back) à boucle fermée (closed-loop). (Hudson et al., 1972 ; Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Wawersik et Brace, 1971 ; Hudson et al., 1971). Les presses servo-controlées sophistiquées sont apparues à la fin des années 60. Des machines d'essais asservies servo-contrôlées et très rigides ont été alors utilisées avec succès. (Houpert, 1970 ; Rummel et Fairhurst, 1970 ; Hardy et al., 1971 ; Rummel, 1975, cités par Paterson, 1978).
En fait, le contrôle a pu quelques fois être fait manuellement (Wawersik et Fairhurst, 1970 ; Wawersik et Brace, 1971), mais avec un servo-contrôle automatique, un temps de réponse de la presse plus court et un contrôle plus efficace est obtenu. Des progrès significatifs ont été réalisé dans le sens où ces machines ont permis en effet de contrôler et de suivre, de façon beaucoup plus systématique, le comportement post-pic radoucissant des échantillons de roches en compression triaxiale et d'obtenir les courbes contraintes-déformations complètes correspondantes. Cela a résulté en une meilleure compréhension de ce phénomène que ce qui était possible dans le passé. Ces presses servo-contrôlées modernes sont d'ailleurs utilisées pour conduire une large variété de tests dans les laboratoires de mécanique des roches.

Figure 3.5.58 : Choix entre la force et le déplacement comme variable de contrôle programmée. (d'après Hudson, Crouch et Fairhurst, 1972).

La boucle d'asservissement est entièrement analogique. Dans un système d'asservissement en boucle fermée pour essais de matériaux, un signal de commande provenant d'un élément régulant est transmis dans la boucle d'asservissement à un élément à réguler. L'élément régulant reconnaît à l'aide du signal de retour la manière dont l'élément régulé a réagi à cette commande. La boucle d'asservissement est un système électronique qui consiste à maintenir nulle la différence entre le signal de consigne ou de commande, délivré par un générateur de rampe et le signal électrique de retour (SR) provenant des informations délivrées par un capteur (figure 3.5.59). Le signal de retour (feed-back) correspondant à la variable de contrôle est traité par un servo-contrôleur. Le signal de retour du capteur de contrôle est comparé dans la boucle d'asservissement avec le signal programmé, c'est à dire la consigne, pour donner un signal électrique en volt à taux constant représentant le taux constant de la variable de contrôle. Autrement dit, le signal de retour (feed-back) est ajusté par un régulateur électronique pour coïncider avec le programme désiré. Les consignes possibles étant de trois types :

- Un palier, la consigne reste fixe.

- Une rampe, à vitesse de montée ou descente constante.

- Une immobilisation complète du générateur.

Les valeurs programmées et mesurées sont comparées électroniquement plusieurs milliers de fois la seconde. La différence entre les deux signaux est effectuée par un amplificateur de courant différentiel (AD). Le servo-contrôleur fournit un signal de contrôle à la servovalve

qui est proportionnel à l'amplitude et à la polarité de la différence entre le signal feed-back et le signal programmé. L'écart entre ces deux signaux constitue le signal d'erreur ε dans la boucle d'asservissement. L'amplitude du signal d'erreur est la précision avec laquelle le tracé de retour suit le tracé de commande. Le signal d'erreur est utilisé pour le pilotage de la servovalve. S'il est différent de zéro, c'est à dire si le signal de commande et le signal de retour ne sont pas identiques, le signal de commande est incorrect, l'élément régulant corrige alors le signal de commande de manière appropriée, le canal de pilotage entraîne le déplacement du vérin dans le sens permettant de compenser le signal d'erreur. Quand les deux signaux sont égaux, l'expérimentation correspond au programme et la servovalve reste stationnaire. Dès que la différence des signaux de commande et de retour est non nulle, une servovalve ajuste la pression, la diminue ou l'augmente pour avoir l'équivalence désirée entre l'expérimentation et le programme. La servovalve commande une arrivée d'huile dans le vérin, de telle sorte que le piston de la presse se déplace dans une direction qui va tendre à diminuer cet écart, via l'éprouvette et le capteur d'asservissement. En amont de la servovalve, une pompe est utilisée pour maintenir l'huile à pression constante. Quand les deux signaux de commande et de retour sont égaux, l'expérimentation correspond au programme, le signal d'erreur est égal à zéro et la servovalve reste stationnaire, tout mouvement s'arrête. Le signal de commande ou de consigne correspond par exemple à un asservissement de la force, à la force appliquée, que le vérin doit exercer sur l'éprouvette. Le signal de retour correspond à la force mesurée sur l'éprouvette.

Figure 3.5.59 : Principe de contrôle à boucle fermée. d'après Hudson et al. (1971, 1972).

Les deux facteurs importants dans les presses avec systèmes servo-contrôlés sont d'une part l'optimisation du temps de réponse de la boucle fermée et d'autre part le choix d'un paramètre d'asservissement.

III.5.4.2/ OPTIMISATION DU PIDF

Il s'agit d'optimiser le temps de réponse de la boucle fermée, c'est-à-dire le temps qui s'est écoulé entre la détection de l'erreur et la correction de l'erreur. La qualité de la régulation dépend du temps de réaction du système. Les méthodes d'optimisation ont pour but d'améliorer le mode de réponse, c'est à dire la vitesse de réaction de la presse et d'améliorer la stabilité de la boucle d'asservissement et donc les performances du système.

Des études conduites sur le taux de propagation des fissures sur les roches (Bieniawski, 1968, cité par Vutukuri et al., 1974) ont montré que la vitesse de fissuration augmente lentement et que ça augmente de presque zéro à quelques centimètres par seconde dans la phase initiale. Le temps de réponse dans le système servo-contrôlés est d'environ 5 millisecondes et dans cette courte période, la fissure s'initie mais ne se propage pas à une distance significative, si le signal feed-back approprié est utilisé. En revanche, si le temps de réponse de la presse est grand, il se peut que la fissure qui est initiée se propage avant que la pression ne soit réduite.

L'optimisation du système est nécessaire chaque fois :

- Que la forme ou le matériau ou les caractéristiques de l'éprouvette changent au cours de l'essai
- Que le système est instable (ce qui se traduit par un bourdonnement, grincement)
- Que le système réagit lentement ou quand les valeurs finales souhaitées ne sont pas atteintes. Toutefois, ceci n'est pas forcément dû à un problème d'optimisation, la cause peut être, par exemple, une vitesse insuffisante due à une servovalve de faible capacité.
- Qu'un capteur est modifié en raison de travaux d'entretien ou de son étalonnage.

Chaque mode de pilotage utilise un signal de retour d'un capteur. Il est important de noter que chaque mode de pilotage sélectionné pour être utilisé dans la boucle d'asservissement doit être optimisé séparément.
L'optimisation PIDF est utilisé pour les essais sur éprouvettes de matériaux.
Les réseaux correcteurs, ou PIDF (Proportionnel, Intégral, Dérivé, hautes Fréquences) sont des systèmes électroniques qui permettent d'amplifier (action proportionnelle) et de corriger le signal en fonction de la vitesse de variation de ce signal grâce à des actions Intégrales et Dérivées. Ces paramètres sont déterminés empiriquement. Ces corrections sont nécessaires pour que le système soit stable et pour tenir compte des différents temps de réponse des éléments qui le constituent. Un mauvais réglage de ces actions se traduit par différents symptômes tels qu'un écart de position trop élevé, des oscillations après une variation rapide de la consigne ou bien encore des oscillations permanentes. Une trop forte réactivité peut engendrer un phénomène d'oscillation autour de la consigne, stable ou instable. Chaque voie d'asservissement est équipée d'un détecteur de limite.
En fait, le mode de réponse de la boucle d'asservissement à un tracé de commande est fortement influencé par le niveau de gain réglé. Pour chaque type de configuration et d'essai prévu, pour chaque mode de contrôle utilisé (force, déplacement entre plateaux, etc...), pour chaque type d'installation, c'est à dire pour une capacité de charge du vérin du système, pour un type de bâti de charge et enfin pour un type de servovalve donnés, on doit obligatoirement chercher les valeurs idéales correspondantes du PIDF. Plus de détails sur l'optimisation du PIDF sont donnés en annexe.
Au niveau de notre configuration d'essai, nous avons procédé aux réglages des valeurs du PIDF :
Pour un mode de pilotage en force (force A SG), le réglage du PIDF est de:
I = 0, F = 0, P = 0.95 et D = 0.003
Pour un mode de pilotage en déplacement entre plateaux (lenght B SG), le réglage du PIDF est de: I = 0, F = 0, P = 60.5 et D = 0.35

III.5.4.3/ CHOIX D'UN PARAMETRE D'ASSERVISSEMENT

III.5.4.3.1/ Définition d'un paramètre d'asservissement

Les presses électro-hydrauliques asservies peuvent être utilisées en asservissement préprogrammé. Soit un paramètre physique ou plus précisément le signal électrique qui vient du capteur correspondant. Choisir ce paramètre physique pour l'asservissement, c'est lui imposer d'augmenter de façon incrémentale avec une vitesse donnée relativement au temps. Autrement dit, c'est imposer à ce paramètre, ce signal piloté de suivre un signal pilote, une rampe. Un canal de pilotage dirige un axe de mouvement du vérin en fournissant le signal de commande nécessaire au pilotage de la boucle d'asservissement. On sélectionne le signal de retour d'un capteur pour le choix d'un mode de pilotage ou d'asservissement avec lequel le canal de pilotage doit travailler.
La clé d'une utilisation réussie de ces systèmes asservis est le choix de la variable de contrôle, du signal de retour (feed-back). Ces systèmes permettent de piloter un essai à partir de la charge (mesurée par un capteur d'effort), du déplacement du vérin (mesuré par un capteur de déplacement) ou d'une grandeur physique extérieure quelconque mesurée par un capteur quelconque dont le signal électrique peut être connecté sur une entrée pour capteur extérieur de la boucle d'asservissement, comme par exemple à l'aide d'un capteur de déplacement linéaire LVDT extérieur. Le choix de base étant la force (ou pression) et le déplacement (ou déformation). Dans le cas où le test est réalisé avec le déplacement entre plateaux comme variable de contrôle, les capteurs de déplacement sont placés directement entre les deux

plateaux. L'alimentation et le traitement du signal de ces capteurs s'effectuent par l'intermédiaire de conditionneurs électroniques. Une de ces grandeurs physiques, sélectionnée sur le module « choix du paramètre d'asservissement » est contrainte de suivre les évolutions du signal de consigne.

III.5.4.3.2/ Critère de stabilité

Soit une grandeur physique expérimentale φ (force, pression, déplacement ou déformation) notée positivement ($\varphi \geq 0$). Cette variable est programmée pour varier d'une manière prédéterminée, généralement pour augmenter de façon monotone avec le temps. Elle peut donc être choisie comme paramètre d'asservissement, mais elle doit vérifier un critère dit de stabilité. Il convient pour décrire le comportement post-pic d'une éprouvette que la mesure du capteur qui sert de signal feed-back φ du programme pour le servo-contrôle ait cette évolution monotone en fonction du temps pendant tout l'essai, (Hudson et al., 1972 ; Boulay, 1988 ; Cangiano et Tognon, 1990, cité par Biolzi et Labuz, 1993), en particulier donc après le pic de résistance de la roche. Si le paramètre physique choisi pour l'asservissement à un moment donné change de sens d'évolution, c'est à dire qu'il baisse après avoir augmenté ou l'inverse, il ne suit donc plus la rampe imposée, il s'en écarte et le signal d'erreur ε devient de plus en plus important dans la boucle d'asservissement. La réponse du vérin pour réduire cet écart provoque la rupture de l'échantillon. En conclusion, il faut choisir un paramètre physique φ pour l'asservissement qui ne change pas de sens d'évolution au cours de l'essai, que ce soit avant, pendant ou après le pic. Autrement dit , $d\varphi \geq 0 \ \forall\varphi$.

III.5.4.3.3/ Rigidité d'un corps élastique

La rigidité k d'un corps élastique est définie par la force requise par unité de déplacement. dl est le déplacement produit par dF dans la direction où elle agit: $k = \frac{dF}{dl}$.
La rigidité d'un composant élastique de longueur l, d'aire A et de module d'élasticité E sujet à une compression uniaxiale est donnée par $k = \frac{AE}{l}$.
La rigidité d'un élément élastique est donc d'autant plus grande que son module d'élasticité E est grand, que son aire A est grand et que sa longueur l est faible. La rigidité d'un élément élastique peut donc être augmentée en augmentant son aire et en diminuant sa longueur.
La rigidité de N éléments placés en série, tels qu'ils soient soumis à la même force, est donnée par $Km = 1 \Big/ \left[\sum_{i=1}^{i=N} 1 \Big/ Ki \right]$
La rigidité de N éléments placés en parallèle est donnée par $k_m = k_1 + k_2 + k_3 + \ldots + k_N$.

III.5.4.3.4/ Rigidité de la presse

La rigidité de la presse est dépendante de la rigidité de ses composantes, les colonnes, les composantes hydrauliques, les plateaux de chargement, etc...
La rigidité totale du système de chargement dépend donc du type de presse. La Société Internationale de Mécanique des Roches (SIMR) recommande que la rigidité de la presse soit plus grande que 5 MN/mm = 5 GN/m (Fairhurst et Hudson, 1999). A notre connaissance, Cook et Hojem (1966, cité par Vutukuri et al., 1974) ont conçu la première presse rigide. Ils ont obtenu une rigidité de la machine de l'ordre de 1,577 GN/m et la capacité maximale de la machine était de 1 MN. Wawersik (1968) et Wawersik et Fairhurst (1970), par exemple, ont utilisé le même principe et ont construit une machine avec une rigidité de 1,542 GN/m.
Même dans le cas d'une presse idéalement rigide, il reste quand même un paramètre majeur influencent la rigidité qui est l'indentation des plateaux. Timoshenko et Goodier (1951) ont donné le déplacement d'un indenteur circulaire rigide d indentant une surface plane élastique.
$w = F(1-\nu^2)/dE$ soit $\frac{F}{w} = \frac{dE}{1-\nu^2}$ avec w représentant le déplacement, F la force, ν le coefficient de Poisson, d le diamètre de l'indenteur et E le module de Young de la surface plane.
Ce qui veut dire que la rigidité de deux plateaux rigides connectés peut être donné approximativement par $\frac{1}{2}dE$.
Si le diamètre de l'échantillon (agissant comme un indenteur) est de d = 40 mm et si la rigidité des plateaux d'acier est de l'ordre de E = 200.000 MPa = 2×10^5 MN/m^2 , alors
$\frac{1}{2}dE = 1/2 \times 4 \times 10^{-2} \times 2 \times 10^5 = 4 \times 10^3$ MN/m = 4 GN/m.

III.5.4.3.5/ Force

On effectue un contrôle automatique de la vitesse de montée en charge en imposant au signal issu d'un capteur d'effort de suivre une tension de consigne en rampe. Dans la phase pré-pic, le matériau a un comportement durcissant, la force augmente. Dès que l'effort critique ou pic de résistance de l'échantillon est atteint, l'éprouvette se rompt violemment avec une libération d'énergie. La zone radoucissante de la courbe contrainte-déformation n'est alors pas observée. Cette libération d'énergie est due à une perte de contrôle de la vitesse de montée en charge, du fait que le paramètre d'asservissement choisi, en l'occurrence l'effort, ne peut pas physiquement varier de façon monotone croissante en fonction du temps et suivre ainsi une consigne en rampe. Le programme continue à augmenter la force axiale linéairement avec le temps, mais la capacité de support de charge (load carrying capacity) peut seulement décroître avec un déplacement axial supplémentaire. En effet, dans la phase post-pic, le matériau a un comportement radoucissant, la force baisse ($dF < 0$). Il n'est donc pas possible d'obtenir une courbe force-déplacement complète pour un échantillon radoucissement à partir d'un contrôle de la presse avec la force axiale. Comme la force axiale change de sens d'évolution au pic, elle ne peut donc pas être choisie comme paramètre d'asservissement.
Par ailleurs, il est dangereux de contrôler un essai en force. En fait, il faut éviter d'être en contrôle de force au moment de la rupture de l'échantillon de roche, sinon, comme la force chute brutalement, pour compenser l'erreur importante entre le signal de commande et le signal de retour, le vérin réagit violemment. L'opérateur perd le contrôle et les risques de dommages pour la presse et la cellule triaxiale sont importants. C'est pourquoi le signal feed-back habituellement utilisé dans les tests sur les roches est le déplacement. Le test de compression ne doit donc pas être contrôlé en force et doit être contrôlé à taux de déplacement ou de déformation constant. (Brock, 1962, cité par Jaeger et Cook, 1979).

III.5.4.3.6/ Déplacement du vérin

Un capteur installé sur la tête inférieure du vérin mesure le déplacement vertical. Considérons le cas où on veut piloter l'essai en imposant la vitesse de déplacement axial du vérin. Notons que ce paramètre a déjà été utilisé pour asservir des essais. Haïed (1995), par exemple, a réalisé dans sa thèse des essais en asservissement contrôlé en déplacement du vérin avec une vitesse de 5×10^{-6} /s. La mesure du déplacement du vérin est une mesure globale incluant la déformation entre plateaux et une déformation « propre » à la presse. Cette dernière inclut la déformation (flexion) de la traverse, la déformation des colonnes, la déformation du piston du vérin et la déformation des plateaux supérieur et inférieur de chargement. Notons :
F: charge appliquée par la presse.
ℓ_{pl}: distance entre plateaux.
$d\,\ell_{pl}$: déplacement correspondant.
$d\,\ell_{pr}$: déplacement correspondant à la presse, incluant la traverse et les colonnes.
$d\,\ell_{ver}$: déplacement mesuré par le capteur de déplacement logé à la base du vérin.
K_{pr}: raideur de la presse: $K_{pr} = \dfrac{dF}{d\ell pr} > 0 \ \forall F$.
La presse est considérée comme un ressort de rigidité K_{pr}.
K_{pl}: pente de la courbe F/ℓ_{Pl}: $K_{pl} = \dfrac{dF}{d\ell pl}$
On choisit ℓ_{ver} comme paramètre d'asservissement, il doit donc répondre au critère $d\,\ell_{ver} > 0$ $\forall \ell_{ver}$. soit: $d\,\ell_{ver} = d\,\ell_{Pl} + d\,\ell_{Pr} = \dfrac{dF}{Kpl} + \dfrac{dF}{Kpr} = dF\left(\dfrac{1}{Kpl} + \dfrac{1}{Kpr}\right) > 0$.

- Avant le pic: $dF > 0$ et $d\ell_{Pl} > 0$ soit $K_{pl} = \frac{dF}{d\ell pl} > 0$

or $K_{pr} > 0 \ \forall F$ d'ou $d\ell_{ver} > 0 \ \forall F$. Le critère est donc toujours vérifié.

- Après le pic: $dF < 0$.

Le critère est vérifié si $\frac{1}{Kpl} + \frac{1}{Kpr} < 0$ soit $\frac{1}{Kpl} < -\frac{1}{Kpr}$

or $K_{pr} > 0$ d'ou $\frac{1}{Kpl} < -\frac{1}{Kpr} < 0$ soit $0 > K_{pl} > -K_{pr}$.

soit $K_{pl} < 0$ et $-K_{pl} < K_{pr}$.

Le pilotage d'un essai à vitesse imposée de déplacement du vérin est possible si la pente K_{pl} de la branche post-pic de la courbe F/ℓ_{pl} est négative. On a alors $dF < 0$, $K_{pl} < 0$ d'où $d\ell_{pl} > 0$. Ce qui veut dire que l'évolution du déplacement entre plateaux reste monotone après le pic. D'autre part, la valeur absolue de la pente K_{pl} de la branche post-pic de la courbe F/ℓ_{pl} doit être inférieure à la raideur de la presse. Si cette condition n'est pas remplie, l'essai est instable sitôt le pic atteint.
En supposant que l'on puisse contrôler cet essai dans ce cas d'instabilité, un enregistrement de la courbe F/ℓ_{ver} montrerait un comportement tel que celui représenté sur la figure 3.5.66. Après le pic, le piston est obligé de rentrer dans le corps du vérin.
Figure 3.5.66 : Courbe obtenue en cas d'instabilité « contrôlée ».

III.5.4.3.7/ Déplacement entre plateaux

Le paramètre suivant le plus facile à mettre en œuvre est le déplacement axial entre plateaux. Le pilotage de déplacement entre plateaux est possible à la seule condition que $d\ell_{Pl}$ soit positif ($d\ell_{Pl} \geq 0$), le critère de stabilité est alors vérifié.
Le critère de stabilité dans le cas d'un pilotage de déplacement du vérin impose une condition supplémentaire. La mesure du déplacement du vérin est donc plus globale que la mesure entre plateaux. Le choix du déplacement du vérin comme paramètre d'asservissement est donc exclu. On lui préférera la mesure « plus locale » ou plutôt « moins globale » du déplacement entre plateaux.

Figure 3.5.67 : Schéma de disposition des jauges de déformation et des capteurs LVDT. (d'après Pellegrino et al., 1997).

La mesure du déplacement entre plateaux est une mesure globale incluant le comportement de tout ce qui est entre plateaux (figure 3.5.67), c'est-à-dire:

- La déformation axiale propre de l'échantillon, incluant le tassement de la rugosité de l'échantillon, d'où l'intérêt de réaliser une rectification de qualité des surfaces de l'échantillon.

- La déformation du lubrifiant.

- La déformation de la protection en latex.

Ces deux dernières déformations sont liées à l'interface et correspondent au dispositif de lubrification.

- La déformation d'une partie des plateaux de chargement.

- La déformation correspondant à l'indentation des plateaux.

- Le tassement de la rugosité des plateaux.
Notons qu'après une bonne rectification des plateaux de chargement, cette quantité est négligeable relativement aux autres déformations citées.

- La déformation axiale des deux embases ou poussoirs de la cellule triaxiale dans le cas d'une compression triaxiale. Notons que dans le cas d'une cellule de type Hoek, la souplesse de la cellule correspond à la souplesse des deux poussoirs.

La mesure du déplacement entre plateaux prend donc en compte bien d'autres paramètres en plus de la déformation de l'éprouvette.
Dans un cas simplifié où aucun procédé de lubrification n'est utilisé, les déformations autres que celles de l'échantillon sont regroupées dans un terme général dit de déformation de la presse. La courbe contrainte-déformation dans ce cas est obtenue à partir d'une mesure globale représentant le comportement de l'échantillon et de la presse. Il est donc évident que le comportement de la presse aura une influence sur l'allure globale de la courbe contrainte-déformation. Nous allons tenter de « quantifier » cette influence à partir d'un modèle très simple.
Notons (figure 3.5.68) :
ℓ_{ech} : hauteur de l'échantillon .
$d\,\ell_{ech}$: déplacement de l'échantillon .
ℓ_{loc}: épaisseur de la zone localisée.
$d\,\ell_{loc}$: déplacement inélastique dû à la zone fissurante localisée de l'échantillon .
ℓ_{el}: longueur de la partie élastique de l'échantillon $\ell_{el} = \ell_{ech} - \ell_{loc}$
$d\,\ell_{el}$: déplacement dû aux parties élastiques de l'échantillon après le pic.
$d\,\ell_{pr}$: déplacement dû à la presse.
ℓ_{Pl} : distance entre plateaux .
$d\,\ell_{pl}$: déplacement entre plateaux, déplacement total pour un pas de chargement.

K_{pr} : raideur de la presse: $K_{pr} = \dfrac{dF}{d\ell pr} > 0 \ \forall F$ pente positive en charge et en décharge

K_{ech} : pente de la courbe F/ℓ_{ech} : $K_{ech} = \dfrac{dF}{d\ell ech}$.

K_{el} : raideur des parties élastiques de l'échantillon : $K_{el} = \dfrac{dF}{d\ell el} > 0 \ \forall F$.

K_{loc} : pente de la courbe correspondant à la zone localisée $F/\ell_{loc} = K_{loc} = \dfrac{dF}{dl_{loc}}$

Figure 3.5.68 : Schéma simplifié représentant les différentes longueurs définies ci-dessus.

L'échantillon et la presse sont comme des ressorts chargés en parallèle. La presse est représentée par un ressort élastique linéaire de rigidité longitudinale constante $K_m = K_{pr}$ et l'échantillon par un ressort non linéaire de rigidité variable $K_s = K_{ech}$ (figure 3.5.69).

Figure 3.5.69 : A gauche : représentation de l'échantillon et de la presse par des systèmes de ressorts. A droite : interaction entre l'échantillon et la presse conventionnelle. Les déplacements et les forces compressives de l'échantillon sont pris positifs. (d'après Brady et Brown, 1985).

Par analogie avec le raisonnement utilisé pour le pilotage avec le déplacement du vérin, on peut considérer que le déplacement entre plateaux est la somme des déplacements de l'éprouvette et des déplacements dus à la presse.

$$d\ell_{pl} = d\ell_{pr} + d\ell_{ech} = \frac{dF}{Kpr} + \frac{dF}{Kech} = dF\left(\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kech}\right).$$

La forme de la courbe dépend donc de la rigidité de la machine. Quand la rigidité de la machine augmente, le comportement obtenu, mesuré du matériau approche son comportement réel. En effet, si K_{pr} est très grand:

$$d\ell_{pl} = dF\left(\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kech}\right) \approx \frac{dF}{Kech}.$$

Cela conduit également à trouver un critère de stabilité du contrôle. Si on choisit ℓ_{pl} comme paramètre d'asservissement, ce dernier doit répondre au critère $d\ell_{pl} \geq 0 \ \forall \ \ell_{pl}$, ce qui veut dire qu'il n'y a pas de retour du déplacement après le pic d'effort.

- Avant le pic: $dF > 0$

Comme chaque partie est soumise à la même charge supplémentaire dF.

$$d\ell_{pl} = d\ell_{pr} + d\ell_{ech} = \frac{dF}{Kpr} + \frac{dF}{Kech} = dF\left(\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kech}\right) > 0$$

$K_{pr} > 0 \ \forall F$ et $K_{ech} > 0$, par conséquent $d\ell_{pl} > 0$. Le critère est donc toujours vérifié.

Le comportement observé avant le pic n'est pas influencé par la rigidité de la presse.

- Après le pic: $dF < 0$.

Quand la résistance au pic de l'échantillon est atteinte, le matériau a un comportement radoucissant, ce qui veut dire que l'échantillon continue à se comprimer, mais la charge qu'il peut supporter se réduit progressivement ($dF < 0$).

Comme K_{pr} est positive, cela implique que la presse se décharge. On suppose que la localisation des déformations de l'échantillon se produit au pic d'effort.

Le déplacement correspond à l'éprouvette est la somme des déplacements des parties élastiques de l'éprouvette et des déplacements dus à la zone fissurante localisée.

$$d\ell_{pl} = d\ell_{pr} + d\ell_{ech} = \frac{dF}{Kpr} + \frac{dF}{Kech} = dF(\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kech}).$$

La forme de la courbe post-pic est altérée puisqu'elle dépend de la rigidité relative de la machine et de l'échantillon. La rigidité de la presse influence la courbe force-déplacement tel que les caractéristiques de décharge du système est fonction des caractéristiques de décharge de la machine.

Si $d\ell_{pl} < 0$, le critère n'est alors pas vérifié.

La courbe contrainte/déplacement entre plateaux change de sens d'évolution, le déplacement n'augmente plus en continu à partir du pic. Ce problème de « snap-back » est responsable de la rupture brutale observée au moment du pic.

Le critère est vérifié si $d\ell_{pl} > 0$ soit $\frac{1}{\text{Kech}} + \frac{1}{\text{Kpr}} < 0$ ou $dF(\frac{1}{Kpl} + \frac{1}{Kpr})$ or $K_{pr} > 0$ d'où

$\frac{dF}{Kpl} + \frac{dF}{Kpr}$ soit finalement $K_{pr} > -K_{ech} > 0$.

Notons que Salamon (1970) et Hudson et al. (1972) sont également arrivés à cette inégalité. Salamon a utilisé une approche de calcul différente de celle que nous avons présentée. Son approche est basée sur un bilan énergétique.

Nous allons rappeler brièvement ce calcul. Nous avons gardé cette fois la notation adoptée par Salamon (1970) pour que les figures illustrant notre propos restent claires. Quand un échantillon est chargé dans une presse, le système peut être représenté par deux ressorts de rigidité K_m (machine) et K_s (spécimen) placés entre deux supports rigides R et R' (figure 3.5.70.a) qui se déplacent en relation avec la jonction 0 dans les directions positive et négative. (figure 3.5.70.b). Si les deux ressorts sont supposés être linéaires, la relation force-déplacement pour la machine et l'échantillon peut être représentée par la (figure 3.5.70.c).

Figure 3.5.70 : Représentation du système échantillon-presse. (d'après Hudson et al., 1972), (cités par Vutukuri et al., 1974).

Soit F la force, δ_m le déplacement de la machine et δ_s le déplacement de l'échantillon.

Si les deux ressorts sont linéaire: $F_m = - K_m \delta_m$ et $F_s = K_s \delta_s$.

Dans le cas où le comportement de l'échantillon est non linéaire: $Fs = f(\delta_s)$.

La condition pour que le système soit en équilibre est: $F_m = F_s$.

La condition d'équilibre du système est maintenue tant que le ressort correspondant à la machine n'est pas capable de causer des déformations supplémentaires de l'échantillon sans l'addition d'une énergie externe.

Si les points R et R' restent relativement fixés et si une déformation est introduite dans l'échantillon comme un résultat de sa rupture au point A (figure 3.5.70.c), notons Δs le déplacement dans l'échantillon et Δw_s le travail correspondant. Soit Δw_m le travail virtuel requis qui doit être fait par le ressort pour introduire ce déplacement dans l'échantillon Δs.

La condition d'équilibre sera maintenue tant que la condition suivante est vérifiée:

$\Delta w_s - \Delta w_m > 0$. Cela mènera à une chute dans la force de F à F'. Le travail fait par la presse et

l'échantillon durant le déplacement virtuel peut être donné par $\Delta w_m = (F' + \frac{1}{2}\Delta Fm)\Delta s$.

Le travail absorbé par l'échantillon pour se déformer lui-même est $\Delta w_s = (F' + \frac{1}{2}\Delta Fs)\Delta s$.

Les valeurs de ΔFm et ΔFs sont dépendantes de la rigidité de la machine et de l'échantillon. La rigidité de la machine reste linéaire: $\Delta Fm = -K_m \Delta s$. La rigidité de l'échantillon de roche dans le cas post-rupture peut ne pas être linéaire:
$\Delta Fs = f(\delta s)\ \Delta s = \lambda\ \Delta s$.
λ représente la pente de la courbe force-déplacement de l'échantillon dans la région post-rupture au point où la rupture se produit.
En remplaçant dans les équations précédentes, on obtient

$\Delta w_m = (F' - \frac{1}{2} Km\Delta s)\Delta s$.

$\Delta w_s = (F' + \frac{1}{2}\lambda\Delta s)\Delta s$.

En remplaçant ces valeurs de Δwm et Δws dans la condition d'équilibre, on obtient $\lambda + K_m > 0$ ou encore $K_m > -\lambda$ (figure 3.5.71).

Figure 3.5.71 : Critère d'instabilité. (d'après Salamon, 1970).

K_m représente la rigidité de la machine, équivaut donc dans ma notation à K_{pr}. λ représente la pente tangente de la courbe force-déplacement de l'échantillon de roche, équivaut donc dans ma notation à Kech.
On retrouve donc bien l'inégalité $K_{pr} > -K_{ech}$. Une presse peut être dite rigide relativement à l'échantillon quand cette condition de stabilité est vérifiée, sinon la machine est souple. Si on reprend l'inégalité complète $K_{pr} > -K_{ech} > 0$, le critère est donc vérifié si $K_{ech} < 0$ et $K_{pr} > -K_{ech}$. Si cette condition est vérifiée, l'équilibre sera stable, on aboutit donc sur la remarque souvent énoncée que la stabilité dépend de la rigidité de la presse de chargement et de la pente de la branche radoucissante. (Brace, 1964 ; Barnard, 1964 ; Bieniawski et al., 1969, cités par Paterson, 1978 ; Cook, 1965 ; Salamon, 1970). Le pilotage d'un essai à vitesse imposée de déplacement entre plateaux est possible si la pente K_{ech} de la branche post-pic de la courbe F / ℓ_{ech} est négative. On a alors $dF < 0$, $K_{ech} < 0$ d'ou $d\ell_{ech} > 0$, ce qui veut dire que le comportement de l'échantillon est de classe I (figure 3.5.72). Ce comportement est dit « stable ». Si $d\ell_{ech} < 0$, alors le comportement de l'échantillon est de classe II. Le contrôle dans ce cas est instable.

Figure 3.5.72 : comportement de classe I et II.

Comme on peut le remarquer, dû au fait que la mesure du déplacement entre plateaux inclut la déformation de la presse, l'instabilité du système dépend de la rigidité de cette dernière. Une instabilité du système peut être vue même si la presse de l'échantillon est stable.
Le fait que le comportement de l'échantillon soit stable ne suffit pas, il faut que la rigidité (en décharge) de la presse soit supérieure à une valeur critique. $K_{pr} > K_{pr\,(critique)} = -K_{ech}$.
Ce qui veut dire que le déplacement élastique de la presse doit être inférieure à celui de l'éprouvette.
Ce qui veut dire aussi que la courbe force-déplacement complète ne peut être suivie que si la rigidité K de la machine correspond à une pente qui est plus raide que la plus raide des parties descendantes de la courbe force-déplacement de l'échantillon (figure 3.5.73).

Figure 3.5.73 : Courbe force-déplacement complète et rigidité K de la machine. (d'après Paterson, 1978).

Cook (1965, cité par Jaeger et Cook, 1979) arrive également à cette conclusion. Il montra que le processus de rupture devient instable quand la pente descendante de la courbe contrainte-déformation de l'échantillon dépasse la pente de rigidité de la presse. Dans des tests conventionnels où la presse est très souple, c'est-à-dire que sa rigidité est très faible, le contrôle est alors instable. Une instabilité survient au pic et produit une rupture violente. En fait, les tests se terminent ou plutôt sont interrompus au point de tangence entre la pente de la courbe force-déplacement des échantillons de roches (K_{ech}) et la rigidité de la machine (K_{pr}).
Ce point de tangence ($K_{ech}= K_{pr}$) est toujours très proche du maximum de la courbe contrainte-déformation et correspond au changement dans la nature du comportement de l'échantillon, ce point représente la transition d'un comportement ductile à un comportement fragile, le comportement ductile d'une roche étant sa capacité croissante à résister avec une déformation croissante à la force qui lui est appliquée. Sinon, si la presse est suffisamment rigide par rapport à l'échantillon dans la région post-pic, cette situation instable ne se produit pas. La courbe complète force-déplacement peut être suivie et tracée avec une telle machine. La rupture de l'échantillon sera contrôlée et le déplacement de l'échantillon prendra place seulement sous une application d'une énergie externe.

Par ailleurs, la rigidité de l'échantillon dans la région post-pic dépend du diamètre et de la hauteur et peut être donné par :

$$K_{ech} = \frac{dF}{d\ell} = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \times \frac{s}{\ell} = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \times . \frac{\pi D^2}{4} / \ell = \frac{\pi}{4} \times d \times [h/d]^{-1} \times \frac{d\sigma}{d\varepsilon}.$$

La géométrie de l'échantillon a une influence sur sa rigidité. La rigidité de la machine K_{pr} dépend également du diamètre de l'échantillon à cause des effets d'indentation des plateaux, mais est indépendante de la hauteur de l'échantillon. Ce qui met en évidence le fait que l'inégalité $K_{pr} > K_{pr\ (critique)} = - K_{ech}$ peut être vérifiée ou non suivant la hauteur et le diamètre de l'échantillon. La stabilité du système dépend de la géométrie de l'échantillon.
Dans le cas extrême d'une presse idéale infiniment rigide: $K_{pr} = \infty$, le pilotage en déplacement entre plateaux est alors possible dès qu'une seule condition est vérifiée, que le comportement propre de l'échantillon soit stable, de Classe I, c'est-à-dire que $- K_{ech} > 0$, $K_{ech} < 0$
Notons que même pour une presse infiniment rigide, le comportement propre de l'échantillon n'est pas forcément de classe I, la stabilité de l'échantillon dépend également de son élancement h /d. Une instabilité « snap-back » peut encore apparaître. (Biolzi et Labuz, 1993 ; Wawersik et Fairhurst, 1970).
Le radoucissement est toujours associé à la zone de localisation des déformations (figure 3.5.74).

$\ell_{ech} = \ell_{el} + \ell_{loc}$

Figure 3.5.74 : Radoucissement à l'intérieur de la bande de cisaillement et décharge élastique à l'extérieur. (2: décharge, 1: radoucissement).

Si on suppose ℓ_{loc} = cte alors $d\ell_{ech} = d\ell_{el}$ d'où $K_{ech} = K_{el}$.
Le critère est alors vérifié si $K_{el} < 0$ et $K_{pr} > - K_{el}$.
A la localisation des déformations dans la zone (1), on a à l'intérieur de la zone une diminution de la contrainte accompagnée d'une augmentation de la déformation, tandis qu'à l'extérieur de la zone (2), en dehors de la bande de cisaillement, la déformation diminue et on a une décharge élastique (Labuz, Shah et Dowding, 1985, cités par Biolzi et Labuz, 1993) et donc $K_{el} > 0$.
Ce qui veut dire que le critère n'est jamais vérifié si on suppose ℓ_{loc} constante.
Considérons donc le cas général ou $d\ell_{loc}$ est non nul.

$$d\ell_{\text{lpl}} = d\ell_{\text{pr}} + d\ell_{\text{ech}} = d\ell_{\text{pr}} + d\ell_{\text{el}} + d\ell_{\text{loc}} = \frac{dF}{Kpr} + \frac{dF}{Kel} + \frac{dF}{Kloc} = dF\left(\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kel} + \frac{1}{Kloc}\right).$$

Le critère est vérifié si $\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kel} + \frac{1}{Kloc} < 0$.

Soit $\frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kel} < -\frac{1}{Kloc}$

or $Kpr > 0$, $Kel > 0$, d'où $0 < \frac{1}{Kpr} + \frac{1}{Kel} < -\frac{1}{Kloc}$ ou encore $0 < \frac{Kel + Kpr}{KprKel} < -\frac{1}{Kloc}$

d'où $\frac{Kel.Kpr}{Kpr + Kel} > -Kloc > 0$

Le critère est donc vérifié si $Kloc < 0$ et $\frac{Kel.Kpr}{Kpr + Kel} > -Kloc$.

$$d\ell_{\text{ech}} = d\ell_{\text{el}} + d\ell_{\text{loc}} = \frac{dF}{Kel} + \frac{dF}{Kloc} = dF\left(\frac{1}{Kel} + \frac{1}{Kloc}\right).$$

Pour un comportement stable de classe I de l'échantillon :

$d\ell_{\text{ech}} > 0$ or $dF < 0$ d'où $\frac{1}{Kel} + \frac{1}{Kloc} < 0$ soit $\frac{1}{Kel} < -\frac{1}{Kloc}$

Figure 3.5.75 : Courbe contrainte-déformation avec radoucissement à l'intérieur de la bande de cisaillement et décharge élastique à l'extérieur. (voir Sulem, 1998).

A la localisation des déformations, en dehors de la bande de cisaillement, dans les zones (2), on a une décharge élastique, par conséquent Kel > 0 et on obtient alors $0 < \frac{1}{Kel} < -\frac{1}{Kloc}$,

soit Kel > - Kloc > 0

Le critère est donc vérifié si d'une part Kloc < 0, ce qui veut dire qu'on a un radoucissement, une pente d'écrouissage négative dans la bande de cisaillement, dans la zone (1) et d'autre part Kel > - Kloc soit Kel > Kel $_{(\text{critique})}$ = - Kloc (figure 3.5.75).

plus l'élancement est grand, plus Kel est faible. Il existe donc une valeur critique de l'élancement au dessus duquel le comportement de l'échantillon est instable de classe II.

Après le seuil de localisation (généralement situé avant le pic), les courbes contrainte-déformation ne représentent plus le comportement du matériau mais sont le résultat d'un effet de structure, plus précisément du glissement de deux blocs rigides l'un par rapport à l'autre. Il est intuitif alors que la hauteur de l'échantillon aura un effet sur l'allure de la courbe après la localisation et donc dans la phase post-pic.

Rappelons que la déformation axiale de l'éprouvette inclut la déformation des zones (1) et (2).

L'inégalité Kel > - Kloc obtenue à partir d'un modèle théorique très simple traduit tout simplement le fait que plus l'échantillon a un élancement important, plus les zones (2) seront importantes et plus l'allure de la courbe contrainte-déformation de la zone (2) aura une influence sur l'allure de la courbe contrainte-déformation axiale de l'éprouvette.

Ce qui est également en accord avec l'analyse théorique donnée par Bazant (1976). Bazant montre en effet que la « ductilité » est déterminée par des conditions de stabilité où interviennent les notions d'effets de taille et d'énergie emmagasinée. Selon Bazant, l'énergie de déformation emmagasinée de la structure est transférée à l'intérieur de la région radoucissante. Il existe une limite inférieure de la taille de cette région qui permet la ductilité.

Reprenons maintenant la condition de stabilité obtenue plus loin: Kpr > - Kech

soit Kpr + Kech > 0.
rappelons que la rigidité équivalente de N éléments placés en parallèle est donnée par
$K\text{eq} = K_1 + K_2 + K_3 + ... + K_N$.
Si on place donc des piliers rigidifiants en parallèle avec l'échantillon et si on note Kp la rigidité des piliers, la rigidité équivalente de l'ensemble échantillon et piliers est donnée alors par Keq = Kech + Kp (figure 3.5.76).

Figure 3.5.76 : Schéma du système de chargement: échantillon et presse. (a: seuls, b: avec piliers montés en parallèle). Notation $\mu = K_{ech}$, $K_m = K_{pr}$. (d'après Bésuelle, 1999).

Dans ce cas, en remplaçant Kech par la rigidité équivalente Keq, la condition de stabilité s'écrit alors :
Kpr + Keq > 0 soit Kpr + Kp + Kech > 0 soit Kpr + Kp > - Kech.
Ce qui veut dire que même si la presse n'est pas assez rigide, c'est-à-dire que Kpr est à une valeur trop faible, la condition de stabilité peut-être vérifiée pour une rigidité Kp des piliers suffisamment grandes. Le rôle d'éléments rigidifiants des piliers est donc bien rempli. Nous allons prendre pour exemple les deux essais que Bésuelle (1999) a réalisé sur des éprouvettes de marbre de vilette avec et sans les piliers.
En l'absence des piliers, une rupture explosive a été obtenue, ce qui veut dire que la condition de stabilité Kpr > - Kech n'a pas été remplie.
Pour la même roche, et donc pour des mêmes valeurs de Kech, la rupture a été contrôlée et progressive en présence des piliers. La totalité de l'évolution post-pic de l'essai a été enregistrée. Ce qui veut dire que même si la condition Kpr > - Kech n'est pas vérifié, la condition Kpr + Kp > - Kech est par contre vérifiée et permet de garder une stabilité du système dans la phase post-pic.
Reprenons l'inégalité Kpr + Kp > - Kech. Pour une même presse (même Kpr) et pour les mêmes piliers (Kp), cette condition peut être vérifiée ou non suivant les valeurs de Kech , Kech dépendant, entre autres, de la nature de la roche. Ainsi, Bésuelle (1999) a obtenu une rupture contrôlée pour l'essai réalisé sur du marbre de vilette. Ce qui veut dire que la condition de stabilité était vérifiée. En revanche, en testant un échantillon de granite de Sidobre dans les mêmes conditions, Bésuelle a obtenu une rupture explosive malgré le dispositif de rigidification de la presse. Ainsi, pour une même rigidité de piliers, la méthode ne permet pas dans tous les cas de contrôler le processus de la rupture. Le contrôle n'est possible que pour une valeur de pente Kech pas trop grande. A partir du modèle théorique simple développé ici, on confirme donc une observation expérimentale importante relevée par Bésuelle (1999) concernant la méthode des éléments rigidifiants. Je cite : "On peut espérer de cette méthode, sinon un contrôle total de la phase post-pic, au moins un contrôle du début de cette phase, avant que la pente négative de la courbe de charge-raccoussissement de l'échantillon testé ne devienne trop forte".

III.5.4.3.8/ Déformation mesurée par une jauge

Les jauges de déformation sont collées directement sur la surface latérale de l'échantillon, elles sont réparties tout autour de la section médiane de l'éprouvette. Les jauges donnent une mesure locale et ponctuelle de la déformation. Dans la phase de déformation homogène de l'échantillon, cette déformation locale et ponctuelle correspondant à la jauge de déformation peut être « étendue » à toute la longueur de l'échantillon , c'est-à-dire qu'elle peut être

considérée comme étant la déformation propre de tout l'échantillon. La jauge représente dans ce cas une bonne mesure de la déformation de l'échantillon. A la localisation des déformations, l'échantillon se comporte comme deux blocs rigides qui se déchargent élastiquement et qui glissent l'un par rapport à l'autre le long du plan de la bande de cisaillement. Au niveau de la bande de cisaillement, un radoucissement du matériau se produit. A la localisation des déformations, deux configurations possibles se présentent.

Figure 3.5.77 : Emplacement des jauges de déformation par rapport à la bande de cisaillement. (d'après Bésuelle, 1999).

Soit la jauge se trouve sur un des deux blocs rigides, dans ce cas, elle n'est pas influencée directement par la bande de cisaillement, la réponse mesurée et observée est alors un retour en déformation correspondant à une décharge élastique (figure 3.5.77). Dans ce cas, l'évolution de la mesure correspondant à la jauge de déformation n'est plus monotone. Le pilotage de la presse à partir de cette mesure est instable. Soit la jauge se trouve sur la bande de cisaillement, la déformation mesurée est alors infinie et dans ce cas, la jauge est endommagée, voire détruite. Le pilotage sur cette jauge peut s'avérer dangereux pour l'opérateur et le matériel. On ne sait pas, en effet, comment la presse peut réagir dans pareille situation. D'ailleurs, même lors de la phase de déformation homogène, il se pourrait que la jauge apparemment opérationnelle au début de l'essai, présente un dysfonctionnement en cours de test dû à une raison quelconque. L'expérimentateur, de toutes les façons, ne doit pas courir le risque. Pour éviter qu'une fissure sur l'échantillon n'endommage la jauge, on pourrait envisager de coller la jauge non pas directement sur l'échantillon mais sur un autre support. Ce support serait placé entre l'échantillon et la jauge. On pourrait choisir par exemple comme support un film plastique, un ruban adhésif ou encore une rondelle de latex entourant la surface latérale de l'échantillon et de diamètre légèrement inférieur. La déformation mesurée par la jauge dans ce cas représente non seulement la déformation propre de l'échantillon , mais également la déformation du support choisi. Cette déformation correspondant au support doit être évaluée. De plus, même dans le cas optimal où cette méthode donne des résultats satisfaisants, c'est-à-dire que même la jauge se trouvant sur la bande de cisaillement ne soit pas endommagée, la probabilité qu'elle soit effectivement placée sur ce plan de cisaillement reste malgré tout très faible. En effet, du point de vue théorique, il existe seulement deux points d'intersection entre le plan de cisaillement incliné et le plan horizontal correspondant à la section médiane où sont placées les jauges.
Par ailleurs, même si on pilote la presse sur une moyenne des mesures des différentes jauges utilisées, l'évolution de cette moyenne a de fortes chances de ne plus rester monotone après la localisation des déformations à cause des décharges élastiques des deux blocs rigides.
Dû au fait que la mesure donnée par la jauge de déformation est locale, le pilotage de la presse à partir de cette mesure est inadapté. Notons que cette mesure reste malgré tout très utile pour l'étude du comportement du matériau. En conclusion, on doit choisir un paramètre pour l'asservissement qui correspond à une mesure globale.

III.5.4.3.9/ Déformation globale quasi-locale

Rappelons que les mesures « globales » sont par définition des mesures non locales. Ces capteurs « globaux » ne sont pas appliquées directement sur l'échantillon. Les mesures globales intègrent donc, en plus de la déformation propre de l'échantillon, et indépendamment de cette dernière, des déformations supplémentaires. Ces déformations supplémentaires représentent des erreurs de mesures qui masquent le comportement réel de l'échantillon.
La déformation axiale entre plateaux est une mesure « trop globale ». Elle est en effet externe à la cellule triaxiale et prend en compte un grand nombre de déformations autres que celles de l'échantillon. Ce qui fait que dans beaucoup de cas, elle n'augmente pas de façon monotone.
Pour résoudre le problème d'instabilité (snap-back) souvent rencontré lors du contrôle de l'essai avec une mesure « trop globale », il serait intéressant de piloter la presse avec une mesure de déformation qui soit « plus locale » que la déformation entre plateaux, une mesure à l'intérieur de la cellule triaxiale et la plus près possible de l'échantillon, l'idéal étant une mesure effectuée directement sur l'échantillon. La mesure des déformations de l'échantillon est d'autant plus précise qu'elle est effectuée près de ce dernier. Dans ce sens, beaucoup de chercheurs ont proposé l'utilisation de capteurs spéciaux pour mesurer la déformation axiale « localement » sur la surface latérale de l'échantillon, loin des extrémités. Ces capteurs sont par exemple des capteurs LDT ou à effet de Hall. Ils sont appelés généralement capteurs locaux dans la littérature. Le problème est que ces capteurs sont appliqués non pas directement sur l'échantillon mais sur la membrane de la cellule triaxiale entourant l'éprouvette. Ces mesures locales de déformation excluent donc peut-être toutes les erreurs de mesures, mais pas celles liées à la membrane. Ces mesures ne sont donc pas tout à fait locales puisque les capteurs correspondant ne sont pas appliqués directement sur l'échantillon. Ces mesures sont globales mais comme par ce procédé la plupart des erreurs sont éliminées, on peut par abus de langage, comme cela se fait couramment dans la littérature, appeler ces capteurs des capteurs locaux. Nous préférerons pour plus de clarté appeler ce type de capteurs des capteurs « globaux quasi-locaux ». Si on néglige les erreurs de mesures liées à la membrane, on peut considérer que ces capteurs globaux quasi-locaux donnent uniquement une mesure de la déformation de l'échantillon.

Dans le cas où l'essai est piloté avec $d\ell_{ech} = \frac{dF}{Kech}$, le critère de stabilité est vérifié si $d\ell_{ech} \geq 0$.

- Avant le pic: $dF > 0$ et Kech > 0 , par conséquent $d\ell_{ech} > 0$. Le critère de stabilité est donc toujours vérifié.

- Après le pic: $dF < 0$
le critère est vérifié si $d\ell_{ech} \geq 0$ soit Kech < 0.
On a donc une seule condition, alors que pour le contrôle avec le déplacement entre plateaux, le critère est vérifié si, en plus de cette condition Kech < 0, une condition supplémentaire Kpr $> -$ Kech est vérifiée, cette dernière condition dépendant directement de la rigidité de la presse. Comme le contrôle en déplacement entre plateaux impose une condition supplémentaire de stabilité, il est donc moins intéressant que le contrôle avec une mesure « plus locale ». Toutefois, cette mesure « plus locale » doit rester globale car les mesures réellement « locales » ont les inconvénients déjà cités précédemment pour les jauges de déformation. La mesure de la déformation par un système de tige en flexion placée directement sur la membrane entourant l'échantillon, est un bon exemple de mesure globale quasi-locale (figure 3.5.78) (Tatsuoka et al., 1994 ; Bésuelle, 1999).

Figure 3.5.78 : Mesure d'une tige en flexion influencée par une bande de cisaillement. (d'après Bésuelle, 1999).

Une mesure dans la configuration illustrée dans le schéma ci-dessus peut donner des indications sur la cinématique de la bande de cisaillement. Malheureusement, cette mesure ne peut pas servir pour le contrôle de la presse en raison des faibles tensions délivrées par le signal correspondant. Notons que Pierre Bésuelle dans sa thèse, même s'il utilise des capteurs LDT pour mesurer la déformation de l'échantillon, pilote l'essai à partir d'une mesure externe entre plateaux.
Par ailleurs, on peut penser qu'un test contrôlé avec une mesure « suffisamment locale » de déformation axiale est généralement suffisant pour obtenir la courbe complète contrainte-déformation. En fait, cela est vrai seulement si la condition $K\text{ech} < 0$ est vérifiée et donc uniquement pour les échantillons de roche qui ont un comportement de classe I.

III.5.4.3.10/ Déformation radiale

Même dans le cas où on pilote l'essai avec une mesure globale quasi-locale de déformation axiale, le contrôle de l'essai dans la phase post-pic n'est possible que si la condition $K\text{ech} < 0$ est vérifiée. Si la courbe contrainte-déformation complète n'augmente pas de façon monotone en déplacement axial, ce qui est le cas pour les échantillons de roche qui présentent un comportement de classe II, l'utilisation d'un contrôle en déformation axiale conventionnelle, même à partir d'une mesure globale quasi-locale, est alors insuffisante et inappropriée pour contrôler le test après le pic. (Fairhurst et Hudson, 1999). Dans ce cas, des techniques de contrôle alternatives à la mesure de déformation axiale sont nécessaires, comme par exemple le contrôle avec la déformation circonférentielle. La déformation radiale est intéressante pour le contrôle de la presse car elle augmente de façon monotone même après le pic.
En fait, un contrôle optimisé est obtenu quand le capteur feed-back est localisé pour une sensibilité maximale dans la détection de la rupture (figure 3.5.79).

Figure 3.5.79 : Disposition optimale du capteur feed-back pour une variété de tests. (d'après Hudson et al., 1971).

On peut remarquer que pour l'essai de compression, il est conseillé de placer le signal feed-back dans la direction de la contrainte principale mineure. Un meilleur contrôle de la presse peut donc être obtenu par l'utilisation comme paramètre d'asservissement du déplacement radial plutôt que du déplacement axial. Cela a été par exemple mis en évidence expérimentalement par Vardoulakis sur le marbre de Dionysos. Notons qu'une discussion supplémentaire de l'optimisation du contrôle dans les servo-tests est donné par Hudson et al. (1972).

III.5.4.3.11/ Déplacement corrigé

Une fois que l'erreur de mesure a été quantifiée, on peut corriger la mesure de déplacement entre plateaux. La mesure corrigée correspond alors à la déformation propre de l'échantillon. Le choix du déplacement entre plateaux corrigé comme paramètre d'asservissement peut se

révéler intéressant. D'une part parce que tout en restant une mesure globale, le déplacement entre plateaux corrigé correspond à la déformation propre de l'échantillon et a donc tous les avantages déjà cités d'une mesure locale (sans les inconvénients). D'autre part parce que comme le font remarquer Flora et Modoni (1997), il est important de garder le taux de déformation de l'échantillon lui-même constant pendant tout l'essai. C'est particulièrement important si l'on considère des matériaux visco-plastiques qui ont un comportement dépendant du taux de déformation (rate-dependant behavior). Choisir comme paramètre d'asservissement la déformation propre de l'échantillon, (par l'intermédiaire du déplacement entre plateaux corrigé), permet un contrôle efficace du taux de déformation de l'échantillon.
En fait, le développement de l'électronique aujourd'hui rend possible de choisir une large palette de signaux feed-back, même par exemple une combinaison linéaire de la force et du déplacement comme décrit par Okubo et Nishimatsu (1985, cités par Santarelli, 1987).
Pour le cas précis du contrôle de la presse avec le déplacement corrigé, on a deux possibilités: la première est d'utiliser un montage électronique avec amplificateurs opérationnels, deux entrées / une sortie et des valeurs de résistance telles qu'ont obtienne la correction désirée. La deuxième possibilité est d'utiliser directement le logiciel « teststar » de MTS. On définit dans « modifier » « signaux d'entrée » un signal d'entrée de type « calcul ». L'option « calcul » définit un signal d'entrée calculé et correspondant donc à une fonction mathématique dont les variables sont des signaux d'entrée. Un obstacle important dans la définition du signal d'entrée calculé est l'optimisation du signal. Pour un réglage du PIDF à vide, c'est à dire sans échantillon sous presse, les valeurs calées obtenues du PIDF sont: P = 48,5 et I = D = F = 0.
Ce résultat est valable pour tous les coefficients K qui ont été testés, K étant le facteur de correction de l'équation donnant la déformation de l'échantillon estimée après correction de la mesure de déformation entre plateaux $\varepsilon_{ech} = \varepsilon_{pl} - K\sigma$.
ε_{pl} représente la déformation mesurée entre plateaux, σ représente la contrainte et ε_{ech} la déformation entre plateaux corrigée correspondant donc à la déformation propre de l'échantillon.
Rappelons que si l'on souhaite optimiser le canal de pilotage en déplacement, aucune éprouvette n'est nécessaire, le réglage se fait à vide. En revanche, pour régler l'optimisation du canal de pilotage en force, il est nécessaire de mettre en place sous presse une éprouvette. Pour un canal de pilotage en déplacement corrigé, faisant donc intervenir le déplacement et la force, il est légitime de tenter un réglage avec un échantillon sous presse autant que le réglage à vide. Finalement, que ce soit pour un système à vide ou avec un échantillon sous presse, on a obtenu un réglage du PIDF optimal pour les valeurs suivantes: P = 48,5 et I = D = F = 0.
Des essais monotones en compression simple ont été ensuite réalisés. Ces essais sont contrôlés avec le déplacement entre plateaux corrigé correspondant à la déformation
$\varepsilon_{ech} = \varepsilon_{pl} - K\sigma$ (figures 3.5.80 – 3.5.82).

On a choisi une pente de $\Delta \dot{l}_{ech}$ = 0,0001 mm/s. Ces essais ont été réalisé sous différentes conditions d'interface et avec différentes valeurs du facteur de correction K.

Essai	Conditions d'interface	K
F10.2	lubrifié	49,26
F12.1, F6.2, K81	lubrifié	67,5
F24.2	non lubrifié	10

Figure 3.5.80 : Comparaison pour un essai non lubrifié et contrôlé avec le déplacement corrigé des courbes de déformation corrigée, de déformation entre plateaux non corrigée et de déformation des jauges. Essai F24.2

Figure 3.5.81 : Comparaison pour un essai lubrifié et contrôlé avec le déplacement corrigé des courbes de déformation entre plateaux corrigée et non corrigée. Essai F12.1

Figure 3.5.82 : Courbe donnant la contrainte par rapport au temps pour un essai lubrifié contrôlé avec la correction. F6.2

On remarque souvent au niveau des essais contrôlés avec le déplacement corrigé une instabilité à un certain niveau de contrainte qui se traduit par des oscillations, des cycles répétés. Ce problème est du à notre avis à un mauvais réglage de l'optimisation PIDF. Un paramètre d'asservissement est un paramètre physique choisi pour le contrôle de la presse. L'opérateur impose à ce paramètre un incrément, en d'autres termes, il lui impose de suivre une rampe par rapport au temps. Au vu des courbes de déformations tracées en fonction du temps et de la pente de ces courbes correspondant au taux de déformation, on constate que la presse n'est pas capable de garder cette pente constante. Il faut noter que l'instabilité, si elle se produit, débute avant le pic, la valeur de pic n'est pas atteinte. Si on arrête en effet l'essai pendant la phase d'instabilité, l'échantillon est apparemment intact, sans fissures apparentes. Le début de l'instabilité ne représente donc pas le pic de résistance de l'échantillon de roche. Il faut remarquer toutefois que si l'essai n'est pas arrêté pendant cette phase d'instabilité, on obtient une rupture prématurée de l'échantillon par rapport au pic estimé due probablement à ces cycles répétés. Remarquons que cette instabilité est observée au niveau des essais lubrifiés avec la protection en latex réalisés sur les échantillons de la roche de porosité n = 15% (F10.2, F12.1, F6.2). En revanche, l'essai non lubrifié réalisé sur un échantillon de la roche de porosité n = 15 % (F24.2) ne présente pas d'instabilité. L'instabilité observée dans le contrôle de la presse est donc directement liée à la présence du lubrifiant et de la protection en latex qui rend plus difficile un réglage d'optimisation du PIDF.
En conclusion, un obstacle important dans le contrôle avec le déplacement corrigé comme paramètre d'asservissement reste donc l'optimisation de cette variable de contrôle. Un effort doit être fait à l'avenir dans la compréhension et la maîtrise de ce problème pour contrôler efficacement l'essai de compression.

III.5.4.3.12/ Activité d'émission acoustique

Une idée intéressante (Cornet, 1999), qui à notre connaissance n'a encore jamais été testée, est de piloter l'essai de compression avec comme paramètre d'asservissement l'activité d'émission acoustique (AE) (Fairhurst et Hudson, 1999). En effet, le taux d'émission acoustique augmente en continu et est lié directement au développement de la microfissuration et de l'endommagement interne dans l'échantillon de roche (figure 3.5.83). Malheureusement, le matériel actuellement disponible au LCPC ne nous permet pas de réaliser ce type de test.

Figure 3.5.83 : Evolution croissante du taux d'émission acoustique. (d'après Papamichos et al., 1998).

III.5.4.3.13/ Choix des paramètres d'asservissement utilisés

On choisit finalement de piloter les essais avec la mesure du déplacement entre plateaux.
Les tests sont donc exécutés sous contrôle de déplacement axial entre plateaux, utilisant la moyenne de 2 capteurs LVDT pour le signal feed-back (en retour).
Remarquons que si on veut contrôler en déplacement entre plateaux tout en imposant des cycles de charge-décharge à des valeurs fixées de la force (à 25 %, 50 % et 75 % du pic de

résistance), il faut pouvoir estimer les valeurs du déplacement correspondant à ces valeurs données de la force.
On choisit donc finalement pour simplifier de travailler en contrôle de force jusqu'à la fin de la décharge du dernier cycle et puis après, pour la charge finale, contrôler le test en déplacement entre plateaux. En conclusion, les deux modes de pilotage que nous allons utiliser pour les essais envisagés sont la force et le déplacement entre plateaux.

III.5.4.4/ CONSIDERATIONS ENERGETIQUES

On suppose que la localisation des déformations se produit au pic. Avant le pic, l'échantillon emmagasine de l'énergie de déformation élastique. Cette énergie de déformation est dite potentielle puisque l'échantillon peut la restituer. Pour un matériau supposé élastique linéaire, si la charge diminue à zéro, le système comprenant la presse et l'échantillon se relaxe d'une manière élastique et l'énergie emmagasinée est récupérée, il n'y a pas d'énergie dissipée durant cette phase avant le pic. En revanche, pour un matériau dans un cas général, où une déformation ductile de l'échantillon a pris place, l'énergie récupérée est inférieure au travail total réalisé durant le chargement de l'échantillon, une partie de cette énergie de déformation étant dissipée. En terme de bilan d'énergie global dans l'échantillon, l'énergie élastique emmagasinée atteint au pic la valeur critique. Après le pic, à la localisation des déformations, l'énergie de déformation élastique restituée par la presse à la décharge est :
$\frac{1}{2} K\text{pr} (\Delta\ell_{\text{pr}})^2$ avec $K\text{pr} > 0$.
L'énergie de déformation élastique restituée par les deux parties élastiques de l'échantillon en décharge est : $\frac{1}{2} K\text{el} (\Delta\ell_{\text{el}})^2$ avec $K\text{el} > 0$ (décharge).
Cette énergie de déformation élastique restituée par les deux parties élastiques de l'échantillon en décharge correspond à l'énergie élastique emmagasinée par l'éprouvette au pic.
Au niveau de la zone fissurée localisée en bande de cisaillement, l'énergie de déformation plastique est dissipée par frottement. Le critère de stabilité global est déduit en comparant l'énergie totale de déformation élastique emmagasinée par unité de volume dans l'échantillon et la presse avec l'énergie de fissuration, l'énergie de rupture dissipée par unité de surface dans la zone de la bande de cisaillement.
Si l'énergie dissipée dans la zone localisée est supérieure à l'énergie de déformation élastique restituée par la presse et par les deux parties élastiques de l'échantillon, une énergie supplémentaire peut alors être fournie à l'échantillon au pic, l'énergie de déformation est alors supérieure à l'énergie de déformation critique. L'échantillon a un comportement stable de classe I. Durant la décharge, dans la partie post-pic, si la quantité d'énergie dissipée dans la zone localisée, qui correspond à la quantité d'énergie qui peut être absorbée par l'échantillon, est inférieure à l'énergie potentielle de déformation élastique restituée par la presse et par les deux parties élastiques de l'échantillon de roche, alors la quantité d'énergie de déformation élastique accumulée en excès libérée, restituée par la presse et l'échantillon lui-même fait rompre ce dernier au pic ou un peu après le pic au niveau de la bande de cisaillement.
Autrement dit, la perte de stabilité est accompagnée par une libération rapide d'énergie de déformation élastique accumulée formant des ondes élastiques destructrices. A la localisation des déformations, l'échantillon se comporte comme deux blocs rigides glissant l'un sur l'autre. La rupture brutale met en jeu un glissement relatif rapide de ces deux blocs rigides.
Si l'énergie de déformation restituée par les deux parties élastiques en décharge est supérieure à celle dissipée en fissuration au niveau de la zone localisée en bande de cisaillement. Une réponse instable est observée. L'échantillon a un comportement de classe II.
Remarquons que l'énergie de déformation plastique dissipée par le frottement, consommée en fissuration est nulle avant le pic si on suppose le matériau élastique linéaire. Après le pic,

Bazant (1976) a montré que la théorie constitutive locale mène inévitablement à une zone radoucissante d'épaisseur négligeable et donc à une dissipation d'énergie nulle, ce qui est en désaccord avec les résultats expérimentaux. Si on fait donc l'hypothèse que l'épaisseur de la bande de cisaillement est nulle, l'échantillon a alors un comportement instable de classe II, ce qui est en accord avec les conclusions obtenues par l'étude en terme de déplacement. Pour prédire une zone radoucissante d'épaisseur finie non nulle, une équation constitutive non locale doit être postulée. (Schreyer, 1990, cité par Biolzi et Labuz, 1993).

Par ailleurs, plus la presse est souple, plus le terme $\frac{1}{2}$ *K*pr $(\Delta\ell_{pr})^2$ correspondant à l'énergie de déformation élastique restituée par la presse à la décharge est grand. De plus, pour une section constante, l'énergie de déformation élastique emmagasinée par l'échantillon au pic est proportionnelle à la longueur de l'éprouvette ℓ_{ech} .

En effet, un échantillon de roche de surface A, de longueur ℓ et de module d'Young *E*, a une rigidité $K = \frac{AE}{\ell}$

(comme $\sigma = E\,\varepsilon$, par conséquent $\frac{dF}{A} = E\frac{d\ell}{\ell} \Rightarrow dF = \frac{AE}{\ell}d\ell = Kd\ell$

$$\frac{1}{2}K(\Delta\ell)^2 = \frac{1}{2}K(\frac{F}{K})^2 = \frac{1}{2K}(F)^2 = \frac{\ell}{2AE}(F)^2$$

Finalement, plus l'élancement de l'échantillon est grand, plus le terme $\frac{1}{2}$ K_{el} $(\Delta\ell_{el})^2$ correspondant à l'énergie de déformation élastique restituée par les deux parties élastiques de l'échantillon en décharge est grand.

L'énergie dissipée par le frottement, consommée par la fissuration localisée en bande de cisaillement est, quant à elle, indépendante de l'échantillon. Elle reste constante quelque soit cette longueur.

En conclusion, quand la rigidité de la presse est inférieure à une certaine valeur critique ou quand la longueur de l'éprouvette dépasse une certaine valeur critique, l'énergie dissipée dans la zone localisée devient alors inférieure à l'énergie de déformation élastique restituée par la presse et par les deux parties élastiques de l'échantillon. L'énergie élastique emmagasinée respectivement dans la presse et dans l'éprouvette devient le moteur de la propagation de fissure et l'essai est instable.

III.6/ OBSERVATIONS MICROSCOPIQUES DES BANDES DE CISAILLEMENT

III.6.1/ EPAISSEUR DE BANDE DE CISAILLEMENT ET EFFET D'ECHELLE

Les géologues, les géophysiciens et les mécaniciens des roches ont réalisé depuis longtemps le problème d'échelle auquel les confronte l'observation de bandes de cisaillement dans des roches. Les bandes de cisaillement peuvent aussi bien être identifiées à l'échelle de quelques microns observées au MEB dans les roches de faibles sections qu'à l'échelle de plusieurs kilomètres, que ce soit dans les continents ou dans les bassins océaniques. Au laboratoire, le mécanicien des roches se heurte également à un problème d'échelle. Le diamètre de l'échantillon doit être au moins 10 fois supérieur à la taille du grain le plus grand de la roche. En fait, le rapport entre la dimension géométrique des échantillons et la taille des grains (diamètre moyen D_{50}) peut varier dans de très larges proportions.
Dans les milieux granulaires comme les sables, l'épaisseur de la bande de cisaillement dépend essentiellement de la taille des grains et de celle de l'échantillon. (Vardoulakis, 1992). Si l'échantillon est grand par rapport à la taille des grains, c'est cette dernière qui domine. Pour un sable, la bande de cisaillement se concentre sur une épaisseur proportionnelle à la taille des grains. Sur du sable, Roscoe (1970), Scarpelli et Wood (1982), Vardoulakis et Graf (1985), Mühlhaus et Vardoulakis (1987) et Hammad (1991) ont observé en laboratoire que l'épaisseur de la bande de cisaillement est d'environ dix à vingt fois la taille moyenne d'un grain. Si par contre, les frontières de l'échantillon sont relativement proches de tout grain, l'épaisseur de la bande de cisaillement est gouvernée par la géométrie de l'échantillon.
En appliquant le concept de bande de cisaillement aux matériaux cohésifs et particulièrement aux roches finement grenues testées en laboratoire, un phénomène similaire est mis en évidence. Le rapport taille de l'échantillon sur taille des grains étant pour ces roches très grand, la zone cisaillée est très fine à l'échelle de l'échantillon. La relative finesse des grains de ces matériaux révélées par l'analyse granulométrique et l'étroitesse de la zone de rupture observée lors des essais (Tillard, 1992) corrobore bien l'hypothèse selon laquelle dans les roches également, une proportionnalité entre le diamètre moyen des grains et l'épaisseur de la zone de fracturation puisse exister. Il semble donc possible d'expliquer l'extrême finesse de la zone de rupture par un effet d'échelle. (Desrues et al., 1991).
La zone de rupture observée en laboratoire dans les roches est en fait assimilable aux bandes de cisaillement mises en évidence dans les milieux granulaires et considérées à l'échelle du massif et non à l'échelle de l'échantillon de laboratoire.

III.6.2/ TECHNIQUES EXPERIMENTALES D'EVALUATION DES CARACTERISTIQUES DE LA BANDE DE CISAILLEMENT

Il est important d'évaluer de façon la plus précise possible l'épaisseur et l'orientation des bandes de cisaillement. L'épaisseur de la bande de cisaillement est une grandeur physique directement observable et mesurable expérimentalement. Cette évaluation expérimentale peut se heurter à quelques obstacles qui la rendent impossible. Le souci principal de l'opérateur est de réaliser des essais non destructifs, c'est-à-dire sans qu'il n'y ait de rupture complète de l'échantillon. Le but de l'opérateur est d'obtenir à la fin de l'essai un échantillon « intact » avec une bande de cisaillement inclinée mais sans aucune discontinuité matérielle. L'essai est dit alors non destructif. Dans ce cas, on observe au niveau de la bande de cisaillement une coloration blanche nettement visible à l'oeil nu. Ord et al. (1991) ont écrit que les bandes de

cisaillement apparaissaient après essai en surface sur l'échantillon de grès de Gosford comme des zones d'apparence blanche et claire et d'aspect crayeux. En observant après essai des échantillons de grès des Vosges, Bésuelle (1999) a utilisé les termes de zones claires et poussiéreuses. La forme et les contours des zones de localisation sont donc mis en évidence grâce à leur aspect blanchâtre qui indique en fait une altération locale relativement importante du matériau. Ce changement de coloration est dû au broyage et à la décohésion des grains de quartz, à la perte de cohésion qui caractérise la localisation. Ce changement de coloration rend les microfissures en général plus faciles à observer et permet d'évaluer de façon précise l'épaisseur et l'orientation des bandes de cisaillement.
Pour réaliser un essai non destructif, un ensemble de conditions doit être rempli. Dans notre programme expérimental, l'essai est arrêté dès que l'opérateur entend un grand bruit caractéristique et observe une chute brutale et importante de la force. Pour arrêter un essai, l'opérateur doit commencer par stopper la procédure d'exécution du programme. Ensuite, si l'opérateur réduit la pression de confinement à zéro, on se retrouve dans un cas de compression simple et la contrainte axiale trop forte va détruire l'échantillon. L'opérateur doit baisser manuellement le vérin, mais non pas jusqu'à décollement et que la sortie du capteur de force soit nulle, car dans ce cas la pression de confinement va détruire l'échantillon. L'opérateur doit en fait baisser manuellement le vérin jusqu'à ramener la force axiale à la valeur correspondante de la pression de confinement. L'opérateur baisse ensuite graduellement et de façon simultanée la pression de confinement et la contrainte axiale jusqu'à la valeur zéro. L'opérateur doit arrêter l'essai avec le plus grand soin et selon ce mode opératoire choisi et fixé à l'avance. Dans le cas contraire, l'échantillon après test est séparé en deux blocs distincts (figure 3.6.1). Cette discontinuité matérielle fait que l'on peut tout au plus et au mieux, évaluer l'orientation de la bande de cisaillement. L'orientation de la bande de cisaillement est en fait relativement facile à déterminer car on peut la visualiser à n'importe quel moment de la localisation. L'épaisseur de la bande de cisaillement quant à elle reste indéterminée, impossible à évaluer.

Figure 3.6.1 : Photographies d'un échantillon de porosité 15 %. Discontinuité matérielle franche le long de la bande de cisaillement. Très faible décohésion des grains au niveau des deux blocs séparant la bande de cisaillement.

Par ailleurs, même si l'opérateur prend toutes les précautions et arrête l'essai selon le mode opération fixé, l'échantillon obtenu n'est pas forcement exploitable, certains problèmes liés à la nature même de la roche peut rendre impossible l'évaluation des caractéristiques de la bande de cisaillement. Un grès peut être considéré comme un ensemble de grains de quartz cimentés par une matrice. D'après Santarelli et Brown (1989), les micromécanismes qui sont susceptibles de conduire le grès à la rupture évoluent avec le rapport matrice sur grains et la différence entre les ténacités des grains et la matrice. Ainsi, un rapport matrice sur grain proche de zéro et une ténacité des grains bien supérieure à celle de la matrice ne favorise pas la formation d'une macrofissure unique et bien définie. A peine initiée, la microfissure se trouve bloquée par un grain et doit bifurquer pour continuer à se propager dans la matrice. Cela peut conduire à une production importante d'une grande quantité de sable lors de l'essai. Dans ce cas, cela peut rendre impossible l'évaluation expérimentale de l'épaisseur de la bande de cisaillement. Ainsi, les échantillons de porosité comprise entre 21 et 22 % que nous avons testés sont très endommagés et très friables après essai, il n'y a plus de cohésion entre les grains. L'examen des deux blocs que partage la bande de cisaillement montre que leurs surfaces laissent apparaître des signes importants de faiblesse et de décohésion. Quand on sort l'échantillon de la membrane de la cellule triaxiale, la roche se désagrège. Dans le meilleur

des cas, on observe un écaillage, un effritement au niveau des deux faces supérieures et inférieures du cylindre de roche, mais le plus souvent, l'échantillon est partiellement ou complètement détruit, il se sépare en deux blocs et on récupère une quantité plus ou moins importante de sable (figure 3.6.2). Dans ce cas évidemment, l'évaluation de l'épaisseur de la bande de cisaillement est impossible et même l'évaluation de l'orientation de la bande de cisaillement est fortement compromise.

Figure 3.6.2 : Photographies d'un échantillon de porosité 21 %. Discontinuité matérielle franche le long de la bande de cisaillement. Forte décohésion des grains au niveau des blocs séparant la bande de cisaillement. Destruction partielle ou complète des blocs. Récupération d'une quantité importante de sable.

Pour palier à la forte friabilité de la roche à la fin de l'essai, traduisant une perte sensible de sa cohésion, on entoure l'échantillon sur tout son diamètre d'une bande de ruban adhésif. On utilise un certain nombre de bandes pour englober toute la hauteur de l'échantillon. (dans nos essais, on a utilisé trois bandes pour une hauteur d'échantillon de hauteur h = 60 mm). Notons que dans le cas des essais réalisés sur des échantillons saturés, le scotch doit être appliqué sur l'échantillon après saturation. Le ruban adhésif sert à mieux protéger l'échantillon, à le maintenir et à le garder « intact » après l'essai (figure 3.6.3). Remarquons qu'un échantillon testé sans jauges permet d'éviter que ces dernières ne perturbent la bande de cisaillement, mais permet également une meilleure adhésion du scotch avec la roche.

Figure 3.6.3 : Photographies de deux échantillons de porosité 21 %. Le ruban adhésif entoure l'échantillon de roche dans sa section médiane. Forte décohésion des grains au niveau des deux blocs séparant la bande de cisaillement. Destruction partielle ou complète des blocs dans les régions non protégées par le ruban adhésif.

Un autre avantage du ruban adhésif transparent entourant l'échantillon est que ce denier garde à la fin de l'essai une trace, une empreinte nette de la bande de cisaillement. En fait, quand on enlève le scotch, comme il n'y a plus de cohésion entre les grains de l'échantillon, les grains de la surface de l'échantillon restent collés au ruban adhésif (figure 3.6.4). Le ruban adhésif transparent est donc utilisé comme réplique de surface non seulement de la bande de cisaillement, mais de toute la surface de l'échantillon. En utilisant ce nouveau support, on peut observer la bande de cisaillement au microscope. Comme la bande de cisaillement est clairement délimitée grâce à sa coloration blanche caractéristique, on peut évaluer de façon précise son épaisseur. Cette technique expérimentale très pratique, puisque très simple d'utilisation, ne nécessite pas de garder l'échantillon « intact ». Elle reste valable même si l'échantillon est fortement endommagé ou même détruit. Même si l'échantillon de roche s'est désagrégé, on garde malgré tout une empreinte de la bande de cisaillement et de toute la surface externe de l'échantillon sur le ruban adhésif. Un autre avantage du ruban adhésif par rapport à d'autres répliques est que, tout en étant appliqué avant l'essai et tout en ayant une bonne adhérence avec l'échantillon, il n'exerce aucune influence sur ce dernier.
Il est important de souligner ici que l'intérêt du ruban adhésif repose, en grande partie, sur le fait que ce sont les grains même de la surface externe de l'échantillon qui sont sur ce support.

Figure 3.6.4 : Photographies d'un échantillon de porosité 21 %. Avant l'essai, le ruban adhésif entoure l'échantillon de roche dans sa section médiane. Aprés l'essai, une fois le scotch enlevé et à cause de la décohésion des grains, les grains de la surface de l'échantillon restent collés au ruban adhésif.

Notons qu'une autre technique expérimentale très simple basée également sur la notion de répliques de surfaces a été récemment développée par Bésuelle (1999) au cours de sa thèse. Bésuelle a utilisée en effet dans le même esprit la trace de la bande de cisaillement sur la membrane même de la cellule triaxiale (figure 3.6.5). Cette trace sur la surface interne de la membrane correspond à un « marquage » ou à un poinçonnement. Cela suppose bien sûr que la membrane n'a été utilisée qu'une seule fois. Lors de la formation de la bande de cisaillement, il y a en fait broyage d'une partie de la matière à l'intérieur de la bande et production de poussière. Lorsque la membrane est ouverte pour visualiser l'échantillon, Bésuelle a observé un dépôt de poussière sur celle-ci, aux endroits correspondant aux bandes. La membrane, une fois mise à plat, fournit une développée de lignes d'intersection entre les bandes de cisaillement et la surface de l'échantillon. En faisant l'hypothèse que les bandes sont des plans parfaits et que la surface de l'échantillon est un cylindre parfait, Bésuelle montre que la développée de l'intersection forme une courbe sinusoïdale. Bésuelle affirme que la mesure de l'angle tangent des traces aux endroits de changement d'inflexion, où plus concrètement aux endroits où la trace semble la plus plate, donne l'angle d'inclinaison de la bande de cisaillement. Toutefois, cette technique ne permet pas d'évaluer l'épaisseur de la bande de cisaillement.

Figure 3.6.5 : Exemple de traces observées sur une membrane développée. (d'après Bésuelle, 1999).

Pour cette mesure de l'épaisseur de la bande de cisaillement, on a observé la bande à partir d'une loupe binoculaire, soit directement sur l'échantillon lui-même, soit indirectement sur la réplique, ici le ruban adhésif (figure 3.6.6).

Figure 3.6.6 : Photographies de bandes de cisaillement obtenues à partir de la loupe binoculaire.
Coloration blanche caractéristique au niveau de la bande.

Les observation microscopiques obtenues à partir de la loupe binoculaire sont visibles sur écran grâce à une caméra vidéo. On réalise à la même échelle de grossissement des photos de papiers millimétrés. A partir de ces photos, on détermine la longueur correspondant à 1 mm. On peut alors mesurer, par une simple règle de trois et de façon très précise, l'épaisseur en mm de la bande de cisaillement. Cette dernière étant clairement délimitée grâce à sa coloration blanche caractéristique. En fait, ce n'est pas toujours le cas pour les échantillons

saturés. Rappelons que les échantillons saturés sont instrumentés avec des jauges collées avec de la résine époxy. Cette dernière est appliquée en assez grande quantité sur les deux faces de la jauge pour obtenir une isolation parfaite par rapport à l'eau. Les limites de la bande de cisaillement ne sont pas toujours clairement visibles à cause des reflets importants de la lumière du microscope sur cette colle.
Par ailleurs, l'orientation de la bande de cisaillement correspond à l'angle de la bande par rapport à l'horizontale. Pour la mesure de l'orientation de la bande de cisaillement, le logiciel correspondant à la loupe binoculaire permet de faire des mesures d'angles. On peut donc évaluer à partir de ces observations « microscopiques » l'orientation de la bande de cisaillement. Toutefois, pour un problème de précision de mesures, on privilégie les valeurs calculées à partir des photos « macroscopiques » réalisées sur tout l'échantillon. Notons qu'ils est important de réaliser la mesure de l'angle de la bande de cisaillement dans la partie centrale de l'échantillon. En effet, il arrive souvent que la bande de cisaillement soit déviée au niveau des extrémités de l'échantillon.

III.6.3/ RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'EPAISSEUR DE LA BANDE DE CISAILLEMENT

La localisation des déformations est le phénomène dans lequel les déformations se concentrent dans des zones ou bandes de largeur faible mais finie. Concernant les épaisseur de ces bandes de cisaillement, la littérature est très pauvre et les données sont rares.
Pour un sable, la bande de cisaillement se concentre sur une épaisseur proportionnelle à la taille des grains. Sur du sable, Roscoe (1970), Scarpelli et Wood (1982), Vardoulakis et Graf (1985), Mühlhaus et Vardoulakis (1987) et Hammad (1991) ont observé en laboratoire que l'épaisseur de la bande de cisaillement est d'environ dix à vingt fois la taille moyenne d'un grain. Par ailleurs, Ord et al. (1991) ont comprimé en condition biaxiale des échantillons de grès de Gosford. Ils ont observé une épaisseur de bande de l'ordre de quelques grains. En effet, après la rupture, une fracture discrète s'est formée et les grains sont très fissurés sur une épaisseur de 1 à 2 mm, soit 4 à 8 grains.
Haïed (1995) a réalisé dans sa thèse des essais en conditions frettées sur des échantillons prismatiques de grès de Fontainebleau. Selon lui, l'effet de la pression de confinement sur les épaisseurs des bandes de localisation n'est pas négligeable. L'épaisseur de bande d_B est très sensible à la pression. On note une diminution appréciable des largeurs de bande en fonction de la pression de confinement, ces largeurs de bandes varient d'un plus de 2 mm dans l'essai de compression triaxiale mené à 10 MPa de confinement à moins de 1 mm dans l'essai à 40 MPa de confinement, soit 5 à 10 fois la taille de grain moyenne.
Par ailleurs, Bésuelle (1999) a réalisé des essais de compression triaxiale en conditions lubrifiées avec de l'acide stéarique sur des échantillons de grès des Vosges d'élancement 1 et 2. Bésuelle (1999) observe que le nombre de plans de cisaillement augmente avec la pression de confinement et cela indépendamment de l'élancement de l'échantillon testé. Les plans observés après essais présentent une épaisseur non nulle, de quelques grains, dans lesquels les déformations ont été intenses. Ainsi, comme il le dit lui-même, les zones de cisaillement évoluent fortement avec le confinement. Pour de faibles pressions de confinement, dans la gamme fragile, de 10 à 20 MPa pour un élancement égal à 2, de 10 à 40 MPa pour un élancement égal à 1, les échantillons sont traversés par des fractures inclinées uniques. Bésuelle a constaté que les bandes de cisaillement ont une épaisseur très fine, qu'on peut approximmer à l'oeil nu et en surface, à moins de 5 grains, c'est-à-dire approximativement à 1 mm. Pour des confinements plus importants, qui de notre point de vue sont dans la gamme ductile, Bésuelle constate que ces zones sont de plus en plus nombreuses. Elles se croisent et

ne sont pas uniquement parallèles. Ces zones ayant subi des déformations intenses sont plus en plus épaisses. L'épaisseur des bandes et leur nombre augmentent avec le niveau de confinement. Deux échantillons testés en compression triaxiale ont été étudiés par Bésuelle à la fois à partir de microphotographies au MEB et à partir de photographies obtenues par tomographie aux rayons X. A partir de microphotographies au MEB et pour l'échantillon GVR9724 correspondant à un faible confinement de 30 MPa (rupture fragile), les bandes de cisaillement ont une largeur inférieure à 1 mm. Pour l'échantillon GVR9722 correspondant à un fort confinement de 50 MPa (rupture transitoire fragile-ductile), les bandes de cisaillement ont une largeur de 0,5 à 1 mm. Bésuelle observe pour ces deux échantillons qu'autour de la bande de cisaillement et sur une largeur de 1 à 2 mm, la porosité est différente de celle loin de la bande. A partir des photographies obtenues par tomographie aux rayons X, Bésuelle (1999) a estimé l'épaisseur de la zone localisée à 2 mm, en fait, de l'ordre de 1,5 à 3 mm, soit environ 7 à 15 grains, en considérant la taille moyenne des grains à 0,2 mm.
Papamichos et al. (1998) ont réalisé des essais de compression triaxiale sur des échantillons de grès rouge de Wildmoor d'élancement 1 en conditions lubrifiées. Ils ont obtenu une épaisseur moyenne de bande de cisaillement de 455 μm, soit 4,5 fois le diamètre de grains. L'épaisseur minimale et maximale est de 104 μm et de 1028 μm respectivement.
Pour les essais triaxiaux que nous avons réalisés sur la roche K à différentes pressions de confinement, l'épaisseur mesurée de la bande de cisaillement est présentée sur le tableau suivant :

pression de confinement (MPa)	conditions d'essais	épaisseur de la bande $2d_B$ (mm)	moyenne	moyenne
7	sec	1.19	1.17	1.17
7	sec	1.16		
14	sec	0.7	0.7	0.8
14	saturé	0.7	0.9	
14	saturé	0.9		
14	saturé	1.1		
28	sec	0.64	0.69	0.66
28	sec	0.74		
28	saturé	0.59	0.64	
28	saturé	0.64		
28	saturé	0.7		
42	sec	0.57	0.64	0.53
42	sec	0.65		
42	sec	0.71		
42	saturé	0.43	0.43	

On observe que l'épaisseur de la bande a tendance à diminuer quand on augmente la pression de confinement (figure 3.6.7).

Figure 3.6.7 : Epaisseur de la bande de cisaillement en fonction de la pression de confinement (roche K).

III.6.4/ RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'ORIENTATION DE LA BANDE DE CISAILLEMENT

L'angle du plan de rupture varie avec la pression de confinement. Un résultat communément observé est que l'angle apparent de la bande par rapport à la direction de la contrainte principale compressive la plus petite tend à diminuer quand on augmente la pression de confinement. (Paterson, 1958 ; Evans et Pomeroy, 1966, cités par Paterson, 1978 ; Han, 1991 ; Hammad, 1991 ; Tronvoll, 1992).

Haïed (1995) dans sa thèse a réalisé des essais en conditions frettées sur des échantillons cylindriques et prismatiques de grès de Fontainebleau. Ainsi, sur des échantillons prismatiques, Haïed (Haïed et Kondo, 1997) a obtenu une gamme d'angles comprise entre 61° et 65°. Dans un autre article (Haïed, Kondo et Henry, 1997), Haïed a obtenu que, pour les échantillons prismatiques, la rupture a lieu en bande de cisaillement inclinée d'environ 58° à 61° par rapport à l'axe de contrainte principale mineure, cette orientation diminuant progressivement avec la pression de confinement pour une pression de confinement allant de 10 à 40 MPa. Il a obtenu également, pour les échantillons axisymétriques confinés à des pressions de confinement de 20 MPa et 30 MPa, des angles d'environ 58° à 59° avec l'horizontale.

Bésuelle (1999) constate également une forte dépendance de l'inclinaison des plans de cisaillement par rapport au confinement de l'essai. L'angle des plans ainsi formés par rapport à la direction de contrainte principale mineure diminue de façon quasi-linéaire avec le confinement. Un échantillon d'élancement égal à 2 à 30 MPa de confinement présente une bande de cisaillement inclinée à 45° par rapport à l'axe de contrainte principale mineure et des bandes moins marquées d'inclinaisons identiques et conjuguées par rapport à la bande principale. Un échantillon d'élancement égal à 2 à 50 MPa de confinement présente deux groupes de bandes quasiment parallèles entre elles, inclinées toute de 40° par rapport à la direction horizontale.

Papamichos et al. (1998) ont réalisé des tests de compression triaxiale (CTC), biaxiale (BC) et d'extension triaxiale (RTE) sur des échantillons de grès rouge de Wildmoor. L'angle d'inclinaison de la bande de cisaillement est tracé en fonction de la contrainte compressive principale mineure (figure 3.6.8). L'angle de bande de cisaillement apparaît être indépendant du type de test et décroît quand la contrainte principale mineure augmente.

Figure 3.6.8 : A gauche : schéma donnant l'angle de la bande par rapport à la direction de contrainte principale compressive mineure. A droite : Angle d'inclinaison de la bande de cisaillement tracé en fonction de la contrainte compressive principale mineure pour des tests de compression triaxiale (CTC), biaxiale (BC) et d'extension triaxiale (RTE) sur des échantillons de grès rouge de Wildmoor. (d'après Papamichos et al., 1998).

Pour les essais triaxiaux sur la roche K que nous avons réalisés à différentes pressions de confinement, la mesure de l'orientation de la bande de cisaillement par rapport à la direction de contrainte principale mineure est présentée sur le tableau suivant :

pression de confinement (MPa)	conditions d'essais	orientation de la bande θ (°)	moyenne	moyenne
7	sec	68.5	65.5	65.5
7	sec	62.5		
14	sec	67	64.7	64.4
14	sec	62.3		
14	saturé	66.3	64.2	
14	saturé	62		
28	sec	61.5	61.5	60.4
28	saturé	62	59.25	
28	saturé	56.5		
42	sec	44.5	44.5	48.6
42	saturé	52.7	52.7	

Ces résultats montrent que cet angle de bande de cisaillement diminue quand la valeur de la pression de confinement augmente (figure 3.6.9).

Figure 3.6.9 : Orientation de la bande de cisaillement en fonction de la pression de confinement.

Notons que certains auteurs ont insisté sur la nécessité de contrôler l'amorçage des bandes de cisaillement et de suivre leur évolution durant la phase post-localisation. Ce contrôle de l'amorçage permet par exemple de s'assurer que la fissure soit dans l'axe de visée d'un appareil photographique. La démarche souvent retenue pour mieux contrôler la zone d'amorçage et la position des bandes consiste à utiliser des éprouvettes prismatiques percées au centre d'un trou cylindrique de faible diamètre (quelques mm), d'axe perpendiculaire à l'axe de chargement et traversant l'éprouvette sur toute son épaisseur. Pour imposer une telle condition, un trou de faible diamètre est donc pratiqué au centre de l'échantillon. Ce trou central joue le rôle de site privilégié de nucléation, encore appelé point de nucléation. Les fissures s'initient autour de ce

trou. Ce dernier impose aux fissures de passer par son axe.
En fait, cette idée n'est pas complètement nouvelle. On trouve quelques essais de ce type sur des métaux ou sur des roches dans l'ouvrage de Nadia (1950, cité par Haïed, Kondo et Henry, 1997). Vardoulakis et Graf (1985) ont également utilisé soit une encoche (entaille) sur les cotés soit une inclusion cylindrique permettant de mieux contrôler l'apparition des bandes de cisaillement dans un sable. A en juger par les résultats obtenus par Haïed (1995 ; Haïed, Kondo et Henry, 1997 ; Diouta, Haïed, Kondo et Shao, 1994) et Bésuelle (1999), le trou central a un effet non négligeable sur les caractéristiques de bandes de cisaillement, que sont l'orientation, l'épaisseur et le seuil d'initiation. En conclusion, nous estimons qu'il est préférable d'éviter de percer les éprouvettes si l'on veut avoir une évaluation correcte et précise des caractéristiques de bandes de cisaillement.

III.6.5/ COMPARAISON DES POROSITES VOLUMIQUE, SURFACIQUE ET LINEAIRE

On définit la porosité surfacique comme la proportion de vide sur une section donnée. On définit la porosité volumique comme la proportion du volume de vide sur un volume donné. Il est important d'établir une relation et donc un passage possible entre des mesures faites sur le plan de coupe en 2D que représente la lame mince, telle que la porosité surfacique et les mesures de tailles moyennes de grain en 2D, à des mesures spatiales telles que respectivement la porosité volumique et les tailles moyennes de grains dans un problème en 3D (Underwood, 1970). Soit un grain de forme sphérique et de diamètre D, traversé par un plan de coupe tel qu'une lame mince. Par définition (Bésuelle, 1999), la longueur moyenne de coupe du grain, notée $\overline{D}_{50}$, est la valeur moyenne que l'on pourrait calculer à partir des mesures de l'intersection du grain avec une ligne, en faisant varier indéfiniment l'inclinaison et la position de celle-ci, la longueur d'intersection pouvant varier de zéro à D. La longueur moyenne de coupe est reliée au diamètre du grain par la relation $\overline{D}_{50} = 2/3\ D_{50}$.
Notons que cette relation a déjà été utilisée par Wong et al. (1997, cités par Bésuelle, 1999).
Par ailleurs, Underwood (1970) a montré que la porosité volumique sur un volume donné est égale à la porosité surfacique moyenne sur ce volume. Comme le fait remarquer Bésuelle (1999), cette dernière est une valeur moyenne, tandis que la porosité surfacique est mesurée généralement sur une seule section. De plus, la porosité surfacique prend en compte également la porosité fermée. En effet, la porosité volumique, telle qu'elle est calculée de façon classique ne prend pas en compte les pores non connectés de l'échantillon de roche. C'est pourquoi Fassas et al. (1996) ont donné deux définitions pour la porosité volumique. Ils ont défini la porosité « vraie » comme étant le rapport du volume de vide total sur le volume de roche total et ont défini la porosité « effective » comme étant le rapport du volume des pores interconnectés qui sont ouverts à l'extérieur sur le volume total de la roche. Il y a ainsi différentes sources d'écarts possibles entre la porosité surfacique et la porosité volumique. Ces sources d'erreurs sont évaluées par Underwood à environ 10 %. Si on suppose que ces erreurs sont négligeables, on peut considérer que la porosité volumique et que la porosité surfacique sont égales. La porosité volumique est une grandeur physique qui est déterminée de façon classique par la méthode de la masse volumique absolue ou par la technique de saturation totale de l'échantillon. La porosité surfacique ne peut être déterminée que par un logiciel de traitement d'images et c'est là sa principale limitation. Des techniques d'analyses d'images par ordinateur ont souvent été utilisées pour mesurer quantitativement la porosité.
(Chan, 1989 ; Brown, 1994, cités par Fassas et al., 1996 ; Bésuelle, 1999).
Fassas et al. (1996), par exemple, ont étudié la porosité du grès de Penrith en se basant sur une analyse d'images. Un logiciel d'analyse d'images traitant les photographies de lames minces a été utilisé. Ils ont réalisé des coupes de lames minces suivant trois directions orthogonales. Les différents groupes de lames minces correspondant aux différentes directions sont appelés A, B et C.

Figure 3.6.10 : distributions statistiques de fréquence correspondant aux taux de surface obtenus pour les trois groupes A, B et C. (d'après Fassas et al., 1996).

On peut voir sur la figure 3.6.10 que la distribution de fréquence des valeurs obtenues du taux de surface du grès de Penrith a une valeur standard moyenne de taux de surface de 8.35 % avec une déviation standard de 6.02. Cette technique d'évaluation de la porosité surfacique a toutefois de nombreux inconvénients. Une des limites de l'approche est citée par Fassas et al. (1996). Selon eux, à l'échelle utilisée de la microphotographie, il y a des pores qui ne peuvent pas être vus. Ces pores n'entrent pas dans la procédure de mesure de la porosité et par conséquent, la porosité est sous-estimée. Même si la taille de ces pores est petite, leur effet sur la porosité est grande.
De notre point de vue, il existe un autre inconvénient majeur qui est lié au principe même de la méthode. Les vides visibles sont identifiés sur photos, reportés sur papier et scannés. Les surfaces respectives de vide et de phase solide sont ensuite mesurées à l'aide du logiciel de traitement d'images. La porosité est considérée comme le rapport ou le pourcentage de la surface représentant les vides à la surface totale de l'image. La microphotographie d'origine est en noir et blanc, ce qui veut dire en réalité qu'il y a plusieurs niveaux de gris.
L'inconvénient de la méthode est que les images scannées et reproduites par ordinateur sont réduites à deux couleurs seulement, le noir et le blanc (figure 3.6.11). Le noir est sensé représenter la phase solide et le blanc les vides (ou l'inverse).

Figure 3.6.11 : microphotographies d'origine et images scannées correspondantes avec deux couleurs seulement, le noir et le blanc. (d'après Fassas et al., 1996).

Il n'y a donc plus différentes nuances de gris. Ce qui veut dire qu'il y a une phase dans le traitement de l'image où l'opérateur (ou le logiciel) choisit à partir de quelle nuance de gris on considère qu'on aura du noir et pour quelle nuance de gris on considère qu'on aura du blanc. Cela est d'une importance cruciale. Comme la surface des vides reconnue est mesurée à partir du blanc de l'image, suivant la nuance de gris « critique », le résultat obtenu peut être évidemment très différent.
La porosité linéaire est à notre connaissance une grandeur physique du matériau qui n'a encore jamais été exploitée. Comme nous allons le voir dans la suite du rapport, elle est beaucoup plus simple d'accès que la porosité surfacique puisqu'on n'a nul besoin de recourir à un logiciel de traitement d'images. De plus, la porosité linéaire est obtenue par un simple comptage des grains. Elle ne présente donc pas l'inconvénient majeur de la porosité surfacique qui est, lors du traitement de l'image, la réduction de l'image à deux couleurs seulement et le choix d'une nuance de gris « critique » départageant le noir du blanc.
Par ailleurs, on montre que les porosités volumique et surfacique sont égales (Underwood, 1970). Il serait intéressant de les comparer avec la porosité linéaire afin de rendre complète l'étude et la comparaison de la porosité dans un espace tridimensionnel, bidimensionnel et unidimensionnel.
Comme le fait remarquer Bourbie et Zinszner (1985), la variation de la porosité dans le grès de Fontainebleau est très large, elle va de 2 à 30 %. Nous avons collecté dans la littérature un ensemble de photographies au MEB du grès de Fontainebleau avec différentes porosités, allant de 3,8 à 28 % (figures 3.6.12 – 3.6.15).

Figure 3.6.12 : Microphotographies au MEB d'échantillons de grès de Fontainebleau de porosité 6 % et 28 %. Les échantillons sont injectés d'époxy rouge. La partie noire correspond à l'époxy. La partie blanche / grise correspond aux grains. (d'après Bourbie et Zinszner, 1985).

Figure 3.6.13 : Microphotographies au MEB d'échantillons de grès de Fontainebleau de porosité 3,8 % et 6 %. La partie blanche correspond aux pores. La partie grise / noire correspond aux grains de quartz. (d'après Bourbie et Zinszner, 1985).

Figure 3.6.14 : Microphotographies au MEB d'échantillons de grès de Fontainebleau. La région noire correspond aux grains. Le diamètre de la photographie est de 3 mm. (d'après Coker et al., 1996).

Figure 3.6.15 : Microphotographies au MEB d'un échantillon (F7) de grès de Fontainebleau de porosité 5 %. (d'après Zamora, 1990).

Nous avons de notre côté réalisé des photographies au MEB d'un échantillon sain (K40) de grès de Fontainebleau de porosité 21 % (figure 3.6.16).

Figure 3.6.16 : Microphotographies au MEB d'un échantillon sain de grès de Fontainebleau de porosité 21 %.

Nous avons ensuite procédé à un quadrillage systématique de ces photographies dans le sens horizontal et vertical (figure 3.6.17). Pour chaque ligne horizontale ou verticale, nous avons réalisé un comptage des grains en contact avec cette ligne.

Figure 3.6.17 : Exemple de quadrillage d'une microphotographie au MEB correspondant à un échantillon de grès de Fontainebleau de porosité 21 %.

Sachant que pour les lignes verticales, on a 26.5 grains pour 4.73 mm, on a donc une moyenne de 5.60 grains/mm. On obtient de la même façon 5.62 grains/mm pour les lignes horizontales. On a donc une moyenne totale de nombre de grains au mm de 5.61 grains/mm.
Finalement, le comptage des grains au niveau des différentes lignes horizontales et verticales nous a permis de vérifier à la fois l'homogénéité et l'isotropie du grès de Fontainebleau.
En effet, en comparant les résultats des comptages du nombre de grains, on remarque que le nombre de grains est quasi-identique pour les différentes lignes verticales entre elles. Ce résultat s'applique également pour les différentes lignes horizontales. Ce qui veut dire que la répartition des grains est uniforme et que le matériau est homogène. On remarque également que le nombre de grains au millimètre est quasi-identique pour les lignes horizontales et verticales, ce qui veut dire que le matériau est isotrope.

En procédant de la même façon pour les différentes microphotographies collectées dans la littérature, on peut dresser finalement un tableau récapitulatif des résultats obtenus :

Porosité volumique (%)	Nombre de grains/mm
3.8	7.13
5	6.78
6	6.69
21	5.61
28	5.15

Figure 3.6.18 : Moyenne du nombre de grains au mm en fonction de la porosité volumique des échantillons de grès de Fontainebleau.

La moyenne du nombre de grains au millimètre est d'autant plus importante que la porosité volumique de l'échantillon est faible (figure 3.6.18). La courbe a un comportement asymptotique pour des faibles valeurs de porosité volumique traduisant le fait que pour des grains de forme relativement sphérique, une porosité parfaitement nulle est impossible. Rappelons que la moyenne du nombre de grains pour l'échantillon de porosité 3.8 % est de 7.135 grains/mm. Si on suppose cette porosité négligeable, c'est à dire que le pourcentage de vide par rapport aux grains est négligeable, dans ce cas, si on a 7,135 grains au mm, on a donc pour chaque grain 0.1401 mm. La taille moyenne des grains sur la lame mince est donc de 0,1401 mm = 140,1 µm. Si on fait l'hypothèse que les grains sont sphériques, le diamètre moyen de coupe Δs correspond aux 2/3 du diamètre réel D du grain sphérique. Soit $\overline{D} = \frac{2}{3} D$.

Comme $\overline{D}_{50}$= 140.15 µm, le diamètre moyen du grain est donc de $D_{50} = \frac{3}{2} \times 140,15 = 210,23 \mu m$.

Par ailleurs, pour déterminer la taille des grains du grès de Fontainebleau, on a réalisé également une étude granulométrique classique sur un échantillon sain. Un morceau de grès sain a été broyé (sans casser les grains). L'échantillon est broyé jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de liaisons entre les grains. Du point de vue pratique, cela sous-entend qu'on ne voit plus au microscope des grains en petits groupes, agglutinés entre eux. La masse totale des grains est de 262 g. Des tamis de différentes ouvertures D ont été utilisés. On identifie par tamisage la courbe granulométrique (figure 3.6.19).

Ouverture D du tamis (µm)	masse de grains obtenue (g)	tamisât cumulé (%)
315	31	100 - (31/ 262) = 88.17
250	108	58.78
200	200	23.66
100	262	0

Figure 3.6.19 : Courbe granulométrique donnant les tamisats cumulés (%) en fonction des diamètres équivalents (mm). Détermination du D_{50}.

La valeur du D_{50} estimée par cette méthode (≈ 230 µm = 0,23 mm) est proche de la valeur déjà obtenue auparavant (210,23 µm = 0,21023 mm).

Le diamètre moyen de coupe est donc de $\overline{D}_{50} = \frac{2}{3} \times D_{50}$ = 140,15 µm = 0,14015 mm.

Connaissant le diamètre moyen de coupe $\overline{D}_{50}$ et connaissant (par comptage), pour une photographie au MEB donnée, le nombre de grains au mm, le produit du $\overline{D}_{50}$ par le nombre de grains/mm correspond à la part dans une ligne droite de 1 mm de matière ou de grains. Ce produit est inférieur à 1 mm. En le multipliant par 100, on obtient le pourcentage de matière ou de grain dans une ligne droite de 1 mm. En retranchant ce pourcentage à 100 %, on obtient le pourcentage des pores dans une ligne droite de 1 mm. Ce pourcentage correspond à ce que l'on pourrait appeler une porosité linéaire qui est caractéristique du matériau granulaire basée sur le même principe que la porosité surfacique définie par Underwood (1970) ou la porosité volumique qui est une grandeur physique classiquement calculée en laboratoire.

Par exemple, pour l'échantillon de porosité volumique n = 21 %, on avait compté 5,613 grains/mm. Sachant que $\overline{D}_{50}$ = 0.14015, on a 5.613 × 0.14015 = 0.7866 qui correspond à la part de matière ou de grains dans une ligne droite de 1 mm. 78,66 correspond au pourcentage de matière ou de grains dans une ligne droite de 1 mm. 100 - 78,66 = 21,34 correspond donc à la porosité linéaire.

On a procédé de façon similaire pour toutes les autres porosités. Rappelons que la valeur de la porosité linéaire a été obtenue par un simple comptage des grains directement à partir d'une microphotographie tandis que la porosité volumique a été calculée de façon classique par les méthodes, déjà présentées dans ce rapport, de la masse volumique absolue ou de la saturation totale de l'échantillon de roche. La valeur de la porosité linéaire obtenue est systématiquement comparée à la valeur de la porosité volumique. Les résultats ont présentés dans le tableau ci-dessous :

Porosité volumique (%)	Porosité linéaire (%)
5	5,02
6	6,15
21	21,33
28	27,81

Au vu du tableau, la méthode que nous avons développée se révèle être d'une remarquable précision. Underwood (1970) avait montré que les porosités volumique et surfacique sont identiques. Nous pouvons conclure également ici que les porosités volumique et linéaire sont égales. Par ailleurs, en comparant uniquement de visu deux différentes sections de grès de Fontainebleau pour deux porosités différentes, Bourbie et Zinszner (1985) ont noté que la taille des grains est clairement constante. Même si la variation de la porosité dans le grès de

Fontainebleau est très large, allant de 2 à 30 %, il n'y a pas, selon Bourbie et Zinszner (1985) de différence notable de taille de grain. Dans notre étude, en se basant sur un diamètre moyen de grain indépendant de la porosité de l'échantillon (5, 6, 21 ou 28 %) et fixé à une valeur constante de D_{50} = 210.23 μm, nous avons obtenu pour chaque porosité étudiée une estimation remarquablement proche de celle calculée par la méthode classique de la masse volumique absolue. Ce qui prouve de façon rigoureuse (et non plus seulement visuelle) que la taille des grains du grès de Fontainebleau est constante et est indépendante de la porosité de l'échantillon. Comme le font remarquer Bourbie et Zinszner (1985), cela est particulièrement intéressant pour étudier les effets de la porosité et de la microstructure indépendamment de tout autre paramètre. Par ailleurs, la taille des grains du grès de Fontainebleau est souvent supposée être de l'ordre de 250 μm (Bourbie et Zinszner, 1985), la méthode que nous avons développée donne de façon très précise une taille moyenne des grains (D_{50} = 210,23 μm). Cette valeur est fiable. Elle a fait « ses preuves » puisqu'elle nous a permis d'obtenir pour chaque porosité étudiée une estimation remarquablement proche de celle calculée par la méthode classique de la masse volumique absolue. Cette valeur moyenne de taille de grain est d'ailleurs proche de celle calculée à partir de l'étude granulométrique.

III.6.6/ OBSERVATIONS MICROSCOPIQUES ET ETUDE DE L'EVOLUTION DE LA POROSITE DANS LA BANDE DE CISAILLEMENT

Les études menées sur la microstructure des bandes sont très récentes. Les micromécanismes de développement de bandes de cisaillement sont liés à des notions diverses telles que le broyage des grains, les mouvements de corps rigides des grains et l'évolution de la porosité à l'intérieur de la bande de cisaillement. Cette évolution de la porosité correspond à une dilatance ou à une compaction dans les bandes.

En analysant les failles dans les grès poreux, Aydin (Aydin, 1978 ; Aydin et Johnson, 1983) a constaté que les propriétés physiques telles que la densité et la taille du grain changent au fur et à mesure du processus de déformation (figure 3.6.20). Une déformation permanente dans la bande se fait par fracturation et par déplacement des grains, par distortion de la matrice et par réduction du volume des pores. L'examen des lames minces montre que les tailles de grains de sable sont remarquablement réduites par l'écrasement des grains. La taille moyenne des

grains à l'intérieur de la bande est d'environ un ordre d'amplitude plus faible que les grains en dehors de la bande. La porosité moyenne à l'intérieur de la bande est d'environ 6 à 10 % dans un grès de porosité 23-25 %. Le matériau devient plus rigide à l'intérieur, ce qui fait que la zone de bande devient mésoscopiquement comme une inclusion rigide dans une matrice souple.

Figure 3.6.20 : Grès Entrada dans le désert San Rafael, Utah. Microphotographie montrant l'écrasement des grains et la réduction de la taille des grains à l'intérieur de la bande. (d'après Aydin et Johnson, 1983).

Ord et al. (1991) ont réalisé des tests de compression biaxiale (en déformation plane) sur le grès de Gosford en conditions lubrifiées. Ord et al. ont observé systématiquement une seule bande de cisaillement après rupture de l'échantillon. Ils ont observé à grandes pressions de confinement une zone de dilatance parallèle à la surface de rupture et entourant cette dernière. En observant une microphotographie d'un échantillon déchargé dans le régime durcissant, mais dans la phase post-localisation de déformations inhomogènes, Ord et al. n'ont pas remarqué de perturbation visible de la microstructure. Ces observations montrent que la localisation initiale de la déformation met en jeu des mouvements de corps rigides, micro-rotations et déplacements des grains (figure 3.6.21). Cela expliquerait les zones des déformations plus diffuses que l'ont peut observer le long du plan de rupture final. Ces mouvements sont difficiles à détecter expérimentalement. L'échantillon déchargé près du pic de contrainte montre une petite perturbation mineure de la structure du matériau. Il existe des zones localisées de 1 à 2 grains de largeur seulement, séparées par des zones de plus faibles fissurations qui apparaissent être associées à un plus grand taux de matrice / grain. Des fissures inter et intragranulaires sont observées. Ces zones sont donc caractérisées, d'après Ord et al., par un fort rapport matrice sur grain si bien que les grains peuvent s'accommoder au cisaillement en se réarrangeant sans se fracturer. Dans les échantillons chargés jusqu'à la rupture, des sections bien définies de zones de cisaillement contiennent des grains très fissurés ou même des fragments cassés. Cette fissuration apparaît se produire dans une région d'épaisseur 1 à 2 mm.
D'après les observations au MEB de Ord et al. sur le grès de Gosford, la macrofissure ne se forme pas instantanément mais elle résulte d'une « altération progressive graduelle de la microstructure ». La localisation initiale des déformations s'accommode tout d'abord par des mouvements de corps rigides, déplacements et micro-rotations des grains dans la matrice, plutôt que la fissuration des grains eux-mêmes, suivis ensuite par une fissuration mineure des grains avant le pic de contrainte. Peu évidente avant le pic à la rupture, cette altération de la microstructure devient claire après rupture et affecte une région d'épaisseur non nulle autour de l'unique plan de rupture observé. La zone rompue consiste en un plan de cisaillement incliné par rapport à la direction de compression maximale et présente une certaine épaisseur discernable à l'œil nu. Rudnicki et Rice (1975) ont affirmé que la rupture localisée dans les roches est caractérisée principalement par une microfissuration. Cela n'est pas vérifié pour les roches granulaires telles que le grès de Gosford testé par Ord et al. (1991). Ces observations appuient plutôt l'idée de Mühlhaus et Vardoulakis (1987) qui incorpore la rotation de grain dans le phénomène de la localisation des milieux granulaires. Cela peut être pris en compte

par le modèle de plasticité de Cosserat de Mühlhaus et Vardoulakis.

Figure 3.6.21 : Microphotographies à balayage électronique d'une zone de cisaillement avant (a et b) et après (c et d) la rupture de l'échantillon. (a : réseau de microfissures inter et intragranulaires associées à la zone de cisaillement. Largeur de la figure : 4,8 mm), (b : détail. Largeur de la figure : 2,8 mm), (c : macrofissure, réseau de microfissures et brèche. Largeur de la figure : 3,6 mm), (d : détail montrant l'orientation du cisaillement des grains brisés. Largeur de la figure : 0,9 mm). Développement important de la fissuration intragranulaire en bas de la zone de cisaillement. La fissuration intragranulaire n'est pas bien développée en haut de la zone de cisaillement où il y a une plus grande proportion de matrice. (d'après Ord, Vardoulakis et Kajewski, 1991).

Antonellini et al. (1994) ont étudié la microstructure des bandes dans les grès poreux au "Arches National Park, Utah". Les bandes localisées, existantes in situ, ont été étudiées en laboratoire à partir d'une série de lames mince. Antonellini et al. ont observé que les micromécanismes de développement de bandes de cisaillement consistent en une dilatance initiale suivie par un écrasement des grains et une compaction (figure 3.6.22). Ils ont montré que la présence de dilatance ou de compaction dans les bandes est dépendante de la porosité et de la pression de confinement. Selon Antonellini et al., de grandes porosités et de grandes pressions de confinement favorisent la compaction et la formation de bandes cataclastiques, c'est-à-dire caractérisée par la fragmentation et le broyage des grains. De faibles porosités et de faibles pressions de confinement favorisent la formation de bandes dilatantes non-cataclastiques. Antonellini et al. ont observé plusieurs types de bandes. D'une part, les bandes peu ou non cataclastiques. On n'observe peu ou pas de grains écrasés à l'intérieur de ces bandes. Ces dernières s'accompagnent soit d'une dilatance, soit d'une compaction, soit d'aucun changement de volume. Pour les bandes peu ou non cataclastiques et avec une dilatance positive, Antonellini cite l'exemple d'une roche du parc de porosité 4-5 % où la porosité dans la bande a été évaluée à 12-13 %. Pour les bandes peu ou non cataclastique et avec une compaction, Antonellini cite l'exemple d'une roche du parc de porosité supérieure à 18 % où la porosité à l'intérieur de la bande a été évaluée entre 1 et 18 %. Antonellini a

observé d'autre part un autre type de bandes cataclastiques. Ces bandes sont caractérisées par la présence de grains finement écrasés et par une réduction de porosité très prononcée. Antonellini cite l'exemple d'une roche du parc de porosité d'environ 17 % où la porosité dans la bande est inférieure à 7 %. La porosité est déterminée directement sur les lames minces à partir d'un système d'analyse d'images.

Figure 3.6.22 : A gauche : le blanc représente les pores et le noir représente les phases solides. (a) bande non cataclastique avec dilatance, (b) bande non cataclastique avec compaction, (c)(d) bandes cataclastiques. A droite : profils de porosité le long de bandes cataclastiques. (a)(b) bandes avec dilatance, (c)(d) bandes avec compaction. (d'après Antonellini, Aydin et Pollard, 1994).

Mollema et Antonellini (1996, cités par Olsson, 1999) ont également observé des bandes de compaction sur du grès poreux de Navajo.

Par ailleurs, Olsson (1999) définit une bande de compaction comme étant une zone qui montre une fermeture normale mais sans cisaillement. Olsson a étudié expérimentalement et théoriquement les bandes de compaction dans les roches poreuses. Il a réalisé des essais triaxiaux axisymétriques sur le grès de Castlegate. Il a observé également une compaction localisée. La porosité dans les bandes était de quelques pourcents comparée avec les 20-25 % dans le grès entourant la bande. Un examen microscopique a indiqué un écrasement des grains sans rotation. En comparant les données expérimentales avec les prédictions théoriques, Olsson a montré que la théorie de localisation des déformations de Rudnicki et Rice (1975) habituellement utilisée pour les problèmes de localisation des déformations de cisaillement, s'applique aussi bien pour les problèmes de localisation de compaction.
Par ailleurs, grâce à un logiciel d'analyse d'image sur des images obtenues au MEB, Bésuelle (1999) a mesuré la porosité surfacique des zones fissurées. Deux échantillons GVR9724 et GVR9722, correspondant respectivement à un confinement de 30 MPa et de 50 MPa, sont étudiés. Des profils de porosité perpendiculaires aux bandes de cisaillement sont tracés pour chaque échantillon (figure 3.6.23).

Figure 3.6.23 : Porosité surfacique ponctuelle (mesurée sur un millimètre carré) à différentes positions sur la lame mince: loin et autour des bandes de cisaillement (transect perpendiculaire à la bande). Mesures effectuées par MEB. A gauche : échantillon GRV9724. A droite : échantillon GRV9722. (d'après Bésuelle, 1999).

Pour l'échantillon GRV9724 correspondant à un faible confinement de 30 MPa (rupture fragile), les bandes de cisaillement sont marquées par une forte porosité comparativement à la porosité moyenne initiale de l'échantillon et cela sur une largeur inférieure à 1 mm. Autour des bandes de cisaillement, la porosité est plus élevée que la valeur moyenne sur une largeur de 1 à 2 mm d'environ 5 à 10 % par rapport à la porosité loin des bandes. Pour l'échantillon GRV9722 correspondant à un fort confinement de 50 MPa (rupture transitoire fragile-ductile), les bandes de cisaillement ont également une forte porosité sur une largeur de 0,5 à 1 mm. En revanche, autour des bandes et sur une largeur de 1 à 2 mm, Bésuelle (1999) observe que la porosité est de 3 à 4 % plus faible que la porosité moyenne dans l'échantillon loin des bandes, ce qui indique un mécanisme contractant autour des bandes de cisaillement dilatantes.
Par ailleurs, la tomographie aux rayons X a permis à Bésuelle (1999) de visualiser l'intérieur

des échantillons de grès. Comme il le fait remarquer, si on fait des mesures sur un échantillon présentant une zone où la porosité change fortement, comme c'est le cas dans une bande de cisaillement, le profil de la densité radiologique, réalisé perpendiculairement à la bande, montre un pic au niveau de la bande correspondant à une plus forte ou plus faible porosité par rapport au milieu environnant. Finalement, pour les échantillons comprimés sous un confinement moyen, dans le domaine de rupture fragile, Bésuelle observe une bande de cisaillement dilatante. Pour l'échantillon comprimé sous un fort confinement, entre le domaine fragile et ductile, Bésuelle observe une bande contractante (figure 3.6.24). Les deux échantillons présentent donc une localisation de types différents, dilatant et contractant. Cela est clairement visible au niveau des différentes coupes effectuées dans la zone localisée des deux échantillons testés. Il faut noter que plus un point tend vers le noir, plus la porosité est élevée. Plus un point tend vers le blanc, moins sa porosité est élevée. Le blanc et le noir « parfaits » correspondent à des porosités en dehors de la zone de calibration choisie pour tracer les coupes.

Figure 3.6.24 : Coupes successives dans la zone localisée. A gauche : échantillon GVR9724. A droite : échantillon GVR9722. (d'après Bésuelle, 1999).

L'analyse tomographique aux rayons X réalisée par Bésuelle (1999) montre donc également la présence de bandes de cisaillement dilatantes dans le domaine fragile et de bandes de cisaillement contractantes dans le domaine intermédiaire. Ce qui est en accord avec Antonellini et al. (1994) qui ont montré que la présence de dilatance ou de compaction dans les bandes est dépendante de la pression de confinement. Selon Antonellini et al., de faibles pressions de confinement favorisent la formation de bandes dilatantes tandis que de grandes pressions de confinement favorisent la compaction.
Bésuelle (1999) a observé que les bandes de cisaillement apparaissent à l'échelle microscopique comme des bandes dans lesquelles les grains sont fortement fissurés. A l'intérieur de la bande de cisaillement, le matériau semble partiellement broyé. Autour de ces bandes, les grains sont également fissurés, mais dans des proportions qui diminuent quand on s'éloigne des bandes. Les grains sont également parfois décollés des autres grains en raison de la présence de fissures intergranulaires et suggérant des mouvements de grains entre eux. Selon Bésuelle (1999), il est probable que « la localisation des déformations se forme initialement selon des bandes assez larges, dilatantes ou contractantes selon le niveau de confinement et que dans une phase ultérieure du chargement, une seconde localisation accompagnée d'un mécanisme de broyage des grains, ou alors une fracturation macroscopique, se manifeste à l'intérieur des premières bandes, avec dans ce cas une dilatance systématique quel que soit le confinement » pour atteindre une porosité surfacique élevée.
En étudiant le mouvement des grains au sein de la couche d'interface faite à partir d'essais de cisaillement simple annulaire sur le gravier d'Hostun, Lerat (1996) a également observé un mécanisme de broyage des grains et une production de fines particules.
Pour comprendre les mécanismes de fissuration des grains et de changement de porosité à l'intérieur de la faille, des essais sur sable ou sur roche broyée ont été réalisés pour simuler les matériaux granulaires que l'on trouve à l'intérieur des failles (gouge). Ces essais consistent à cisailler par exemple des couches minces de sables de quartz entre des surfaces en acier à l'aide d'un appareil triaxial (Marone et Scholz, 1989) (figures 3.6.26, 3.6.27), des couches broyées de granite de Westerly entre des blocs glissant de granite de Westerly à l'aide d'un appareil de double cisaillement direct (Biegel et al., 1989) ou encore des couches de plusieurs

différents types de gouges entre des échantillons de granite de Westerly (Morrow et Byerlee, 1989) (figure 3.6.25). Ces différents types de gouges étudiés par Morrow et Byerlee sont un granite de Westerly écrasé, des échantillons de quartzite écrasés, une gouge monominérale (sable d'Ottawa) et une gouge avec plusieurs différentes phases minérales. Morrow et Byerlee ont mis en évidence que le changement dans le volume des pores est contrôlé par la vitesse de glissement. Le volume des pores augmente pour les grands taux de déformation, indiquant une dilatation de la couche de gouge, tandis que le volume décroît pour les faibles taux de déformation, indiquant une compaction. La dilatation de la gouge est fonction du taux de déformation.

Figure 3.6.25 : A gauche : exemple de simulation d'une faille par cisaillement d'une couche de gouge entre des blocs glissant de granite de Westerly à l'aide d'un appareil triaxial. A droite : microphotographie d'une gouge de sable d'Ottawa. (d'après Morrow et Byerlee, 1989).

Figure 3.6.26 : Les particules de quartz sont en blanc, l'époxy est en noir. A gauche : microphotographies d'une couche de gouge. Grossissement × 25, × 50, × 200. Les grains les plus grands au niveau de l'image grossie 25 fois représentent la taille des grains de sable d'Ottawa original. Très peu de petits grains sont observés. A droite : microphotographies d'une couche de gouge. Grossissement × 50, × 200, × 800. Fort écrasement des grains. Les petites particules forment l'arrière-plan. (d'après Marone et Scholz, 1989).

Figure 3.6.27 : microphotographies d'une couche de gouge. Grossissement × 25, × 50, × 200, × 800. Des particules plus petites sont présentes et forment l'arrière-plan à chaque échelle. (d'après Marone et Scholz, 1989).

Nous avons de notre coté réalisé en collaboration avec François Martineau (LCPC) une série de microphotographies au MEB de bandes de cisaillement correspondant à différents échantillons de grès testés en laboratoire sous différentes pressions de confinement.
Deux échantillons en particulier ont été étudié, d'une part l'échantillon K73 de porosité 21 % testé sous 7 MPa de pression de confinement et d'autre part l'échantillon K25 de porosité 21 % testé sous 28 MPa de pression de confinement (figures 3.6.29 – 3.6.38). Après essai, ces deux échantillons ont été placés dans une cloche à vide et ont été imbibés le plus complètement possible de résine époxy. Une fois que la colle a séché, on a procédé ensuite à une coupe plane des échantillons pour permettre une observation de la bande de cisaillement au cœur de la roche (figure 3.6.28). La bande de cisaillement au coeur de la roche est clairement visible au niveau de la coupe plane et on peut calculer précisément l'orientation de la bande.

Figure 3.6.28 : Coupe plane d'un échantillon de grès après test et après la saturation de la roche à la résine époxy.

On a effectué enfin une métallisation au carbone par pulvérisation. Cette opération va permettre de répartir au mieux la charge des électrons lors des observations au MEB. L'observation à partir des photographies au MEB à plusieurs endroits dans la bande de cisaillement va nous donner une estimation du degré de fissuration des grains de quartz à l'intérieur de la bande. Quelques exemples de photographies sont présentés ici.
Rappelons que la taille moyenne des grains sains a été évaluée de façon précise. Dans le cas où on observe dans les microphotographies des fragments de taille sensiblement plus faible que la moyenne, cela signifie que les grains initialement présents dans la bande de cisaillement ont été écrasés et broyés. Dans le cas contraire, on aurait plutôt tendance à supposer que les grains ont eu un mouvement de corps rigides.

Figure 3.6.29 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 19.

Figure 3.6.30 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 15.

Figure 3.6.31 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 38.

Figure 3.6.32 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 30.

Figure 3.6.33 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 73.

Figure 3.6.34 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 76.

Figure 3.6.35 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 147.

Figure 3.6.36 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 152.

Figure 3.6.37 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 305.

Figure 3.6.38 : Microphotographies au MEB d'une coupe plane. Echantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 608.

- Pour l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement :

A l'intérieur de la bande de cisaillement, les grains sont faiblement à fortement fissurés. Les grains ne sont pas broyés, ils sont tout au plus fragmentés en quelques morceaux. La taille moyenne des grains est de l'ordre de la taille du grain sain pour la plupart. Les fissures sont en grande majorité quasi-parallèles à la bande, ce qui met en évidence le phénomène de cisaillement qui se produit à l'intérieur de la bande.
A l'extérieur de la bande de cisaillement, à proximité des limites de la bande, les grains sont intacts ou très faiblement fissurés.

- Pour l'échantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement :

A l'intérieur de la bande de cisaillement, les grains sont fortement broyés, pulvérisés. La taille moyenne du grain est très variable. Elle va du grain fortement fissuré à des fragments avec une taille de l'ordre du micromètre. Les fragments sont très tassés, ce qui donne un aspect de farine ou de poudre blanche observable même à l'œil nu.
A l'extérieur de la bande de cisaillement, à proximité des limites de la bande de cisaillement, les grains sont fissurés mais non broyés. La fissuration diminue quand on s'éloigne de la bande de cisaillement.
Par ailleurs, à partir des microphotographies à grossissement intermédiaire (×76, ×38) et faible (×19) et en délimitant la bande de cisaillement comme ci-dessus, on peut évaluer précisément l'épaisseur de la bande.

- Pour l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement :

Les valeurs obtenues sont: 1.105, 1 et 1.166 mm, soit une valeur moyenne de 1.09 mm
Rappelons que la valeur moyenne obtenue à partir de la loupe binoculaire est de 1.17 mm
Rappelons également que pour l'évaluation de l'épaisseur à partir de la loupe binoculaire, la coloration blanche visible à l'œil nu au niveau de la bande nous a permis de délimiter cette dernière.

- Pour l'échantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement :

Les valeurs obtenues sont: 0.78, 0.78, 0.59, 0.68, 0.73, 0.52, 0.78, 0.76, 0.52, 0.7 et 0.8 mm, soit une valeur moyenne de 0.69 mm.
Rappelons que la valeur moyenne obtenue à partir de la loupe binoculaire est de 0.66 mm
Connaissant l'épaisseur de la bande de cisaillement déterminée en mm, on peut accéder de façon précise à l'épaisseur de la bande de cisaillement en terme de taille de grain sain.
L'observation à partir de photographies au MEB de bandes de cisaillement va nous permettre également d'étudier de façon quantitative la porosité à l'intérieur de la bande et de déterminer si la bande est contractante ou dilatante sans avoir recours à un logiciel de traitement d'images. Il est important de noter que la technique de comptage du nombre de grains a été utilisée uniquement dans le but de valider la notion de porosité linéaire et de prouver que cette porosité linéaire est égale à la porosité volumique telle qu'elle est calculée de façon classique. Cette technique peut maintenant être simplifiée comme-suit :
On trace une ligne droite sur la microphotographie, on mesure ensuite à l'aide d'une règle millimétrée les segments dans cette ligne droite qui sont en intersection avec les grains. Une

fois la longueur totale de la ligne droite mesurée, on peut calculer la proportion de « matière » qui intersecte la ligne droite. On en déduit alors la porosité le long de cette ligne droite, que l'on appelle la porosité linéaire. En fait, cette technique d'évaluation de la porosité peut être utilisée sur n'importe quelle microphotographie et pour n'importe quel matériau.
La porosité à l'extérieur de la bande de cisaillement est calculée à partir de microphotographies à faible grossissement (×19). La porosité à l'intérieur de la bande de cisaillement est calculée à partir de microphotographies à grossissements importants (×620, ×310, ×152, ×120, ×76).

- Pour l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement :

	distance par rapport au centre de la bande (mm)	porosité en (%) à différentes positions dans la bande	
extérieur de la bande	0.45 mm	22 %	21.72 %
intérieur de la bande	0 mm	38.65, 32.66, 26.93, 22.19, 23.94, 35.16, 24.19, 26.18, 42.64, 28.18, 28.67,44.88, 42.14 % moyenne = 32.26 %	33.66, 23.19, 34.66, 37.65, 22.94, 39.15, 20.2, 25.18, 33.16, 36.65, 33.16, 37.15 % moyenne = 31.39 %
extérieur de la bande	-0.45 mm -0.75 mm -1.05 mm	28.75 % 22.27 % 21.2 %	27.23 % 21.14 %

Figure 3.6.34 : Porosité du matériau en fonction de la distance par rapport au centre de la bande de cisaillement.

A l'intérieur de la bande, la porosité est toujours supérieure à la porosité loin de la bande. On observe un phénomène de dilatance à l'intérieur et à proximité de la bande (figure 3.6.34).

- Pour l'échantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement :

	distance par rapport au centre de la bande (mm)	Porosité (%) à différentes positions dans la bande		
extérieur de la bande	1.95 mm 1.65 mm 1.35 mm 1.05 mm 0.75 mm	 21.5 % 21.8 % 28.99 %	 21.3 % 22.36 % 24.5 % 42.85 %	21 % 25 % 27.5 % 36.7 % 32 %

	0.45 mm	27 %	39 %	25.86 %
intérieur de la bande	0 mm	15.21, 5.23, 12.22, 18.45, 11.22, 11.47, 4.73, 7.48 % moy = 10.75	8.47, 18.45, 8.97, 13.21, 2.74, 15.96, 3.24, 4.74, 19.7 % moy = 10.6 %	5.48, 11.97, 19.2, 5.23, 17.2, 14.21, 8.23 % moy = 11.64 %
extérieur de la bande	-0.45 mm -0.75 mm -1.05 mm -1.35 mm -1.65 mm	50.58 % 23.38 % 20.77 %	38.82 % 31.72 % 20.09 % 20.1 %	37.36 % 43.25 % 45 % 27.5 % 21.27 %

Figure 3.6.34 : Porosité du matériau en fonction de la distance par rapport au centre de la bande de cisaillement.

A l'intérieur de la bande, la porosité est toujours inférieure à la porosité loin de la bande. On observe un phénomène de dilatance à proximité de la bande et un phénomène de contractance à l'intérieur de la bande (figure 3.6.34). Les grains de quartz se trouvant à l'intérieur de la bande de cisaillement sont complètement broyés entraînant la formation d'une poudre de faible porosité. Cette « farine » est à l'origine de la coloration blanche caractéristique observée à l'œil nu. Cette fine couche de grains écrasés à l'intérieur de la bande et la réduction de porosité correspondante peut être une barrière naturelle aux écoulements de fluides. On peut remarquer que la bande de cisaillement est considérée ici uniquement comme la région contractante où la porosité est faible et où les grains sont écrasés. Il est possible toutefois de considérer la bande de cisaillement comme étant une région plus large formée de deux zones, une zone dilatante « externe » au cœur de laquelle se trouve une zone contractante « interne ».
Par ailleurs, rappelons que quand on enlève le ruban adhésif transparent entourant les échantillons, comme il n'y a plus de cohésion entre les grains, les grains de la surface de l'échantillon restent collés au ruban adhésif. Le ruban adhésif transparent est donc utilisé comme réplique de surface non seulement de la bande de cisaillement, mais de toute la surface de l'échantillon. En utilisant ce nouveau support, on peut observer la bande de cisaillement au microscope. Cette technique a été utilisée sur deux échantillons K31 et K99 testés respectivement à 28 MPa et à 42 MPa de pression de confinement (figures 3.6.39 – 3.6.48).
Cette technique d'observation au microscope utilisant un ruban adhésif comme support a deux avantages. Le premier est qu'elle ne nécessite aucune préparation. Le ruban adhésif décollé de l'échantillon est directement soumis aux observations microscopiques. Le deuxième avantage est que les microphotographies gardent un certain relief alors que dans la méthode classique d'imprégnation avec de la résine et de coupe plane de l'échantillon, on obtient des images bidimensionnelles sans aucun relief. On peut voir clairement à partir de ces microphotographies que les grains de quartz sont complètement pulvérisés à l'intérieur de la bande de cisaillement.

Figure 3.6.39 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K31 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 21.

Figure 3.6.40 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K31 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 42.

Figure 3.6.41 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K31 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 63.

Figure 3.6.42 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K31 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 126.

Figure 3.6.43 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K99 testé sous 42 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 15.

Figure 3.6.44 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K99 testé sous 42 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 30.

Figure 3.6.45 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K99 testé sous 42 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 63.

Figure 3.6.46 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K99 testé sous 42 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 120.

Figure 3.6.47 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K99 testé sous 42 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 240.

Figure 3.6.48 : Microphotographies au MEB du ruban adhésif. Echantillon K99 testé sous 42 MPa de pression de confinement. Grossissement de × 240.

III.6.7/ ETUDE DE L'EVOLUTION DE LA GRANULOMETRIE A L'INTERIEUR DE LA BANDE DE CISAILLEMENT

Le but de l'étude est de quantifier l'évolution de la taille des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement directement à partir de microphotographies au MEB. Deux essais de référence sont étudiés : un essai correspondant à l'échantillon K25 testé sous forte pression de confinement (28 MPa), et un essai correspondant à l'échantillon K73 testé sous faible pression de confinement (7 MPa).

Nous avons mesuré la taille des grains en 2D ($\overline{D}$ (µm)) à l'intérieur de la bande de cisaillement directement à partir des microphotographies au MEB correspondant à l'échantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement. Un total de 263 mesures de $\overline{D}$ a été effectué. Ces données sont représentées dans le tableau 3.6.49. Il est important de noter ici que les mesures de la taille des grains sont en 2D ($\overline{D}$ (µm)), puisqu'elles sont effectuées à partir des microphotographies au MEB.

Pour le passage du 2D au 3D, on fait une hypothèse forte : les grains sont sphériques dans la bande de cisaillement. Par conséquent $D = \overline{D} * 3/2$.

Le volume d'une particule de rayon R = D/2 est : $V = 4/3\ \pi R^3$.

Le volume de l'ensemble des particules de rayon R = nombre de particules * $4/3\ \pi R^3$

Le pourcentage volumique :

% volumique = (volume de l'ensemble des particules de rayon R / volume total) * 100

$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré
1	20	6.9	1	16.7	1	31.4	1
1.4	1	7.7	3	17.6	4	32.3	1
1.9	11	7.8	24	19.6	10	35.3	5
2	27	8.6	1	21.2	1	37.2	1
2.5	1	9.6	1	21.6	1	39.2	6
2.9	8	9.8	4	22.1	1	51	1
3.8	3	10.6	2	23.5	5	51.9	1
3.9	45	11.5	3	24	1	57.7	1
4.8	1	11.8	16	25.5	1	62.7	1
4.9	1	13.5	1	26	1	66.7	3
5.7	1	13.7	2	27.4	3	102	1
5.8	4	14.4	1	28.8	1	117.6	1
5.9	8	15.4	2	29.4	1	125.5	1
6.7	2	15.7	11	30.4	1	137.2	1

Tableau 3.6.49 : Mesure de la taille des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement à partir de microphotographies au MEB. Echantillon K25.

Ces données sont ensuite synthétisées dans le tableau 3.6.50 :

$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	Pourcentage de nombre de fois mesuré par rapport au nombre total de mesures (263)	% volumique
$\overline{D}$ (µm) ≤ 0.5	0	0 %	0 %
0.5 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 1	20	7.6 %	0.000199 %
1 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 2	39	14.83 %	0.002927 %
2 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 3	9	3.43 %	0.002097 %
3 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 4	48	18.25 %	0.0282 %
4 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 5	2	0.77 %	0.00227 %
5 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 10	49	18.63 %	0.2147 %
10 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 15	27	10.27 %	0.4361 %
15 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 17	12	4.56 %	0.5426 %
17 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 20	14	5.32 %	0.9663 %
20 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 25	10	3.8 %	1.0858 %
25 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 30	7	2.66 %	1.4446 %
30 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 35	7	2.66 %	0.923 %
35 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 40	7	2.66 %	6.297 %
40 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 60	4	1.52 %	4.623 %
60 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 100	4	1.52 %	11.312 %
100 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 110	1	0.38 %	10.5607 %
110 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 120	1	0.38 %	16.185 %
120 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 130	1	0.38 %	19.671 %
130 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 140	1	0.38 %	25.7013 %

Tableau 3.6.50 : Mesure de la taille des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement à partir de microphotographies au MEB. Echantillon K25.

Nous avons de même mesuré la taille des grains en 2D ($\overline{D}$ (µm)) à l'intérieur de la bande de cisaillement directement à partir des microphotographies au MEB correspondant à l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement. Un total de 78 mesures de $\overline{D}$ a été effectué. Ces données sont représentées dans le tableau 3.6.51. Ici également, pour le passage du 2D au 3D, on fait l'hypothèse forte que les grains sont sphériques dans la bande de cisaillement, soit $D = \overline{D} * 3/2$.
On calcule de la même façon que pour K25 le pourcentage volumique.

$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré
4	21	32.3	1	59.4	2	106.9	1
7.9	1	36.4	1	60.6	1	117.2	3
8.1	5	39.6	2	63.4	1	118.8	1
11.9	6	40.4	1	67.3	1	126.7	1
15.8	2	43.6	1	71.3	1	129.3	1
16.1	3	44.4	2	72.7	1	153.5	1
23.8	2	48.5	1	80.8	1	173.7	1
24.2	4	52.5	1	88.9	2	194	1
31.6	1	55.4	1	101	1	249.5	1

Tableau 3.6.51 : Mesure de la taille des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement à partir de microphotographies au MEB. Echantillon K73.

Ces données sont ensuite synthétisées dans le tableau 3.6.52 :

$\overline{D}$ (µm) mesuré	Nombre de fois mesuré	Pourcentage de nombre de fois mesuré par rapport au nombre total de mesures (78)	% volumique
$\overline{D}$ (µm) ≤ 3.5	0	0 %	0 %
3.5 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 5	21	26.93 %	0.002707 %
5 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 10	6	7.69 %	0.006346 %
10 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 15	6	7.69 %	0.0203 %
15 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 20	5	6.41 %	0.0411 %
20 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 25	6	7.69 %	0.1685 %
25 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 30	0	0 %	0 %
30 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 40	6	7.69 %	0.4788 %
40 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 50	4	5.13 %	0.8823 %
50 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 60	4	5.13 %	1.4786 %
60 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 70	3	3.85 %	1.5759 %
70 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 80	2	2.56 %	1.5044 %
80 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 90	3	3.85 %	3.8939 %
90 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 100	0	0 %	0 %
100 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 110	2	2.56 %	4.537 %
110 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 120	4	5.13 %	13.108 %
120 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 130	2	2.56 %	8.453 %
130 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 140	0	0 %	0 %
140 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 160	1	1.282 %	7.2869 %
160 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 180	1	1.282 %	10.5589 %
180 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 200	1	1.282 %	14.7104 %
200 < $\overline{D}$ (µm) ≤ 250	1	1.282 %	31.2919 %

Tableau 3.6.52 : Mesure de la taille des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement à partir de microphotographies au MEB. Echantillon K73.

Figure 3.6.53 : Mesure du diamètre des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement correspondant à l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement et à l'échantillon K25 testé sous 28 MPa. Pourcentages de nombre de fois mesuré par rapport au nombre total de mesures.

Figure 3.6.54 : Pourcentage volumique des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement correspondant à l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement et à l'échantillon K25 testé sous 28 MPa en fonction de la mesure de leur diamètre.

Dans l'hypothèse que tous les grains sont sphériques et qu'ils ont la même densité ρ , le pourcentage volumique et le pourcentage massique coïncident.
On détermine ensuite les pourcentages massiques cumulés (%) pour l'échantillon K25 (28 MPa) et pour l'échantillon K73 (7 MPa) :

K25 (28 MPa)			K73 (7 MPa)		
$\overline{D}$ (µm) mesuré (2D)	D (µm) mesuré (3D)	Pourcentages cumulés (%)	$\overline{D}$ (µm) mesuré (2D)	D (µm) mesuré (3D)	Pourcentages cumulés (%)
$\overline{D}$ (µm) ≤ 140	D (µm) ≤ 210	100 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 250	D (µm) ≤ 375	100 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 130	D (µm) ≤ 195	74.298 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 200	D (µm) ≤ 300	68.708 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 120	D (µm) ≤ 180	54.627 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 180	D (µm) ≤ 270	53.997 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 110	D (µm) ≤ 165	38.442 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 160	D (µm) ≤ 240	43.447 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 100	D (µm) ≤ 150	27.881 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 140	D (µm) ≤ 210	36.16 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 60	D (µm) ≤ 90	16.569 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 130	D (µm) ≤ 195	36.16 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 40	D (µm) ≤ 60	11.946 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 120	D (µm) ≤ 180	27.7 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 35	D (µm) ≤ 52.5	5.649 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 110	D (µm) ≤ 165	14.599 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 30	D (µm) ≤ 45	4.726 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 100	D (µm) ≤ 150	10.062 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 25	D (µm) ≤ 37.5	3.281 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 90	D (µm) ≤ 135	10.062 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 20	D (µm) ≤ 30	2.195 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 80	D (µm) ≤ 120	6.168 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 17	D (µm) ≤ 25.5	1.229 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 70	D (µm) ≤ 105	4.663 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 15	D (µm) ≤ 22.5	0.686 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 60	D (µm) ≤ 90	3.0879 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 10	D (µm) ≤ 15	0.2504 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 50	D (µm) ≤ 75	1.6092 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 5	D (µm) ≤ 7.5	0.035 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 40	D (µm) ≤ 60	0.7268 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 4	D (µm) ≤ 6	0.033 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 30	D (µm) ≤ 45	0.248 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 3	D (µm) ≤ 4.5	0.00522 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 25	D (µm) ≤ 37.5	0.248 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 2	D (µm) ≤ 3	0.003126 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 20	D (µm) ≤ 30	0.0794 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 1	D (µm) ≤ 1.5	0.000199 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 15	D (µm) ≤ 22.5	0.0383 %
$\overline{D}$ (µm) ≤ 0.5	D (µm) ≤ 0.75	0 %	$\overline{D}$ (µm) ≤ 10	D (µm) ≤ 15	0.01799 %
			$\overline{D}$ (µm) ≤ 5	D (µm) ≤ 7.5	0.01164 %
			$\overline{D}$ (µm) ≤ 3.5	D (µm) ≤ 5.25	0 %

Tableau 3.6.55 : Pourcentages massiques cumulés (%) pour l'échantillon K25 testé à fort confinement (28 MPa) et pour l'échantillon K73 testé sous faible confinement (7 MPa).

On peut tracer enfin les pourcentages massiques cumulés (%) en fonction de la mesure de la taille des grains en 3D. On trace également pour comparaison la courbe granulométrique correspondant à l'échantillon sain (obtenue par la méthode des tamis).

Figure 3.6.56 : Pourcentages massiques cumulés (%) tracés en fonction de la mesure de la taille des grains en 3D.

Rappelons que le D_{50} du grain sain obtenu par la méthode des tamis est de : $D_{50} \cong 230$ µm.

Pour l'échantillon K73 testé sous 7 MPa de pression de confinement, le D_{50} dans la bande de cisaillement est quasiment égale à $D_{50(b.c)} \cong 230$ µm. La courbe granulométrique obtenue à partir des microphotographies au MEB de la bande de cisaillement (figure 3.6.56) est quasiment superposée à celle correspondant à la roche saine et obtenue par la méthode classique des tamis. Ce qui tend à prouver que l'analyse développée à partir des microphotographies au MEB est fiable et efficace. On remarque cependant à partir de la courbe correspondant à l'échantillon K73 de la figure 3.6.53 qu'il existe dans la bande de cisaillement des grains qui ont une taille beaucoup plus faible que ce qui est observé dans la roche saine. Cela s'explique comme suit : Même si les grains dans la bande ne sont pas écrasés et conservent une taille proche de ce qui est observé pour la roche saine, il y a quand même un écaillage qui se produit à la surface de ces grains à cause du cisaillement. Des particules de petite taille sont éjectées de la surface des grains.

Pour l'échantillon K25 testé sous 28 MPa de pression de confinement, le D_{50} dans la bande de cisaillement est de $D_{50(b.c)} \cong 175$ µm, ce qui veut dire que 50 % des grains en terme de masse ont une taille inférieure à 175 µm. La courbe granulométrique correspondante (figure 3.6.56) est « décalée vers la gauche » par rapport à celle correspondant à la roche saine. La taille des grains dans la bande est donc d'une façon générale plus faible que la taille du grain sain. Ce qui met en évidence le fait que les grains dans la bande de cisaillement sont au moins cassés. Si on se réfère au « pourcentage de nombre de fois mesuré par rapport au nombre total de mesures » (figure 3.6.53), on peut affirmer que 78.34 % des grains (en terme de nombre de grains) ont une taille inférieure à 10 fois moins la taille du grain sain, soit $D \leq D_{50(grainsain)}/10 \cong 25$ µm ou encore $\overline{D} \leq 16.66$ µm $\cong 17$ µm. On peut donc conclure que les grains dans la bande de cisaillement sont complètement broyés et cela dans une très grande proportion. L'épaisseur de la bande de cisaillement n'est plus un faible multiple de la longueur interne, mais devient une grandeur très importante par rapport à cette dernière. On met donc en évidence à partir de la figure 3.6.53 l'existence dans la bande de cisaillement d'un nombre important de particules de très faibles tailles, de l'ordre du micromètre. Ces particules, à cause justement de leurs petites tailles, représentent un faible pourcentage volumique (figure 3.6.54) et par conséquent un faible pourcentage massique. Ce qui fait que ces particules de petite taille n'ont pas vraiment une influence spectaculaire sur la courbe granulométrique (figure 3.6.56) et l'évaluation du D_{50} calculées, rappelons-le, en terme de masse. Toutefois, même si ces petites particules ne prennent pas beaucoup de volume, elles sont en nombre

suffisamment important pour former une sorte de farine de très faible porosité qui vient remplir l'espace poreux et qui modifie complètement la perméabilité à l'intérieur de la bande de cisaillement.

CHAPITRE IV : MODELISATION ELASTOPLASTIQUE DU GRES DE FONTAINEBLEAU

IV.1/ MODELISATION CONSTITUTIVE DES ROCHES GRANULAIRES

IV.1.1/ INTRODUCTION

Nous présentons un modèle constitutif capable de décrire le comportement d'un grès. (Sulem et al., 1998 ; Papamichos, 1992 ; Oulahna, 1996).
Des caractéristiques importantes du comportement du grès, telles que la dépendance en pression, la dilatance, le caractère frottant et cohésif, le comportement radoucissant et durcissant ont été introduits dans le modèle. Le caractère frottant et cohésif des roches granulaires est modélisé dans le cadre de la théorie de l'élastoplasticité. La calibration du modèle est basée sur l'évaluation des propriétés élastoplastiques de la roche. Ces propriétés sont évaluées à partir des données expérimentales. L'évaluation du module élastique à partir des cycles charge-décharge des essais triaxiaux montre que ce paramètre n'est pas constant. On observe à la fois un durcissement du matériau (le module élastique croît avec les contraintes) et un endommagement du matériau. L'endommagement du matériau fait diminuer le module d'Young lorsque les déformations plastiques augmentent et fait augmenter le coefficient de Poisson. L'intensité du déviateur des déformations plastiques est une mesure macroscopique du glissement plastique qui se produit à travers les microfissures et les interfaces des grains. Passé l'état d'écoulement initial, le frottement est mobilisé en tant que fonction du déviateur des déformations plastiques et atteint la saturation au pic. Par ailleurs, en cours de déformation, de nouvelles microfissures peuvent apparaître. On a donc calé sur les données expérimentales un modèle de plasticité avec durcissement en frottement et radoucissement en cohésion. L'analyse de l'évolution des angles de frottement et de dilatance, avec l'augmentation des déformations plastiques, montre une dépendance en pression du grès de Fontainebleau. Nous avons donc constaté pour le grès de Fontainebleau un modèle de comportement hyperélastique avec endommagement et critère de plasticité non-linéaire (modèle complet).

IV.1.2/ DEFINITIONS

Soit σ_{ij} le tenseur de contrainte de Cauchy et

$$S_{ij} = \sigma_{ij}' = \sigma_{ij} - \frac{\sigma_{kk}}{3}\delta_{ij} \qquad (1.1)$$

S_{ij} est la contrainte déviatorique.
Le tenseur de contrainte σ_{ij} se décompose donc en une partie sphérique et une partie déviatorique. On note :

$$I_{1\sigma} = \sigma_{kk} \;\; ; \;\; J_{2S} = S_{ij}\, S_{ji} / 2 \;\; ; \;\; J_{3S} = S_{ij}\, S_{jk}\, S_{ki} / 3 \qquad (1.2)$$

$I_{1\sigma}$; J_{2S} ; J_{3S} est le premier, le deuxième et le troisième invariant du tenseur des contraintes. Ces trois invariants sont indépendants de S_{ij}. On note :

$$p = \frac{I_{1\sigma}}{3} = \frac{\sigma_{kk}}{3} < 0 \qquad (1.3)$$

p est la contrainte isotrope moyenne appelée également pression moyenne. Elle est négative en compression. On note également :

$$T = \tau = (J_{2S})^{1/2} = \left(\frac{1}{2} S_{ij}\, S_{ji}\right)^{1/2} \qquad (1.4)$$

T est l'intensité de contrainte de cisaillement appelée également intensité du déviatorique.
Soit U_i la déformation et $U_{i,j}$ le gradient de déformation

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} + U_{j,i}) \quad (1.5)$$

$$w_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} - U_{j,i}) \quad (1.6)$$

ε_{ij} est appelée le tenseur de déformation et w_{ij} le tenseur spin.
On a alors $U_{i,j} = \varepsilon_{ij} + w_{ij}$
On peut décomposer le tenseur de déformation en une partie sphérique et une partie déviatorique:

$$e_{ij} = \varepsilon_{ij}' = \varepsilon_{ij} - \frac{1}{3}\varepsilon_{kk}\,\delta_{ij} \quad (1.7)$$

$$\nu = \varepsilon_v = \varepsilon_{kk} = I_1' \quad (1.8)$$

ν représente alors la déformation volumique. I_1' est le premier invariant de ε_{ij}.

$$g = \gamma = (2e_{ij}\,e_{ij})^{1/2} = \frac{1}{2}\sqrt{J_2'} \quad (1.9)$$

g représente l'intensité de déformation déviatorique ou de cisaillement. J_2' est le deuxième invariant de e_{ij} .

IV.1.3/ THEORIE CLASSIQUE D'ECOULEMENT PLASTIQUE

Nous présentons ici un profil général de la théorie de l'écoulement plastique pour les roches en mettant l'accent sur les modèles classiques de Mohr-Coulomb et Drücker-Prager.
On interprète les déformations irréversibles toujours présentes dans le comportement des roches, même si leurs quantités diffèrent de roche à roche, suivant un modèle basé sur la théorie des déformations inélastiques ou plastiques (Kachanov, 1975).
Le tenseur des vitesses de déformation ou de taux de déformation est décomposé en une partie élastique et une partie plastique:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{\,e} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p} \quad (1.10)$$

avec $\varepsilon_{ij}^{\,p}$ représente le tenseur de déformation plastique, $\dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p}$ le taux de déformation plastique.
On note :

$$\dot{\nu}^{\,p} = I_{1\varepsilon\text{-}p} = \dot{\varepsilon}_{kk}^{\,p} \quad (1.11)$$

$\dot{\nu}^{\,p}$ est le taux de déformation volumique plastique défini comme le premier invariant de la vitesse de déformation plastique. $I_{1\varepsilon\text{-}p}$ est le premier invariant de $\dot{\varepsilon}^{p}$.

$$\nu^p = \int_0^t \dot{\nu}^{\,p}\,dt \quad (1.12)$$

ν^p représente l'intensité de déformation volumique plastique accumulée

$$\dot{g}^{p} = \dot{\gamma}^{p} = 2\sqrt{J_{2\varepsilon-p}} = (2\,\dot{e}_{ij}^{\,p}\,\dot{e}_{ij}^{\,p})^{1/2} \geq 0 \quad (1.13)$$

représente l'intensité de taux de déformation de cisaillement plastique défini comme le second invariant déviatorique de la vitesse de déformation plastique.

$J_{2\varepsilon\text{-}p}$ est le deuxième invariant déviatorique de $\dot{\varepsilon}^{p}$.

$$g^p = \gamma^p = \int_0^t \dot{g}^{\,p}\,dt = (2e_{ij}^{\,p}\,e_{ij}^{\,p})^{1/2} \quad (1.14)$$

g^p est l'intensité de déformation déviatorique ou de cisaillement plastique accumulée.
Le caractère dilatant et cohésif-frottant des géomatériaux est modélisé de façon satisfaisante dans le cadre de la théorie de l'élastoplasticité avec une surface de charge de déformation

durcissante / radoucissante et une loi d'écoulement plastique non associée de Mroz-Mandel. (Mroz, 1963, cité par Sulem et al., 1999).
La surface de charge est généralement exprimée comme une fonction de l'état de contrainte et du paramètre d'écrouissage μ.
$F = F(\sigma_{ij}, \mu)$ est la surface de charge dans l'espace des contraintes avec $\mu = \mu(g^p)$ paramètre d'écrouissage. Il représente la taille de la surface de charge. Il s'exprime en fonction de g^p.
$Q = Q(\sigma_{ij}, \beta)$ est le potentiel plastique dans l'espace des contraintes.

$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}$ est généralement exprimé par une loi d'écoulement non associée de la forme:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \dot{\Psi} \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}} \quad (1.15)$$

l'équation 1.15 représente la loi d'écoulement plastique « coaxiale », c'est à dire que les axes principaux de la vitesse de déformation plastique coïncident avec les axes principaux des contraintes. Les déformations plastiques sont couramment associées à un potentiel plastique (fonction isotrope du tenseur des contraintes) dans l'espace des contraintes.

$\frac{\delta Q}{\sigma_{ij}}$ est le gradient du potentiel plastique, il définit la direction de $\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}$.

Si Q est une fonction isotrope de σ, les axes principaux de $\dot{\varepsilon}^p$ coïncident avec ceux de σ , dans ce cas, la loi d'écoulement est dite coaxiale.
$\beta = \beta(g^p)$ est le paramètre d'écrouissage (relié à la déformation plastique accumulée)

$\dot{\psi} = \dot{\lambda}$ est une fonction scalaire. Elle joue le rôle d'un multiplicateur plastique, paramètre de chargement et définit la longueur ou l'amplitude de $\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}$.

$\dot{\psi} = \dot{\lambda} \geq 0$ est une condition exprimant le caractère irréversible des déformations plastiques. Cette inégalité est essentielle pour l'élastoplasticité. On note :

$$\dot{\nu}^p = Q_\nu \dot{\psi} \text{ avec } Q_\nu = \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{kk}} \text{ soit } \nu^p = \int_0^t \dot{\nu}^p dt = \int_0^{\psi} Q_\nu d\psi \quad (1.16)$$

On note également :

$$\dot{g}^p = \dot{\gamma}^p = (2 \dot{e}_{ij}^{\,p} \dot{e}_{ij}^{\,p})^{1/2} = Q_g \dot{\psi} \geq 0 \quad (1.17)$$

$$\text{or } \dot{e}_{ij}^{\,p} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p} - \frac{1}{3} \dot{\varepsilon}_{kk}^{\,p} \delta_{ij} \quad (1.18)$$

$$\text{et } \dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p} = \dot{\psi} \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}} \quad (1.19)$$

$$\text{par conséquent : } Q_g = \left[2\left(\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}} - \frac{1}{3}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{kk}}\delta_{ij}\right)\left(\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}} - \frac{1}{3}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{kk}}\delta_{ij}\right) \right]^{1/2} \quad (1.20)$$

$$\text{soit } g^p = \int_0^t \dot{g}^p dt = \int_0^{\psi} Q_g d\psi \quad (1.21)$$

L'état de la déformation plastique peut être mesuré par le paramètre Ψ ou par les paramètres équivalents ν^p et g^p. Le choix d'un paramètre d'écrouissage approprié est une question de jugement. Par exemple, sous compression isotrope $\dot{g}^p = 0$ et g^p est un paramètre d'écrouissage qui n'est pas valable. Quelquefois, l'arc de longueur de la courbe de déformation plastique dans l'espace des déformations ou le travail plastique total est utilisé comme une mesure de la déformation plastique.

$$F(\sigma_{ij},\mu)=0;\dot{F}=\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}\dot{\sigma}_{ij}+\frac{\delta F}{\sigma\mu}\dot{\mu}=0 \text{ et } \dot{\psi}>0 \qquad (1.22)$$

L'équation 1.22 représente la condition de compatibilité de Prager pour la théorie de l'écoulement plastique.

En accord avec la théorie d'écoulement de plasticité, la déformation plastique prend place, les vitesses de déformation plastique $\dot{\varepsilon}^p$ sont générées lorsque le critère de plasticité et sa dérivée s'annulent. Le critère de plasticité s'annule quand l'état de contrainte atteint la surface de charge ($F(\sigma_{ij}, \mu) = 0$).

Les conditions $\dot{F}=\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}\dot{\sigma}_{ij}+\frac{\delta F}{\delta\mu}\dot{\mu}=0$ et $\dot{\psi} > 0$ assurent que dans un processus de chargement plastique, les états de contrainte et de déformation restent sur la surface de charge.

Afin de décrire l'état d'écrouissage plastique, on introduit le paramètre adimensionnel représentant le module d'écrouissage tangent de la courbe $\mu = \mu(g^p)$:

$$h_t=\frac{d\mu}{dg^p} \qquad (1.23)$$

En utilisant

$$\dot{g}^p=(2\dot{e}_{ij}^{\,p}\dot{e}_{ij}^{\,p})^{1/2} \qquad (1.24)$$

et $$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p}=\dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{ij}} \qquad (1.25)$$

on obtient :

$$\dot{\mu}=\frac{d\mu}{dg^p}\dot{g}^p=\dot{\psi}h_t\left[2\frac{\delta Q}{\delta s_{ij}}\frac{\delta Q}{\delta s_{ij}}\right]^{1/2}=\dot{\psi}h_t\frac{\delta Q}{\delta\tau} \qquad (1.26)$$

$$\dot{\sigma}_{ij}=C^e_{ijkl}\dot{\varepsilon}^e_{kl} \quad (1.27)$$

L'équation 1.27 correspond à la relation d'élasticité, appelée loi de Hooke généralisée. Le tenseur des vitesses de déformation élastique est relié à l'incrément du tenseur des contraintes par l'équation de l'élasticité. C^e_{ijkl} est le tenseur élastique.

En remplaçant

$$\dot{\varepsilon}^e_{ij}=\dot{\varepsilon}_{ij}-\dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p} \quad (1.28)$$

et $$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p}=\dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{ij}} \quad (1.29)$$

on obtient: $$\dot{\sigma}_{ij}=C^e_{ijkl}(\dot{\varepsilon}_{kl}-\dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{kl}}) \qquad (1.30)$$

En remplaçant $\dot{\sigma}_{ij}$ et $\dot{\mu}$ dans $\dot{F}=\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}\dot{\sigma}_{ij}+\frac{\delta F}{\delta\mu}\dot{\mu}=0$, on obtient :

$$\dot{F}=\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}C^e_{ijkl}\dot{\varepsilon}_{kl}-h\dot{\Psi} \qquad (1.31)$$

avec $$H_o=\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}C^e_{ijkl}\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{kl}} \qquad (1.32)$$

$$H_t=-\frac{\delta F}{\delta\mu}h_t\frac{\delta Q}{\delta\tau}=-\frac{\delta F}{\delta\mu}\frac{\dot{\mu}}{\dot{\Psi}}=-\frac{\delta F}{\delta\psi} \qquad (1.33)$$

H_t est le module d'écrouissage.

$h = H = H_o + H_t > 0$ (1.34)

h est le module plastique (Mroz, 1963).

soit $\dot{\psi} = \frac{1}{h}\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl} = \frac{1}{h} B_{kl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ avec $B_{kl} = \frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl}$ (1.34)

soit encore $\dot{\varepsilon}_{ij}{}^p = \dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}} = \frac{1}{h}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}}\frac{\delta F}{\delta \sigma_{st}} C^e_{stkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ (1.35)

or $\dot{\sigma}_{ij} = C^e_{ijkl}(\dot{\varepsilon}_{kl} - \dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{kl}})$ (1.36)

par conséquent: $\dot{\sigma}_{ij} = (C^e_{ijkl} - \frac{1}{h} C^e_{ijmn}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{mn}}\frac{\delta F}{\delta \sigma_{st}} C^e_{stkl})\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ (1.37)

On note la relation d'élastoplasticité :

$\dot{\sigma}_{ij} = C^{ep}_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ (1.38)

et le tenseur de rigidité élastoplastique :

$C^{ep}_{ijkl} = C^e_{ijkl} + C^p_{ijkl}$ (1.39)

Par conséquent, le tenseur de rigidité plastique est :

$$C^p_{ijkl} = -\frac{1}{h} C^e_{ijmn}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{mn}}\frac{\delta F}{\delta \sigma_{st}} C^e_{stkl} \qquad (1.40)$$

Ce tenseur représente la dégradation de la rigidité du matériau due à l'écoulement plastique.

En cas de notation $C^{ep}_{ijkl} = C^e_{ijkl} - C^p_{ijkl}$, on a alors :

$$C^p_{ijkl} = +\frac{1}{h} C^e_{ijmn}\frac{\delta Q}{\delta \sigma_{mn}}\frac{\delta F}{\delta \sigma_{st}} C^e_{stkl} \qquad (1.41)$$

Lorsque l'on prend le critère de plasticité égal au potentiel plastique (F = Q), on dit que la loi d'écoulement est associative. Dans ce cas, la vitesse de déformation plastique est perpendiculaire au critère de plasticité dans l'espace des contraintes, ce qui correspond à la loi de normalité dans la théorie de la plasticité. Pour une loi d'écoulement associative, le tenseur de rigidité plastique satisfait les conditions de symétrie suivantes: $\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} = \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}}$ soit $C^{ep}_{ijkl} = C^{ep}_{klij}$ (1.42)

Si la loi d'écoulement est non associée, on a alors $F \neq Q$ et donc $C^{ep}_{ijkl} \neq C^{ep}_{klij}$

Les lois d'écoulement non associées sont justifiées par l'argument de stricte positivité du taux de travail plastique (Mroz, 1963, 1966):

$\dot{w}^p = \sigma_{ij}\,\dot{\varepsilon}_{ij}{}^p > 0$ (1.43)

Pour satisfaire cette équation, on doit imposer des restrictions sur $\mu = \mu(g^p)$ et $\beta = \beta(g^p)$.

La relation élastoplastique $\dot{\sigma}_{ij} = C^{ep}_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ est valide seulement pour le cas de chargement plastique. Si le matériau n'est pas dans un état de chargement plastique, la relation élastique $\dot{\sigma}_{ij} = C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ doit être utilisée plutôt que la relation élastoplastique.

De la condition de compatibilité :

$$\dot{F} = \frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^{ep}_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl} - h\,\dot{\psi} = 0, \text{on a } \frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl} = h\,\dot{\psi} \qquad (1.44)$$

Pour un chargement plastique, $\dot{\psi} \geq 0$ et donc $h\,\dot{\psi} \geq 0$. Le critère de chargement pour un $\dot{\varepsilon}_{kl}$ donné peut donc s'exprimer comme suit :

$\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} > 0$ dans le cas d'un chargement, = 0 dans le cas d'un chargement neutre et < 0 dans le cas d'un déchargement.

En conclusion, la relation complète peut être écrite dans une forme générale

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (1.45)$$

avec $C_{ijkl} = C^{ep}_{ijkl}$ si $F = 0$ et $\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} = B_{kl} \dot{\varepsilon}_{kl} > 0 \qquad (1.46)$

ou $C_{ijkl} = C^e_{ijkl}$ si $F < 0$ ou F = 0 et $\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} = B_{kl} \dot{\varepsilon}_{kl} \le 0 \qquad (1.47)$

notons $< 1 > = 1$ si $F = 0$ et $\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} > 0 \qquad (1.48)$

et $< 1 > = 0$ si $F < 0$ ou F = 0 et $\frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \le 0 \qquad (1.49)$

$< 1 >$ sont appelés Crochets de Mc Auley.

Finalement, $\dot{\psi} = \frac{\langle 1 \rangle}{H} \frac{\delta F}{\delta \sigma_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} = \frac{\langle 1 \rangle}{H} B_{kl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (1.50)$

et le tenseur de rigidité plastique est $C^p_{ijkl} = -\frac{\langle 1 \rangle}{h} C^e_{ijmn} \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{mn}} \frac{\delta F}{\delta \sigma_{st}} C^e_{stkl} \qquad (1.51)$

Pour un modèle de matériau cohésif frottant linéaire de Mohr-Coulomb:

$F = \tau - \mu (q - p)$ représente la fonction de charge.

$Q = \tau - \beta (\hat{q} - p)$ représente le potentiel plastique

$\mu = \mu(g^p) = \sin\phi_m$: le paramètre d'écrouissage est identifié comme le coefficient de frottement mobilisé. ϕ_m est l'angle de frottement mobilisé.

$c = c(g^p) = q \operatorname{tg} \phi_m$ est la cohésion mobilisée.

Le paramètre q est considéré comme une constante matérielle reliée à la cohésion du matériau. La courbe $\mu = \mu(g^p)$ et le paramètre q sont déterminés directement à partir des tests.

$$\beta = \beta(g^p) = \frac{d\varepsilon^p}{dg^p} \qquad (1.52)$$

β est le coefficient de dilatance mobilisé

β peut être identifié en utilisant la loi d'écoulement $\dot{\varepsilon}^p_{ij} = \dot{\psi} \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}}$, comme le module tangent de la courbe $\varepsilon^p = \varepsilon^p (g^p)$. $\dot{\psi}$ se réduit exactement à $\dot{g}^p$.

La courbe $\varepsilon^p = \varepsilon^p (g^p)$ peut aussi être déterminée à partir des tests. En analogie avec q , $\hat{q}$ est une constante matérielle qui doit être identifiée. Pour le modèle de matériau considéré, le taux de travail plastique s'exprime comme suit:

$$\dot{w}^p = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}^p_{ij} = \left[q\mu - p(\mu - \beta) \right] \dot{g}^p > 0 \qquad (1.53)$$

Une condition suffisante pour satisfaire cette inégalité est que $\mu > \beta$. β n'excède jamais μ.

Une conséquence du potentiel plastique $Q = \tau - \beta(\hat{q} - p)$ est la coaxialité de $\dot{\varepsilon}^p$ et σ. Cela peut être facilement démontré en remplaçant $Q = \tau - \beta(\hat{q} - p)$ dans la loi d'écoulement

$$\dot{\varepsilon}^p_{ij} = \dot{\psi} \frac{\delta Q}{\delta \sigma_{ij}} = \dot{\psi} \left(\frac{S_{ij}}{2\tau} + \frac{1}{2} \beta \delta j \right) \qquad (1.54)$$

IV.1.4/ MODELISATION DE L'ELASTICITE NON LINEAIRE

L'élasticité non linéaire, c'est à dire dépendante de la contrainte, est communément observée dans les grès et plus généralement dans les matériaux granulaires. (Santarelli et al., 1986, cités par Oulahna, 1996). Dans la littérature, il existe différentes modélisations du comportement élastique dépendant de la contrainte pour les géomatériaux. (Loret, 1985 ; Lade et Nelson, 1987 ; Molenkamp, 1988, cités par Sulem et al., 1999). Ici, le module élastique de cisaillement est supposé dépendre en la pression moyenne P et en l'intensité du déviatorique T.

G = G(P,T) est le module élastique de cisaillement.

La dépendance par rapport aux contraintes du module élastique de cisaillement prend en compte le caractère initialement convexe de la courbe contrainte-déformation de l'essai de compression uniaxiale qui est du point de vue micro-mécanique attribué à la fermeture des fissures et des pores de la roche.

Mathématiquement, pour prendre en compte la dépendance en contraintes des paramètres élastiques, cet effet peut être modélisé en supposant une fonction appropriée de densité d'énergie complémentaire, qui joue le rôle d'un potentiel de déformation élastique menant à un modèle hyperélastique. On suppose donc que l'élasticité de la roche considérée est une hyperélasticité, décrite par:

$$w^c(\sigma_{ij}) = \int_0^{\sigma_{ij}} \varepsilon_{ij}^e d\sigma_{ij} \qquad (1.55)$$

qui est une fonction densité d'énergie complémentaire. L'existence d'un potentiel à partir duquel la déformation est obtenue et identifiée à l'énergie complémentaire comme c'est le cas pour un matériau hyperélastique garantit l'absence de production ou de dissipation d'énergie lors de cycles fermés de la contrainte dans le domaine élastique.

On a $\varepsilon_{ij}^e = \dfrac{\delta w^c}{\delta \sigma_{ij}}$ (1.56)

avec w^c est une fonction potentielle des contraintes pour les déformations élastiques.

Dans le cas d'une élasticité isotrope, la densité d'énergie complémentaire est une fonction des trois invariants du tenseur des contraintes.

$w^c = w^c (I_{1\sigma}, J_{2S}, J_{3S})$ (1.57)

d'où $\varepsilon_{ij}^e = a_1\delta_{ij} + a_2 S_{ij} + a_3 S_{ik}S_{kj}$ (1.58)

L'équation 1.58 est l'équation d'élasticité non linéaire générale. (Chen et Han, 1988, cités par Oulahna, 1996).

$a_i = a_i (I_{1\sigma}, J_{2S}, J_{3S})$ (1.59)

L'équation 1.59 garantit la réversibilité de la déformation élastique. Les coefficients a_i sont des fonctions des invariants du tenseur des contraintes.

$$a_1 = \frac{\delta w^c}{\delta I_{1\sigma}},\ a_2 = \frac{\delta w^c}{\delta J_{2s}},\quad a_3 = \frac{\delta w^c}{\delta J_{3s}} \qquad (1.60)$$

Dû au manque de données expérimentales suffisantes, il n'est pas possible de déterminer l'influence du troisième invariant, du tenseur des contraintes.

On suppose: $a_1 = \dfrac{P}{3K_s},\ a_2 = \dfrac{1}{2G_s},\ a_3 = \dfrac{\delta w^c}{\delta J_{3s}} = 0$ (1.61)

$k_s = k_s (I_{1\sigma}, J_{2S})$ est le module élastique de compression (sécant).

$G_s = G_s (I_{1\sigma}, J_{2S})$ est le module élastique de cisaillement (sécant).

Comme $\varepsilon_{ij}^e = e_{ij}^e + \frac{1}{3}\varepsilon_{kk}^e \delta_{ij}$ (1.62)

d'où les équations de l'élasticité suivantes:

$\varepsilon_{kk}^e = \frac{P}{k_s}$ et $e_{ij}^e = \frac{S_{ij}}{2G_s}$ (1.63)

ce qui donne pour la densité d'énergie complémentaire:

$w^c = \int_0^p \frac{d(P^2)}{2k_s} + \int_0^T \frac{d(T^{2})}{2G_s}$ (1.64)

Le mécanisme de microfissuration considéré ici pour expliquer la dépendance des paramètres élastiques à la contrainte suggère que E et ν devraient être plus faibles quand la fissure est ouverte (à faible contrainte) que quand les fissures ferment avec l'augmentation de la contrainte. (Walsh, 1993, cité par Sulem et al., 1999). C'est une évidence expérimentale que la dépendance à la contrainte du coefficient de poisson ν est petite sous pression hydrostatique et beaucoup plus grande sous contrainte uniaxiale. Dans ce dernier cas, l'effet de l'endommagement est dominant. Le modèle d'élasticité dépendant de la contrainte est largement simplifié si on suppose que le coefficient de poisson ν est indépendant des contraintes et les modules élastiques de compression et de cisaillement sécants proportionnels au module d'Young sécant. Par conséquent:

$k_s = \alpha G_s$ et $\alpha = \frac{2(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$ (1.65)

$E_s = 2G_s(1+\nu) = 3k_s(1-2\nu)$ (1.66)

E_s est le module de Young sécant.

Une condition nécessaire et suffisante pour un matériau élastique pour être hyperélastique est (Loret, 1985, cité par Sulem et al., 1999).

$$\frac{\delta}{\delta T}(p/k_s) = \frac{\delta}{\delta p}(T/G_s)$$
$$\frac{\delta k_s}{\delta I_3} = \frac{\delta G_s}{\delta I_3} = 0 \quad (1.67)$$

De ces équations, on obtient que la dépendance à la contrainte de G_S peut être exprimée en fonction d'une seule mesure de contrainte qui combine les effets d'une contrainte normale et d'une contrainte de cisaillement et qui est appelée contrainte élastique équivalente :

$\sigma_e = \sqrt{3(1-2\nu)\ p^2 \ +\ 2(1+\nu)T^2}$ (1.68)

Dans le cas particulier d'un matériau élastique incompressible:

$\nu = ½$; $k_S = \infty$; $\sigma_e = \sqrt{3}T$ (1.69)

La contrainte élastique équivalente est donc proportionnelle à l'intensité du déviateur des contraintes. Finalement, on obtient :

$w^c = \int_0^{\sigma_e} \frac{\sigma_e d\sigma_e}{E_s}$ (1.70)

L'hyperélasticité est stable au sens de Hadamard si w^c est une fonction convexe de σ_e , soit :

$\frac{dE_s}{d\sigma_e} \le \frac{E_s}{\sigma_e}$ (1.71)

$$\varepsilon_{ij}^e = a_1\delta_{ij} + a_2 S_{ij} + a_3 S_{ik}S_{kj} = \frac{P}{3k_s}\delta_{ij} + \frac{1}{2G_s}S_{ij} = \frac{\sigma_{kk}}{9k_s}\delta_{ij} + \frac{1}{2G_s}\sigma_{ij} - \frac{1}{2G_s}\frac{\sigma_{kk}}{3}\delta_{ij}$$
$$= \frac{\sigma_{kk}}{3}\left(\frac{1}{3k_s} - \frac{1}{2G_s}\right)\delta_{ij} + \frac{1}{2G_s}\sigma_{ij} = \frac{\sigma_{kk}}{3}\left(\frac{1-2\nu}{E_s} - \frac{(1+\nu)}{E_s}\right)\delta_{ij} + \frac{1+\nu}{E_s}\sigma_{ij} \quad (1.72)$$

d'où: $\varepsilon_{ij}^e = \frac{1+\nu}{E_s}\sigma_{ij} - \frac{\nu}{E_s}\sigma_{kk}\delta_{ij}$ (1.73)

ou encore :

$$\sigma_{ij} = 2G_s\left(\varepsilon_{ij}^e + \frac{\nu}{1-2\nu}\varepsilon_{kk}^e\delta_{ij}\right) \text{ soit } \dot{\sigma}_{ij} = 2G_s\left(\dot{\varepsilon}_{ij}^e + \frac{\nu}{1-2\nu}\dot{\varepsilon}_{kk}^e\delta_{ij}\right) + \frac{\dot{G}_s}{G_s}\sigma_{ij}$$

on a $\left(\frac{\sigma_e}{G_s}\right)^{\cdot} = \frac{\dot{\sigma}_e}{G_s} - \frac{\dot{G}_s}{G_s^2}\sigma_e$ d'où $\dot{\sigma}_e = 2G_s\left(\frac{\sigma_e}{2G_s}\right)^{\cdot} + \frac{\dot{G}_s}{G_s}\sigma_e = 2(1+\nu)\frac{G_s}{\sigma_e}\sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^e + \sigma_e\frac{\dot{G}_s}{G_s}$

d'où $\dot{G}_s = \frac{\delta G_s}{\delta\sigma_e}\dot{\sigma}_e = 2(1+\nu)\frac{\xi}{1-\xi}\left(\frac{G_s}{\sigma_e}\right)^2\sigma_{kl}\dot{\varepsilon}_{kl}^e$ avec $\xi = \frac{\sigma_e}{G_s}\frac{\delta G_s}{\delta\sigma_e}$

Comme $\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl}^e\dot{\varepsilon}_{kl}^e$, on obtient alors:

$$C_{ijkl}^e = G_s\left(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk} + \frac{2\nu}{1-2\nu}\delta_{ij}\delta_{kl} + 2(1+\nu)\frac{\xi}{1-\xi}\frac{\sigma_{ij}\sigma_{kl}}{\sigma_e^2}\right)$$

(1.74)

où C_{ijkl}^e est le tenseur d'élasticité pour un modèle élastique isotrope non linéaire général.

Dans le cas d'un modèle élastique isotrope linéaire :

$$C_{ijkl}^e = G_s\left(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk} + \frac{2\nu}{1-2\nu}\delta_{ij}\delta_{kl}\right) \quad (1.75)$$

IV.1.5/ COUPLAGE ENTRE LA PLASTICITE ET L'ELASTICITE NON LINEAIRE

La déformation élastique des grès est caractérisée par l'action simultanée de deux effets compétitifs: d'une part, le durcissement du matériau dû à la fermeture des microfissures préexistantes, on le voit clairement dans les deux premiers cycles de charge-décharge où on a une nette augmentation de G_S et d'autre part l'endommagement du matériau correspondant à une nouvelle dégradation de l'élasticité durant le chargement, dû à la génération de nouvelles microfissures. On peut le voir dans le dernier cycle de charge-décharge comme une nette diminution de G_S. Ce phénomène peut être décrit mathématiquement en introduisant une déformation plastique comme une variable interne supplémentaire dans la fonction d'énergie libre. g^p est une mesure macroscopique du glissement plastique qui se produit aux limites de grains et le long des microfissures. g^p est une bonne mesure de l'endommagement interne. (Lemaitre, 1990, cité par Sulem et al., 1999). Ce phénomène d'interaction entre deux effets compétitifs doit être pris en compte pour une évaluation appropriée des propriétés élastiques.

$G_S = G_S(\sigma_e, g^p)$ et $\nu = \nu(g^p)$ (1.76)

Pour obtenir les équations constitutives incrémentales pour un modèle élastoplastique couplé, on étend les dérivations obtenues précédemment à la dépendance de G_S et de ν en g^p. Les équations dérivées précédentes sont modifiées par un terme supplémentaire incluant $\dot{\nu} = \frac{d\nu}{dg^p}\dot{g}^p$ menant aux équations suivantes :

$$\dot{\sigma}_{ij} = 2G_s(\dot{\varepsilon}^e_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu}\dot{\varepsilon}^e\,\delta_{ij}) + \frac{\dot{G}_s}{G_s}\sigma_{ij} + \frac{3p}{(1+\nu)(1-2\nu)}\dot{\nu}\,\delta_{ij}$$

$$\dot{\sigma}_e = 2(1+\nu)\frac{G_s}{\sigma_e}\sigma_{ij}\,\dot{\varepsilon}^e_{ij} + \sigma_e\frac{\dot{G}_s}{G_s} + \frac{1}{\sigma_e}\left[T^2 + 3p^2(\frac{2-\nu}{1+\nu})\right]\dot{\nu} \qquad (1.77)$$

$$\dot{G}_s = \frac{\delta G_s}{\delta\sigma_e}\dot{\sigma}_e + \frac{\delta G_s}{\delta g^p}\dot{g}^p = 2(1+\nu)\frac{\xi}{1-\xi}(\frac{G_s}{\sigma_e})^2\sigma_{kl}\,\dot{\varepsilon}^e_{kl} + \Gamma G_s\,\dot{g}^p$$

avec

$$\xi = \frac{\sigma_e}{G_s}\frac{\delta G_s}{\delta\sigma_e} \quad et \quad \Gamma = \frac{1}{1-\xi}\left[\frac{\xi}{\sigma_e^{\,2}}(T^2 + \frac{3(2-\nu)}{1+\nu}p^2)\frac{\delta\nu}{\delta g^p} + \frac{1}{G_s}\frac{\delta G_s}{\delta g^p}\right] \qquad (1.78)$$

Finalement, les équations incrémentales constitutives pour un comportement hyperélasto-plastique couplé avec un endommagement isotrope ductile s'écrivent comme suit:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}^e_{kl} + D_{ij}\,\dot{g}^p = C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}^e_{kl} + D_{ij}Q_g\,\dot{\psi} = C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}^e_{kl} + D_{ij}Q_g\frac{\langle 1\rangle}{H}\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$$

$$\dot{\sigma}_{ij} = C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}^e_{kl} + (D_{ij}Q_g\frac{\langle 1\rangle}{H}B_{kl})\,\dot{\varepsilon}_{kl} \quad \text{avec} \qquad (1.79)$$

$$C^e_{ijkl} = G_s(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk} + \frac{2\nu}{1-2\nu}\delta_{ij}\delta_{kl} + 2(1+\nu)\frac{\xi}{1-\xi}\sigma_{ij}\frac{\sigma_{kl}}{\sigma_e^{\,2}} \qquad (1.80)$$

L'équation 1.80 représente le tenseur d'hyperélasticité.

$$D_{ij} = \frac{1}{1-\xi}\left\{\frac{\xi}{\sigma_e^{\,2}}(T^2 + 3p^2\frac{2-\nu}{1+\nu})\frac{\delta\nu}{\delta g^p} + \frac{1}{G_s}\frac{\delta G_s}{\delta g^p}\right\}\sigma_{ij} + \frac{3p}{(1+\nu)(1-2\nu)}\frac{\delta\nu}{\delta g^p}\delta_{ij} \qquad (1.81)$$

Le couplage entre l'hyperélasto-plasticité et l'endommagement affecte le module de plasticité H.

$$H = H_o + H_t + \tilde{H} \qquad (1.82)$$

$$\text{avec} \quad H_o = \frac{\delta F}{\delta\sigma_{kl}}C^e_{klmn}\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{mn}} \quad , \quad H_t = -\frac{\delta F}{\delta\psi} \quad \text{et} \quad \tilde{H} = -\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}D_{ij}Q_g \qquad (1.83)$$

De la condition de la compatibilité, de la loi d'écoulement et de $\dot{g}^p = Q_g\,\dot{\psi}$, on obtient:

$$\dot{\psi} = \frac{1}{H}\frac{\delta F}{\delta\sigma_{ij}}C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (1.84)$$

$$\dot{\sigma}_{ij} = C^e_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}^e_{kl} + D_{ij}\,\dot{g}^p = C^e_{ijkl}(\dot{\varepsilon}_{kl} - \dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{kl}}) + D_{ij}Q_g\,\dot{\psi} \qquad (1.85)$$

$$\dot{\sigma}_{ij} = \left[C^e_{ijkl} + \frac{1}{H}\frac{\delta F}{\delta\sigma_{rs}}C^e_{rskl}(-\frac{\delta Q}{\delta\sigma_{mn}}C^e_{mnij} + D_{ij}Q_g)\right]\dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (1.86)$$

Notons :

$$C^d_{ijkl} = \frac{\langle 1\rangle}{H}D_{ij}Q_g\frac{\delta F}{\delta\sigma_{mn}}C^e_{mnkl} = \frac{\langle 1\rangle}{H}D_{ij}Q_gB_{kl} \quad \text{le tenseur d'endommagement isotrope} \qquad (1.87)$$

$$C^{ep}_{ijkl} = C^e_{ijkl} - C^p_{ijkl} + C^d_{ijkl}$$

Par conséquent: $\dot{\sigma}_{ij} = C^{ep}_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl}$ (1.88)

IV.1.6/ CONCLUSION

Nous avons présenté un modèle de comportement pour le grès de Fontainebleau tenant compte de son caractère hyperélastique (influence de l'état des contraintes sur les paramètres élastiques) et de l'endommagement isotrope ductile (dépendance des paramètres élastiques par rapport à l'intensité du déviateur des déformations plastiques g^p). Le comportement plastique tient compte de la dépendance en pression des paramètres plastiques (angle de frottement, angle de dilatance) de la roche, du caractère écrouissable et radoucissant du matériau, de la phase contractante / dilatante du comportement volumique. Cette dépendance en pression est mise en évidence lors de l'étalonnage du modèle de comportement sur les données expérimentales (essais uniaxiaux et triaxiaux de compression).

IV.2/ ETALONNAGE DU MODELE CONSTITUTIF

IV.2.0/ INTRODUCTION

Il est important d'évaluer correctement la loi de comportement dans la phase pré-localisation de déformation homogène pour pouvoir évaluer de façon précise les caractéristiques de bandes de cisaillement dans la phase post-localisation. La première phase d'étalonnage est de déterminer les modules élastiques à partir des cycles de charge-décharge pour les essais de compression triaxiale et uniaxiale. Le modèle constitutif hyperélastique avec endommagement isotrope et critère de plasticité non linéaire (modèle complet) est ensuite étalonné sur les données expérimentales puis validé par simulation des courbes contraintes-déformations.

IV.2.1/ DEFINITIONS DES TENSEURS DE DEFORMATIONS ET DE CONTRAINTES

En conditions de compression axisymétrique, le tenseur de déformation est défini comme suit:

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_z & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r \end{pmatrix}$$

Les composantes du tenseur sont en microdéformation.
$\varepsilon_z = \varepsilon_{ax}$ représente la moyenne des trois mesures des jauges de déformation axiale.
$\varepsilon_r = \varepsilon_\theta = \varepsilon_{rad}$ représente la moyenne des six mesures des jauges de déformation radiale.
On choisit comme convention la compression négative, on a donc $\varepsilon_{ax} \le 0 \le \varepsilon_{rad}$.
$\varepsilon_v = \varepsilon_{kk} = 2\,\varepsilon_{rad} + \varepsilon_{ax}$ (2.1)
ε_v représente la déformation volumique.

$$e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \frac{1}{3}\varepsilon_{kk}\,\delta_{ij} \qquad (2.2)$$

$$\text{soit } e_z = \varepsilon_z - \frac{1}{3}(\varepsilon_z + 2\varepsilon_r) = \frac{2}{3}(\varepsilon_z - \varepsilon_r) \text{ et } e_r = \varepsilon_r - \frac{1}{3}(\varepsilon_z + 2\varepsilon_r) = \frac{1}{3}(\varepsilon_r - \varepsilon_z) \qquad (2.3)$$

$$\text{d'ou } g = \gamma = [2e_{ij}\,e_{ij}]^{1/2} = [2\,(e_z^2 + 2e_r^2)]^{1/2} = \frac{2}{\sqrt{3}}\,|\varepsilon_z - \varepsilon_r| = \frac{2}{\sqrt{3}}\,(\varepsilon_{rad} - \varepsilon_{ax}) \ge 0. \qquad (2.4)$$

g représente la déformation de cisaillement déviatorique.

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_z & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_r & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_r \end{pmatrix}$$ est le tenseur de contrainte.

$\sigma_z = \sigma_{ax}$ est la contrainte axiale et $\sigma_r = \sigma_\theta = -\sigma_c = \sigma_{rad}$ est la contrainte radiale.
En compression triaxiale: $\sigma_{ax} \le \sigma_{rad} \le 0$ ou encore $\sigma_{ax} - \sigma_{rad} \le 0$ (contrainte déviatorique).
$\sigma_{kk} = \sigma_z + 2\sigma_r$ (2.5)
σ_{kk} est la trace du tenseur de contrainte.

$p = \sigma_{kk} / 3 = (\sigma_z + 2\sigma_r)/ 3 \leq 0$ (2.6)
p représente la contrainte moyenne.
$S_{ij} = \sigma_{ij} - (\sigma_{kk} / 3)\, \delta_{ij}$ (2.7)

soit $S_1 = \sigma_z - (\sigma_z + 2\sigma_r) / 3 = \frac{2}{3}(\sigma_z - \sigma_r)$ et $S_2 = S_3 = \sigma_r - (\sigma_z + 2\sigma_r) / 3 = \frac{1}{3}(\sigma_r - \sigma_z)$.

$J_2 = \frac{1}{2} S_{ij}\, S_{ij} = \frac{1}{2}(S_z^2 + 2S_r^2) = \frac{1}{3}(\sigma_z - \sigma_r)^2$. (2.8)

$T = \tau = \frac{1}{\sqrt{3}} | \sigma_{ax} - \sigma_{rad} | = \frac{1}{\sqrt{3}}(\sigma_{rad} - \sigma_{ax}) \geq 0$ (2.9)
T représente la contrainte de cisaillement.

IV.2.2/ ELASTICITE ET HYPERELASTICITE

Comme le note Nguyen Minh et Schmitt (1988, cités par Oulahna, 1996), on assimile souvent en mécanique des roches, pour simplifier, la phase de comportement pré-pic à de l'élasticité linéaire. Il est bien connu pourtant que le serrage des pores dans le matériau peut conférer aux courbes de réponses un caractère non linéaire plus ou moins accentué. L'analyse des courbes contraintes-déformations à différentes pressions de confinement, d'après Goodman (1989), montrent que le module d'élasticité ne peut être choisi constant, car sa valeur dépend du chemin de contraintes suivi et de la pression de confinement appliquée à l'échantillon. Ce phénomène est du au processus de serrage et de fermetures des pores de la roche. Les courbes efforts-déformations présentent une concavité tournée vers le haut, la concavité des courbes vers le bas au voisinage de la rupture doit être attribué à des irréversibilités de type "endommagement" ou "plasticité". Dans le cas d'un comportement élastique non linéaire, le module d'élasticité ne peut donc être défini d'une manière unique. Le module de Young axial *E* de l'échantillon varie le long de l'histoire de chargement et n'est pas une constante déterminée de façon unique pour le matériau. Il peut être calculé de différentes manières, les plus communes étant (figure 4.2.1) :

- Le module de Young tangent E_t est défini comme la pente de la tangente de la courbe contrainte axiale / déformation axiale à des pourcentages fixés, généralement à 50 % du pic de résistance.

- Le module de Young moyen E_{av} (average) est la pente moyenne de la portion linéaire droite de la courbe contrainte-déformation. Cette pente ne correspond pas à la pente initiale pour les essais à faible confinement mais à la pente après la phase de fermeture des fissures.

- Le module de Young sécant E_s est la pente de la ligne droite OP joignant l'origine O de la courbe contrainte axiale / déformation à un point donné P de la courbe correspondant à un pourcentage fixé de la résistance au pic.

Figure 4.2.1 : Illustration des différents modules axiaux tangent, sécant et moyen. (d'après Brady et Brown, 1985).

- Une autre définition du module de Young sécant E_s est possible. C'est celle que nous choisissons. Les modules élastiques sont évalués à partir des cycles de déchargement-chargement (figure 4.2.2).

Figure 4.2.2 : Evaluation des modules élastiques à partir des cycles de charge-décharge. (d'après Sulem et al., 1997).

Les essais triaxiaux cycliques permettent de mettre en évidence le comportement non linéaire du grès de Fontainebleau, l'anisotropie induite par le chargement dans la réponse du matériau et enfin la présence d'une forte dilatance. Les cycles de charge-décharge ont pour but d'établir des points de déformations irréversibles, à partir desquels on peut mettre en évidence l'évolution en fonction de la charge appliquée. Les essais cycliques visent également à caractériser l'endommagement que subit le grès, à partir des modules élastiques. En effet, les cycles de charge-décharge effectués révèlent un endommagement progressif du matériau puisque les modules sécants des cycles diminuent progressivement au fur et à mesure du niveau de chargement. La loi de comportement développée doit donc tenir compte de la dépendance en contraintes des paramètres du matériau et de l'endommagement.
Le point de départ de la procédure de calibration est l'évaluation précise des paramètres élastiques du grès à partir des données de cycles de charge-décharge dans les essais de compression triaxiale réalisés à différents niveaux de contraintes de confinement (figure 4.2.3).
On évalue les paramètres élastiques Es, Gs, Ks et νs pour chaque cycle défini par T, p et g^p.
Les données des boucles de charge-décharge sont approximées par une droite, dont on évalue la pente.

$\Delta(\sigma_{ax} - \sigma_{rad}) = E_s \, \Delta\varepsilon_{ax}$ (2.10)
avec *E*s module de Young sécant.

$\Delta T = G_s \, \Delta g$ (2.11)
avec G_s module élastique de cisaillement sécant.

$\Delta p = K_s \, \Delta\varepsilon_v$ (2.12)
avec K_s module de compressibilité.

On a $p = K\varepsilon_v = \dfrac{2(1+\nu)}{3(1-2\nu)} G\varepsilon_v$ (2.13)

et $T = Gg$ (2.14)

$\Delta\varepsilon_{rad} = - \nu_s \, \Delta\varepsilon_{ax}$ (2.15)
avec ν_s est le coefficient de poisson sécant.

En cas d'élasticité linéaire, Es, Gs, Ks et ν_s sont constantes. Les équations théoriques d'élasticité linéaire sont :

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \;,\; K/G = 2(1+\nu) / 3(1-2\nu) \;,\; K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \qquad (2.16)$$

$$\nu = \frac{3K - 2G}{6K + 2G} \quad , \quad E = \frac{9KG}{3K + G}.$$

Pour chaque essai, les cycles de charge-décharge effectués permettent de quantifier l'endommagement du matériau. En effet, les cycles montrent des déformations plastiques exprimant une irréversibilité de la déformation. L'intensité du déviateur des déformations plastiques est déterminée à partir de l'évaluation de l'intensité du déviateur des déformations à la fin du cycle de décharge. A partir de la courbe (g , T), on détermine les déformations irréversibles rémanantes plastiques g_p correspondant à chacun des trois cycles. g_p sera considéré dans la suite comme variable d'endommagement.
Ce choix est possible tant que le matériau n'a pas un comportement élastoendommageable, c'est-à-dire que g_p est nul tout au long de l'essai et indépendamment de la pression de confinement.
On détermine également T correspondant au niveau de contrainte du point de décharge pour chacun des trois cycles.
Pour chaque essai, à partir de la courbe (ε_v, p), on détermine p correspondant au niveau de contrainte du point de décharge pour chacun des trois cycles.
On définit la contrainte équivalente comme suit :

$$\sigma_e = \sqrt{3(1-2\nu)p^2 + 2(1+\nu)T^2} \qquad (2.17)$$

Figure 4.2.3 : Paramètres d'élasticité et valeurs de contraintes obtenus pour chaque cycle de charge-décharge à partir des essais réalisés à différentes pressions de confinement.

Les modules élastiques du grès sont influencés par deux phénomènes qui sont en compétition l'un par rapport à l'autre. Le phénomène de durcissement qui est du à la fermeture des pores et des microfissures préexistantes dans la roche, ce qui se traduit par l'augmentation du module élastique de cisaillement sécant avec les contraintes pour les premières cycles de charge-décharge.
Les déformations de la roche provoquent ensuite un phénomène d'endommagement, c'est-à-dire de détérioration progressive des propriétés mécaniques du à la formation de nouvelles microfissures induites par le chargement, ce qui se traduit par la diminution du module de cisaillement sécant pour les derniers cycles de charge-décharge. C'est ce phénomène d'endommagement ductile isotrope que nous considérons dans le modèle de comportement du grès de Fontainebleau. Ces deux phénomènes de durcissement et d'endommagement sont pris en compte dans la partie élastique du modèle de comportement. Ce qui se traduit par une dépendance des modules élastiques en la déformation déviatorique plastique g_p et en le niveau de contrainte representé par les invariants p et T. Le module élastique de cisaillement et le coefficient de Poisson sont donc considérées dépendant de l'intensité du déviateur de déformation plastique g_p.
Le module élastique de cisaillement Gs diminue lorsque l'intensité du déviateur des déformations plastiques g_p augmente (endommagement du matériau). g_p est choisi comme variable d'endommagement.
La dispersion des données pour ν_s est particulièrement importante pour les essais non confinés. C'est dû à la difficulté de mesurer précisément la déformation radiale à de faibles niveaux de déformation.
comme ν ne varie pas beaucoup avec la pression de confinement, on fait l'hypothèse que ν est indépendant de l'état de contrainte σ_e.

L'augmentation du coefficient de Poisson ν avec celle de l'intensité du déviateur des déformations plastiques g^p est clairement constaté et est calibré par une fonction de la forme :

$$\nu = \nu(gp) = \nu_0 + \frac{(gp)^2}{n1 + n2\,gp + n3\,(gp)^2} \qquad (2.18)$$

avec $\nu_0 = \nu\ (g_p=0) = \nu_{init} = 0.1318$, $n_1 = 477.328$, $n_2 = 1420.929$ et $n_3 = 6.472887$ pour des valeurs de g_p en microdéformation (figure 4.2.4).

Figure 4.2.4 : Fonction d'interpolation du coefficient de Poisson approximmant les valeurs expérimentales.

Le fait que ν_s augmente avec g_p est une caractéristique typique d'un comportement d'endommagement. Cela est dû au fait que quand on charge l'échantillon de roche, des microfissures se développent dans la direction axiale.

Le module élastique de cisaillement sécant G_s est calibré par une fonction de la forme :

$G_s = G_s^*(p,T)\ \eta(g_p) = G_s^*(\sigma_e)\ \eta(g_p)$ (2.19)

où $\eta(g_p)$ est appelée fonction d'endommagement (Lemaître, 1990).

$G(\sigma_e)\ (g_p=0) = G_{init}$ (2.20)

G_{init} représente le module de cisaillement d'un matériau qui n'est pas endommagé.

Il existe plusieurs méthodes possibles pour l'évaluer :

- Pour chaque cycle de charge-décharge, correspond un module G et une déformation plastique g_p. On trace les points (g_p, G) correspondant aux trois cycles et on réalise ensuite une interpolation linéaire et/ou polynomiale, ce qui nous permet de déterminer G correspondant à $g_p = 0$ (figure 4.2.5).

Figure 4.2.5 : Module de cisaillement G initial.

- Pour tous les essais monotones et cycliques, on trace la courbe (ε_v , p) dans la phase isotrope. Dans la phase isotrope, on a $\sigma_{rad} = \sigma_{ax}$. Par conséquent, $p = \sigma_{ax}$. On détermine donc K_s dans la phase isotrope, qui représente donc $K_{s\ init}$.

Comme $G_s = \dfrac{3Ks(1-2\nu s)}{2(1+\nu s)}$

par conséquent $G_{sinit} = \dfrac{3K_{s.init}(1-2\nu_{s.init})}{2(1+\nu_{s.init})}$ (2.21)

Rappelons que $\nu = \nu_0 + \dfrac{(gp)^2}{n1 + n2\,gp + n3\,(gp)^2}$

et que $\nu_{init} = \nu\ (g_p=0) = \nu_0 = 0.1318$

Par conséquent, $G_{sinit} = \dfrac{3K_{s.init}(1-2\nu_0)}{2(1+\nu_0)} = K_{s\ init} \times 0.976$ (figure 4.2.7). (2.22)

Figure 4.2.7 : Module de cisaillement G initial.

Par ailleurs, rappelons que $\sigma_e = \sqrt{3(1-2\nu)p^2 + 2(1+\nu)T^2}$ et que $p = (\sigma_z + 2\sigma_r)/3$.

Notons σ_c la pression de confinement. Dans la phase isotrope, on a T= 0, $\sigma_z = \sigma_r = \sigma_c$,

$p = \sigma_z + \dfrac{2}{3}\sigma_r = \sigma_c$, par conséquent

$\sigma_e = \sqrt{3(1-2\nu)}\, p = \sqrt{3(1-2\nu)}\, \sigma_c$ (2.23)

Pour $\nu = \nu_{init} = \nu_0 = 0.1318$, on a alors $\sigma_e = 1.48634 \times \sigma_c$.

Comme on a les valeurs initiales de G_s pour chaque pression de confinement et par différentes méthodes, on peut donc tracer ces valeurs de G_{sinit} en fonction de σ_e .

On interpole les valeurs expérimentales par une fonction de la forme suivante :

$G_s^* = N_1 + N_2 \sigma_e - N_3 \sigma_e^2$ pour $0 \le \sigma_e \le \sigma_e^{pic}$

$G_s^* = G_s^*{}_{pic}$ pour $\sigma_e \ge \sigma_e^{pic}$

avec $N_1 = G_{s0} = 12120.269$, $N_2 = 184.13569$, $N_3 = 1.71813756$ (2.24)

$\sigma_{epic} = \dfrac{N_2}{2N_3} = 53.589$ et $G_s^*{}_{pic} = 17053.87$ (figure 4.2.8)

Figure 4.2.8 : Fonction d'interpolation du module de cisaillement initial approximmant les valeurs expérimentales.

On définit $\eta(g_p) = \dfrac{Gs(gp)}{Gs^*(\sigma e)}$ (2.25)

On choisit pour la fonction $\eta(g_p)$ la forme suivante :

$\eta = 1 - \dfrac{gp}{n2 + n3\,gp}$ avec $n_2 = 927.8331$ et $n_3 = 1.727$ (figure 4.2.9) (2.26)

Cette fonction n'a pas de maximum.

$\eta(g_p) \ge 0$ équivaut à $n_3 - 1 \ge 0$ et $-n_2 \le 0$.

Cette condition de positivité est toujours vérifiée.

Figure 4.2.9 : Fonction d'interpolation de la fonction η approximmant les valeurs expérimentales.

Nous avons étudié l'évolution des paramètres élastiques à la fois en fonction de l'état de contrainte et en fonction des déformations plastiques quantifiées à partir des déformations rémanantes de chaque cycle. Cette évaluation des propriétés élastiques a mis en évidence l'interaction et la compétition entre le phénomène de durcissement, c'est-à-dire l'augmentation des modules élastiques avec les contraintes qu'on attribue classiquement au phénomène de fermeture des pores de la matrice rocheuse et du phénomène d'endommagement, c'est-à-dire de détérioration progressive des propriétés mécaniques en raison de la microfissuration induite par le chargement. Le fait par exemple que G_s diminue quand g_p augmente est une caractéristique typique d'un comportement d'endommagement. Le fait que G_s augmente avec la pression caractérise le durcissement du matériau. Ces deux aspects de durcissement et d'endommagement sont pris en compte dans la partie élastique du modèle de comportement.

Pour montrer la qualité de l'interpolation, l'erreur relative du module de cisaillement G_s calculé à partir de l'équation ci-dessus est tracé en fonction de G_s mesuré à partir des données expérimentales.

$$\text{Erreur relative (\%)} = \text{abs}\left(\frac{\text{Gsexperimentale - Gscalculé}}{\text{Gsexperimentale}} \times 100\right). \qquad (2.27)$$

La moyenne de l'erreur est de 7,6 % et l'erreur maximale est inférieure à 16.53 % (figure 4.2.10).

Figure 4.2.10 : Erreur relative entre le module de cisaillement mesuré expérimentalement et calculé.

On peut calculer ensuite le module de young :

$E_s = 2\,(1 + \nu(gp))\,\eta(gp)\,G_s^*$ (2.28)

soit $E_s = 2\,(1 + \nu(gp))\,\eta(gp)\,[N_1 + N_2\,\sigma_e - N_3\,\sigma_e^2]$ pour $0 \le \sigma_e \le \sigma_e^p$

$= 2\,(1 + \nu(gp))\,\eta(gp)\,G_{s\,pic}^*$ pour $\sigma_e \ge \sigma_e^p$ (2.29)

La stabilité de ce modèle élastique est établi en vérifiant la convexité du potentiel élastique.

$$\omega^C = \int d\omega^c = \int_0^{\sigma e} \frac{\sigma e'.d\sigma e'}{Es} \quad \text{soit} \quad \frac{d\omega^c}{d\sigma e} = \frac{\sigma^e}{Es} \qquad \frac{d^2\omega^c}{d\sigma e^2} = \frac{Es - \frac{dEs}{d\sigma e}\sigma e}{Es^2} \qquad (2.30)$$

$$\frac{dEs}{d\sigma e} = 2\,(1+\nu(gp))\,\eta(gp)\,[N_2 - 2N_3\,\sigma_e] \text{ pour } 0 \le \sigma_e \le 53.589$$

$$2\,(1+\nu(gp))\,\eta(gp)\,[0] = 0 \text{ pour } \sigma_e \ge 53.589 \qquad (2.31)$$

d'où

$$\frac{d^2\omega^c}{d\sigma e^2} = \frac{(N_1 + N_3\sigma e^2)}{2(1+\nu(gp))(\xi(gp))[N_1 + N_2\sigma e - N_3\sigma e^2]^2} \text{ pour } \sigma_e \le \sigma_{epic}$$

$$= \frac{1}{2(1+\nu(gp))(\xi(gp))G_{spic}^*} \text{ pour } \sigma_e \ge \sigma_{epic} \qquad (2.32)$$

$\forall \sigma_e \forall gp$, on a $\frac{d^2\omega^c}{d\sigma e^2} \ge 0$ (2.33)

Ce qui prouve la stabilité du modèle.

IV.2.3/ PLASTICITE

IV.2.3.1/ CALAGE DU CRITERE DE PLASTICITE NON-LINEAIRE DE MOHR-COULOMB

Après avoir évalué l'élasticité du grès de Fontainebleau, nous allons étudier les propriétés plastiques de la roche. Remarquons qu'il existe extrêmement important d'évaluer correctement les caractéristiques élastiques de la roche pour un bon calage des propriétés plastiques.
En 1900, Otto Mohr a publié un article avec le titre suivant: « quelles conditions déterminent la limite de l'élasticité et la rupture du matériau ? ». Mohr développa sa théorie géométrique fondamentale de l'analyse des contraintes (figure 4.2.12).

Figure 4.2.12 : Schéma original de Mohr (1900) pour la détermination graphique d'une enveloppe linéaire de rupture (dite de Mohr-Coulomb) incluant la compression uniaxiale, le cisaillement pur et la traction uniaxiale.

Notons qu'aucune référence explicite n'est faite à l'essai de Charles-Augustin Coulomb (1773) dans cet article. Le travail de Mohr contient les bases de l'approche géométrique de Prager de la théorie de plasticité (Drucker et Prager, 1952). Depuis, de nombreux auteurs (Raniecki et Bruhns, 1981 ; Vardoulakis, 1982 ; Chen et Han, 1988) se sont intéressés à la modélisation du comportement plastique des milieux granulaires.
Budiansky (1956), Sulem (1987), Papamichos (1992), Oulahna (1996) ont appliqué la théorie de déformation plastique qui, selon eux, offre un modèle simple pour décrire le comportement du matériau. En particulier, parmi les modèles utilisés pour étudier le comportement des roches, la théorie de l'écoulement élastoplastique qui décrit le développement des déformations irréversibles couplée à l'endommagement, décrivant la dégradation des propriétés mécaniques du matériau, fournissent un cadre d'étude approprié pour la description du processus de dégradation d'un matériau tel que le grès. Pour les roches granulaires, le développement de déformations plastiques est dû à de multiples phénomènes tel le glissement relatif entre les grains et le long des microfissures, l'activation et la création de microfissures, l'effondrement de l'espace poreux et la rupture des grains. Le glissement entre les grains étant un concept relié au frottement et à la cohésion du matériau, de nombreux critères de plasticité en mécanique des roches tels que le critère de Mohr-Coulomb ou Drucker-Prager s'inspirent de ce concept (Jaeger et Cook, 1979 ; Halphen et Salençon, 1987 ; Charlez, 1991).
L'analyse de nombreuses données expérimentales principalement sur le grès ont conduit Sulem et al. (1995, 1996) à développer un modèle de comportement, à la base pour le grès rouge de Wildmoor, basé sur la théorie de l'écoulement plastique et sur les hypothèses suivantes :
Le second invariant de la déformation déviatorique plastique, appelé également intensité du déviateur des déformations plastiques est une mesure macroscopique du glissement plastique qui se produit à travers les microfissures et les interfaces entre les grains de la roche. Passé l'état d'écoulement plastique initial, le frottement est mobilisé en tant que fonction du déviateur des déformations plastiques et atteint la saturation au pic.
Autrement dit, l'angle de frottement mobilisé croît en fonction de la déformation plastique jusqu'à atteindre un état de saturation correspondant au frottement maximum mobilisable. D'autre part, en cours de la déformation de la roche, de nouvelles microfissures peuvent apparaître ou être activées.
Ainsi, les roches et en particulier le grès présentent un certain nombre de caractéristiques de comportement dont il faut tenir compte dans le développement des modèles constitutifs :
dépendance en pression, écrouissages positif et négatif, caractère frottant, cohésif et dilatant

du matériau. Par conséquent, un modèle de plasticité tenant compte des caractères frottant, durcissant, cohésif et radoucissant du matériau est calé à partir des données expérimentales.
A partir du calage des propriétés élastiques, on évalue l'intensité du déviateur des déformations plastiques :

$$g^p = g - g^e = g - \frac{T}{Gs} = \frac{2}{\sqrt{3}}(\varepsilon_{rad} - \varepsilon_{ax}) - \frac{T}{Gs} \qquad (2.34)$$

Les géomatériaux sont souvent sujet à des déformations irréversibles et sont de bons exemples de matériaux plastiques. Cependant, la proprieté qui les caractérise et les différencie par rapport aux autres solides plastiques comme les métaux est leur sensibilité à la pression.
Pour les matériaux sensibles à la pression et sous chargement continu :

$T = \tilde{f}(-p)$ tel que $\tilde{f} = f + c/|p| + \ldots , p < 0$ (2.35)

avec T contrainte déviatorique, p contrainte normale moyenne, $\tilde{f}$ coefficient de proportionnalité, f paramètre d'écrouissage, c cohésion.
Sous des contraintes suffisamment grandes, les géomatériaux se comportent comme des solides frottants purs. Le sable est le matériau frottant pur idéal et le plus représentatif. Le sable sec est généralement choisi comme modèle pour l'étude des propriétés basiques des géomatériaux. Pour les sables, on fait souvent l'hypothèse que la cohésion c est nulle, on a alors $T = f(-p)$ soit $f = T/(-p)$.
Pour les roches et pour un développement linéaire du premier ordre :

$T = \tilde{f}(-p) = (f + c/|p|)(-p) = -pf + c$ sachant que $p < 0$ (2.36)

Soit q tel que $c = qf$. q est relié à la résistance en traction du matériau et à la cohésion c du matériau. On a alors :

$$T = -pf + c = -pf + qf = f(q-p) \qquad (2.37)$$

$$\text{soit} \quad f = \operatorname{tg}\phi_\sigma = \frac{T}{q-p} \qquad (2.38)$$

f est le paramètre d'écrouissage ou le rapport des contraintes (stress obliquity) (Vardoulakis et al., 1988). ϕ_σ est l'angle d'inclinaison des contraintes (figure 4.2.13). La surface de charge est représentée par une droite :

$F = T - (q-p)f = 0$ (2.39)

En général, les coefficients de frottement et de cohésion sont des fonctions du paramètre de durcissement plastique ψ. Si f et c sont des fonctions du paramètre ψ, on a un phénomène de durcissement du matériau, sinon il se produit un radoucissement de ce même matériau.

Figure 4.2.13 : Ecrouissage isotrope: q = constante, ϕ_σ augmente d'une valeur initiale $\phi_\sigma°$ à une valeur de pic ϕ_σ^P . Ecrouissage cinématique: ϕ_σ = constante, q évolue d'une valeur initiale q_0 à la valeur de pic q_p. Le comportement réel des matériaux est un mélange entre l'écrouissage isotrope et l'écrouissage cinématique. (d'après Pellegrino, 1995).

Il y a différentes approches pour développer une théorie de rupture fragile qui prédira la contrainte de rupture macroscopique. Ces approches se divisent en plusieurs groupes. Le premier groupe a pour but d'établir des modèles physiques théoriques du processus de rupture fragile. Ces modèles doivent représenter les aspects essentiels du mécanisme physique actuel de la rupture. Le développement théorique de ces modèles devrait donc contribuer à une compréhension physique de la rupture et servir comme une base pour établir des critères de rupture applicable à des états généraux de contrainte. La théorie de Griffith est la théorie la

plus connue dans ce groupe. Par ailleurs, certains mécaniciens ont cherché à exprimer le critère de rupture fragile en terme de déformation. La plus simple étant que la rupture se produit à une valeur critique de la déformation d'extension maximale. (Trollope, 1968, cité par Paterson, 1978).
Un autre groupe important de la théorie de la rupture fragile est la recherche empirique de critères de rupture. Ces critères de rupture doivent être compatibles avec les conditions de rupture observées dans les types d'essais particuliers réalisés. De plus, on s'attend (ou on espère) que l'application de ces critères de rupture puisse être étendue à des états de contraintes plus généraux.
En fait, de telles théories peuvent être discutées en termes physiques, tel des limites de contraintes dans certains plans, ou des limites en énergie de déformation, mais ces théories en disent peu sur les mécanismes physiques de rupture et sont généralement perçues comme des expressions purement empiriques. Leur fonction principale est de fournir une base de calcul de la rupture dans des situations pratiques. Comme le fait remarquer Paterson (1978), il n'y a pas de loi simple universelle donnant le niveau de contrainte correspondant à la rupture. Ce niveau dépend des 3 composantes principales de contraintes. La condition de rupture de manière la plus générale doit être une fonction appropriée, ayant les 3 contraintes principales σ_1 , σ_2 , σ_3 comme variables. Cette condition peut s'écrire sous la forme $\sigma_1 = f(\sigma_2 , \sigma_3)$ et est appelée critère de rupture. La fonction doit caractériser chaque matériau particulier. Plusieurs formes de critères empiriques de la rupture en terme de contraintes ont été données. (Cherry et al., 1968 ; Lundborg 1968, 1972, 1974 ; Franklin, 1971b ; Paul, 1968 ; Jaeger, 1969, cités par Paterson, 1978).
Le plus connu de ces critères empiriques de rupture est le critère linéaire de Mohr-Coulomb où la contrainte déviatorique maximale au pic ($\sigma_1 - \sigma_3$) dépend linéairement de la pression de confinement σ_3 , soit $\sigma_{pic} = A + B\,\sigma_3$.
On observe couramment que la dépendance à la pression de confinement de la contrainte déviatorique maximale précédant la rupture est clairement non linéaire. Il y a plusieurs formes possibles de relations non linéaires pour interpoler les données expérimentales. Par exemple, (Bieniawski, 1974) propose un critère de la forme $\sigma_{pic} = A\,(1 + B\,(\sigma_3 / A)^C)$.
La relation linéaire s'exprime comme suit :

$$| \tau | = c + \sigma \operatorname{tg} \phi \qquad (2.40)$$

tg ϕ est la pente de l'enveloppe. Les contraintes τ et σ correspondants aux points de l'enveloppe de Mohr sont respectivement la contrainte de cisaillement maximale et la contrainte normale. Cette relation est utilisé comme critère de rupture dans les roches et est connu sous le nom de critère de Coulomb ou Coulomb-Navier ou Mohr-Coulomb. L'enveloppe des cercles de Mohr est une droite appelé droite intrinsèque. Le paramètre c correspond à l'ordonnée à l'origine de la droite intrinsèque. Le paramètre $\phi_m = \phi$ correspond à l'angle avec l'horizontale de la droite intrinséque et est appelé angle de frottement interne mobilisé dans le plan de Mohr-Coulomb $\phi_m = \phi$. tg ϕ est le coefficient de frottement interne. c et ϕ_m sont des caractéristiques du matériau. L'écoulement plastique du grès est donc décrit par un critère d'écoulement de type Mohr-Coulomb qui met en jeu un angle de frottement et une résistance cohésive. Notons que Handin (1969, cité par Rudnicki et Olsson, 1998) a fait remarquer dans un matériau cohésif, le frottement interne est une quantité fictive qui ne peut être mesurée directement. Elle ne doit pas être vue autrement que la pente de l'enveloppe de Mohr pour une roche intacte.
Pour des conditions de compression triaxiale, pour un état axisymétrique des contraintes, on peut écrire les relations suivantes entre ϕ_σ et ϕ_m .

$$\mu = \sin\phi = \sin\phi_m = \frac{3tg\phi_\sigma}{2\sqrt{3} \pm tg\phi_\sigma} = \frac{3f}{2\sqrt{3} \pm f} \qquad (2.41)$$

avec ϕ_m angle de frottement et μ coefficient de frottement.
En isolant tg ϕ_σ , on obtient :

$$f = tg\ \phi_\sigma = \frac{2\sqrt{3}\sin\phi_m}{3 \mp \sin\phi_m} \qquad (2.42)$$

Le signe supérieur est pour la compression triaxiale et le signe inférieur est pour l'extension triaxiale. q est relié à la resistance en traction du matériau (tension limit).

$$\sin\phi_m = \frac{|\sigma z - \sigma r|}{|\sigma z + \sigma r| + q} \quad \text{et} \quad tg\ \phi_m = \frac{|\sigma z - \sigma r|}{|\sigma z + \sigma r| - q} \qquad (2.43)$$

IV.2.3.2/ CALIBRATION DE LA SURFACE D'ECOULEMENT ET CRITERE DE RUPTURE

Dans le cadre de la théorie de plasticité, les données expérimentales s'appuient sur un modèle mixte de durcissement/radoucissement. Comme le montrent Vardoulakis et Sulem (1995), par une analyse micromécanique, g_p est une mesure macroscopique du glissement plastique qui se produit aux limites intergranulaires et le long des microfissures. g_p est pris comme paramètre d'écrouissage comme proposé par Katchanov. Les modèles d'écrouissage déviatorique ont été développé par beaucoup d'auteurs pour des géomatériaux comme le béton (Pietruszczak, cité par Sulem et al., 1999).
Passé l'état d'écoulement initial, le frottement est mobilisé le long de microfissures et de frontières intergranulaires et augmente comme une fonction de g_p jusqu'à ce qu'il « sature » à une valeur de pic donnée. Cette phase de durcissement du frottement est par conséquent décrite comme une phase de durcissement isotrope (état 0 à état 1). D'autre part, en cours d'essai, d'« anciennes » microfissures peuvent être activées et de « nouvelles » microfissures peuvent se former.
On suppose que le radoucissement des déformations est attribué à la microfissuration qui mène à la chute de la résistance en traction de la roche. La décohésion progressive de la roche conduit à une perte de résistance à la traction. Ce mécanisme de radoucissement en cohésion peut être présent tout au long du processus de déformation. Cependant, il devient plus prononcé quand le matériau perd sa capacité à mobiliser une résistance de frottement supplémentaire (pic du frottement atteint). L'émission acoustique dans le grès commence souvent à augmenter à environ 60 % du pic déviatorique. Le taux maximum est enregistré dans le régime radoucissant, suivie par une baisse du taux d'émission acoustique. Ce qui indique que, passé le point de taux maximum d'émission acoustique, la taille de la zone radoucissante localisée est déjà une petite fraction de la taille de l'échantillon. On suppose donc que lors de la phase d'écrouissage en frottement, le radoucissement de la résistance en traction peut être négligé et que celui-ci devient important seulement au delà du pic de frottement maximal mobilisé. Cela conduit à un modèle de comportement plastique avec dans une première phase un écrouissage de type isotrope en frottement (augmentation du

coefficient de frottement f) jusqu'à la mobilisation du frottement maximal suivi d'une phase de radoucissement de la cohésion de type cinématique. On suppose donc que la phase radoucissante est attribuée à un radoucissement de la cohésion. Cette phase de radoucissement de la cohésion est décrite comme une phase de radoucissement cinématique (état 1 à état 2) décrite par la réduction progressive du paramètre de résistance à la traction. Le comportement plastique de la roche est décrit par un critère de Mohr-Coulomb non linéaire tenant compte de la dépendance en pression des paramètres plastiques (coefficient de frottement et de dilatance) de la roche.
Le modèle de plasticité suppose une surface de charge de type Coulomb comportant une phase d'écrouissage isotrope en frottement suivi d'une phase de radoucissement cinématique de la cohésion (figure 4.2.14). Un modèle de plasticité de durcissement du frottement/radoucissement de la cohésion est par conséquent calibré à partir des données expérimentales. Ce modèle de comportement est appliqué à l'étude de la localisation des déformations dans le cadre d'une théorie de plasticité non-coaxiale.

Figure 4.2.14: Critère de plasticité dans le plan (p, τ), écrouissage isotrope et cinématique. Mouvement de la surface de charge dans l'espace de contrainte. (1): pic. (0)$\rightarrow$ (1) : durcissement pré-pic: mobilisation du frottement. (1)$\rightarrow$ (2) : radoucissement post-pic: perte de la cohésion. (d'après Sulem et al., 1999).

Dans le cadre de ce modèle de plasticité, on suppose que q, dépendant de la cohésion du matériau, est constant jusqu'à la valeur au pic de l'angle de frottement mobilisé ($q = q_0$ = constante dans (0)$\rightarrow$ (1)). On suppose également que q décroit avec l'augmentation des déformations plastiques g_p dans le régime radoucissement post-pic. La procédure de calibration du modèle constitutif commence par l'évaluation de q. On trace les valeurs au pic du couple (p,T) pour les différentes pressions de confinement et on interpole par la méthode des moindres carrées les données avec une droite qui donne le coefficient de frottement $tg\phi_\sigma$ au pic et la valeur de q_0. Cette procédure suppose que le pic de contrainte correspond à la même valeur de g_p . f_p = constante, $q = q_0$ = constante.

Pour les échantillons secs de porosité n ∈ [14,15] %:

numéro de l'échantillon	σ_c (MPa)	σ_{PIC} (MPa)
F21.1	0	42.17
F56.1	7	136.87
F13.2	14	199.74
F105.1	35	332.63

Pour les échantillons secs de porosité n ∈ [21,22] %:

numéro de l'échantillon	σ_c (MPa)	σ_{PIC} (MPa)
K89	0	10.34
K79	0	9.54
K35	0	8.75
K92	0	12.33
K17	7	71.61
K73	7	84.35
K72	7	77.19
K2	14	107.42
K48	14	131.3
K38	14	111.4
K62	28	190.98
K31	28	196.55
K47	28	181.43
K11	42	228.38
K99	42	231.57

Pour les échantillons saturés en conditions drainées simulées de porosité n ∈ [21,22] %:

numéro de l'échantillon	σ_c (MPa)	σ_{PIC} (MPa)
K14	0	10.74
K44	0	7.55
K78	0	11.93
K80	0	6.76
K32	0	8.11
K12	14	121.11
K1	14	112.2
K36	28	185.41
K25	28	193.37
K100	42	210.08

La contrainte de cisaillement est tracée en fonction de la contrainte normale au pic. On trace ensuite les cercles de Mohr correspondants. L'angle de frottement interne ϕ_{mpic} est enfin obtenu à partir des cercles de Mohr au pic. En traçant points par points σ_{pic} en fonction de la pression de confinement σ_c , on procède à une interpolation linéaire approximant ces points. La droite obtenue est appelée droite intrinsèque (figure 4.2.15).

Figure 4.2.15 : Critère de rupture pour les roches sèche et saturée en conditions drainées simulées de porosité n = 15 % et de porosité n = 21 %.

Pour les échantillons de porosité n = 21 %, le pic de résistance en compression
simple et la valeur calculée de la cohésion c sont très faibles. A une pression de confinement donnée, le pic de résistance est d'autant plus grand que la porosité de la roche est faible. Le fait de saturer un échantillon de roche à 95 % ne modifie pas son pic de résistance par rapport à un échantillon sec testé dans les mêmes conditions et avec la même pression de confinement. C'est une preuve que la pression interstitielle du fluide est nulle. L'eau se trouvant dans les pores de l'échantillon n'influence en rien le comportement du matériau. Le fluide circule librement dans l'échantillon. Les essais réalisés sur les échantillons saturés à 95 % sont bien en conditions drainées.
Pour la suite de l'étude, considérons un critère global de rupture, prenant en compte tous les essais triaxiaux. Pour chaque essai, on relève les valeurs de p et de T au pic.
On réalise ensuite une interpolation linéaire en négligeant les valeurs correspondantes aux essais à pression de confinement nulle. On obtient :

$T_{pic} = - 0.919\ p_{pic} + 14.817$ or $f_p = tg\ (\phi_\sigma)_{pic} = T_{pic} / (q - p_{pic})$ $(p \leq 0)$
avec $q = q_0$ = constante. Par conséquent :

$f_p = f_{pic} = tg\ (\phi_\sigma)_{pic} = 0.919$ et $\phi_{\sigma pic} = 42.58°$
$tg\ (\phi_\sigma)_{pic}\ q_0 = 14.817$ soit $q = q_0 = 14.817 / 0.919 = 16.12$ MPa.
$\mu_{pic} = \sin \phi_{mpic} = 0.629$ soit $\phi_{mpic} = 38.98°$

On a déterminé $f_{pic} = tg\ (\phi_\sigma)_{pic}$ comme moyenne de tous les essais, mais on peut le déterminer en particulier pour chaque essai. On a pour chaque essai T_{pic} , p_{pic} et q_0 .

On calcule donc pour chaque essai $f_{pic} = tg\ (\phi_\sigma)_{pic} = T_{pic} / (q_0 - p_{pic})$
(figures 4.2.16, 4.2.18).

On calcule également $\mu_{pic} = \sin (\phi)_{pic} = 3\ tg\ (\phi_\sigma)_{pic} / (2\sqrt{3} + tg\ (\phi_\sigma)_{pic})$ (figure 4.2.17).

Le niveau de chargement où la déformation plastique de cisaillement (g_p) devient non nulle est appelé point de plastification initiale (initial yield). On note $(T)_{yield}$ la valeur de T correspondante. On note $(p)_{yield}$ la valeur de p correspondante. On note $tg\ (\phi_\sigma)_{yield}$ la valeur de $tg\ (\phi_\sigma)$ correspondante. Notons que l'utilisation d'une presse pilotée en contrainte ne permet pas une évaluation précise de la valeur de $tg\ \phi_\sigma^p$ et de $\sin \phi_m^p$ au pic.

Figure 4.2.16 : Valeurs correspondant au pic et au point de plastification initiale pour les essais triaxiaux réalisés avec différentes pressions de confinement sur des échantillons de porosité 21 %.

Figure 4.2.17 : Tracé pour chaque essai de sin $(\phi)_{pic}$ en fonction de p_{pic}.

Figure 4.2.18 : Tracé pour chaque essai de T_{pic} en fonction de p_{pic}.

Figure 4.2.19 : Tracé pour quelques essais à différentes pressions de confinement de $\mu = \sin\phi_m$ en fonction de g_p. Les grandeurs $\sin\phi_m$ et g_p sont des valeurs courantes durant le test obtenues à partir des données expérimentales.

Le coefficient de frottement f ainsi que l'angle de frottement mobilisé (sin ϕ_m) augmentent quand on augmente la déformation plastique accumulée g_p jusqu'à une valeur maximum (figures 4.2.19, 4.2.20). On calibre l'angle de frottement mobilisé ϕ_m par une fonction de l'intensité du déviateur des déformations plastiques g_p :

$$\sin\phi_m = \mu_c(g_p) = y_0 + ((m_1 - m_2 g_p) g_p / (1 + m_0 g_p)) \qquad (2.44)$$

Les valeurs obtenues pour les coefficients m_0, m_1, m_2 et y_0 sont données dans le tableau ci-dessous :

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	m_1	m_2	m_0	y_0
K17	7	6728.279	110.644	11611.621	0.0145
K48	14	8565.351	187.598	14515.218	0.0795
K47	28	5558.43	132.236	10054.794	0.0891
K62	28	11351.498	165.303	16919.932	-0.00946
K99	42	3795.1	60.49	5775.28	0

Figure 4.2.20 : Exemple de tracé pour l'essai K48 de $\sin\phi$ en fonction de g_p.

L'analyse de la loi d'écrouissage donnant l'évolution de l'angle de frottement ϕ_m en fonction de la déformation plastique accumulée g_p à différentes pressions de confinement montre le caractère de dépendance à la pression du grès de Fontainebleau, d'une part, le coefficient de frottement f ainsi que l'angle de frottement mobilisé (sin ϕ_m) augmentent quand on augmente la déformation plastique accumulée jusqu'à une valeur maximum, d'autre part, ce maximum décroît avec l'augmentation de la pression de confinement. On va donc prendre en compte cette sensibilité à la pression et calibrer l'angle de frottement mobilisé ϕ_m par une fonction de l'intensité du déviateur des déformations plastiques g_p et de la pression moyenne p.

$$\sin\phi_m = \mu_c(p, g_p) \qquad (2.45)$$

L'équation 2.45 représente la loi d'écrouissage.

La plus simple calibration suppose que ϕ_m est le produit de deux fonctions indépendantes :

$\sin \phi_m = \mu_c (p, g_p) = \mu_c^0(g_p)\, \xi_c (p)$
$\mu_c^0(g_p) = y_0 + ((m_1 - m_2 g_p) g_p / (1 + m_0 g_p))$ pour $0 \le g_p \le g_p^p$ (2.46)
$\mu_c^0(g_p) = \mu_p^0$ pour $g_p \ge g_p^p$
$\xi_c (p) = 1 + p/p_0$ $(p< 0)$.

On évalue les valeurs au pic de $\sin\phi_m$ et de la pression moyenne p à différentes pressions de confinement pour les essais de compression triaxiale.

	pression de confinement (MPa)	$(\sin \phi_m)_{pic}$	$(\phi_m)_{pic}$	p_{pic} (MPa)
K48	14	0.658	41°	- 53
K62	28	0.648	40.4°	- 82.2
K47	28	0.633	39.27°	- 79.5
K99	42	0.62	38.31°	- 105.4

On approximme ensuite ces valeurs par une droite pour le calage de la fonction $\xi_c (p)$.
Par interpolation linéaire, on a $(\sin \phi_m)_{pic} = 7.10^{-4}\, p + 0.6962$
$(\sin \phi_m)_{pic} = \mu_c^0(g_p)\, \xi_c (p) = \mu_c^0(1 + p/p_0) = \mu_0 + (\mu_0 /p_0)p$
soit $\mu_0 /p_0 = 7.10^{-4}$ et $\mu_0 = 0.6962$ (soit arsin (44.1°))
soit $p_0 = 994$ MPa tel que $\xi_c (p) = 1 + p/p_0$ (figure 4.2.21).

Figure 4.2.21: Tracé pour chaque essai de $\sin\phi / \xi_c$ en fonction de g_p.

On approximme les données $\sin\phi_m / \xi_c (p)$ par la fonction hyperbolique:
$\mu_c^0(g_p) = y_0 + ((m_1 - m_2 g_p) g_p / (1 + m_0 g_p))$ (2.47)
C'est une fonction de g_p seulement.
On obtient finalement :
$y_0 = 0.0637$, $m_0 = 11551.76$, $m_1 = 7395.04$, $m_2 = 115.81$
La fonction $\mu_c (p, g_p)$ obtenue augmente avec les déformations et diminue lorsque la pression moyenne augmente en valeur absolue.

Figure 4.2.22 : Fonction calculée $\mu_c (p, g_p)$ approximmant les données expérimentales. Exemple de l'essai K62.

Comme on le voit dans la figure ci-dessus (figure 4.2.22), le coefficient de frottement calculé $\sin \phi_m = \mu_c (p, g_p)$ interpole correctement les données.
La fonction de coefficient de frottement correspondante pour un essai de compression triaxiale est donnée par la relation :
$f_c (p, g_p) = (2\sqrt{3}\, \mu_c (p, g_p))/(3 - \mu_c (p, g_p))$. (2.48)

IV.2.3.3/ CALAGE DU POTENTIEL PLASTIQUE DE DRUCKER-PRAGER

Pour chaque essai, on calcule la valeur courante de K_s :

$K_s = (2G_s(1 + \nu_s))/(3(1 - 2\nu_s))$ (2.49)

On peut alors calculer la déformation volumique plastique:

$\varepsilon_v^p = \varepsilon_v - p/K_s$ (2.50)

$\varepsilon_v^p = D(g_p) = \varepsilon_v^p(g_p)$ (2.51)

Cette fonction est appelée la fonction de dilatance. Les géomatériaux sont caractérisés par la dilatation plastique ou de Reynolds, qui est représentée par la relation interne :

$d\varepsilon_v^p = d \times dg_p$ (2.52)

$d\varepsilon_v^p$: incréments de la déformation volumique plastique

dg_p : incréments de cisaillement plastique

d: coefficient de dilatation ou paramètre de dilatance.

$dw^p = (-p) (\tilde{f} - d) dg_p \geq 0.$ (2.53)

dw^p : travail plastique du premier ordre de la contrainte des déformations plastiques pour matériaux frottants et dilatants.

Du point de vue de l'énergie de dissipation, un matériau frottant et dilatant se comporte comme un matériau de Coulomb ou un matériau frottant pur avec un frottement interne équivalent $\bar{f} = \tilde{f} - d$ (Taylor, 1948, cité par Vardoulakis et Sulem, 1995).

Ces hypothèses constituent la base de la modélisation constitutive pour les géo-matériaux.

Le caractére cohésif-frottant et dilatant est modélisé de manière satisfaisante à l'intérieur de la théorie de l'élastoplasticité avec un critère de plasticité de radoucissement/ durcissement de déformation et avec une loi d'écoulement non-associé (Mroz, 1963).

On définit donc le paramètre de dilatance comme étant la pente de la courbe (gp, ε_v^p)

$d = d\varepsilon_v^p/dg_p$ (2.54)

d est le paramètre de dilatance.

La procédure de calibration de la loi d'écoulement est basée sur l'évaluation du paramètre de dilatance d dans les différents tests de compression triaxiale. d est obtenu à partir de la représentation graphique de ε_v^p en fonction de g_p. Notons que pour une bonne évaluation de la dérivée $d = d\varepsilon_v^p/dg_p$, on interpole d'abord la courbe expérimentale pour les déformations volumiques plastiques ε_v^p à différentes pressions de confinement (figures 4.2.24, 4.2.25). On interpole la courbe (gp, ε_v^p) par une fonction hyperbolique de la forme :

$\varepsilon_v^p = (d_1 g_p + d_2 (g_p)^2)/ (1 + d_0 g_p)$ (2.55)

Les coefficients d_0, d_1 et d_2 sont donnés ici pour des valeurs de g_p en microdéformation.

Ces coefficients sont calculés indépendamment pour chaque essai.

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	d_1	d_2	d_0
K89	0	- 0.493	0.00316	-0.00482

K80	0	- 0.932	0.01233	0.00127
K48	14	-20.102	0.0886	0.0529
K38	14	-4.432	0.0211	0.0109
K12	14	-3.869	0.00992	0.00619
K62	28	-7.494	0.0321	0.0132
K25	28	-8.683	0.0295	0.0139
K47	28	-6.887	0.0168	0.00739
K99	42	-6.537	0.00769	0.00386
K100	42	-2.163	0.00197	0.00197

Figure 4.2.24 : Interpolation de la courbe expérimentale (gp, ε_v^p) par la fonction hyperbolique pour un essai de compression simple (K89).

Figure 4.2.25 : Interpolation de la courbe expérimentale (gp, ε_v^p) par la fonction hyperbolique pour un essai de compression triaxiale (K100).

De ε_v^p , on en déduit :

$$d = d\varepsilon_v^p/dg_p = (d_1 + 2d_2\, g_p + d_0d_2(g_p)^2)/(1 + d_0g_p)^2 \qquad (2.56)$$

g_p et ε_v^p sont donnés en microdéformation. La dilatance du matériau est étudiée en traçant d en fonction de g_p pour chaque essai (figure 4.2.26).

Figure 4.2.26 : Tracé de d en fonction de g_p pour les différents essais de compression simple et triaxiale.

On définit :

$$\beta = \sin\psi = 3d/(2\sqrt{3} + d) \qquad (2.57)$$

avec ψ angle de dilatance et β coefficient de dilatance.
Notons D la dissipation.

$$D = p\dot{\varepsilon}_v^p + T\dot{g}^p = pd\dot{g}^p + T\dot{g}^p = (pd + T)\dot{g}^p \qquad (2.58)$$

or $f = \dfrac{T}{q-p}$ soit $T = f(q-p)$ soit

$$D = (pd + f(q-p)\dot{g}^p = p(d-f)\dot{g}^p + fq\dot{g}^p = [(-p)(f-d) + qf]\dot{g}^p \qquad (2.59)$$

La dissipation doit toujours être positive. Ce qui implique que :

$$f - d + \frac{qf}{(-p)} \geq 0 \qquad (2.60)$$

Si $f \geq d$ (ou $\mu \geq \beta$), alors forcément $D \geq 0$. La dilatance évaluée à partir des déformations locales mesurées sur les échantillons avec des jauges est surestimée (figure ci-dessus). Les mesures de déformations volumiques sont délicates pour les roches. Le coefficient de dilatance sera déterminé de façon indirecte à partir de l'analyse des bandes de cisaillement.

IV.2.4/ VERIFICATION DU MODELE PAR SIMULATION DES ESSAIS TRIAXIAUX

Le modèle dépendant à la pression est validé par la simulation des essais de compression réalisés avec différentes pressions de confinement et la comparaison de la simulation avec les données (figure 4.2.27). Il est important de noter que le pic de la loi est identifié au pic expérimental car le seuil de la localisation déterminé expérimentalement est très proche du pic. On doit noter également que les simulations ci-dessous sont faites avec les données de dilatance obtenues après l'analyse de bande de cisaillement. On peut observer finalement que le modèle reproduit de façon satisfaisante le pic de contrainte, ceci grâce à la prise en compte de la dépendance de l'angle de frottement mobilisé en fonction de la contrainte moyenne. En ce qui concerne la pente des courbes contraintes-déformations axiales et radiales, celle-ci est également bien reproduite.

Figure 4.2.27 : Comparaison des données expérimentales et de la simulation pour des essais réalisés avec différentes pressions de confinement.

CHAPITRE V : ANALYSE THEORIQUE DE LA LOCALISATION DES DEFORMATIONS EN BANDE DE CISAILLEMENT

V.1/ INTRODUCTION

La localisation des déformations durant le chargement d'échantillons homogènes a été observée pour des tests confinés et l'angle d'inclinaison de la bande de cisaillement a été enregistrée. Le modèle constitutif pour le grès est utilisé pour l'analyse de la bande de cisaillement. Les prédictions de formation de bande de cisaillement, ou plus généralement les résultats quantitatifs obtenus par l'analyse de bifurcation dépendent fortement de la loi rhéologique choisie pour modéliser le comportement du matériau. Comme les modèles rhéologiques jouent un rôle important dans l'analyse de bifurcation, on doit apporter une attention particulière à l'étalonnage de ces lois de comportement. Lorsqu'on désire donc effectuer une analyse de bifurcation de la déformation en mode localisé dans un matériau, il est avant tout nécessaire de sélectionner la loi de comportement la plus appropriée pour décrire les mécanismes physiques qui conduisent à la ruine du matériau étudié. De façon générale, il est important de bien calibrer les lois constitutives pour décrire correctement l'écrouissage et la dilatance des roches, pour reproduire les courbes contraintes-déformations et pour prédire numériquement et de façon réaliste les données expérimentales relatives à la localisation, les modes et les points de bifurcation.

$F(\sigma, g^p) = \tau - \mu (g^p)^p$ (5.1)

F est la fonction de charge.

$Q(\sigma, g^p) = \tau - \beta (g^p)^p$ (5.2)

Q est la fonction potentielle.

Rudnicki et Rice (1975) ont étudié une loi de comportement de type Drucker-Prager. Etant donné que c'est l'interaction de fissures s'ouvrant aussi bien en mode d'extension que de cisaillement qui conduit à la ruine du grès, la loi rhéologique de Rudnicki et Rice (1975) où interviennent directement le coefficient de frottement interne et le facteur de dilatance du matériau doit pouvoir modéliser correctement le comportement de la roche. Le coefficient de frottement interne doit pouvoir rendre compte du frottement mobilisé lors du glissement des lèvres d'une fissure, et d'autre part, le facteur de dilatance doit pouvoir quantifier la dilatation qui accompagne la propagation d'une fissure. Depuis les travaux de Rudnicki et Rice, il est généralement admis que les deux facteurs influençant le critère sont la non-associativité et la non-coaxialité de la déformation.

V.2/ THEORIE D'ECOULEMENT PLASTIQUE ASSOCIEE

Le matériau suit une loi associée ($F = Q$) si les coefficients de frottement et de dilatance sont égaux ($\mu=\beta$). La prédiction du point de la localisation dépend largement de la loi de comportement considérée. Ainsi, Rudnicki et Rice (1975) et Rice (1978) ont étudié une loi de comportement élastoplastique associée (critère de Drucker-Prager). Ils montrent théoriquement que, lors d'un chargement axisymétrique, la localisation de la déformation dans un matériau qui suit les lois de comportement élastoplastiques associées ($\mu=\beta$) ne peut avoir lieu, ne se déclenche qu'après le pic de résistance à la rupture, en phase de déformation post-pic, dans le régime radoucissant, à écrouissage négatif. Le critère n'est pas atteint dans le régime durcissant pour des lois associatives. Or , d'après les essais de laboratoire réalisés sur certaines roches fragiles (grès, calcaire,dolomite...), le seuil de la localisation de la déformation se déclenche en général avant même que le pic de résistance au cisaillement ne soit atteint. Le seuil de localisation est détecté avant le pic, dans le régime d'écrouissage positif (module d'écrouissage $H > 0$). (Desrues, 1984; Desrues et Chambon, 1988; Ord et al., 1991).

V.3/ THEORIE CLASSIQUE D'ECOULEMENT PLASTIQUE COAXIALE NON ASSOCIEE

Le caractère cinématique de la phase radoucissante peut être décrit en supposant que le critère de plasticité dépend d'une contrainte réduite :

$\tau_{ij} = \sigma_{ij} - \alpha_{ij}$ (5.3)

(Prager, 1955; Vardoulakis et Frantziskonis, 1992) avec

τ_{ij} : tenseur des contraintes "réduit" ; σ_{ij} : contrainte (d'équilibre) vraie totale.

α_{ij} : est la différence qui modifie la position de la surface de plasticité et du potentiel plastique dans l'espace des contraintes. Cette variable d'écrouissage tensorielle est appelée tenseur des contraintes relatif. Elle est reliée à la cohésion actuelle de la roche.

Le critère est déduit à partir d'une contrainte réduite :

$F = F(\tau_{ij}, \mu) = 0$ (5.4)

avec μ : paramètre d'écrouissage.

$\dot{e}_{ij}^{p} = A_1 . m_{ij}$ (5.5)

L'équation 5.5 représente la loi d'écoulement coaxiale non associée

avec A_1 fonction invariante de la contrainte et de son taux et

$$mij = \frac{Sij}{\sqrt{2}T} \qquad (5.6)$$

m_{ij} est le vecteur unitaire dans l'espace des contraintes parallèle au déviateur S

$$mij.mij = \frac{Sij}{\sqrt{2}T}.\frac{Sij}{\sqrt{2}T} \quad \text{or} \quad T = \sqrt{Sij.Sij/2} \quad \text{soit} \quad T^2 = \frac{S_{ij}S_{ij}}{2} \quad \text{soit} \quad mij.mij = 1$$

on peut également exprimer la déformation plastique par une loi d'écoulement coaxiale non associée :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \dot{\psi}\frac{\delta.Q}{\delta\tau_{ij}} \qquad (5.7)$$

Pour le tenseur des contraintes "réduit" τ_{ij} , par analogie avec le tenseur des contraintes de Cauchy σ_{ij} , on définit, on note :

$$t_{ij} = \tau_{ij} - \tau_{kk}\delta_{ij}/3 \qquad (5.8)$$

L'équation 5.8 représente la contrainte déviatorique ou déviateur des contraintes

$$\tau = \bar{\tau} = (\frac{1}{2}t_{ij}t_{ij})^{\frac{1}{2}} \qquad (5.9)$$

L'équation 5.9 représente l'intensité de contrainte de cisaillement ou intensité du déviateur des contraintes. En posant :

$$\frac{\delta F}{\delta g^{p}}\dot{g}^{p} = \lambda\frac{\delta F}{\delta \Psi} \qquad (5.10)$$

λ est appelé le multiplicateur plastique.

Sachant que $\dot{g}^{p} = Q_g\,\dot{\psi}$ et que $e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \frac{1}{3}\varepsilon_{\kappa\kappa}\delta_{ij}$:

$$\dot{e}_{ij}^{p} = \lambda\frac{t_{ij}}{2\tau} \qquad (5.11)$$

L'équation 5.11 représente l'écoulement coaxial. Elle exprime le fait que l'incrément de déformation plastique est coaxial à l'incrément de contrainte dans le plan déviatorique.
Pour une loi non associée, on obtient un seuil de localisation en régime d'écrouissage positif (Vardoulakis, 1983; Sulem et al., 1993). Toutefois, après la détermination des paramètres constitutifs μ et β, la courbe (ε , σ) est souvent mal simulée. Pour un matériau fragile fortement dilatant comme le grès, un modèle plastique classique non associé ne suffit pas pour détecter la localisation des déformations. Rice a prouvé que pour les roches fragiles, la réponse à des incréments de contraintes tangentielles (incréments de contraintes dirigés tangentiellement au critère de plasticité dans le plan déviatorique) n'est pas appropriée comme la rigidité correspondante est surestimée dans cette direction. Par ailleurs, dans une théorie classique d'écoulement plastique coaxiale non associée, l'orientation θ de la bande de cisaillement est indépendante de la pression de confinement. Les modèles de plasticité classique ne permettent donc pas de modéliser correctement les résultats expérimentaux de la formation des bandes de cisaillement.

V.4/ THEORIE D'ECOULEMENT PLASTIQUE NON COAXIALE NON ASSOCIEE

Il est observé expérimentalement que l'angle d'inclinaison de la bande de cisaillement par rapport à la direction de contrainte principale mineure diminue quand on augmente la pression de confinement. Pour trouver des conditions de bifurcation compatibles avec les données expérimentales, le modèle constitutif est modifié pour améliorer les prédictions de localisation. Comme la non-associativité ne suffit plus, et dans le but de mieux prédire la formation de bandes de cisaillement dans les essais de compression triaxiale, on doit abandonner le concept de loi d'écoulement coaxiale plastique classique. En plus de la non-associativité de la loi de comportement, on introduit la notion de non-coaxialité (Papamichos, 1992; Sulem et al., 1993). On a recours à la théorie de plasticité non-coaxiale et à des lois d'écoulement hypoplastique, qui considère l'effet du taux de contrainte. Dans les modèles non-coaxiaux, l'orientation θ de la bande de cisaillement dépend de la pression de confinement. Ces lois de comportement modifiées seront jugées quant à leur capacité à prédire correctement la localisation en bande de cisaillement.
L'expérimentation suggère que la localisation se produit plus tôt que ne le prédisent les théorie d'écoulement classique de plasticité. La matérialisation de la surface de rupture précède de ce fait les prédictions théoriques. Les modèles classiques ne sont pas en mesure d'expliquer de tels résultats expérimentaux même lorsqu'on suppose que l'angle de dilatance est nulle ($\beta = 0$). La théorie de la plasticité associée prédit en particulier que la localisation ne peut se produire que dans la phase d'écrouissage négatif post-pic. Toutefois, l'utilisation d'une loi d'écoulement non-associée et non-coaxiale semble donner des résultats encourageants (figure 5.4.1) (Sulem et al., 1993). L'introduction d'un « vertex » (surface de charge irrégulière) ou de plasticité non-coaxiale ou coaxiale non-linéaire a permis à Diouta et al. (1994) et Diouta (1995, cités par Haied, 1995) de reproduire de façon satisfaisante les données expérimentales de Haied relatives à la détermination du seuil de localisation.

Figure 5.4.1 : observations expérimentales et prédictions théoriques de la formation de bandes de cisaillement dans un essai biaxial sur un grès de Gosford (d'après Sulem et al., 1993).

Dans la théorie de l'écoulement plastique classique, le tenseur des vitesses de déformation plastique a les mêmes axes principaux que le tenseur des contraintes de Cauchy. La plus simple modification de cette loi d'écoulement classique est d'ajouter au terme coaxial classique un terme supplémentaire non-coaxial, qui prend en compte l'influence du taux de contrainte sur le taux de déformation déviatorique plastique. La théorie de plasticité résultante peut être appelée après Kolymbas une hypoplasticité. Plus généralement, les lois incrémentalement non-linéaire de Darve, Chambon et Desrues, développées pour des sols et roches granulaires sont non-coaxiales. Le formalisme de la théorie non-coaxiale est basé sur les travaux de Rudnicki et Rice (1975). En effet, la modification de la théorie d'écoulement a été initialement suggérée par ces derniers qui ont considéré un terme non coaxial. D'autres exemples de modèles constitutifs non-coaxiaux ont été proposés (Papamichos, 1992; Papamichos et Vardoulakis, 1995; Tronvoll et al., 1993; Vermeer, 1986; Vardoulakis, 1995). Ces modifications de la loi d'écoulement plastique résultent en des changements significatifs dans la réponse du matériau.
Papamichos et Vardoulakis (1995) et Vardoulakis (1995), par exemple, ont développé une théorie de plasticité non-coaxiale. Leurs résultats théoriques obtenus sur l'orientation des bandes de cisaillement et leur initiation sont en bon accord avec les observations faites lors d'essais biaxiaux sur le sable. En suivant Papamichos et al., on considère ici un modèle élastoplastique non-coaxial compatible qui peut être vu comme un modèle d'écrouissage mixé où la partie isotrope de l'écrouissage est basée sur la théorie d'écoulement coaxial plastique, et où la partie cinématique est basée sur la loi d'écrouissage de Prager modifiée.
Dans la plus simple loi d'écoulement hypoplastique, en plus du terme coaxial, il y a un terme non coaxial. L'équation est modifiée comme suit :

$\dot{e}_{ij}^{\,p} = A_1 m_{ij} + A_2 n_{ij}$ (5.12)

A_2 est une fonction invariante de la contrainte et de son taux
n est le vecteur dans l'espace des contraintes normal à m.

$$n_{ij} = \dot{S}_{ij} - m_{kl}\,\dot{S}_{kl}\,m_{ij} = \dot{S}_{ij} - \frac{S_{kl}S_{ij}}{2T^2}\dot{S}_{kl} \qquad (5.13)$$

En remplaçant l'expression de m_{ij} et de n_{ij} , on obtient que $m_{ij}n_{ij} = 0$

Notons que pour un chargement proportionnel : $\dot{S}_{ij} = \lambda m_{ij}$ soit $n_{ij} = 0$ et la contribution du terme non coaxial dans l'équation est nul.
La surface de charge ou critère de plasticité est supposée irrégulière dans l'état de contrainte et au lieu d'une réponse élastique, Rice postule que la réponse de la roche à des incréments de contraintes dans la direction tangentielle est gouvernée par le module d'écrouissage. On introduit ici également la contrainte réduite τ_{ij}.

$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{\,e} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p}$ (5.14)

L'équation 5.14 représente la décomposition en une partie élastique et une partie plastique.

$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\,e}$ est relié à $\dot{\sigma}_{ij}$ par la loi de Hooke généralisée. Cette théorie non coaxiale est basée sur le fait que la loi d'écoulement peut être modifiée en supposant que le tenseur de taux de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_{ij}^{\,p}$ est décomposable en deux parties, une partie parallèle (coaxiale)

au tenseur des contraintes réduit τ_{ij} : $\dot{\varepsilon}_{ij}^{pc}$ et une autre perpendiculaire (normale) à τ_{ij} : $\dot{\varepsilon}_{ij}^{pn}$.

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{pc} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pn} \qquad (5.15)$$

Le tenseur des vitesses de déformation plastique coaxial contribue à la dissipation locale. En revanche, le tenseur des vitesses de déformation plastique normale est neutre. Cela met en relief le fait que la vitesse de déformation normale est irréversible comme l'ont noté Rudnicki et Rice (1975) en contradiction avec la théorie de déformation de Vardoulakis et Sulem (1993) qui considèrent le tenseur des vitesses de déformation plastique normal comme une partie du tenseur des vitesses de déformation élastique, donc réversible.

En accord avec la théorie d'écoulement plastique classique, la partie coaxiale du tenseur des vitesses de déformation plastique est exprimé par une loi d'écoulement non associée coaxiale de la forme :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{pc} = \dot{\psi}\frac{\delta Q}{\delta \tau_{ij}} \qquad (5.16)$$

avec $Q = Q(\tau_{ij}, \beta)$ (5.17)

Q est la fonction potentielle plastique

$\dot{\psi}>0$: fonction scalaire : taux du paramètre d'écrouissage.

Le tenseur des taux de déformation normale plastqiue est exprimé par une loi d'écoulement non-coaxiale de la forme (Rudnicki et Rice, 1975; Stören et Rice, 1975) :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{pn} = \frac{1}{h_1}\dot{n}_{ij} \qquad (5.18)$$

avec $\dot{n}_{ij} = \dot{t}_{ij} - \frac{t_{ij}t_{kl}}{2\tau^2}\dot{t}_{kl}$ (5.19)

où h_1 est le taux d'écrouissage dans la direction normale au tenseur des contraintes réduit τ_{ij} .

Notons que $\dot{n}_{ij}$ n'est pas la dérivée temporelle matérielle d'un tenseur n_{ij}.

$$t_{kk} = \tau_{kk} - \frac{\tau_{kk}}{3}\delta_{kk} = 0 \qquad (5.20)$$

$$\dot{n}_{kk} = \dot{t}_{kk} - \frac{t_{kl}t_{kk}\dot{t}_{kl}}{2\tau^2} = 0 \qquad (5.21)$$

d'où :

$$\dot{n}_{kk} = 0$$

$$n_{ij}\frac{t_{ij}}{\tau} = \dot{t}_{ij}\frac{t_{ij}}{\tau} - \frac{t_{kl}t_{ij}\dot{t}_{kl}t_{ij}}{2\tau^2 \times \tau} = 0 \; d'où \qquad (5.22)$$

$$\frac{n_{ij}t_{ij}}{\tau} = 0$$

$$\dot{e}_{ij}^{p} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{p} - \frac{1}{3}\dot{\varepsilon}_{kk}^{p} = (\dot{\psi}\frac{\partial Q}{\partial \tau_{ij}} + \frac{1}{h_1}n_{ij}) - \frac{1}{3}(\dot{\psi}\frac{\partial Q}{\partial \tau_{kk}} + \frac{1}{h_1}n_{kk})\delta_{ij} = \dot{\psi}(\frac{\partial Q}{\partial \tau_{ij}} - \frac{1}{3}\frac{\partial Q}{\partial \tau_{kk}}\delta_{ij}) + \frac{1}{h_1}n_{ij}$$

$$\dot{e}_{ij}^{p} = \lambda\frac{t_{ij}}{2\tau} + \frac{n_{ij}}{h_1} \qquad (5.23)$$

$\dot{e}_{ij}^{p}$ n'est plus dans la même direction que t_{ij}.

$$\tau_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^{pn} = (t_{ij} + t_{kk}\frac{\delta_{ij}}{3})\frac{1}{h_1}\dot{n}_{ij} \qquad (5.24)$$

d'où $\tau_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^{pn} = 0$ (5.25)

Par conséquent, $\dot{\varepsilon}_{ij}^{pn}$ ne travaille pas avec la contrainte réduite τ_{ij}. Cela justifie l'hypothèse que le paramètre d'écrouissage μ est une fonction uniquement de γ^{pc} définie comme suit :

$$\dot{\gamma}^{pc} = (2\, \dot{e}_{ij}^{pc}\, \dot{e}_{ij}^{pc})^{\frac{1}{2}} \qquad (5.26)$$

$$\gamma^{pc} = \int \dot{\gamma}^{pc} dt \qquad (5.27)$$

L'équation 5.27 représente l'intensité de déformation de cisaillement plastique coaxiale accumulée pour un modèle de matériau linéaire de Mohr-Coulomb, cohésif/frottant à écrouissage isotrope.

$$F = F(\tau_{ij}, \mu) = \bar{\tau} - \mu(q - p) \qquad (5.28)$$

F est la fonction de charge.

$$Q = Q(\tau_{ij}, \beta) = \bar{\tau} - \beta(\hat{q} - p) \qquad (5.29)$$

Q est le potentiel plastique.

avec $\mu = \mu(\gamma^{pc})$ (5.30)

μ est le coefficient de frottement mobilisé.

$\beta = \beta(\gamma^{pc})$ (5.31)

β est le coefficient de dilatance

Dans ce cas, la condition de compatibilité de Prager devient :

$$\dot{F} = \frac{\delta F}{\delta \tau_{ij}} \dot{\tau}_{ij} + \frac{\delta F}{\delta \mu} \dot{\mu} = \frac{\delta F}{\delta \tau_{ij}} (\dot{\sigma}_{ij} - \dot{\alpha}_{ij}) + \frac{\delta F}{\delta \mu} \dot{\mu} = 0 \qquad (5.32)$$

Le modèle de plasticité non coaxial est rendu complet en considérant la loi d'évolution suivante pour le tenseur des contraintes relatif α_{ij}. Cette évolution est exprimée par une loi d'écrouissage de Prager modifiée qui suppose une dépendance linéaire de $\dot{\alpha}_{ij}$ en $\dot{\varepsilon}_{ij}^{pm}$.

$$\dot{\alpha}_{ij} = c\, \dot{\varepsilon}_{ij}^{pm} \qquad (5.33)$$

où $c = c(\gamma^{pc}, \delta)$ est une fonction du paramètre d'écrouissage. Elle est supposée être une fonction de γ^{pc} et δ. Le paramètre δ est défini comme la distance radiale entre l'état de contrainte courant τ_{ij} et la surface de charge courante $F(\tau_{ij},\mu)=0$.

Pour le paramètre d'écrouissage $\mu=\mu(\gamma^{pc})$, on a la relation :

$$\dot{\mu} = \frac{d\mu}{d\gamma^{pc}} \dot{\gamma}^{pc} = \dot{\psi} ht \qquad (5.34)$$

avec $ht = \dfrac{d\mu}{d\gamma^{pc}}$ (5.35)

h_t est le module d'écrouissage tangent de la courbe $\mu = \mu(\gamma^{pc})$.

Notons que :

$$\frac{\partial F}{\partial \tau_{ij}} \dot{\alpha}_{ij} = \frac{c}{h_1} \left(\frac{t_{ij}}{2\bar{\tau}} + \frac{1}{2}\mu\delta_{ij}\right) \dot{n}_{ij} = 0 \qquad (5.36)$$

et $\dfrac{\delta F}{\delta \tau_{ij}} C_{ijkl}^{e} \dot{\varepsilon}_{kl}^{pn} = 0$ (5.37)

car $\dot{\alpha}_{ij}$ et ε_{ij}^{pn} sont perpendiculaires à τ_{ij}.

La condition de compatibilité peut être réécrite comme suit :

$$\dot{F} = \frac{\delta F}{\delta \tau_{ij}} C_{ijkl}^{e}\, \dot{\varepsilon}_{kl} - \bar{h}\, \dot{\psi} = 0 \qquad (5.38)$$

avec $\bar{h} = \dfrac{\delta F}{\delta \tau_{ij}} C_{ijkl}^{e} \dfrac{\delta Q}{\delta \tau_{kl}} - \dfrac{\delta F}{\delta \mu} ht$ (5.39)

On peut alors tirer :

$$\dot{\psi} = \frac{1}{\bar{h}} \frac{\delta F}{\delta \tau_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.40)$$

L'équation 5.40 représente la fonction scalaire.

Le tenseur des vitesses de déformation plastique $\dot{\varepsilon}^{pc}_{ij}$ peut être déterminé à partir de la loi d'écoulement :

$$\dot{\varepsilon}^{pc}_{ij} = \frac{\prec 1 \succ}{\bar{h}} \frac{\partial Q}{\partial \tau_{ij}} \frac{\partial F}{\partial \tau_{st}} C^e_{stkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.41)$$

avec :

$$\prec 1 \succ = 1 \text{ si } F = 0 \text{ et } \frac{\partial F}{\partial \tau_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} > 0 \qquad (5.42)$$

$$\prec 1 \succ = 0 \text{ si } F < 0 \text{ ou } F = 0 \text{ et } \frac{\partial F}{\partial \tau_{ij}} C^e_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \leq 0.$$

Le tenseur des taux de déformation plastique normale $\dot{\varepsilon}^{pn}_{ij}$ est exprimé en terme de taux de déformation total $\dot{\varepsilon}_{ij}$ et le taux de déformation plastique total $\dot{\varepsilon}^{p}_{ij}$:

$$\dot{\varepsilon}^{pn}_{ij} = \frac{1}{h_1} [k_{ijmn}]^{-1} N_{mnst} C^e_{stkl} (\dot{\varepsilon}_{kl} - \dot{\varepsilon}^p_{kl}) \qquad (5.43)$$

avec $$N_{ijkl} = \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk} - \delta_{ij}\delta_{kl} - \frac{t_{ij} t_{kl}}{\bar{\tau}^2} \qquad (5.44)$$

et $$K_{ijkl} = \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk} + \frac{c}{h_1} N_{ijkl} \qquad (5.45)$$

soit $$\dot{\varepsilon}^{pn}_{ij} = \frac{1}{h_1} N_{ijkl} \dot{\tau}_{kl} = \frac{1}{c + h_1} N_{ijkl} \dot{\sigma}_{kl} = \frac{1}{2G_s + c + h_1} N_{ijrt} C^e_{rtkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.46)$$

On peut alors écrire le tenseur des vitesses de déformation plastique total en fonction du tenseur des vitesses de déformation total :

$$\dot{\varepsilon}^{p}_{ij} = [L_{ijmn}]^{-1} R_{mnst} C^e_{stkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.47)$$

avec $$L_{ijkl} = \frac{1}{2}(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) + \frac{1}{h_1} [K_{ijmn}]^{-1} N_{mnst} C^e_{stkl} \qquad (5.48)$$

et $$R_{ijkl} = \frac{\prec 1 \succ}{\bar{h}} \frac{\delta Q}{\delta \tau_{ij}} \frac{\delta F}{\delta \tau_{klj}} \frac{\delta F}{\delta \tau_{kl}} + \frac{1}{h_1} [K_{ijmn}]^{-1} N_{mnkl} \qquad (5.49)$$

soit $$\dot{\varepsilon}^{p}_{ij} = \left(\frac{\prec 1 \succ}{\bar{h}} \frac{\partial Q}{\partial \tau_{ij}} \frac{\partial F}{\partial \tau_{rt}} + \frac{1}{2G_s + c + h_1} N_{ijrt}\right) C^e_{rtkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.50)$$

On obtient alors :

$$\dot{\sigma}_{ij} = C^{ep}_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} = (C^e_{ijkl} - C^e_{ijmn} (L_{mnpq})^{-1} R_{pqst} C^e_{stkl}) \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.51)$$

avec $$C^p_{ijkl} = C^{ep}_{ijkl} - C^e_{ijkl} = -C^e_{ijmn} [L_{mnpq}]^{-1} R_{pqst} C^e_{stkl} \qquad (5.52)$$

C^{ep}_{ijkl} : tenseur rigidité tangent élasto-plastique

C^{p}_{ijkl} : tenseur rigidité tangent plastique.

Ces hypothèses résultent en les modifications suivantes du tenseur constitutif plastique (Sulem et al., 1998) :

$$C^p_{ijkl} = C^e_{ijmn} \left(\frac{\prec 1 \succ}{\bar{h}} \frac{\partial Q}{\partial \tau_{mn}} \frac{\partial F}{\partial \tau_{rs}} + \frac{1}{2G_s + c + h_1} N_{mnrs}\right) C^e_{rskl} \qquad (5.53)$$

ou encore :

$$C^p_{ijkl} = C^e_{ijmn} \frac{\prec 1 \succ}{h} \frac{\delta Q}{\delta \tau_{mn}} \frac{\delta F}{\delta \tau_{rs}} C^e_{rskl} + \frac{C^e_{ijmn} N_{mnrs} C^e_{rskl}}{2G_s + c + h_1} \qquad (5.54)$$

(terme coaxial) (terme supplémentaire)

Cette modification apportée à la théorie d'écoulement plastique coaxiale classique se traduit par l'introduction d'un terme additionnel au tenseur de rigidité plastique, qui exprime le caractère non-coaxial du modèle. Comme conséquence de la loi d'écoulement non coaxiale, la déformation plastique normale n'est générée que lors de la rotation de la contrainte principale. Pour des chemins de chargement sans rotation de contrainte principale, seule la déformation plastique coaxiale est générée, le modèle est ainsi réduit à une loi d'écoulement coaxiale ordinaire. La modification apportée à la théorie d'écoulement plastique classique résulte donc en un module de cisaillement G_* différent du module élastique de cisaillement.

$C^p_{1212} = G_* = \xi G_s$ (5.55)

$\xi = 1$ pour le modèle coaxial

$\xi = \frac{c + h_1}{2G_s + c + h_1} < 1$ pour le modèle non-coaxial.

Le résultat de l'analyse de bifurcation en bande de cisaillement va sensiblement dépendre de G_* ainsi que du coefficient de non-coaxialité ξ.

Remarquons que dans la présentation de Sulem, Vardoulakis et Papamichos (1993), au lieu du terme non coaxial $\frac{n_{ij}}{h_1}$, on prend un terme coaxial non linéaire supplémentaire :

$$\dot{e}^p_{ij} = \frac{\lambda t_{ij}}{2\tau} + \frac{(n_{kl} n_{kl})^{\frac{1}{2}}}{h_1 \tau} t_{ij} \qquad (5.56)$$

$$C_{ijkl} = C^e_{ijkl} - C^p_{ijkl} + C^t_{ijkl} \qquad (5.57)$$

avec $C^t_{ijkl} = \pm \frac{1}{h_1} \left[\frac{t_{ij}}{\tau} - \frac{(\frac{t_{ij}}{\tau} + \frac{k}{G} \beta \delta_{ij})}{H} \right] C_{12kl}$ (5.58)

La matrice de rigidité tangente devient comme suit. K et G sont les modules de compression et de cisaillement élastiques. Le signe + (resp. -) est pour le cas $\dot{\sigma}_{12} > 0$ (resp.< 0). Dans les simulations, les prédictions sont sensiblement améliorées.

V.5/ PREDICTIONS DE L'ORIENTATION DE LA BANDE DE CISAILLEMENT

La détermination des paramètres non coaxiaux h_1 et c du modèle de plasticité non coaxial exige des tests où les axes de contraintes principales ont une rotation, comme par exemple dans un cylindre creux en torsion. La solution du problème de la localisation des déformations en bande de cisaillement consiste à déterminer l'angle d'orientation de la bande de cisaillement θ_B et l'état d'initiation de cette bande de cisaillement caractérisé par l'intensité du déviateur des déformations plastiques g^p_B . On montre que par une sélection appropriée des coefficients de non-coaxialité ξ , la prédiction de la formation des bandes de cisaillement peut être optimisé dans le sens où l'on pourra obtenir un couple (θ_B, g^p_B) le plus proche possible des résultats expérimentaux. On juge le modèle quant à sa capacité à prédire correctement

l'initiation et l'inclinaison de la bande de cisaillement pour des essais de compression. L'analyse de bifurcation peut donc être utilisée pour spécifier la valeur du paramètre non coaxial ξ à l'état de bifurcation. L'information expérimentale pour l'angle d'orientation de la bande de cisaillement θ_B est utilisée ici pour la calibration de ξ qui est interpolé de telle façon que les résultats expérimentaux concernant θ_B soient reproduits au mieux.
Voici un rappel des valeurs d'orientation obtenues expérimentalement pour les différentes pressions de confinement :

Pression de confinement (MPa)	θexp (°)
7	65.5
14	64.4
28	60.4
42	48.6

Le couple (θ_B, g_B^p) varie par rapport au coefficient de non-coaxialité ξ. Par une sélection appropriée du coefficient de non-coaxialité ξ et du paramètre de dilatance d, on ajuste les valeurs théoriques de θ_B et de g_B^p aux valeurs expérimentales (figures 5.4.2, 5.4.3). θ_B représentant l'orientation de la bande de cisaillement et g_B^p représentant la valeur de la déformation déviatorique plastique au seuil de localisation.

Figure 5.4.2 : Influence de la dilatance sur l'orientation de la bande. Exemple de l'essai K62 réalisé à 28 MPa de pression de confinement (résultat théorique).

Figure 5.4.3 : Influence du coefficient de non-coaxialité sur l'orientation de la bande. Exemple de l'essai K62 réalisé à 28 MPa de pression de confinement (résultat théorique).

On a constaté que l'orientation de la bande θ est d'autant plus importante que les valeurs des paramètres ξ et d sont grandes. Récapitulons les résultats obtenus (figure 5.4.4) :

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	ξ	d	g^p_B	θ_B th (°)	θ_B exp (°) (gamme)	θ_B exp (°) (moyenne)
K17	7	0.33	0.9 (d = f)	0.68 e-2	62.65	62.5- 68.5	65.5
K48	14	0.335	0.85	0.85 e-2	64.6	62- 67	64.4
K62	28	0.42	0.55	0.73 e-2	60.6	56.5- 62	60.4
K99	42	1	0	0.63 e-2	51	44.5- 52.7	48.6

Figure 5.4.4 : Comparaison des valeurs expérimentales et théoriques de l'orientation de bande pour différentes pressions de confinement.

La dilatance est donc évaluée à partir de l'analyse de bande de cisaillement. Rappelons que la déformation volumique est la combinaison de phénomène de dilatance dû au glissement de cisaillement et au phénomène de compaction dû à la contrainte moyenne. La sensibilité à la pression des déformations volumiques plastiques indique qu'il y a généralement une séparation en une partie due à la dilatance et une partie due à la compaction. Cette sensibilité peut être décrite par une dilatance qui diminue quand la pression de confinement augmente. C'est la tendance qui est observée. Les données montrent en effet que d dépend de la pression de confinement de chaque essai considéré. On observe qu'à faible pression de confinement, la roche se dilate fortement. Par contre, à forte pression de confinement, la dilatance de la roche diminue. Cette tendance a également été observée par Oulahna (1996).
On remarque également que ξ influence beaucoup γ_B correspondant au seuil de localisation. Le coefficient de non-coaxialité tend vers 1 (modèle coaxial) lorsque la pression de confinement augmente.
Finalement, d'après les résultats obtenus, on peut conclure que le modèle donne de bonnes prédictions. L'introduction de la notion de non-coaxialité et un choix adéquat du coefficient de non-coaxialité pour chaque pression de confinement a permis d'obtenir une bonne approximation de l'angle d'inclinaison des bandes de cisaillement. Les valeurs théoriques obtenues pour l'angle θ_B correspondent aux valeurs expérimentales mesurées. On peut donc en déduire que le modèle non-coaxial plastique est le mieux adapté à l'étude de la localisation des déformations en bandes de cisaillement pour le grès de Fontainebleau.

V.6/ PREDICTIONS DE L'EPAISSEUR DE LA BANDE DE CISAILLEMENT

V.6.1/ MODELE DU SECOND GRADIENT POUR LES ROCHES GRANULAIRES

Les théories classiques ne possèdent pas dans leur formulation de paramètre constitutif ayant la dimension d'une longueur (interne) de sorte que l'épaisseur de la bande de cisaillement est indéterminée. Dans le régime post-localisation, le comportement de l'échantillon est gouverné par le comportement du matériau à l'intérieur de la bande. La localisation des déformations conduit ainsi à un changement d'échelle du problème et nécessite la prise en compte des phénomènes mécaniques mis en jeu au niveau de la microstructure. Ceci est possible en ayant recours à des modèles de milieux continus d'ordres supérieurs ou milieux continus généralisés qui possèdent dans leur formulation des degrés de libertés cinématiques supplémentaires

comme les milieux de Cosserat et/ou des gradients de déformation d'ordres supérieurs. Les modèles de milieux continus généralisés contiennent dans leur description une ou plusieurs longueurs internes reliées à la microstructure du matériau. L'existence d'une longueur caractéristique interne permet d'évaluer l'épaisseur de la zone de localisation et de tenir compte des effets d'échelle dans les phénomènes de rupture (Muhlhaus et Vardoulakis, 1987; Vardoulakis et Sulem, 1995).

Les roches granulaires comme les grès présentent généralement un comportement de type élasto-plastique avec une phase d'écrouissage du frottement mobilisé le long de micro-fissures et de frontières intergranulaires et une phase de radoucissement en cohésion due à la formation de nouvelles micro-fissures et à la décohésion progressive de la roche conduisant à une perte de résistance à la traction. Ce comportement est modélisé simplement en supposant une surface de charge de type Coulomb avec une phase d'écrouissage isotrope (augmentation du coefficient de frottement f) jusqu'à la mobilisation d'un frottement maximal au délà duquel on a une phase de radoucissement cinématique décrite par la réduction progressive du paramètre de résistance à la traction q. Le caractère cinématique de la phase radoucissante peut être décrit en supposant que le critère de plasticité dépend d'une contrainte réduite $\tau = \sigma - \alpha$ (Prager, 1955, 1956; Vardoulakis et Frantziskonis, 1992) où α est une variable d'écrouissage tensorielle appelée contrainte interne. Prager (1955) propose une loi constitutive simple pour α sous la forme :

$$\dot{\alpha}_{ij} = r\,\dot{\varepsilon}^{p}_{ij}$$

où *r* peut s'exprimer en fonction du module de radoucissement en cohésion.

Cette équation peut être étendue pour tenir compte de l'effet de l'inhomogéneité des déformations associée au processus de décohésion et de radoucissement. Pour ce faire, un modèle simple consiste à prendre en compte le gradient des déformations plastiques dans la loi d'écrouissage sous la forme :

$$\dot{\alpha}_{ij} = r\,\dot{\varepsilon}^{p}_{ij} - C^{e}_{ijkl} l^2 \nabla^2 \dot{\varepsilon}^{p}_{kl} \qquad (5.59)$$

Cette loi d'écrouissage introduit un paramètre supplémentaire *l* ayant la dimension d'une longueur appelée longueur interne du matériau.

La détermination des équations constitutives incrémentales pour ce modèle se fait comme dans le cas classique à partir de la loi d'écoulement et de l'équation de consistance afin d'éliminer le multiplicateur plastique. Notons qu'ici, le multiplicateur plastique est solution d'une équation différentielle en raison de la présence des termes en gradient. Ces équations constitutives ont la forme suivante :

$$\dot{\sigma}_{ij} = C^{ep}_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl} - C^{p}_{ijkl} l^2 \nabla^2 \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.60)$$

où $C^{ep} = C^{e} - C^{p}$ est la matrice de rigidité élastoplastique classique.

On peut réécrire cette équation en suivant le formalisme de Mindlin :

$$\dot{\sigma}_{ij} = \dot{\sigma}^{(0)}_{ij} + \dot{\sigma}^{(1)}_{ij} \qquad (5.61)$$

avec $$\dot{\sigma}^{(0)}_{ij} = C^{ep}_{ijkl}\,\dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.62)$$

et $$\dot{\sigma}^{(1)}_{ij} = -C^{p}_{ijkl} l^2 \nabla^2 \dot{\varepsilon}_{kl} \qquad (5.63)$$

Le tenseur $\dot{\sigma}^{(0)}_{ij}$ coïncide avec le tenseur de contrainte de la théorie élastoplastique classique et correspond dans la terminologie de Mindlin au tenseur de contraintes de Cauchy.

Le tenseur $\dot{\sigma}^{(1)}_{ij}$ est interprété comme le tenseur de contraintes relatives.

On peut introduire un champ auto-équilibré de double-contraintes $\dot{m}_{ijk}$ proportionnel au

gradient de vitesse de déformation tel que :

$$\dot{\sigma}_{ij}^{(1)} + \partial_k \dot{m}_{ijk} = 0 \qquad (5.64)$$

avec $\dot{m}_{ijk} = C^p_{jkmn} l^2 \dot{c}_{imn}$ (5.65)

et $\dot{c}_{ijk} = \partial_i \dot{\varepsilon}_{jk}$ (5.66)

L'équation constitutive $\dot{\sigma}_{ij} = C^{ep}_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} - C^p_{ijkl} l^2 \nabla^2 \dot{\varepsilon}_{kl}$ décrit le comportement d'un milieu continu de Mindlin pour lequel la vitesse de macro-déformation et la vitesse de micro-déformation coïncident et le gradient de micro-déformation coïncide avec le gradient de déformation. Ce modèle introduit un paramètre supplémentaire unique, la longueur interne *l*.
Ce modèle du second gradient a été appliqué à notre étude et à l'évaluation de l'épaisseur de la bande de cisaillement.

V.6.2/ REGULARISATION DU PROBLEME DE RADOUCISSEMENT A L'INTERIEUR D'UNE BANDE DE CISAILLEMENT

Pour toute résolution de problème aux limites, il est important de s'enquérir de l'existence et de l'unicité de la solution. Sans entrer dans les détails des différents théorèmes d'unicité d'un problème aux limites dont on peut trouver l'exposé dans l'ouvrage de Vardoulakis et Sulem (1995), on s'intéresse ici au travail d'ordre 2 défini par :

$$\Delta_2 w = \Delta\sigma_{ij}\Delta\varepsilon_{ij} \qquad (5.67)$$

Une condition suffisante d'unicité exprime qu'en tout point du solide, le travail d'ordre 2 est positif. Cette condition est aussi appelée "condition de stabilité matérielle". Elle est plus forte que la positivité du tenseur acoustique correspondant qui assure que le système différentiel qui gouverne l'évolution incrémentale du problème aux limites considéré est elliptique.
Pour le modèle du second gradient présenté ci-dessus, le travail d'ordre 2 s'écrit :

$$\Delta_2 w = \sigma_{ij}^{(0)}\Delta\varepsilon_{ij} + \Delta m_{ijk}\Delta c_{ijk} = C_{ijkl}^{ep}\Delta\varepsilon_{ij}\Delta\varepsilon_{kl} + l^2 C_{jkmn}^{p}\Delta c_{imn}\Delta c_{ijk} \qquad (5.68)$$

Pour comprendre le rôle des gradients d'ordres supérieurs sur la restauration de la condition de stabilité matérielle dans le régime radoucissant, considérons le cas simple d'une configuration unidimensionnelle (Vardoulakis, 1994):

$$\dot{\varepsilon}_{ij} \to \dot{\gamma} = \nabla v \;; \qquad \dot{c}_{ijk} \to \dot{c} = \nabla\dot{\gamma} \qquad (5.69)$$

$$\dot{\sigma}_{ij}^{(0)} \to \dot{\tau}^{(0)} \;; \qquad \dot{m}_{ijk} \to \dot{m} \qquad (5.70)$$

$$C_{ijkl}^{ep} \to G - G^P \;; \qquad C_{ijkl}^{P} \to G^p = \frac{1}{1+h}G \qquad (5.71)$$

$$\dot{\tau}^{(0)} = (G - G^p)\dot{\gamma} \;; \qquad \dot{m} = G^p l^2 \dot{c} \qquad (5.72)$$

où G est le module de cisaillement élastique et $h = -h_s < 0$ $(0 < h_s << 1)$ est un module de radoucissement adimensionnel. Dans ce cas, le travail d'ordre 2 se réduit à :

$$\Delta_2 w = \frac{G}{1+h}(h\dot{\gamma}^2 + l^2(\nabla\dot{\gamma})^2) \qquad (5.73)$$

A l'intérieur de la bande de cisaillement, le comportement radoucissant du matériau rend le terme $h\dot{\gamma}^2$ négatif alors que le terme supplémentaire en gradient de déformation $l^2(\nabla\dot{\gamma})^2$ est toujours positif. Localement, en fonction du module de radoucissement h, la somme de ces deux termes peut devenir négative. Cependant, sous certaines restrictions, l'unicité globale peut être restaurée comme on le montre ci-dessous.
Considérons un système d'axes respectivement parallèle et normal à la bande de cisaillement. Soit $2d_B$ l'épaisseur de la bande. Les frontières de la bande de cisaillement ($y = \pm d_B$) séparent un domaine extérieur élastique (E) de la zone de localisation plastique (P) (figure 5.6.1).

Figure 5.6.1 : Configuration de la bande de cisaillement. (D'après Vardoulakis et Sulem, 1995).

Soit $\xi = \frac{y}{l}$ la coordonnée adimensionnelle perpendiculaire à l'axe de la bande. Le travail global d'ordre 2 qui représente l'intégrale sur le volume considéré de $\Delta_2 w$ peut être séparée en deux parties, l'une calculée sur le domaine (E) et l'autre sur le domaine (P):

$$\mathrm{I} = \int_{\mathrm{V}} \Delta_2 \mathrm{w} d\mathrm{V} = \mathrm{I}_{\mathrm{E}} + \mathrm{I}_{\mathrm{P}} \qquad (5.74)$$

Dans la zone élastique, le travail d'ordre 2 est positif de sorte qu'une condition suffisante d'unicité globale devient $I_P > 0$ avec :

$$I_p = \int_{-\xi_B}^{\xi_B} \frac{G}{1+h}(h\dot{\gamma}^2 + (\frac{d\dot{\gamma}}{d\xi})^2) d\xi \;\; ; \quad \xi_B = \frac{d_B}{l} \qquad (5.75)$$

On montre par l'analyse de bandes de cisaillement que la solution du taux de déformation a un terme dominant de la forme:

$$\dot{\gamma} \approx \dot{\gamma}_0 \cos(q\xi) \quad ; \quad q = \frac{\pi}{2\xi_B} \qquad (5.76)$$

La positivité de l'intégrale I_P devient:

$$I_P \approx G\gamma_0^2(-h_s + q^2)\xi_B > 0 \Rightarrow h_s < h_{s\max} \qquad (5.77)$$

$$h_{s\max} = (\frac{\pi}{2}\frac{l}{d_B})^2 \qquad (5.78)$$

On obtient donc une valeur maximale pour le module de radoucissement. La condition globale de régularité est donc restaurée si l'épaisseur de la bande de cisaillement reste inférieure à une valeur maximale :

$$2d_{B\max} = \frac{\pi}{\sqrt{h_s}} l. \qquad (5.79)$$

L'épaisseur de la bande de cisaillement est une grandeur physique directement observable et mesurable expérimentalement. La condition $h_{s\max} = (\frac{\pi}{2}\frac{l}{d_B})^2$ signifie donc que l'introduction des termes de gradients dans l'expression du travail d'ordre 2 régularise le problème mathématique du radoucissement h_s dans la mesure où le module de radoucissement et la longueur matérielle introduite l sont tels que :

$$h_s \prec h_{s\max} = (\frac{\pi}{2}\frac{l}{d_B})^2 \qquad (5.80)$$

En conclusion, nous avons présenté ici un exemple d'application de la théorie des milieux continus généralisés à des matériaux à microstructure. Cette approche permet d'étendre le domaine de validité de la représentation continue d'un milieu discontinu en captant quelques traits dominants de l'influence du comportement micromécanique sur l'évolution macroscopique du solide considéré. Ces milieux continus généralisés contiennent dans la formulation des relations de comportement une ou plusieurs longueurs internes reliées à la géométrie de la microstructure. L'existence d'une longueur caractéristique interne permet d'évaluer l'étendue de la zone de localisation et de tenir compte des effets d'échelle dans les phénomènes de rupture (Muhlhaus et Vardoulakis, 1987; Vardoulakis et Sulem, 1995). L'évaluation expérimentale de ces longueurs internes est un problème central. La mesure de l'épaisseur de la zone de localisation, la mise en évidence d'un effet d'échelle dans la réponse d'un échantillon à une sollicitation donnée apportent quelques réponses à cette question (Lakes, 1995; Sulem et Vardoulakis, 1998). Par ailleurs, ces modèles permettent de régulariser les équations mathématiques qui gouvernent l'évolution d'un solide présentant un comportement radoucissant et conduisent à des calculs numériques robustes.

V.6.3/ ANALYSE DE BANDE DE CISAILLEMENT

Nous allons citer ici l'analyse de bande de cisaillement effectuée par Vardoulakis et Sulem (1995). Considérons les équations différentielles qui gouvernent l'équilibre continu d'une configuration donnée C d'un corps de sol :

$$\begin{aligned} &\partial_1 \dot{\sigma}_{11} + \partial_2 \dot{\sigma}_{21} = 0 \qquad (5.81)\\ &\partial_1 \dot{\sigma}_{12} + \partial_2 \dot{\sigma}_{22} = 0 \end{aligned}$$

On suppose qu'à C, les champs de contrainte initiale et le paramètre d'écrouissage varie lentement dans l'espace. En conséquence, les composantes des tenseurs de rigidité $L^{ep}_{\alpha\beta\gamma\delta}$ et $L^{p}_{\alpha\beta\gamma\delta}$ peuvent être considérées comme constantes. Par commodité, les équations sont écrites dans le système de coordonnées des axes principaux du tenseur de contrainte dans C. Sous conditions de chargement, on obtient les équations constitutives suivantes :

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{11} &= L^u_{1111}\dot{\varepsilon}_{11} + L^u_{1122}\dot{\varepsilon}_{22} - M_{11}\nabla^2\dot{\varepsilon}_{11} - M_{12}\nabla^2\dot{\varepsilon}_{22} \qquad (5.82)\\ \dot{\sigma}_{22} &= L^u_{2211}\dot{\varepsilon}_{11} + L^u_{2222}\dot{\varepsilon}_{22} - M_{21}\nabla^2\dot{\varepsilon}_{11} - M_{22}\nabla^2\dot{\varepsilon}_{22}\\ \dot{\sigma}_{12} &= \dot{\sigma}_{21} = 2G\dot{\varepsilon}_{12} \end{aligned}$$

où L^u_{ijkl} sont les composantes du tenseur de rigidité du solide de "limite supérieure" et

$$\begin{aligned} M_{11} &= l^2 G(k\mu+1)(k\beta+1)/h^* \qquad (5.83)\\ M_{12} &= l^2 G(k\mu+1)(k\beta-1)/h^*\\ M_{21} &= l^2 G(k\mu-1)(k\beta+1)/h^*\\ M_{22} &= l^2 G(k\mu-1)(k\beta-1)/h^* \end{aligned}$$

L'introduction de ces expressions dans les équations d'équilibre résulte en un système d'équations différentielles partielles pour les composantes de vitesse v_i :

$$M_{11}\nabla^2(\partial^2_{11}v_1) + M_{12}\nabla^2(\partial^2_{21}v_2) - L_{1111}\partial^2_{11}v_1 - G\partial^2_{22}v_1 - (L_{1122}+G)\partial^2_{12}v_2 = 0 \qquad (5.84)$$

$$M_{21}\nabla^2(\partial^2_{12}v_1) + M_{22}\nabla^2(\partial^2_{22}v_2) - (L_{2211}+G)\partial^2_{12}v_1 - G\partial^2_{11}v_2 - L_{2222}\partial^2_{22}v_2 = 0$$

Ces équations différentielles partielles constituent une perturbation singulière des équations classiques, dans le sens où elles se réduisent aux équations classiques si la longueur matérielle *l* est autorisée à aller à zéro.
Si on veut déterminer si les bandes de cisaillement existent ou non, on doit étudier l'équilibre d'un coté à l'autre de deux plans adjacents, à une distance $2d_B$ qui correspond aux limites de la bande de cisaillement. Avec l'hypothèse que $l/d_B = 0(1)$, les dérivées de plus grand ordre deviennent essentielles. L'épaisseur de bande de cisaillement 2dB est appelée alors une longueur interne du problème. Le système de coordonnées (x_1 , x_2) est choisi de tel façon que l'axe x_1 coïncide avec la contrainte principale mineure σ_1 dans C. Supposons que la bande de cisaillement forme un angle θ avec l'axe x_1 (figure 5.6.2). Un nouveau système de coordonnées (x, y) = ($n_2x_1 + n_1x_2$, $-n_1x_1 + n_2x_2$) est introduit avec ses axes parallèle et normal à la bande de cisaillement, où (n_1 ,n_2) = ($-\sin\theta$, $\cos\theta$) est le vecteur unitaire qui est normal à l'axe de la bande de cisaillement. En supposant que toutes les propriétés de champ reliées à la bande de cisaillement formée ne dépend pas de la coordonnée longitudinale x et en notant $(\cdot)' = \partial/\partial y$, les équations ci-dessous se réduisent au système d'équations différentielles :

$$M_{11}n_1^2 v_1^{(4)} + M_{12}n_1n_2 v_2^{(4)} - \Gamma_{11}v_1'' - \Gamma_{12}v_2'' = 0 \qquad (5.85)$$

$$M_{21}n_1n_2 v_1^{(4)} + M_{22}n_2^2 v_2^{(4)} - \Gamma_{21}v_1'' - \Gamma_{22}v_2'' = 0$$

où $\Gamma_{\alpha\beta}$ est le tenseur acoustique 2D :

$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} L_{1111}n_1^2 + Gn_2^2 & (L_{1122}+G)n_1n_2 \\ (L_{2211}+G)n_1n_2 & Gn_1^2 + L_{2222}n_2^2 \end{bmatrix} \qquad (5.86)$$

Figure 5.6.2 : Echantillon avec bande de cisaillement. (D'après Vardoulakis et Sulem, 1995).

En cherchant des solutions périodiques, on a :

$$v_\alpha = c_\alpha \sin(Qy) \qquad (5.87)$$

et le système suivant :

$$\begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ & \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = [0] \qquad (5.88)$$

où $$[b_{ij}] = \begin{bmatrix} M_{11}n_1^2Q^4 + \Gamma_{11}Q^2 & M_{12}n_1n_2Q^4 + \Gamma_{12}Q^2 \\ & \\ M_{21}n_1n_2Q^4 + \Gamma_{21}Q^2 & M_{22}n_2^2Q^4 + \Gamma_{22}Q^2 \end{bmatrix} \qquad (5.89)$$

Pour des solutions non-triviales, l'équation matricielle résulte dans la condition suivante pour l'épaisseur de bande de cisaillement :

$$2d_B = \pi / Q \qquad (5.90)$$

$$(Ql)^2 = -a_1(n_1, n_2) / a_0(n_1, n_2) \qquad (5.91)$$

où $a_1 = \det(\Gamma_{\alpha\beta})$ (5.92)

$$a_0 = R_{11}\Gamma_{22}n_1^2 - (R_{21}\Gamma_{12} + R_{12}\Gamma_{21})n_1n_2 + R_{22}\Gamma_{11}n_2^2 \quad ; \quad R_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta} / l^2 \qquad (5.93)$$

Il est important de noter que $a_1 = \det(\Gamma_{\alpha\beta})$ est une forme quadratique dans l'orientation n_α et que la condition $\det(\Gamma_{\alpha\beta}) = 0$ coïncide avec la condition de bifurcation classique

$$L_{1111}n_1^4 + ((1/G)(L_{1111}L_{2222} - L_{1122}L_{2211}) - L_{1122} - L_{2211})n_1^2n_2^2 + L_{2222}n_2^4 = 0 \qquad (5.94)$$

Avant la bifurcation classique et pour tout n_α , a_1 (n_1 , n_2) > 0, alors que $a_1 < 0$ pour tout état passé le point de bifurcation critique classique. Par ailleurs, a_0 est toujours positif $a_0 > 0$, ce qui veut dire que le système d'équations différentielles partielles est toujours elliptique, à l'opposé du système classique d'équations qui change du type elliptique au type hyperbolique au point de bifurcation classique.
Vardoulakis et Sulem (1995) ont conclu et ce sont des résultats qualitatifs bien établis (figure 5.6.3) :
(a) qu'avant le point de bifurcation classique, il n'y a pas de solution réelle pour l'épaisseur de bande de cisaillement.
(b) qu'au point de bifurcation classique, l'épaisseur de bande de cisaillement est infinie en comparaison avec la longueur matérielle l , décroissant rapidement dans le régime post-bifurcation. La déformation localise rapidement dans le régime post-bifurcation.

Figure 5.6.3 : Evolution de l'épaisseur de bande de cisaillement dans le régime post-bifurcation.
(a) $2R = d_{50\%}$, (b) $2R = 2d_{50\%}$.

Afin de fournir une estimation du longueur matérielle l , Vardoulakis et Sulem (1995) ont analysé des résultats expérimentaux d'un test biaxial réalisé sur un sable finement grenu d'Oestershelde. La bifurcation se produit à une déformation de cisaillement plastique critique de $\gamma_B^P \approx 2.7\%$ avec $\phi_B = 43.4°$, $\psi_B = 16°$ et l'inclinaison correspondante de la bande de cisaillement $\theta_B = 59.2°$
Les radiographies aux rayons X des échantillons du sable d'Oestershelde considéré révèlent que l'épaisseur de bande est d'environ 18.5 fois le diamètre moyen de grain $d_{50\%}$.
Selon la figure ci-dessus, la longueur matérielle *l*c est telle que $l_c = R/\sqrt{8}$ soit $l_c \approx d_{50\%}/4$.

V.6.4/ PRESENTATION DES RESULTATS

q est considéré constant avant le pic d'angle de frottement mobilisé φ_m puis décroît avec g^p. Cette évolution dans le régime post-pic du paramètre q décrit le caractère cinématique du radoucissement. En se basant sur les six mesures radiales, on doit évaluer pour chaque test pour les données post-pic la limite d'homogénéité du test. On évalue alors le paramètre q dans le régime radoucissant avant ces points limites. Dans les essais que nous avons réalisés, le seuil de localisation se situe avant le pic, le paramètre q reste difficile à évaluer. Oulahna (1996) a interpolé son évolution comme suit :

$q = q_0$ pour $0 \le g^p \le g_p^p$ (5.95)

$q = q_0 - C_q (g^p - g_p^{pic})^2$ pour $g^p \ge g_p^p$

d'où $dq = 2C_q (g_p - g_p^{pic})$ module tangent de radoucissement

Soit D_{50} la taille moyenne des grains. Sa valeur a déjà été évaluée de façon très précise à partir des observations des microphotographies réalisées au MEB.
D_{50} = 0,21 mm correspond à la taille d'un grain.
Soit $2d_B$ l'épaisseur de bande.

Le taux de radoucissement $h_q = \dfrac{dq}{dg^p}$ est évalué pour les différentes pressions de confinement.

numéro de l'essai	pression de confinement (MPa)	ξ	d	$2d_B$ (mm)	$2d_B / D_{50}$	h_q
K17	7	0,33	(d=f) 0,9	1,17	5,57	-6640
K48	14	0,335	0,85	0,8	3,81	-6650
K62	28	0,42	0,55	0,66	3,14	-6640

K99	42	1	0	0,53	2,52	-6630

On arrive donc à la conclusion que la valeur $\frac{dq}{dg^p}$, déterminée pour une valeur donnée de l'épaisseur de bande, est indépendante de la pression de confinement. Elle est de l'ordre de $h_q = \frac{dq}{dg^p} = -6640$ (figure 5.6.4).

Figure 5.6.4 : Tracé de $\frac{2d_B}{D_{50}}$ en fonction de $h_q = \frac{dq}{dg^p}$ pour les différentes pressions de confinement.

Soit l_c la longueur interne. On a la relation suivante entre la longueur interne et l'épaisseur de la bande :

$$l_c = \frac{2d_B}{\lambda^*} = \frac{2d_B}{\pi . q_R} \qquad (5.96)$$

Si on fixe $\frac{dq}{d\gamma^p} = -6640$, on a alors :

pression de confinement (MPa)	πq_R	$2d_B$ (mm)	l_c (mm)
7	26,55	1,17	0,0440
14	21,6	0,8	0,0370
28	17,85	0,66	0,0369
42	14,2	0,53	0,0373

Ce qui montre bien que l_c est indépendant de la pression de confinement.
Par ailleurs, la longueur interne est un multiple de la taille des grains (Vardoulakis et Sulem, 1995) : $l_c = \frac{D_{50}}{2\sqrt{8}} \approx \frac{D_{50}}{6}$ $(\sqrt{8} \approx 2.828)$

comme D_{50} = 0,21 mm, on a donc l_c = 0,037 mm.
On retrouve donc à partir de cette équation la valeur de la longueur interne.
Si on considère maintenant cette valeur de la longueur interne l_c = 0,037 mm et si dq est fixé à

la valeur dq = -6640, alors sachant que $l_c = \frac{2d_B}{\pi.q_R}$, on a à partir des valeurs de l_c et de πq_R une estimation de $2d_B = l_c \times \pi q_R$

pression de confinement (MPa)	πq_R	l_c (mm)	$2d_B$ calculée	$2d_B$ expérimentale
7	26,55	0,037	0,982	1,17
14	21,6	0,037	0,799	0,8
28	17,85	0,037	0,66	0,66
42	14,2	0,037	0,525	0,53

CHAPITRE VI : CONCLUSION

L’enjeu de ce travail était l’étude du phénomène de radoucissement d’une roche à partir de l’observation des modes de localisation des déformations. Il a comporté une partie expérimentale importante qui a permis de caractériser à la fois le comportement pré-localisation et la formation des bandes de cisaillement. Il a également comporté une partie de modélisation contenant l’étalonnage d’un modèle de comportement pour le grès de Fontainebleau à partir des essais triaxiaux réalisés et la proposition d’une méthode d’évaluation indirecte du comportement radoucissant par l’analyse de la formation des bandes de cisaillement.

Au cours de l'étude expérimentale, nous avons mis l'accent sur l'importance de bien caractériser physiquement la roche testée, au niveau de sa composition minéralogique, chimique et cristallographique, au niveau de sa porosité, de son pic de résistance apparent et de la mesure de la vitesse du son. Nous avons montré que les éprouvettes de roche nécessitaient une préparation minutieuse, tant au niveau du prélèvement en carrière de la roche mère qu'au niveau du carottage, de la rectification et du collage des jauges. La question du choix du type de plateaux de chargement nous a amené à étudier concrètement l'effet d'une rotule ainsi que l'intérêt d'utiliser une base à bille roulante. On a mis en évidence le pivotement de la rotule qui permet d'assurer une meilleure horizontalité du plan de contact.

Par ailleurs, il est important d'optimiser les conditions d'essais pour assurer la meilleure homogénéité possible des déformations dans la phase pré-localisation pour un bon étalonnage des lois de comportement dans la phase de déformation homogène et pour une évaluation précise et correcte des caractéristiques des bandes de localisation (orientations et épaisseurs de bandes) dans la phase post-localisation.

L'étude présentée met en évidence l'influence de la géométrie de l'échantillon (élancement) et des conditions à l'interface entre le roche et les plateaux de chargement (frettage ou lubrification des extrémités). Dans un essai où l'échantillon est directement en contact avec les plateaux de la presse, le frottement qui se développe à l'interface entre la roche et les plateaux induit dès le début du chargement un état de contraintes et de déformations inhomogènes. Différentes techniques expérimentales existent et sont utilisées dans le but de minimiser ce frottement à l'interface. Ces techniques d'anti-frettage ont été présentées. Leurs avantages et leurs inconvénients ont été discutés dans le but de les comparer et de choisir la technique à la fois la plus simple et la plus efficace. Cette technique est sans aucun doute la lubrification de l'interface roche-plateau. Elle a été étudiée expérimentalement et validée à partir d'une série d'essais réalisés en compression simple et triaxiale. Les essais réalisés en conditions frettées et lubrifiées ont été systématiquement comparés. On a mis ainsi en évidence que le frettage à l'interface a une influence notable sur le coefficient de Poisson apparent. On montre que la lubrification de l'échantillon permet à ce dernier de se déformer librement dans la direction radiale. On montre également que le frettage à l'interface a une influence sensible sur le mode de rupture et cela tant en compression simple qu'en compression triaxiale. Suivant l'intensité du frottement à l'interface, on met en évidence une prédominance d'un mode de rupture donné ou même une combinaison de plusieurs modes de ruptures. La pression de confinement joue également un rôle important au niveau du mode de rupture de la roche, mais même pour un confinement important, on constate un effet sensible du frottement à l'interface. Jusque dans la gamme ductile de la roche, pour de fortes pressions de confinement, où l'on utilise le terme d'"écoulement uniforme" pour décrire le mode de rupture de la roche, on observe une mise en tonneau des échantillons traduisant l'effet du frettage à l'interface. On montre également que le frettage à l'interface tend à surestimer le pic de résistance autant pour l'essai de compression simple que pour l'essai triaxial.

Il est important de noter que deux inconvénients majeurs sont reprochés à la technique de lubrification. D'une part, la pénétration du lubrifiant à l'intérieur de la roche qui fragilise cette

dernière et d'autre part l'extrusion du lubrifiant, qui à l'effet inverse du frottement, induit des forces de tractions au niveau de l'interface roche-plateaux. La rupture par intrusion est évitée en utilisant une protection imperméabilisante. Le choix de cette protection a fait l'objet d'une série d'essais avec une gamme très large de matériaux diverses. Le choix finalement s'est porté sur une protection en latex. La rupture par extrusion n'a pas été observée (sauf pour le cas d'une protection en téflon). En étudiant en détail les différents phénomènes qui peuvent induire une rupture en clivage axial (dont la rupture par extrusion et le rupture par intrusion), on a montré clairement que la rupture en clivage axial observé en compression simple est bien une rupture en extension et représente le mode de rupture intrinsèque de la roche en compression simple.

Par ailleurs, l'effet de la géométrie de l'échantillon testé a été étudié, que ce soit l'effet de l'élancement, l'effet de la forme ou l'effet de taille (effet d'échelle). On montre clairement à partir d'une analyse bibliographique détaillée et à partir de nos propres essais que l'élancement et la forme de l'échantillon ont peu d'influence sur les résultats expérimentaux si les conditions d'essais sont anti-frettées. Ces résultats expérimentaux représentent bien le comportement mécanique intrinsèque de la roche testée, indépendamment de la forme et de l'élancement de l'échantillon testé. Les essais réalisés peuvent être alors considérés comme des "tests élémentaires représentatifs". En revanche, dans le cas où le frottement à l'interface n'est pas contrôlé, on a une dispersion importante si on fait varier la forme ou l'élancement de l'échantillon testé. Les résultats obtenus sont influencés par ce frettage à l'interface et ne représentent nullement le comportement réel de la roche. Cette conclusion concernant le rôle sensible du frottement à l'interface est moins évidente pour la question de l'effet de taille (effet d'échelle). En effet, des paramètres autres que le frottement à l'interface peuvent également intervenir comme l'hétérogénéité des roches, le caractère aléatoire de la direction, du nombre et de la taille des discontinuités présentes dans la roche. La théorie de Weibull ainsi qu'un grand nombre de résultats expérimentaux sont présentés afin d'apporter une base de discussion au problème capital de l'effet d'échelle. La question reste ouverte. Concernant l'élancement de l'échantillon, son influence se manifeste par une sensibilité plus marquée au frottement résiduel à l'interface et à la qualité de la rectification de l'échantillon pour un élancement plus faible. Elle se manifeste aussi par une sensibilité au flambement plus importante dans le cas d'un échantillon plus élancé. Finalement, les conditions de réalisation des essais de compression triaxiale sont nettement améliorées par l'utilisation d'une lubrification efficace de l'interface et d'un élancement de 1,5.

Par ailleurs, l'effet de la présence d'un fluide interstitiel a été étudié. A partir d'une analyse bibliographique détaillée, l'applicabilité ainsi que les limites de la loi de contrainte effective de Terzaghi ont été discutées. On montre que le concept de pression effective est valide à condition que l'espace poreux de la roche est connecté, que le taux de déformation ou de chargement est plus faible qu'une valeur critique, que le fluide interstitiel est inerte relativement aux constituants minéraux de la roche. Un mode opératoire détaillé a été proposé pour la réalisation expérimentale des essais en conditions drainées et non drainées. Une modification de la cellule de type Hoek est également proposée dans le but de réaliser ce type d'essais. Il est important de noter que le test non-drainé a été beaucoup moins pratiqué que le test drainé. Pourtant, c'est un test qui est mécaniquement beaucoup plus intéressant que le test drainé. Il serait intéressant dans l'avenir de poursuivre l'étude que nous avons mené pour ce type de test.

En comparant les mesures de déformations globale et locale à partir des résultats de la littérature et à partir de nos propres résultats, on constate que les mesures globales de déformation axiale sous-estiment la rigidité vraie de l'échantillon. Les différentes sources d'erreurs de mesures des déformations et de la force ont été systématiquement relevées et

détaillées. Elles correspondent à la souplesse de la cellule, à la souplesse du système de chargement axial, à l'alignement incorrect entre le plateau et l'échantillon, à la non-uniformité des champs de déformations et de contraintes de l'échantillon, à la déformation de l'interface roche-plateaux, à la déformation de la membrane.
Les techniques existantes de correction de ces erreurs de mesures ont été présentées et une technique de correction a été développée. Des essais de compression simple et triaxiale ont été réalisés sur des échantillons de roche, sur les poussoirs de la cellule triaxiale et sur un bloc d'acier sous différentes conditions limites (frettées et lubrifiées). Ces essais ont permis d'évaluer quantitativement et de façon précise les corrections correspondant aux différentes sources d'erreurs. Ces corrections ont été ensuite appliquées aux mesures globales de déplacement entre plateaux correspondant aux essais de compression simple et triaxiale réalisés sous différentes conditions limites (frettées et lubrifiées). Pour tous les essais et pour toutes les pressions de confinement, les mesures globales corrigées sont superposées aux mesures locales données par les jauges de déformations et correspondant au comportement réel de la roche, validant ainsi la technique de correction développée.
Par ailleurs, les phases de fissuration dans les échantillons de grès de Fontainebleau ont été étudiées. Différentes techniques ont été utilisées afin d'évaluer précisément le seuil de microfissuration, le seuil de dilatance et le seuil de localisation. Les résultats obtenus à partir de ces différentes techniques ainsi que les résultats collectés dans la littérature ont été ensuite comparés et analysés. Dans les essais triaxiaux que nous avons réalisés, le seuil de localisation des déformations se situe juste avant le pic mais à un niveau de contrainte axiale toujours supérieur à 90 % du pic de résistance. Ce résultat est en accord avec ceux présentés dans la littérature. On montre également que le problème du frettage à l'interface conduit à une localisation plus précoce. Ce résultat est également en accord avec la littérature. Le seuil de microfissuration, quant à lui, varie en moyenne autour de 45 % du pic de résistance. Les résultats obtenus dans la littérature situe le seuil de microfissuration entre 30 et 60 % du pic. Nous avons également obtenu que le seuil de dilatance se situe entre 65 et 75 %. Le seuil de dilatance se situe donc après le seuil de microfissuration et correspond au point de la courbe contrainte-déformation où la microfissuration commence à dominer le comportement macroscopique du matériau.
Nous avons également discuté le problème du contrôle expérimental de la phase post-pic.
Pour le choix d'un paramètre d'asservissement de la presse, nous avons défini un critère de stabilité que ce paramètre doit vérifier. Différents paramètres d'asservissement ont été testés : la force, le déplacement du vérin, le déplacement entre plateaux, la déformation mesurée par une jauge, la déformation globale quasi-locale, la déformation radiale et le déplacement corrigé. Pour chacun de ces paramètres, des conditions ont été obtenues pour que le critère soit vérifié. Ces conditions ont été comparées et les paramètres permettant un contrôle efficace de la presse ont été mis en évidence. Nous avons également étudié la stabilité du contrôle à partir de considérations énergétiques.
L'observation microscopique des bandes de cisaillement a permis d'évaluer précisément leur orientation et leur épaisseur. Les obstacles expérimentaux pouvant empêcher l'évaluation des caractéristiques de bandes de cisaillement ont été systématiquement relevés et des solutions concrètes ont été proposées. Ces techniques expérimentales sont décrites en détail dans le rapport. Un grand nombre de microphotographies obtenues à partir d'un microscope électronique à balayage (MEB) et à partir d'une loupe binoculaire a permis d'évaluer précisément l'épaisseur de la bande de cisaillement. On observe que l'épaisseur de la bande a tendance à diminuer quand on augmente la pression de confinement. Des photographies d'échantillons à plus grande échelle ont permis d'estimer l'orientation des bandes de cisaillement. On observe également une tendance pour l'angle d'orientation de la bande par

rapport à la contrainte principale mineure à diminuer quand la valeur de la pression de confinement augmente. De plus, nous avons introduit la notion de porosité linéaire et nous avons développé une technique qui permet le calcul de cette porosité sur n'importe quelle microphotographie, dans n'importe quelle région de cette microphotographie et pour n'importe quel matériau observé. On montre que la porosité linéaire telle que nous l'avons défini et telle que nous la calculons est identique à la porosité volumique qui est calculée de façon classique ainsi qu'à la porosité surfacique qui est calculée à partir de logiciels de traitements d'images. Notons que le calcul de la porosité linéaire se fait manuellement. Cette technique nous a permis d'obtenir avec une très grande précision la taille moyenne des grains de quartz constituant le grès de Fontainebleau. Elle est de 0,21 mm. Une fois cette technique validée, elle a été appliquée au calcul de la porosité à l'intérieur de la bande de cisaillement et à son voisinage et cela pour des essais réalisés à différentes pressions de confinement. Le phénomène de contractance ou de dilatance de la bande a été discuté en détail à partir de nos propres observations et à partir des résultats de la littérature. On observe un phénomène de dilatance à l'intérieur et à proximité de la bande pour les échantillons testés sous faibles pressions de confinement. On observe un phénomène de dilatance à proximité de la bande et un phénomène de contractance à l'intérieur de la bande pour les essais réalisés à fortes pressions de confinement. Pour de grandes pressions de confinement, la microfissuration est intense. Les grains de quartz se trouvant à l'intérieur de la bande sont complètement broyés entraînant la formation d'une poudre blanche de très faible porosité. Cette réduction de la porosité entraîne un changement de la perméabilité du matériau et fait que la bande de cisaillement peut être une barrière naturelle aux écoulements de fluides. Enfin, nous avons développé une technique d'observation au microscope utilisant un ruban adhésif comme support. Cette technique est décrite en détail dans le rapport. L'avantage de cette technique est que les microphotographies gardent un relief alors que dans la méthode classique d'imprégnation avec de la résine et de coupe plane de l'échantillon, on obtient des images bidimensionnelles sans aucun relief. Nous avons enfin réalisé à partir des microphotographies au MEB une étude détaillée sur la taille des grains à l'intérieur de la bande de cisaillement. Une courbe granulométrique à l'intérieur de la bande de cisaillement est obtenue pour les différentes pressions de confinement testées.

Par ailleurs, nous présentons un modèle constitutif capable de décrire le comportement d'un grès (grès de Fontainebleau). Des caractéristiques importantes du comportement du grès, telles que la dépendance en pression, la dilatance, le caractère frottant et cohésif, le comportement radoucissant et durcissant ont été introduits dans ce modèle. Le caractère frottant et cohésif des roches granulaires est modélisé dans le cadre de la théorie de l'élastoplasticité. La calibration du modèle est basée sur l'évaluation des propriétés élastoplastiques de la roche. Ces propriétés sont évaluées à partir des données expérimentales.

L'évaluation du module élastique à partir des cycles charge-décharge des essais triaxiaux montre que ce paramètre n'est pas constant. On observe à la fois un durcissement du matériau (le module élastique croît avec les contraintes) et un endommagement du matériau. L'endommagement du matériau fait diminuer le module d'Young lorsque les déformations plastiques augmentent et fait augmenter le coefficient de Poisson. En fait, la déformation élastique des grès est caractérisée par l'action simultanée de deux effets compétitifs: d'une part, le durcissement du matériau dû à la fermeture des microfissures préexistantes et d'autre part l'endommagement du matériau correspondant à une nouvelle dégradation de l'élasticité durant le chargement, dû à la génération de nouvelles microfissures. Ce phénomène peut être décrit mathématiquement en introduisant une déformation plastique comme une variable interne supplémentaire dans la fonction d'énergie libre. g^p est une mesure macroscopique du glissement plastique qui se produit aux limites de grains et le long des microfissures. g^p est

une bonne mesure de l'endommagement interne. Ce phénomène d'interaction entre deux effets compétitifs a été pris en compte pour une évaluation appropriée des propriétés élastiques. Les propriétés élastiques du grès ont été étudiées dans le cadre d'un modèle hyperélastique non-linéaire (dépendant de la contrainte), avec endommagement isotrope tenant compte de l'influence de l'état des contraintes (durcissement) et de l'intensité du déviateur de déformation plastique (endommagement) sur les paramètres élastiques.

Par ailleurs, nous avons présenté un profil général de la théorie de l'écoulement plastique pour les roches en mettant l'accent sur les modèles classiques de Mohr-Coulomb et Drücker-Prager. On interprète les déformations irréversibles toujours présentes dans le comportement des roches, même si leurs quantités diffèrent de roche à roche, suivant un modèle basé sur la théorie des déformations inélastiques ou plastiques (Kachanov, 1975). L'intensité du déviateur des déformations plastiques est une mesure macroscopique du glissement plastique qui se produit à travers les microfissures et les interfaces des grains. Passé l'état d'écoulement initial, le frottement est mobilisé en tant que fonction du déviateur des déformations plastiques et atteint la saturation au pic. Par ailleurs, en cours de déformation, de nouvelles microfissures peuvent apparaître. On a donc calé sur les données expérimentales un modèle de plasticité avec durcissement en frottement et radoucissement en cohésion. L'analyse de l'évolution des angles de frottement et de dilatance, avec l'augmentation des déformations plastiques, montre une dépendance en pression du grès de Fontainebleau. Le comportement plastique du grès a été développé à partir du critère de Mohr-Coulomb et du potentiel de Drucker-Prager non-linéaires, tenant compte de la dépendance en pression des paramètres plastiques (angle de frottement) de la roche, du caractère écrouissable et radoucissant du matériau, de la phase contractante-dilatante du comportement volumique.

Le modèle constitutif hyperélastique avec endommagement isotrope et critère de plasticité non linéaire (modèle complet) a été étalonné sur les données expérimentales (essais de compression uniaxiale et triaxiale) puis validé par simulation des courbes contraintes-déformations. La simulation des courbes expérimentales d'effort-déformations à partir du modèle a donné des résultats satisfaisants sur toute la gamme des pressions de confinement étudiée.

Par ailleurs, le modèle constitutif pour le grès est utilisé pour l'analyse de la bande de cisaillement. On a montré l'influence importante du coefficient de dilatance et du coefficient de non-coaxialité sur l'angle d'orientation de la bande de cisaillement et sur l'état d'initiation des déformations plastiques au point de localisation. Une détermination du paramètre de dilatance à partir des mesures de déformations axiales et radiales des échantillons tend à surestimer celui-ci. On a montré que l'analyse des bandes de cisaillement permettait une détermination plus réaliste de la dilatance. Enfin, à partir d'une approche par la théorie du second gradient, on a établit une relation entre le module de radoucissement et l'épaisseur de la bande de cisaillement. Cette démarche nous a permis de caractériser le radoucissement intrinsèque du matériau. Un paramètre central de tout modèle continu généralisé est la longueur interne qui est introduite. Celle-ci est évaluée par des considérations microstructurales à partir de la taille des grains. La démarche que nous avons suivie peut être appliquée inversement à la détermination de cette longueur interne à partir de l'épaisseur des bandes de cisaillement si le module de radoucissement est connu.

Notre travail ouvre la perspective d'un prolongement par l'étude de l'influence du couplage hydromécanique sur les phénomènes de localisation et de rupture. En particulier, l'évolution de la fracturation et de la porosité de la roche à l'intérieur de la bande ont une influence majeure sur les écoulements fluides. Ces prolongements ont des applications pour l'étude des systèmes de failles sous sollicitations sismiques et du comportement des bassins pétrolifères en cours de production.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

8e symposium de mécanique des roches, Proceedings of the Eighth Symposium on Rock Mechanics, held at the University of Minnesota, September 15-17th, 1966, failure and breakage of rock.

ABSI A. (1990); " Vibration et dynamique des structures: propagation des ondes ". 2ieme partie, Annales de l'I.T.B.T.P., N° 489, pp. 1-22.

ACKERLEY S.K., HELLINGS J.E. and JARDINE R.J., 1987, Discussion on : A new device for measuring local axial strains on triaxial specimens. Géotechnique, Vol. 37, N°3, pp. 413-417.

ADACHI T., OKA F., & YASHIMA A 1991. A finite element analysis of strain localization for soft rock using a constitutive equation with strain softening Arch. Appl. Mech. 61 :183-191.

AL-CHALABI M. and HUANG C.L (1974). Stress distribution within circular cylinders in compression. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr ; 11, 45-56.

ALDRICH, M.J. : Pore pressure effects on Berea sandstone subjected to experimental deformation. Geol. Soc. Am. Bull., Vol. 80, No. 8, Aug., 1969, pp. 1577-1586.

ALEKSEEV A.D., ZHURAVLEV V.I., YAROVAYA L.I. and MOLCHANENKO V.S. : Effect of the geometry and fracturing of rock specimens on their strength. Sov. Min. Sci., No. 3, May-June, 1970, pp. 281-285.

ANTONELLINI M.A., AYDIN A. And POLLARD D.D., Journal of structural geology, vol.16, N°7, pp 941-959, 1994, "Microstructure of deformation bands in porous sandstones at Arches National Park,Utah".

ARMERO F. & GARIKIPATI K. 1995. Recent advances in the analysis and numerical simulation of strain localization in inelastic solids. In D.R.J. Owen, E. Onate , & E. Hinton (eds.), GIMNE, Proceedings of Computational Plasticity IV, Barcelona, Spain, April 1995 : 547-561.

ARTHUR J.R.F., and DUNSTAN T., " Rupture layers in granular materials " , In IUTAM Conf. Def. Fail. Gran. Media, Delft (NL), pp. 453-459, 1982.

ARTHUR J.R.F., DUNSTAN T., AL-ANI Q.A.J.L. and ASSADI A., " Plastic deformation and failure in granular media ", Géotechnique, Vol. 27, pp. 53-74, 1997.

A.S.T.M. Standard test method for laboratory determination of pulse velocities and ultrasonic elastic constants of rock ; in annual book of ASTM Standards, Vol. 04.08, pp. 242-246 (1994).

A.S.T.M. : Designation : C170-41T, A.S.T.M. Standards-Part2, 1942, pp. 1102-1104.

A.S.T.M. : Tentative method of test for compressive strength of natural building stone.

ASHBY M.F. and HALLAM S.D., 1986, "The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress states. Acta. Metall., vol. 34, pp 497-510

AUBRY D. et MODARESSI A. (1991), "Analyse des conditions de discontinuité des déformations dans un milieu endommagé orienté", Compte rendu, Groupement Géomécanique des roches profondes.

AYDIN A., 1978 : Small faults formed as deformation bands in sandstone. Pure appl. Geophys., 116, 913-930.

AYDIN Atilla, JOHNSON Arvid M. : Analysis of faulting in porous sandstones. Journal of Structural Geology, vol. 5, No 1, pp. 19-31, 1983.

BALLA A.A. New solution of the stress conditions in triaxial compression. Acta tech. Hung. 28, 349-387 (1960).

BALLIVY G., DAOUD M. and SALEH K., 1992. Comportement physico-mécanique des roches sous l'effet de l'humidité relative ambiante. In Actes du Colloque René Houpert : Structure et comportement mécanique des géomatériaux, Nancy (France). 10-11 Septembre 1992, pp. 247-256.

BARENBLATT, G.I. (1992). Micromechanics of fracture. Theoretical and applied Mechanics, Proc; 18th Int. Cong. Theor. Appl. Mech., Haifa, Israel (S.R. Bodner, J. Singer, A. Solan, eds), Elsevier, Amsterdam, 25-52.

BARNARD, P.R. : Researches into the complete stress-strain curve for concrete. Mag. Concr. Res ; 16, 203-210 (1964).

BARRON K. : Detection of fracture initiation in rock specimens by the use of a simple ultrasonic listening device. Int. J. Rock Mech. Sci. 8, 55-59 (1971).

BARTON N., The shear strength of rock and rock joints, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 13, 225-279, 1976.

BASCOUL A., BENAIJA E.H., BERTHAUD Y., FOND C., MASSAT M., & TORRENTI J.M. (1993), " Analysis of localization in concrete and rocks trough stereophotogametry, speckle laser and replica ". Cement and concrete Research, Vol. 26, N°6, pp. 1340-1350.

BAUER E et HUANG W. : "Effect of initial anisotropy on shear banding in granular materials". Numerical models in Geomechanics, proceedings of the 7th International Symposium on numerical models in geomechanics, Numog VII. Graz, Austria. Numog 1999/09/01-03

BAUER E et HUANG W. : Numerical study of polar effects in shear zones.
Numerical models in Geomechanics, proceedings of the 7th International Symposium on numerical models in geomechanics, Numog VII. Graz, Austria. Numog 1999/09/01-03

BAUER S.J & JOHNSON B. (1979) " Effects of slow uniform heating on the physical properties of the westerly and Charcoal granities ". Proc. 20th. US ; Symp. Rock Mech. Austin, Texas, pp. 7-18.

BAZANT Z.P. Instability, ductility and size effect in strain softening concrete. J. Engng mech. ASCE 102, 331-344 (1976).

BAZANT Z.P., (1984) Size effect in blunt fracture : concrete, rock metal. J. Engng Mech. ASCE 110, 518-535.

BAZANT Z.P., BELYTSHCHKO T.B. and CHANG T.P. Continuum theory for strain softening. J. Eng. Mech. ASCE 110, 1666-1692(1984).

BAZANT Z.P, LIN F.B., LIPPMAN H., Fracture Energy Release and Size Effect in Borehole Breakout. Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech. Vol. 17, pp. 1-14 (1993).

BAZANT Z.P., & PIJAUDIER-CABOT G. 1988. Nonlocal continuum damage, localization instability and convergence. J. Appl. Mech., 55:287-293.

BECKMAN, R.T. : Compressive strength versus length-diameter ratios of potash specimens. U.S. Bureau of Mines Report of Investigations (U.S.B.M.R.I.) 6339, 1963, 15 p.

BENAIJA E.H. (1992) , " Application de la stéréophotogrammétrie au béton. Cas de la compression simple ". Thèse de Doctorat, Ecole nationale des Ponts et Chaussées.

BENAIJA E. H., BOULAY C., DELAHOUSSE, DUBUET, TORRENTI J.M., BERTAUD Y. & FOND C. (1990), " Etude de la localisation dans un grès des Vosges ". Rapport scientifique, Gréco Géomatériaux 1990, pp. 181-184.

BENALLAL A., BILLARDON R; and GEYMONAT G. Bifurcation and localization in rate-independent materials. Some general considerations. Rapport interne n°136, Laboratoire de mécanique et technologie, ENS Cachan et CISM lecture notes on bifurcation and stability of Dissipative systems, Ed. Nguyen Quoc Son, Springer (1992).

BENALLAL, 1992, Application de la stéréophotogammétrie au béton : cas de la compression simple. Thèse de Doctorat de l'école nationale des Ponts et Chaussées, Paris.

BENALLAL A., BILLARDON R., GEYMONAT G. (1988). Some mathematical aspects of damage softening rate problem. In : Cracking and damage (J. Mazars and Z.P. Bazant eds), Elsevier, 247-258.

BENALLAL A., BILLARDON R., GEYMONAT G. (1989). Conditions de bifurcation à l'intérieur et aux frontières pour une classe de matériaux non standards. C.R. Acad. Sci., Paris 308, série II, 893-898.

BENEFICE P. AND BOEHLER J.P., " The application of stereophotogrammetry to the analysis of displacement fields in solid mechanics ", Proc. IUTAM conf. On optical Methods in Mechanics of Solids, 1979.

BEREST P., BERGUES J. et DUC N.M. (1979) " Comportement des roches au cours de la rupture : application à l'interprétation d'essais sur des tubes épais". Revue française de Géotechnique, No. 9, pp. 5-12

BERNAIX J. (33-35) : New Laboratory methods of studying the mechanical properties of rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 6, 43-90 (1969).

BERRY, D.S. 1960 An elastic treatment of ground movement due to mining-1, Isotropic ground, J.Mech, Phys Solids 8, 280-92.

BERRY J.P. Some kinetic considerations of the Griffith criterion for fracture-1. Equations of motion at constant force. J. Mech. Phys. Solids 8, 194-206 (1960).

BERTHAUD Y. (1987) , " mesure de l'endommagement mécanique du béton par méthode ultrasonore " 1er Congrés Int. RILEM, Paris.

BERTHAUD Y. (1991), " Mesures et modélisations de l'endommagement des matériaux ". Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université de paris 6.

BESUELLE P., Thèse de Doctorat à l'Université Joseph Fourier, Grenoble I : Déformation et rupture dans les roches tendres et les sols indurés : comportment homogène et localisé. 1998.

BESUELLE P. and DESRUES J., 1998, Internal instrumentation for strain measurements on soft rocks tested in an axisymmetric triaxial cell. In 2nd int. Symp. Hard Soils and Soft Rocks: The Geotechnique of hard soils and soft rocks, Napoli, October 1998, ed. by Evangelista A. and Picarelli L., Balkema, Vol. 1, pp. 45-48.

BESUELLE P., and DESRUES J., 1998, Homogeneous and localized deformation in sandstone specimens tested in a triaxial cell. In 2nd *int. Symp. Hard Soils and Soft Rocks : The Geotechnique of hard soils and soft rocks, Napoli, October 1998, ed., by Evangelista A. and Picarelli L., Balkema, Vol. 1, pp. 37-44.

BEYNET J.M et TRAMPEZYUSKI W., 1977, Application de stéréephotogammétrie à la mesure des déplacements et à l'étude de l'écoulement des matériaux. Matériaux et constructions, Vol. 10:9, pp. 281-283.

BIEGEL Ronald L., SAMMIS Charles G., DIETERICH James H. : The frictional properties of a simulated gouge having a fractal particle distribution. Journal of Structural Geology, vol. 11, No 7, pp. 827 to 846, 1989.

BIENIAWSKI, Z.T. : Deformational behavior of fractured rock under multiaxial compression. In : Structure, Solid Mechanics and Engineering Design. Te'eni, M. (ed.). Proc ; Southampton 1969 Civil Engineering Materials Conference. London : Wiley-Interscience 1971, pp. 589-598.

BIENIAWSKI Z.T : Fracture dynamics of rock. Int. J. Fract; Mech. 4, 415-430 (1968b).

BIENIAWSKI Z.T. : Mechanism of brittle fracture of rock. Part I. Theory of the fracture process ; Part II. Experimental studies ; Part III. Fracture in tension and under long-term loading. Int. J. Rock Mech. Min Sci. Vol 4, 395-430 (1967a).

BIENIAWSKI Z.T. Mechanism of Rock Fracture in Compression. South African Council Sci. And Ind. Res., Pretoria, South Africa. Meg 459, June 1966, 30 pp.

BIENIAWSKI, Z.T. : Stability concept of brittle fracture propagation in rock. Eng. Geol. 2, 149-162(1967b).

BIENIAWSKI, Z.T. : The compressive strength of hard rocks. Tydskrif vir Natuurwetenskappe, Vol. 8, Nos. 3-4, Sept.-Dec., 1968a, pp. 163-182.

BIENIAWSKI Z.T. : The effect of specimen size on compressive strength of coal. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 5, 325-335 (1968a).

BIENIAWSKI Z.T., DENKHAUS H.G. and VOGLER U.W., 1969, Failure of fractured rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 6, pp. 323-341.

BIENIAWSKI, Z.T., DENKHAUS, H.G. and VOGLER, U.W. : Failure of fractured rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 6, No. 3, May, 1969, pp. 323-341.

BIENIAWSKI Z.T., and VAN HERDEN W.L. , the significance of in situ tests on large rock specimens, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 12, 101-113, 1975.

BIOLZI L. et LABUZ J.F. :Global instability and bifurcation in beams composed of rock-like materials.

BLUMENFELD S.M and GLOVER G., 1981, Spacial resolution in computed tomography. In Radiology of the skull and brain-technical aspects of computed tomography (edited by T.H. Newton and D.G. Potts) London : C.V. Mosby, Vol. 5, pp. 3918-3940.

BOES D.J. New solid lubricants : their preparation, properties and potential for aerospace applications. IEEE Trans. Aero. 2, 457-466 (1964).

BÖKER R. : Die Mechanik der bleibenden formänderung in Kristallinisch Aufgebauten Korpen. Ver. Deul. Ing. Mitt. Forch., 1915, Vol. 175, pp. 1-51.

BOMBOLAKIS E.G. : Study of the brittle fracture process under unixial compression. Tectonophysics 18, 231-248 (1973).

BOMBOLAKIS E.G. : Photoelastic Investigation of brittle Growth within a field of unixial Compression, Technophysics, 1964, vol. 1, No. 4, pp. 343-351.

BONNEVAL. H., 1972, Photogammétrie générale. Paris : Eyrolles.

BOOZER, G.D., HILLER, K.H. and SERDENGECTI, S. : Effects of pore fluids on the deformation behavior of rocks subjected to triaxial compression. Proc. 5th Symp. Rock Mech., Minneapolis, Minn., 1962, pp. 579-624.

BORDIA S.K. : The effects of size and stress concentration on the Dilatancy and fracture of rock. Int. J. Rock Mech. Min . Sci. 8, 629-640 (1971).

BOSSI R.H., FRIDELL K.D. and LOWREY A.R., 1990, Computed tomography. In Non-destructive testing of fibre-reiforced plastic composites (edited by J. Summerscales) London : Elsevier, Vol. 2, pp. 201-252

BOULAY C. : Conception et préparation d'un essai sur l'étude du couplage entre tenacite et teneur en eau du béton. Mémoire pour obtenir le titre d'ingénieur diplômé par l'Etat. 1988 à l'E.N.S.A.M.. - PARIS.

BOURBIE T., COUSSY O & ZINSZNER N. (1987), “ Acoustique des milieux poreux ”. Publication de l’IFP, collection : Science et Technique du Pétrole, N°27.

BOURBIE T. et ZINSZNER B., (1985). Journal of Geophysical Research, Vol. 90, N°. B13, Pages 11,524-11,532, November, 10, 1985.

BOWERS R.C., CLINTON W.C and ZISMAN W..A (1953). Frictional behavior of polyethylene, polytetrafluorethylene and halogenetad derivatives. Lubrication Engr. 9, 4, 204-219.

BOYD J. and ROBERTSON B.P., The friction properties of various lubricants at high pressure. Trans. ASME 67, 51-59 (1945).

BRACE W.F : Geophysical Research Letters, Vol.8, N°. 7, Pages 651-652, July 1981. The Effect of Size on Mechanical Properties of Rock.

BRACE, W.F. : Brittle fracture of rocks. Proc. Int. Conf. State of Stress in the Earth's Crust, Santa Monica, California, 1963, pp. 110-178.

BRACE W.F. : Brittle fracture of rocks. In : State of Stress in the Earth's Crust. Judd, W.R. (ed.) ; New York : Elsevier 1964a, pp. 111-178.

BRACE W.F. : Indentation Hardness of Minerals and Rocks, N. Jahrbuch F ; Mineralogie, 1964, pp. 257-269. 19646

BRACE W.F. : Micromechanics in rock systems ; In : Structure, Solid Mechanics and Engineering Design. Te'eni, M. (ed.). London : Wiley-Interscience 1971 b, pp. 187-204.

BRACE, W.F. : Dependence of fracture strength of rocks on grain size. Proc. 4th Symp. Rock Mechanics, Penn. State Univ. Min. Ind. Exp. Sta. Bull. No. 76, 99-103 (1961).

BRACE W.F. and BOMBOLAKIS E.G. A note on brittle crack growth in compression. J. geophys., Res. Vol 68, N°12, pp. 3709-3713 (1963).

BRACE W.F. and BYERLEE J.D, Stick-slip as a mechanism for earthquakes, Sciences, 153, 990-992, 1966.

BRACE W.F., and MARTIN R.J. : A test of the law of effective stress for crystalline rocks of low porosity. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 5, No. 5, Sept., 1968, pp. 415-426.

BRACE W.F. and. ORANGE A.S(1968). Electrical resistivity changes in saturated rocks during fracture and frictional sliding. J. Geophys. Res., Vol 73, pp l433-1445.

BRACE W.F., PAULDING B.W., SCHOLZ C. : Dilatancy in the fracture of crystalline rocks. J. Geophys. Res. 71, 3939-3953 (1966) N°16, Vol 71.

BRADY B.G.H and BROWN E.T (1995). Rock Mechanics for Underground Mining. Georges Allen & Unwin, London, 527pp.

BRADY B.T. (1974), " Theory of earthquakes I ". A scale independent theory of rock failure. Pure and Appl ; Geophys., Vol. 112, pp. 701-725.

BRADY, B.T. (1971). An exact solution to the radially end-constrained circular cylinder under triaxial loading. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 8, 165-178.

BRADY B.T. : The effect of confining pressure on the elastic stress distribution in a radially end-constrained circular cylinder. Int. J. Rock Mech. Min. Min. Sci. 8, 153-164 (1971a).

BRADY B.T. : Initiation of failure in a radially end-constrained circular cylinder of brittle rock. Int. J. Rock Mech. Min . Sci 8, 371-387 (1971d).

BRADY B.T. : A mechanical equation of state for brittle rock. Part I. the pre-failure behavior of brittle Rock. Int. J. Rock, Mech. Min. Sci. 7, 385-421 (1970b).

BRADY B.T. : A statistical theory of brittle fracture for rock materials. Part I. Brittle failure under homogeneous axisymmetric states of stress. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 6, 21-42 (1969)

BRADY B.T. : Effects of inserts on the elastic behavior of cylindrical materials loaded between rough end-plates. Int. J Rock Mech. Min. Sci., Vol. 8, No. 4, July, 1971, pp. 357-369.

BRADY B.T., BLAKE W. : An elastic solution of the laterally constrained circular cylinder under unixial loading. In : Basic and Applied Rock Mechanics. Gray, K.E. (ed.) 10th Symp. Rock Mechanics, Austin, Texas, May 1968. New York : A.I.M.E . 1972, pp. 199-214.

BRADY B.T., DUVALL W.I. and HORINO F.G., 1971. A study of post-failure characteristics of brittle rock. Paper II-21 (22 pp.). In : rock fracture proc. Int symposium rock mechanic, Nancy, 1971.

BRADY B.T., DUVALL W.I and HORINO F.G., 1973, An experimental determination of the true unixial stress-strain behavior of brittle rock mechanics, Vol. 5, pp. 107-120.

BRESSANI L.A., "External Measurement of Axial Strain in the triaxial Test, " Geotechnical Testing, GTJODJ, Vol. 18, No.2, June 1995, pp. 226-240.

BRIDELL J.M. (1991). Reducing frictional constraint in compression testing. M.S. Thesis, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota.

BRIDGMAN P.W. : Volume Changes in the plastic Stages of Simple Compression, Journal of Appl. Phys., 1949 b, Vol. 20, pp. 1241-1251.

BRIDGMAN P.W : Reflections on rupture. J. Appl. Phys. 9, 517-528 (1938).

BROOK N. A Method of Overcoming both Shape and Size effects in Point load Testing.
Department of Mining and Mineral Sciences, Leeds University, Leeds L52 9JT.

BROWN E.T (1974). Fracture of rock under uniform biaxial compression. Advances in Rock Mechanics, Proc. 3rd Congr. Int Soc. Rock Mech., Notional Academy of Science, Washington D.C., Vol 2, pp. 111-117.

BROWN E.T. (1971). Strength-size effects in rock material. Proc. Symp. Int. Soc. Rock Mech. On Rock Fracture, Nancy, paper II-11.

BROWN M, 1994 : Microstructural Analysis in 3D. Mater WID. Vol. 2, N° 4, p. 200.

BROWN E.T. and HUDSON J.A. : The influence of micro-structure on rock fracture on the laboratory scale. Proc. Symp. Rock Fracture, Nancy, 1971, Paper II-20.

BROWN E.T., GONANO L.P. : An analysis of size effect behavior in brittle rock. In : 2nd Aust. New Zealand Conf. On Geomechanics, Brisbane, 1975. Inst. Eng. Aut. Nat. Conf. Publ. No. 75/4, 1975, pp. 139-143.

BROWN E.T., GONANO L.P. : Improved compression test technique for soft rock : J. Geotech. Eng. Div., Proc. Am. Soc. Civ. Eng; 100, 196-199 (1974).

BUNTING, D. : Chamber-pillars in deep anthracite-mines. Trans A.I.M.E/, Vol. 42, 1911, pp. 236-245.

BURCHARTZ H., SAENGER G : Der Einflug der Probengrob und Probenform auf die Ergebnisse der Prüfung von Naturgesteinen auf Druckfestigkeit. Straßenbau 22.233-236; 257-262 (1931).

BURLAND J.B. and SYMES M., 1982. A simple axial displacement gauge for use in the triaxial apparatus. Technical note. Géotechnique, Vol. 32:1, pp. 62-65.

BUTTERFIELD R., HARKNESS R. and ANDRAWES K.Z., " A stereophotogrammetric method for measuring displacement fields ", Géotechnique, Vol. 20, No 3, pp. 308-314 , 1970.

BYERLEE J.D. : The fracture strength and frictional strength of Weber sandstone. Int. J. Roch Mech. Min. Sci. 12, 1-4 (1975).

BYERLEE J.D. : Brittle-ductile transition in rocks. J. Geophys. Res. 73, 4741-4750 (1968).

BYERLEE, J.D. : Frictional characteristics of granite under high confining pressure. J. Geophys. Res., Vol. 72, No. 14, July 15, 1967, pp. 3639-3648.

BOULAY C. : Conception et préparation d'un essai sur l'étude du couplage entre énacité et teneur en eau du béton.. Mémoire pour obtenir le titre d'Ingénieur dilplômé par l'état. 1988 à l'E.N.S.A.M. – PARIS.

CANGIANO S. and TOGNON, G. (1990). The deductible/brittle transition in concrete beams in relation to servo-controlled system of the testing machine. Engng fract. Mech. 35(4/5), 793-799.

CARPENTER G.W. and STEPHENSON R.W. “Permeability Testing in the Triaxial Cell.” Geotechnical Testing Journal. GTJODJ, vol. 9, n° 1, march 1986, PP 3-9.

CARPINTERI A. : Decrease of apparent tensile and bending strength with specimen size : two different explanations based on fracture mechanics. Int. J. Solids Struct. 25, 407-429 (1989).

CERROLAZA M., SULEM J., EL BIED A.
A Cosserat non-linear finite element analysis software for blocky structures
Int.J. Advances in Engineering Software, Elsevier, 30, pp. 69-83 , 1999

CHAIN S. : Length effects in boundary lubrication. Wear, pp. 331-349(1985).

CHALABI M. And HUNG C.L. (1974) : Stress Distribution within Circular Cylinders in Compression. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 11, 45-56.

CHAMBON R. (1981), “Contribution à la modélisation numérique non-linéaire des sols”. Thèse de doctorat es sciences, Grenoble.

CHAMBON R., DESRUES J. and TILLARD D., 1994a, Shear modulus identification versus experimental localisation data. In Localisation and bifurcation theory for soils and rocks (ed. By CHAMBON R., DESRUES J. and VARDOULAKIS I.), Balkema, Rotterdam, pp. 101-111.

CHAMBON R., DESRUES J., and HAMMAD W., 1994b, CLOE, a new rate-type constituve model for geomaterials theoretical basis and implementation. Int. J. Num. Anal. Meth. Geomaterials, Vol. 18, pp.253-278.

CHAMBON, R., 1986, Bifurcation par localisation en bande de cisaillement, une approche avec des lois incrémentalement non linéaires, Journal de Mécanique Théorique et Appliquée, Vol. 5, pp. 277-298.

CHAMBON, R., 1989, Bases théoriques d’une loi de comportement incrémentale consistante pour les sols, Rapport de Recherche COSM, IMG, Grenoble, France.

CHAN S.L., 1989 : Image Analysis. In Fractography and failure Mechanisms of Polymers and Composites. Pp. 145-192.

CHARLEZ Ph. A. (1991) “Rock mechanics” Edition TECHNIP.

CHAU, K.T. (1993) Anti-symmetric bifurcations in a compressible pressure-sensitive circular cylinder under axisymmetric tension and compression. J. Appl. Mech., 60, 282-289.

CHEN W.F. and Hand D.J. (1998) “Plasticity for structural engineers Springer-Verlag.

CHITTY D.E., KIM K.J and MERKLE D.H. : Undrained Triaxial Compression Behavior of of Saturated Indiana Limestone, Constitutive Laws for Engeneering Materials, Eds. Desai, Krempl, Frantziskonis, ASME Press, pp. 805-810, 1990.

CLAYTON C.R.I, KHATRUSH S.A., BICA A. V.D. and SIDDIQUE A, 1989 : “The Use of Hall Effect Semiconductors in Geotechnical Instrumentation. “Geotechnical Testing Journal. ASTM. Vol. 12, No 1, pp. 69-76.

CLAYTON C.R.I. and KHATRUSH S.A. 1986, “A New Device for Measuring Local Axial Strains on Triaxial Specimens, “Geotechnique. Vol. 36, No. 4, pp. 593-597.

COKER D.A., TORQUATO S., DUNSMUIR : Journal of Geophysical Research, Vol. 101, N° B8, pages 17, 497-17, 506, August 10, 1996. Morphology and Physical Properties of Fontainebleau Sandstone via a tomographic Analysis.

COLLIAT J.L., DESRUES J. and FORAY P., 1989, Triaxial testing of granular soil under elevated cell pressure. In Advanced triaxial testing of soil and rock, ASTM STP977 (edited by Donaghe R.T., Chaney R.C. and Silver M.L), Philadelphia : American for testing and material, pp. 209-310.

CONWAY J.C. An Investigation of the stress Distribution inn a Circular cylinder under Compressive Load for varying Boundary Conditions, M.S. Thesis, Pennsylvania State University (1963).

COOK N.G.W. : Rock Mechanics 2. 181-188 (1970) An Experiment Proving that Dilatancy is a Pervasive Volumetric Property of Brittle Rock Loaded to Failure.

COOK N.G.W, HOEK E., PRETORIOUS J.P.G., ORTLEPP W.D., SALOMON M.D.G. Rock Mechanics Applied to the Study of Rockbursts. J. South Afr. Min. & Metal.. pp. 436-528, (May 1996).

COOK, N.G.W. : A Study of failure in the Rock Surrounding Underground Excavations, Thesis, University of Witwatersrand, 1962.

COOK, N.G.W. : The failure of rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol; 2, No; 4, Dec., 1965, pp. 389-403.

COOK, N.G.W., and HODGSON, K. : Some Detailed Stress-Strain curves for Rock, Journal of Geophys. Res., 1965, Vol. 70, pp. 2883-2888.

COOK, N.G.W., and HOJEM J.P.M. : A Rigid 50-Ton Compression and Tension Testing Machine. South African Mech. Eng., V. 16, November 1966, pp. 89-92.

COOPER, G. A. (1977). Optimization of the three point bend test for fracture energy measurement. J. Mat. Sci; 12(1), 277-289.

COQUARD P. and BOISTELLE R., 1994, Water and solvent effects on the strength of set plaster. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 31:5, pp. 517-517.

CORNET F.H., FAIRHURST C. : Influence of pore pressure on the deformation behavior of saturated rocks. In : Advances in Rock Mechanics. Proc. 3rd Congr. Int. Soc. Rock Mech. Washington, D.C. : Nat. Acad. Sci. 1974, Vol. II, Part A., pp. 638-644.

CORNET F.H. (1977) " Etude du comportement élastique et fragile des roches saturées par un liquide " Revue Française de Géotechnique, Vol.2.

CORNET F.H. (1999) " Communication personnelle ".

COSSERAT E. et COSSERAT F. (1909). Théorie des corps déformables. Hermann et fils, Paris.

COSTA FILHO L.M., 1985, " Measurement of axial Strains in triaxial Tests on London Clay, " Geotechnical Testing Journal, Vol. 8, No.1, pp. 3-13.

COSTA FILHO L.M., and VAUGHAN P.R., 1980, " Discussion, "Géotechnique, Vol. 30, pp. 336-339.

COUVREUR et THIMUS : The Properties of Coupling Agents in Improving ultrasonic Transmission. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 33, No. 4, pp. 417-424, 1996.

CROUCH S.L. Experimental determination of volumetric strains in failed rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 7, 589-603 (1970).

CROUCH, S.L : The post-failure behavior of norite in triaxial compression. 1972b.

CROUCH, S.L. : A note on post failure stress-strain path dependence in norite. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 9, No. 2, March, 1972a, pp. 197-204.

CROUCH S.L.: The influence of failed rock on the mechanical behavior of underground excavations. Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1970.

CUCCOVILLO T. and COOP M.R., 1997 : The measurement of local axial strains in triaxial tests using LVDTs. Technical note. Géotechnique, Vol. 47 :1, pp. 167-171.

D'APPOLONIA E. and NEWMARK N. M. A Method for the solution of the Restrained Cylinder under Compression, Proceeding of the First U.S. congress of applied Mechanics, pp. 217-226 (1951).

DARAMOLA O., 1978, the influence of stress history on the deformations of Sand , Ph.D. Thesis, University of London.

DARAMOLA O., and VAUGHAN P.R., 1982, " Discussion," Géotechnique, Vol. 32, No. 1, pp. 71-73.

DARVE F. & LEFEVRE, 1981: "Etude de la rupture des argiles structurées comme un problème de bifurcation ". Journée de Rhéologie. ENTPE. Lyon.

DARVE F., 1985: " Rupture d'argiles naturelles par surfaces de cisaillment à l'essai triaxial ". Revue Française de Géotechnique N°23.

DARVE F., 1987 : An incrementally non-linear constitutive law of the second order and its application to localization. In Int. Conf. Laws Eng. Mat., Tuscon.

DARVE, F., 1987, An incrementally non-linear constitutive law of second order and its application to localization, Mech. Eng. Mat., DESAI C.S and GALLAGHER R.H. eds., Wiley, pp. 179-196.

DARVE F.: Stability and uniqueness in geomaterials constitutive modelling. In Localisation and Bifurcation Theory for Soils and Rock. Balkema, Rotterdam, 1994. pp. 73-88.

DE BORST R. : "Embedded discontinuity approaches for shear band analysis".
Numerical models in Geomechanics, proceedings of the 7th International Symposium on numerical models in geomechanics, Numog VII. Graz, Austria. Numog 1999/09/01-03

DE GROOT D.J., GERMAINE J.T., and GEDNEY R., 1991 / "An Automated Electropneumatic Control System for Direct Simple Shear Testing," Geotechnical testing Journal, GTJODJ, Vol. 4, pp. 339-348.

DELAGE P., and GRAHAM J., 1996., Mechanical behavior of unsatured soils : understanding the behavior soils requires reliable conceptual models. In Proceedings of the first int. Conf. On Unsatured Soils, UNSAT' 95, Paris (ed.; by Alonso E.E. and Delage P.), Rotterdam Balkema, Vol. 3, pp. 1223-1256.

DEMAN F. (1975). Achsensymmetrische Spannungs-rund Verformungsfeiler in trocknem Sand. Dissertation, Universität Karlsruhe, Veröfenlichungen IBF, Nr.62.
Department of mining and Mineral Sciences, Leeds University, LEEDS LS2 9JT.

DESRUES J., et DUTHILLEUL B., " Mesure de champ de déformation d'un objet plan par la méthode stéréophotogrammétrique de faux relief ", Journal de Mécanique Théorique et appliquée, Vol. 3, No 1, pp. 79-103, 1984.

DESRUES J., La localisation de la déformation dans les matériaux granulaires. Thèse de Doctorat es sciences. Université Scientifique et Médicale & Institut National Polytechnique de Grenoble. Grenoble, 1984, 283 pp.

DESRUES J. et DUTHILLEUL B., 1984, Mesure des champs de déformation d'un objet plan par la méthode de stéréophotogammérie de faux relief. Journal de mécanique théorique et appliquée, Vol. 3:1, pp. 79-103.

DESRUES J., et CHAMBON R., " Bifurcation par localisation de la déformation : étude expérimentale et théorique à, l'essai biaxial sur sable ", large deformation of solids : Physical basis and Mathematical Modelling, Gittus, Zarka and Nemat-Nasser Ed., Elsevier App. Sc. Pub., Amsterdam, pp. 433-459. 1986.

DESRUES J., (1987). Naissances des bandes de cisaillement dans les milieux granulaires : expérience et théories. Manual de Rhéologie des Géomatériaux, (F. DRVE, ed.). Presse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, pp. 279-298.

DESRUES J., and CHAMBON R., 1989, Shear band analysis for granular materials : the question off incremental non-linearity. Ingenieur-Archiv, Vol. 59, pp. 187-196.

DESRUES J. (1989), " Maillage et fissures, adaptation d'une méthode stéréophotogrammétrique développée à l'IMG ". Rapport de contrat LCPC/IMG, 05-05-89.

DESRUES J. (1991) " Bandes de cisaillement dans les roches : Questions ouvertes, études entreprises " Compte rendu, groupement géométrique des roches profondes.

DESRUES J., CHAMBON R., HAMMAD W. and CHARLIER R., "Soil modelling with regard to consistency : CLOE, a new rate type constitutive model", Third Int. Conf. On Constitutive Laws for Engng. Materials, Tucson, Ed. Dessai C.S. and Kremple E., ASME Press, pp. 399-402-1991.

DESRUES J., MOKNI M. and MAZEROLLE F. (1991) Tomodensitométrie et la localisation sur les sables. 10th E.C.S.M.F.E., Florence, Balkema eds, pp. 61-64-1991.

DESRUES J. (1992) , " Strain localisation in geomaterials, experimental basis ". Continuing education course "Strain localisation and failure in geomaterials". Politecnico di Milano.

DESRUES J., and CHAMBON R., MOKNI M. and MAZEROLLE F., 1996. Void ratio evolution inside shear bands in triaxial sand specimens studied by computed tomography. Géotechnique, Vol. 46:3, pp. 529-546.

DEY T.N. & WANG C.Y. (1981), " Some mechanisms of microcrak growth and interaction in compressive rock failure", Int. J., Rock Mech. Min. Sci., Vol. 18, pp. 199-209.

DHIR R.K., SANGHA C.M. : Relationship between size, deformation and strength for cylindrical specimens loaded in uniaxial compression. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 10, 699-712 (1973).

DIETRICH J.H., Earthquake mechanisms and modeling, Annu. Rev. Earth Planet. Sci., 2, 275-301, 1974.

DIOUTA NGAMY G. : " Analyse numérique de la localisation numérique de la localisation dans les matériaux rocheux" Thèse de Doctorat, Université de Lille, 1995.

DIOUTA N.G., HAIED A., KONDO D. and SHAO J.F., 1994, Experimental and numerical analysis of strain localization in two rock materials, EUROCK'94, Delft, the Netherlands.

DOMENICO S.N. (1984) Rock lithology and porosity determination from compressional wave velocity. Geophysics, 49, 1188-1195.

DONATH F.A. : Some information squeezed out of rock. Am. Scientist 58, 54-72 (1970).

DONATH F.A. : A triaxial pressure apparatus for testing consolidated or unconsolidated materials subjected to pore pressure. In : Testing Techniques for Rock Mechanics. Spec. Tech. Publ. 402. Philadelphia : Am. Soc. Test. Mat. 1966, pp.41-51.

DRESHER A., VARDOULAKIS I. And HAN C. : "A Biaxial Apparatus for Testing Soils," Geotechnical Testing Journal. GTJODJ. Vol. 13. No. 3, September 1990, pp. 226-234.

DRESHER A. and VARDOULAKIS I. (1982). Geometric softening in traixial tests on granular material. Geotechnique, 32, 291-303.

DREYER W : The science of rock mechanics; part 1, the strength properties of rocks : Series on rock and Soil Mechanics, Vol. 1 (1971/73), No. 2, Clausthal : Trans. Tech. Publ. 1972.

DREYER W. : Die Festigkeitseigenschaften natürlicher Gesteine insbesondere der Salz-und Karbongesteine. Clausthaler Hefte zur lagerstättenkunde und Geochemise der mineralischen Rohstoffe. Borchert, H. (ed.). Berlin : Bornträger 1967, No. 5, 247 pp.

DREYER W. : Quantitative untersuchungen über die Festigkeit einfach strukturierter Gesteinsarten in Korrelation zu den Gefügeparametern und dem Mineralgehalt der Accessorien. Proc. 1st Congr. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon 1, 133-142 (1966).

DRUCKER D.C., A definition of stable inelastic material. J. Appl. Math. 26, 101-106.

DUNN D.E., La FOUNTAIN L.J. and JACKSON R.E., 1973, Porosity dependence and mechanism of brittle fracture in sandstones. Journal of Geophysical Research, Vol. 78:14, pp. 2403-2417.

DUNNING J.D., LEWIS W.L. & DUNN D.E. (1980), " Chemomechanical weahenning in the presence of surfactants". J. Geophys. Res. Vol. 85, pp. 5344-5354.

DURELLI A.J., Parks, V. : Relationship of size and stress gradient to brittle failure stress.

EL BIED A. : Comparaison de modèles discrets et de modèles continus pour l'étude de structures de blocs rocheux sous sollicitation statique. Mémoire de DEA, Université Paris VI. Stage réalisé au CERMES/ ENPC, Paris, 1996.

EL BIED A., SULEM J.
« Optimisation des conditions d'essais pour les expériences de compression triaxiale en mécanique des roches »
2e Congrès Universitaire de Génie Civil AUGC – GEO - AFGC "Des Matériaux à l'Ouvrage" Poitiers, France 6-7 mai 1999, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers. Editeur: Association Universitaire de Génie Civil, 1999 (avec le réseau de laboratoires GEO et de l'Association Française de Génie Civil).

EL BIED A., SULEM J.
Effet de la lubrification dans l'essai triaxial sur les roches
2e Congrès Universitaire de Génie Civil AUGC – GEO - AFGC "Des Matériaux à l'Ouvrage" Poitiers, France 6-7 mai 1999, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers
Editeur: Association Universitaire de Génie Civil, 1999.

Voir aussi EL BIED dans:
CERROLAZA M., SULEM J., EL BIED A.
A Cosserat non-linear finite element analysis software for blocky structures
Int.J. Advances in Engineering Software, Elsevier, 30, pp. 69-83 , 1999

Voir aussi EL BIED dans:
SULEM J., CERROLAZA M., EL BIED A.
Numerical Analysis of masonry structures with an homogenised Cosserat continuum model. In: *Computer Methods in Structural Masonry* –4 (ed. G. Pande, J. Middleton and B. Kralj),
E & FN Spon, pp. 85-93, 1999. See also: STRUMAS IV, Fourth International Symposium on Problematic Soils, Sendai, 28-30 october 1998.

Voir aussi EL BIED dans:
SCHLOSSER F., SULEM J., FRANK R., EL BIED A.
Monuments under seismic action - *Final report* – Projet européen ENVIRONNEMENT, contrat EV5V-CT93-0300, 67 p. , may 1997

Voir aussi EL BIED dans:
SCHLOSSER F., SULEM J., FRANK R., EL BIED A.
Analytical and numerical modelling of structural response. Continuous models for discrete blocky structures (1st november 1995 – 31st october 1996). Projet européen ENVIRONNEMENT sur Monuments under seismic action, contrat EV5V-CT93-0300, 36 p.

EL HASSAN Assoum N. : Modélisation théorique et numérique de la localisation de la déformation dans les géomatériaux. Thèse de Doctorat, université de Grenoble I, 1997.

ELLIOTT G.M. (1982). An Investigation of a yield Criterion for Porous Rock. Ph.D. thesis, University of London, 363pp.

ELLIOTT G.M. (1993). Comprehensive rock engineering. Volume 3. Rock testing and site characterization. " Triaxial testing for rock strength".

ELLIOTT G.M. (1985). Personal Communication. (Cité par Santarelli, 1987).

EPSTEIN B : Statistical aspects of fracture problems. J. Appl. Phys. 19, 140-147 (1948).

EVANS, I. and POMEROY, C.D., : The strength, fracture and workability of coal. London, Pergamon Press, 1966, 177 p.

EWY R.T, KEMENY J.M., ZHENG Z., COOK N.G.W. Generation and analysis of stable excavation shapes under rock stresses. In Proc. 6th Congress ISRM. Montreal, Vol. 2, pp. 875-881 (1987).

EWY R.T., COOK N.G.W. Deformation and fractures around cylindrical Openings in Rock : Observations and Analysis of Deformations. Initiation, growth and interacters of fractures. Int J. Rock Mech. Sci & Geomech. Abstr. Vol. 27, No. 5, pp. 387-427 (1990).

EWY R.T., Deformation and fractures around cylindrical Openings in Rock : Initiations, Growth and interaction of fractures. Int J. Rock Mech; Sci & Geomech. Abstr. Vol. 27, No. 5, pp. 387-407 (1990).

EWY R.T., Deformation and fractures around cylindrical Openings in Rock. Ph.D. Thesis. University of California at Berkeley, (1989), pp.219.

FAIRHURST C. and COOK N.W.G., 1967, Rock splitting parallel to the direction of maximum compression with some practical implications. Rock Mechanics and Engineering Geology, Springer : Vienna, 1967.

FAIRHURST C.E. et HUDSON J.A. : International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences 36/ (1999) 279-289. Draft ISRM suggested method for the complete stress-strain curve for intact rock in uniaxial compression.

FAIRHURST, C. and COOK, N.G.W. : The phenomenon of rock splitting parallel to the direction of maximum compression in the neighborhood of a surface. Proc. 1st Cong. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon, 1966, Vol. 1, pp. 687-692.

FARMER I., " Engineering behavior of rocks ", 2nd edition Champan and hall, 208 p., 1983.

FARRAN J. and PERAMI R. (1974). Microfissuration, deformation et compressibilité des roches sous charges triaxiales. Advances in Rock Mechanics, Proc. 3rd Cong. Int. Soc. Rock Mech., national Academy of Sciences, Washington D.C., Vol II, Part A, pp. 138-143.

FASSAS N., BUTENUTH C., de FREITAS M.H., Bulletin of the international association of engineering geology de l'association internationale de géologie de l'ingénieur, Paris, N°53, Avril 1996, "A non-volumetric method of measuring the ratio of solids and voids in porous material with a computer aided system.

FELICE C.W., NORMAN D. and SENSENY P.E., " A physical assessment of test specimens in the post-peak regime", Rock mechanics as a Multidisciplinary Science, Roegiers (ed.), Balkema, Rotterdam. ISBN 90 6191 194X, pp. 283-292, 1991.

FILON N.G. on the Elastic equilibrium of circular cylinders under certain practical systems of load. Phil. Trans. R. Soc. A198, 147-233 (1902).

FLORA A. and MODONI G., "Upgrading Equipment and Procedures for Stress Path Triaxial Testing of Coarse-Grained Materials", Geotechnical Testing Journal, GTJODJ, Vol, 20, No. 4, December 1997, pp. 459-469.

FOPPL A.. : Abhängigkeit der Bruchgefahr von der Art des Spannungs-zustandes. In : Mitth. Mech.-tech, Lab. K. Tech. Hochsch. München, No. 27. München : Ackermann 1900, pp. 1-35.

FOURMAINTRAUX D. (1970). Contribution de la pétrographie à l'étude physique et mécanique des roches. Thèse de Doctorat, 134 pp.

FRANK F.C : A further note on Dilatancy in relation to seismic sources. Rev. Geophys. 4, 405-408 (1966).

FRANK F.C. : On Dilatancy on relation to seismic sources. Rev. Geophys. 3, 485-503 (1965).

FRANKLIN G.F., POWELL J.D. and EMANI-NAEINI A., 1986, "Feedback Control of Dynamic Systems," Addison Wesley Publishing Company.

FRIEDMAN M., PERKINS R.D & GREEN S.J. (1970), " Observation of Brittle deformation fractures at the maximum stress of Westerly granite and Solenholen limestone". Int. J. Rock Mech. Min. Sci/, Vol. 7, pp. 297-306.

FRIEDMAN M. : Fracture in Rock. Rev. Geophys. Space Phys. 13, No. 3(U.S.NAT. Rept. To I.U.G.G.), 352-358, 383-389(1975).

GADDY. F.L. : A study of the ultimate strength of local related to the absolute size of the cubical specimens tested. Bull. Virginia Polytechnic Inst., Vol. 49, No. 10, Aug., 1956, 27 p.

GARG S.K. et NUR A., Vol. 78, n° 26, Journal of Geophysical Research, September 10, 1973, Effective Stress Laws for Fluid-Saturated Porous Rocks.

GENS A., 1982. Stress-strain and strength characteristics of a low plasticity clay. Ph.D. thesis, University of London.

GERAUD Y., " Déformation thermomécanique et porosité des roches granitiques. Evolution des espaces poreux ", Thèse de l'Université de Provence, 1991.

GERMAIN P., La méthode des puissances virtuelles. 1ère partie : Théorie du second gradient. Journal de Mécanique, 12, 2, 235-274 (1973).

GERMAIN P., The method of virtual power in continuum mechanics. Part 2 : Microstructure. SIAM J. Appl. Math., 25, 3, 556-575 (1973).

GLUCKLICH J. and COHEN L.J. : Size as a factor in the brittle-ductible transition and the strength of some materials. Int. J. Fracture Mech. 3, 278-289 (1967).

GOODMAN R.E. (1989). " Rock mechanics" Edition John WILEY & Sons.

GOTO, TATSUOKA F., SHIBUYA S., KIM Y.-S and SATO T., 1991, A simple gauge for local small strain measurements in the laboratory. Soils and Foundations, Vol. 31:1, pp. 169-180.

GOWD T.N., RUMMEL F. : Effect of fluid injection on the fracture behavior of porous rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 14- 203-208 (1977).

GRAMBERG J. : Axial cleavage fracturing, a significant process in mining and geology. Eng. Geol. 1, 31-72 (1965).

GRAMBERG J. (21) : The 'ellipse-with-notch' theory to explain axial cleavage fracturing of rocks (a natural extension to the first Griffith theory) . Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 7, 537-559 (1970).

GREEN S.J., PERKINS R.D. : Unixial compression tests at varying strain rates on three geologic materials. In : Basic and Applied Rock Mechanics. Gray, K.E. (ed.). Proc. 10th Symp. Rock Mech., Austin, Texas, 1968. New York : A.I.M.E. 1972, pp. 35-54.

GRIFFITH A.A., 1924, Theory of rupture. In Proc. First. Congr. Applied Mech., Vol. 1 p. 55.

GRIFFITH A.A : The phenomena of rupture and flow in solids. Phil. Trans. R. Soc., Ser. A 221, 163-198 (1920).

GRIGGS, D. : Experimental flow of rocks under conditions favoring recrystallisation. Geol. Soc. Am. Bull., Vol. 51, 1940, pp. 1001-1022.

GRIGGS, D.T. : Deformation of rocks under high confining pressures. I. Experiments at room temperature. J. Geol., Vol. 44, No. 5, July-Aug., 1936, pp. 541-577.

GRIGGS D., and HANDIN J. : Observations on fracture and on Hypothesis of Earthquakes. In : Rock Deformation; Griggs, D., Handin, J. (eds). Geol. Soc. Am., Memoir 79, 1960, pp. 347-364.

GRISONI J.C. et THIRY M. : Répartition des grès dans les sables de Fontainebleau : implications géotechniques des études récentes, Bull. Liaison Labo P. Et Ch., 157, Sept-Oct 1988, Réf. 3333.

GROSVENOR, N.E. : Specimen proportion – Key to better compressive strength tests. Min. Eng., Vol. 15, No. 1, Jan., 1963, pp. 31-33.

GROUCH. S.L. : Experimental determination of volumetric strains in failed rock. To be submitted to Int. J. Rock Mech. Min. Sci.

GUENOT A. (1987) "Contraintes et ruptures autour des forages pétroliers" 6th ISRM Congr-montréal.

GUENOT A. (1988). " Bifurcations et mécanique des roches" Compte rendu pour ELF Aquitaine.

GUENOT A. Borehole Breakouts and Stress Field. Int J. Rock Mech. Sci & Geomech. Abstr., Vol 26, No ¾, pp. 185-195 (1989).

GUPTA I.N., Premonitory variations in S-wave velocity anisotropy before earthquakes in Nevada, Science, 182, 1129-1132, 1973.

GURNEY C., ROWE P.W. : Fracture of glass rods in bending and under radial pressure. Aero. Research Council, Reports and Memoranda No. 2284, Nov. 1945. London : H.M. Stationary Office, 1948b, 5 pp.

GURNEY C., ROWE P.W.: The effect of radial pressure on the flow and fracture of reinforced plastic rods. Aero. Research Council, Reports and Memoranda N°. 2283, May 1945. London : H.M. Stationary Office, 1948a, 10 pp.

HABIB P., BERNAIX J. : La fissuration des roches. In : Proc. 1st Congr. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon, Oct. 1966. 1966. Vol. I, pp. 185-190.

HABIB P., VOUILLE G. : Sur la disparition de l'effet d'échelle aux hautes pressions. C.R. Acad. Sci. Paris 262, 715-717 (1966).

HADAMARD J. (1903), "Leçons sur la propagation des ondes et les équations de l'hydrodynamique ", chapitre 6, Hermann Paris.

HADLEY K. (1975a), "Vp / Vs anomalies in dilatant rock samples". Pure Appl. Geophys. Vol. 113, pp. 1-23.

HADLEY K. (1976), "Comparaison of calculated and observed crack densities and seismic velocities in Westerly granite". J. Geophys. Res., Vol. 81, pp.3484-3494.

HADLEY K., A. Azimuthal variation of Dilatancy. J. Geophys. Res. 80, 4845-4850 (1975b).

HAIED A., - Etude expérimentale de la rupture en mode de déformations localisé dans un grès. Thèse de doctorat, Université de Lille I, 1995.

HAIED A., KONDO D., HENRY J.P. (1993) Experimental detection of shear bands in a sandstone. Assessment and prevention of failure phenomena in rock engineering, pp. 149-154.

HAIED A., KONDO D., HENRY J.P., 1997. Caractérisation expérimentale de la rupture en mode localisé d'un grés, Revue française de Géotechnique, N°78, pp. 21-29.

HAIED A., KONDO D. Int. J. Rock Mech & Min. Min. Sci. Vol. 34, No. 3-4, 1997, Paper No. 161. Strain localization in Fontainebleau sandstone : macroscopic and microscopic investigations.

HALLAM S.D. and ASHBY M.F., 1990, Compressive brittle fracture and construction of multi-axial failure maps. In Deformation processes in minerals, ceramics and rocks (edited by Barber D.J. and Meredith P.G), Unwin Hyman, pp. 84-108.

HALLBAUER D.K., WAGNER H., COOK N.G.W. : Some observations concerning the microscopic and mechanical behavior of quartzite specimens in stiff, triaxial compression tests. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Min. Sci. 10, 713-726 (1973).

HALPHEN B., SALENCON J. : Elasto-plasticité. Presses des Ponts et Chaussées, Paris, 1987, 448 pp.

HAMMAD. W., "Modélisation non linéaire et étude expérimentale de la localisation dans les sables ". Thèse de l'Université J. Fourier de Grenoble, 1991.

HAN C. : Localisation of Deformation in Sand, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, Mineapolis, 1991.

HANDIN, J., HAGER R.V. (30, 35, 166) :Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure : tests at room temperature on dry samples. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 41, 1-50(1957).

HANDIN J., HAGER R.V., FRIEDMAN M., FEATHER J.N. : Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure : pore pressure tests Bull. Am. Assoc., Petrol. Geol. 47, 717-755 (1963), Vol 47.

HANDIN, J.W, and GRIGGS, D. : Deformation of Yule marble : Part 2-Predicted fabric changes. Geol. Soc. Am. Bull, Vol. 62, 1951, pp. 863-882.

HARDY H.R., et al. : Discussion on uniformity of end loading in session on rock failure. In : Failure and Breakage of Rock. Fairhurst, C. (ed.). Proc. 8th Symp. Rock Mech., Minnesota, Sept. 1966. New York : A.I.M.E. 1967, pp. 154-158.

HARDY, H.R., JR. (1966a). A Loading system for the investigation of the inelastic properties of geologic materials, Testing Techniques for Rock Mechanics, ASTM, STP 402, Am. Soc. Test. Mats., 232-65.

HARDY, H.R., STEFANKO, R., KIMBLE, E.J. : An automated test facility for rock mechanics research. Int. J. Rock Mech. Min. Sci, 8, 17-28 (1971).

HAST N.: Measuring stresses and deformation in solid materials. Stockholm, Centraltryckeriet, Esselte ab, 1943.

HAWKES I and MELLOR M. Uniaxial testing in rock mechanics laboratory. Engng Geol. 4, 177-285 (1970).

HAYANO K., MAESHIRO T. , TATSUOAKA F., SATO T., WANG L. and KODAKA T. "Shear banding in a sedimentary soft mudstone subjected to plane strain compression", Geotechnical Testing Journal.

HEARD H.C. : Transition from brittle fracture to ductile flow in Solenhofen limestone as a function of temperature, confining pressure. In : Rock Deformation . Griggs, D., Handin, J. (eds.). Geol. Soc. Am., Memoir 79, 1960, pp. 193-226.

HECK W.J : Development of equipment for studying pore pressure effects in rock. In : Basic and Applied Rock Mechanics. Gray, K.E. (ed.). 10th Symp. Rock Mech., Austin, Texas, May 1968. New York : A.I.M.E. 1972, pp. 243-266.

HECK, W.J. : suggested method of test for triaxial compressive strength of undrained rock core specimens with induced pore pressure measurements. In Special Procedures for Testing Soil and Rock for Engineering Purposes. A.S.T.M. Special Technical Publication No. 479, 1970, pp. 604-612. Hobbs, D.W. The strength of coal under triaxial compressive Coll. Eng. Vol. 39.

HEGEMIER G.A. and READ H.E. on deformation and failure of brittle solids : some outstanding issues. Mechanics of Materials 4, 215-259 (1985).

HEREL J. : Festigkeits-und Formänderungsverhalten charakterisierender Eigenschaften der Magnesite, die an den Probekörpen von verschiedenem Schlanheitsgrad festgestellt wurden. Proc. 1st Congr. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon 1, 503-507 (1966).

HETTLER A and VARDOULAKIS I., 'Behavior of dry sand tested in a large triaxial apparatus', Géotechnique 34, 2, 183-197 (1984).

HEUZE F.E., Scale effects in the determination of rock mass strength and deformability, Rock Mechanics, 12, 167-192, 1980.

HICHER P.Y., WAHYUDI H. & TESSIER D. (1994), " Microstructurale analysis of strain localization in clay ". Computer & Geotechnics, Vol. 16, pp. 205-222, Great Britain.

HILL R. (1962), "Acceleration waves in solids". J. Mech. Phys., Vol. 10, pp. 1-16.

HILL R. and HUTCHINSON J.W., 1975, Bifurcation phenomena in the plane tension test. J. Mech. Phys. Solids, Vol. 23, pp. 239-264.

HILL R., A General Theory of Uniqueness and Stability for Elastic Plastic Solid. J. Mech. Phys. Solids, 6, 236-249 (1958).

HOBBS D.W. : Rock compressive strength. Collierv Eng. 41, 287-292 (1964a).

HODGSON K., and COOK N.G.W. (1970). The effect of size and stress gradient on the strength or rock. Proc. 2nd Congr. Int. Soc. Rock Mech., Jaroslav Cerni Inst. Develop. Wat. Res., Belgrade, Vol 2, paper 3-5.

HOEK E. Brittle Failure of Rock. Imperial College, Rock Mechanics Research Report. London, 24 pp. (1967).

HOEK E. Rock fracture under Static stress conditions, National Mechanical Engineering Research institute, CSIR, Pretoria, Report MEG 383 (1965).

HOEK E. (1968) Brittle failure of rock. In Rock Mechanics in Engineering Practice, ed. K.G. Stagg and O.C. Zienkiewtcz, pp. 99-124. John Wiley..

HOEK E., BIENIAWSKI Z.T. : Brittle fracture propagation in rock under compression. Int. J. Fract. Mech. 1, 137-155 (1965).

HOLCOMB D.J. (1992). Localization studies under triaxial conditions. Proc. US. Symposium, ed. Balkema, pp. 661-670.

HOLLAND, C.T. and OLSEN, D.A. : Interfacial friction, moisture and coal pillar strength. Trans. Soc. Min. Eng. A.I.M.E., Vol. 241, No. 3, sept., 1968, pp. 323-328.

HOLOUBEC I. and FINN P.J. : A Lateral deformation transducer for triaxial testing. Can. Geotech. J. 6, 353-356 (1969)

HOOD M., CARLSSON H. and NELSON Ph. H. II, "The application of field data from heater experiments conducted at Stripa, Sweden, to parameters for repository design, tech. Inf. Repts. No. 26, Lawrence Berkeley Laboratory, 39 pp., July 1979.

HOQUE E., TATSUOKA F., and SATO T., "Measuring Anisotropic Elastic Properties of Sand Using a Large Triaxial Specimen", Geotechnical Testing Journal, GTJODJ, Vol. 19, No. 4, December 1996, pp. 411-420.

HOQUE E., SATO T., and TATSUOKA F., "Performance Evaluation of LDTs for Use in Triaxial Tests", Geotechnical Testing Journal, GTJODJ, Vol. 20, June 1997, pp. 149-167.

HORII H. and NEMAT-NASSER S., 1985, Compression-induced microcrak growth in brittle solids : axial splitting and shear failure. J. Geophys. Res., Vol. 90, pp. 3105-3125.

HORII H., NEMAT-NASSER S. : Compression-induced microcrak growth in brittle solids : Axial splitting and shear failure. J. Geophys. Res. Vol. 90, B4, pp. 3105-3125 (1985).

HORINO F.G., BRADY B.T., DUVALL W. L and HOOKER V.E A thousand ton capacity stiff testing machine. Bureau of Mines Report of Investigations, 7624 (1972).

HOSKINS E.R. and F.G. HORINO (1969). Influence of Spherical Head Size and Specimen Diameters on the Uniaxial Compressive Strength of
Rocks. U.S. Bureau of Mines, Report of Investigations 7234-, 16pp.

HOUPERT R. : La résistance à la rupture des roches en compression simple. In : Proc. 2nd Congr. Int. Sci. Rock Mech 1970.

HUDSON J.A., E.T. BROWN and C. FAIRHURST (1971). Shape of the complete stress-strain curve for rock. Stability of Rock Slopes, Proc. 13th Symp. On Rock Mech., (E.J. Cording, ed.), Am. Soc. Civ. Engrs, New York, pp. 773-795.

HUDSON, J.A., CROUCH, S.L. and FAIRHURST C. : Soft, stiff and servo-controlled testing machines : A review with reference to rock failure. Eng. Geol., Vol. 6, 1972, pp. 155-189.

HUDSON J.A., BROWN E.T., and FAIRHURST C (1971). Shape of the complete stress strain curve for rock. Proc. 13th Symp Rock Mech., University of Il-Linois, Urbana.

IKOGOU S. (1990), "Etude expérimentale et modélisation du comportement d'un grès". Thèse de Doctorat, Université de Lille I.

INGLIS C.E. : Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners. Trans Inst. Nav. Archit., London 55, 219-241(1913).

IRWIN G. : Fracture dynamics. In : Fracturing of Metals . Cleveland, Ohio : Am. Soc. For Met. 1948, pp. 147-166.

IRWIN G.R. : fracture. In : Handbouch der Physik, Vol. VI, Elastizität und Plastizität. Flügge, S. (ed.); Berlin-Heidelberg-New York : Springer 1958, pp. 551-590.

IRWIN G.R. Analysis of Stresses and Strains Near the End of a Crack Traversing a Plate. J. Applied Mechanics. Vol. 24, pp. 361-364 (1957).

ISMAIL I.A.H., MURREL S.A.F. : Dilatancy and the strength of rocks containing pore water under undrained conditions. Geophys. J.R. Astron. Soc. 44, 107-034 (1976).

IWAKUMA T. et NEMAT-NASSER S., Int. J. Solids Structures, Vol. 18, No.1, pp. 69-83. 1982, An Analytical Estimate of Shear Band Initiation in a Necked Bar.

JAEGER J.C and COOK N.G.W. (1979). Fundamentals of Rock Mechanics. 3rd edition, Chapman and Hall, London, 593pp. (2nd ed.: 1976, 1nd ed.: 1969)

JAEGER J.C., HOSKINS E.R. : Rock failure under the confined brazilian test. J. Geophys. Res. 71, 2651-2659 (1966).

JAEGER J.C., HOSKINS E.R. : Stresses and failure in rings of rock loaded in diametrical tension or compression. Br. J. appl. Phys. 17, 685-692(1966).

JAEGER J.C. : Rock failures at low confining pressures. Engineering 189, 283-284(1960a).

JAEGER J.C.: Crushing under non-uniform loading . In : National Symposium on Rock Fragmentation, Adelaide, Feb. 1973. Storr, E.D. (ed.). Australian Geomechanics Soc., Inst. Eng. Aust. 1973 pp. 74-80.

JARDINE R.J., and BROOKS N.J., 1984. The use of a new axial displacement gauge for the determination of rock sfitness. pp. 323-340.

JARDINE R.J., SYMES M.J., and BURLAND J.B., 1984, The measurement of soil stiffness in the triaxial apparatus. Géotechnique, Vol. 34:3, pp. 323-340.

JARDINE R.J., POTTS D.M., FOURIE A. and BURLAND J.B. 1986. Studies of the influence of non-Linear Stress-Strain Characteristics in Soil-Structure Interaction. Geotechnique. 36: 377-396.

JENKINS, J.D. : Discussion on paper –Stress-strain relations and breakage of rocks-by

JENSEN, V.P. (1943). The plasticity ratio of concrete and in effect on the ultimate strength of beams, J. Am. Concr. Inst., 39, 565-82.

JOHANMIR S. : Chain Lenght Effects in Boundary Lubrification. Wear 102, 331-349 (1985).

JOHNS R.A, STEUDE J.S., CASTANIER L.M., and ROBERTS P.V., 1993. Non-destructive measurements of fracture aperture in crystalline rock cores using X ray computed tomography. Journal of geophysical research, Vol. 98 : B2, pp. 1889-1900.
Journal of Structure Geology. Vol. 16. No. 7. Pp. 941 to 959, 1994.

JOLY F. : Problèmes des grès de Fontainebleau.

KACHANOV L.M. : Eléments de la théorie de pa plasticité. Editions Mir, Moscow, 1975, 453 pp.

KARMAN T. von : Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck. Z. Verein. Dtsch. Ing. 55, pp. 1749-1757 (1911).

KARTASHOV Yu. M., MAZUR-DZHURILOVSKII, YU D. and GROKHOLSKII, A.A. : Determination of the uniaxial compressive strength of rocks. Sov. Min. Sci., No. 3, May-June. 1970, pp.339-341.

KEANEY G.M.J., MEREDITH P.G. and MURRELL S.A.F., 1998, Laboratory study of permeability evolution in a “tight” sandstone under non-hydrostatic stress conditions. In Eurock’98, Trondheim (Norway), 1998, p.7.

KEMENY J.M & COOK N.G.W. (1987), “Crack models for the failure of rocks in compression”. 2nd Int. Conf. & Short Course on constituve Laws for Engng. Mat., ed. Desai et al., USA.

KIENDL, O.G. and MALDARI, J.A. : Comparison of physical properties of concrete made of three varieties of coarse aggregates. B.S. Thesis, Univ. Wisconsin, Madison, Wisconsin, 1938.

KIM Y.S., TATSUOKA F. and OCHI K. (1994) : “Deformation characteristics at small strains of sedimentary softroks by triaxial compression tests”, Géotechnique, Vol.44, No.3, pp.461-478.

KING M.S. (1969). Static and dynamic elastic module of rocks under pressure. Rock Mechanics : Theory and Practice, Proc. 11th Symp. On Rock Mech., (W.H. Somerton, ed.), Soc. Min. Engrs. AIME, New York, pp329-351.

KIRCH, G. 1898. Die theorie der elastizitat und die bedürfnisse der festigkeitslehre. Veit. Ver. Deut. Ing. 42, 797-807.

KIRKPATRICK W.M. and D.J. BELSHAW D.J. (1968). On the interpretation of the triaxial test. Geotechnique, 18, 336-350.

KOLYMBAS D., 1981, Bifurcation analysis for sand sample with non-linear constitutive equation. Ingenieur-Archiv, Vol. 50, pp. 131-140.

KONDO D. and HENRY J.P., 1990, Etude expérimentale de la localisation des deformations. Rapport scientifique GRECO Géomatériaux, pp. 201-204.

KONDO D., HAIED A., HENRY J.P., JOUNIAUX L. and POZZI J.P., 1991. Détection expérimentale de l'apparition de bandes de cisaillement dans les roches : mesures extensométriques et mesures éléctriques. Rapport scientifique GRECO Géomatériaux, pp. 219-227.

KONDO D., HENRY J.Y. et HENRY J.P. (1988) "Mécanique linéaire de la rupture appliquée à l'analyse de l'écaillage autour d'ouvrages souterrains ". Compte rendu pour ELF aquitaine.

KOOIJMAN A.P., VAN DEN ELZEN M.G.A. and VEEKEN C.A.M., "Hollow-cylinder collapse : measurement of deformation and failure in an X-ray CT scanner, observation of size effect", Rock mechanics as a Multidisciplinary Science, Roegiers (ed.), Balkema, Rotterdam, pp. 657-666, 1991.

KORMI T.: "Etude du comportement mécanique du grès de Fontainebleau". Stage de DEA effectué à l'école Nationale des ponts et chaussées, 45pp, Paris, France, 1999.

KOSTAK, B., BIELENSTEIN H.U., 1971 : Strength distribution in hard rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 8.501-521.

KOTTE J.J., BERCZES Z.G., GRAMBERG J., SELDENRATH Th. R., 1969 : Stress-strain relations and breakage of cylindrical granitic rock specimens under uniaxial and triaxial loads. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 6, 581-595.

KOWALSKI, W.C : The interdependence between the strength and voids ration of limestones and marls in connection with their water saturating and anisotropy. Proc. 1st Cong. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon, 1966, Vol. 1, pp. 143-144.

KRANZ R.L.(1980), "Crack growth and development during creep of bare granite". Int. J. Rock. Mech. Min. Sci., Vol. 16, pp. 23-35.

KRANZ R.L.(1980), "The effects of confining pressure and stress difference on static fatigue of granite". J. Geophys. Res., Vol. 85, pp. 1854-1866.

KRANZ R.L., "Crack-crack and crack-pore interactions in stressed granite", Int . J. Rock Mech. Sci. and Geomech. Abstr., pp. 37-47, 1979b.

KRANZ R.L., "Microcraks in rocks : a review", Technophysics, 100, pp. 449-480, 1983.

KULHAWY. F.M. (1975). Stress deformation properties of rock and rock discontinuities. Engng Geol., 9, pp. 327-350.

LABUZ J.F. et DAI S. : Biaxial testing office des changes Wildmoor sandstone. Final report. Submitted to, IKU Petroleum Research N-7034 Trondhein, Norway, 1994.

LABUZ J.F. : Geological reseaurch letters, Vol. 18, N° 3, Pages 439-442, March 1991. University of Minnesota. The problem of machine stiffness revisited..

LABUZ J.F. and BRIDELL J.M. : reducing frictional constraint in compression testing through lubrication. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 451-455 (1993).

LABUZ J.F., DAI S.T. and PAPAMICHOS E., 1996, Plane-strain compression of rock-like materials. Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 33:6, pp. 573-584.

LABUZ J.F. and BIOLZI L. : Class I versus class II stability : a demonstration of size effect, Int. J. Rock Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr., 1991.

LABUZ J.F., SHAH. S.P., and DOWNING C.H. (1985). Experimental analysis of crack propagation in granite. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Sci. Geomech, Abstr 22, 85-98.

LACERDA W.A., 1985, " Compressibility Properties of Lateritic and Saprolitic Soils," Peculiarities of geotechnical behavior of tropical Lateritric and Saprolitic Soils-Progress report (1982-1985). ABMS. Sao Paulo, pp. 85-113.

LADE P.V. et DE BOER R. (1997). Geotechnical 47. No. 1, 61-78.. The concept of effective stress for soil, concrets and rock.

LADE P.V. and NELSON B. : Modelling of the elastic behaviour of granular materials. Int. J. Num. Anal. Methods in Geomechanics, 11, 521-554 (1987).

LADE P.V., YAMAMURO J.A., and SKYERS B.D., "Effects of shear band formation in triaxial extension tests", Geotechnical testing journal, GTJODJ, Vol. 19, No. 4, December 1996, pp. 398-410.

LAJTAI E.Z. and BIELUS L.P., 1986, Stress corrosion cracking of lac du Bonnet granite in tension and compression. Rock mechanics and rock engineering, Vol 19, pp. 71-87.

LAJTAI E.Z., CARTER B.J & DUNCAN E.J.S. (1994), " En echelon crack-arrays in potash salt rock ". Rock. Mech. Rock. Engng. Vol. 27, N°2, pp. 89-111.

LAMA, R.D. : Elasticity and strength of coal seams in situ and an attempt to determine the energy in pressure bursting of roadsides. D., Sc. Tech. Thesis, Faculty of Mining, Academy of Min & Metall., Cracow, Poland, 1966.

LAMBE T.W., WHITMAN R.V. : Soil Mechanics, New York : Wiley 1969, 553 pp.

LANE K.S. : Engineering problems due to fluid pressure in rock, In : Rock Mechanics- Theory and Practice. Proc . 11th Symposium on Rock Mechanics, New York : A.I.M.E. 1970, pp. 501-540.

LARSSON R.K., RUNESSON & OTTOSEN N.S., 1993. Discontinuous displacement approximation for capturing plastic localization. Int. J. num. Mech. Eng., 36:2087-2105.

LATIERE .H.J. and MAZEROLLE F., 1987, The X-ray scanner. A tool for the examination of the intravoluminal crystalline state of aluminum. Engng Fract. Mech., Vol. 27:4, pp. 413-463.

LEMAITRE J. : A course on Damage Mechanics. Springer Verlag, 1990.

LEMAITRE J., CHABOCHE J.L. : Mécanique des matériaux solides. Dunod, Paris, 1988,544.

LERAT P. : Etude de l'interface sol-structure dans les milieux granulaires à l'aide d'un nouvel appareil de cisaillement annulaire. Thèse de Doctorat, spécialité Géotechnique, présentée à l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1996.

LEROY Y. et TRIANTAFYLLIDIS N. : Folding and Localized Faulting in a Frictional Cohesive Overburden Resting Over a Viscious Substratum. Aspects of technical Faulting, Eds. F.K. Lehner, G. Riedmuller and E. Wallbrecher Series : Lecture notes in Earth Sciences, Springer-Verlag, Heidelberg, 1996.

LINTON P.F., McVAY M.C. and BLOOMQUIST D. : Measurement of deformations in the standard triaxial environment with a comparison of local versus global measurements on a fine; fully drained sand. In : Advanced Tiaxial Testing of Soil and Rock (Edited by Donaghe R.T., Chaney R.C and silver M.L) ASTM, Philadephia, Pa (1998).

LIU H.P. et LIVANOS A.C.R (1976). Dilatancy and precursory bulging along incipient fracture zones in unixially compressed Westerly granite. J. Geophys. Res., 81, pp. 3495-3510.

LO K.Y., WAI R.S.C., ROWE R.K. and THAM L., 1982 : Non linear thermo mechanical behaviour and stress analysis in rocks. Issues in Rock Mechanics, Proc. 23rd Symp. On Rock Mech., (R.E. Goodman an F.E Heuze, eds), Soc. Min. Engrs. Aime, New York, pp 872-880.

LO PRESTI D.C.F., PALLARA O., COSTANZO D. & IMPAVIDO M., 1994., Small strain measurements during triaxial tests : many problems, some solutions. Proc IS Hokkaido : Vol1, pp. 11-16.

LO PRESTI D.C.F., PALLARA O., RAINO M. and MANISCALO R. 1994.. a computer controlled triaxial Apparants : Preliminary Results. Revista Italiana di Geotechnica in press.

LO PRESTI D, BARLA M., BARLA G., PALLARA O. & PLESCIA A. : Departement of structural Engineering, Technical University of Turin, Italy. Adrian Grigore. Technical University of Civil Engineering of Bucharest, Romania. The Geotechnicals of hard Soils-Soft Rocks, Evangelista & Picarelli (eds). Development and use of a traixial cell for soft rocks.

LOCKNER D., 1993, The role of acoustic emission in the study of rock fracture. Int. J. Roch Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr., Vol. 30:7, pp. 883-899.

LOCKNER D.A & BYERLEE J.D. (1992), “Fault growth and acoustic emissions in confined granite”. Appl. Mech. Rev., Vol. 45, N°3, pp. 165-173.

LOCKNER D.A, BYERLEE J.B. & WALSH J.D. (1977) “ Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite”. J. Geophys. Res, Vol. 82, pp. 5374-5378.

LOCKNER D.A., BYERLEE J.D., KUKSENKO V., PONOMAREV A. and SIDORIN A., 1992, Observation of quasistatic fault growth from acoustic emission In fault mechanics and transport properties of rock (ed. by Evans B. and Wong T.-f), Academic Press – London and New-York, pp. 3-31.

LOCKNER D.A., WALSH J.B., and BYERLEE J.D., 1977, Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite. Journal of Geophysical Research, Vol. 82:33, pp. 5374-5378.

LOCKNER D.A., and BYERLEE J.D. Acoustic emission and creep in rock at high confining pressure and differential stress. Bull. of the Seimological Society of Amer. 67, 247-258 (1977).

LOCKNER D.A., BYERLEE J.D., KULSENKO V., PONOMAREV A. and SIDORIN A. : Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite. Nature 350, , NO. 39-42 (1991).

LOCKNER D.A., and BYERLEE J.D., KUKSENKO V., PONOMAREV A. and SIDORIN A. : Observations of quasistatic fault growth from acoustic emissions. In fault Mechanics and Transport Properties of Rocks (Edited by B. Evans and T.-F. Wong), pp. 3-31. Academic Press, London (1992).

LOCKNER D.A., and BYERLEE J.D., Precursory AE patterns leading to rock fracture. In Proceedings, fifth Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologycal Structures and Materials (Edited by H.R. Hardy), Trans-Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, Germany (1993).

LOCKNER D.A., MOORE D.E. and RECHES Z., Microcrack interaction leading to shear fracture. In 33rd U.S Rock Mechanics Symposium (Edited by J.R. Tillerson and W.R. Werski), pp. 807-816. Balkema Rotterdam (1992).

LORET B. and PREVOST J.H., Dynamic strain localisation in elasto (visco) plastic solids. Com. Meth. Appl Mech. Eng., 83, 247-294(1990).

LORET B. et HARIRECHE O. (1991) “ Localisation des déformations dans les milieux poreux ” Compte rendu, Groupement Géomécanique des roches profondes.

LORET B., on the choice of elastic parameters for sand. Int. J. Num. Anal. Mech. Geomech., 9,285-292 (1985).

LUNDBORG N. (1967). The Strength size relation of granite. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol 4, pp269-272.

LUNDBORG, N. : Strength of rock-like materials. Int J. Rock Mech =. Min. Sci., Vol. 5, No.5, Sept., 1968, pp. 427-454.

LUONG M.P. : Rock at great Depth, Maury & Fourmaintraux. (eds). 1989 Balkema, Rotterdam. Modes fondamentaux de réisitance à la rupture du grès de Fontainebleau.

MANDEL J. (1964), "Condition de stabilité et postulat de Drucker". Rhéologie et Mécanique des Sols, ed. Kravtchenko et Syries, IUTAM Symposiuym, Grenoble.

MANSUROV V.A. (1993). Comprehensive rock engineering. Volume 3. Rock testing and site characterization. "Laboratory experiments: their role in the problem of rock burst prediction".

MARANHAO N. ; Observations upon rupture and post-rupture behaviour of rocks under uniaxial compression tests. In : Proc. 2nd Int. Congr. Int. Assoc. Eng. Geol. Sao Paulo, Aug. 1974, Vol. 1, 1974, pp. IV-2.1-IV-2.10.

MARLE C. (1967). "Ecoulements monophasiques en milieu poreux" Revue de l'Institut Française du Pétrole, pp. 1471-1509.

MARONE Chris, SCHOLZ C.H. : Particle-size distribution and microstructures within simulated fault gouge. Journal of Structural Geology, vol. 11, No 7, pp. 799-814, 1989.

MATSUSHIMA S. : On the deformation and Fracture of Granite Under High Confining Pressure, Disaster Prevention res. Inst., Bulletin, 1960, Vol. 36, pp. 11-20.

MATSUSHIMA S. : On the Flow and Fracture of Igneous Rocks and on the Deformation and Fracture of Granite under High Confining Pressure. Disaster Prevention Res. Inst. Kyoto Univ., Bull. No. 36, 1960, 20 pp.

MAUGIN G.A. The Thermomechanics of Plasticity and fracture. Cambridge University Press, Cambridge, 1992, 350 pp.

MAURY V. : Observations, recherches et résultat récentes sur les mécanismes de rupture autour des galeries isolées. Rapport de la commission ISRM "Mécanismes de rupture". Proc. 6th Congr. Int. Soc. Rock Mech., pp. 109-118, Montreal, 1987.

MAURY V.M (1993) "An overview of tunnel, underground excavation and boreholes collapse mechanisms" Comprehensive Rock Engineering, Ed. Hudson J.A. Vol. 4, pp. 369-409.

MAURY V.M. and SAUZAY J.M. (1988). "Borehole instability : Rock mechanics approach and results" Elf aquitaine, Members SPE.

McCLINTOCK F.A., WALSH J.B: Friction on Griffith cracks in rocks under pressure. U.S. Natl. Congr. Appl. Mech., pp 1015-1021, Berkeley, 1962.

MEIKLE, P.G. and HOLLAND, C.T. : The effect of friction on the strength of model coal pillars. Trans. Soc. Min. Eng. A.I.ME., Vol. 232, No. 4, Dec., 1965, pp. 322-327.

MENENDEZ B., ZHU W. and WONG T.-F., 1996, Micromechanics of brittle faulting and cataclistic flow in berea sandstone. Journal of structural Geology, Vol. 18-1, pp. 1-16.

MEYER M.D. and SPETZER H.A., 1976. Materials properties using holographic interferometry. Exp. Mech. Vol. 16, pp. 434-438.

MILLIEN A., 1993, Comportment anisotropique du grès des Voges : elastro-plasticité, localisation, rupture. Thèse de doctorat de l'Université de Grenoble, France.

MINDLIN R.D., Microstructure in linear elasticity. Arch. Rat. Mech. 10,, 51-78 (1964).

MOGI, K. Dilatancy of rocks under general triaxial states with special reference to earthquake precursors. J. Phys. Earth 25 (Suppl;)., 203-217 (1977).

MOGI, K : Deformation and fracture of rocks under confining pressure (2). Elasticity and plasticity of some rocks. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo., Univ. 43, 349-379 (1965).

MOGI, K. : Pressure dependence of rock strength and transition from brittle fracture to ductile flow. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo., Univ. 44, 215-232 (1966b).

MOGI, K. : Effect to the triaxial stress system on fracture and flow of rocks. Phys. Earth Planet. Interiors 5, 318-324 (1972).

MOGI, K. : The influence of the dimensions of specimens on the fracture strength of rocks. Bull Earthquake Res. Inst. Tokyo., Univ. 40, 1962, pp. 175-185.

MOGI, K. Dilatancy of rocks under general triaxial stress states with special reference to earthquake precursors. J. Phys. Earth, Special Issue for U.S.-Japan Seminar on Earthquake Prediction, in press (1997).

MOHR, K.: Some precise measurements of fracture strength of rocks under uniform compressive stress. Felsmechanik und Ingenieurgeologie 4, 41-55 (1966a).

MOHR, O., 1900 : Welche Umstaendnde Bedingen dir Elastizitaetsgrenze und den Bruch eines Materials ? Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure 44, 1-12.

MOKNI M., “Relations entre le comportement en masse et la localisation de la déformation dans les matériaux granulaires”, Thèse de Doctorat de l’Université J. Fourier de Grenoble, 1992.

MOLENKAMP F. : A simple model for isotropic non-linear elasticity materials; Int. J. Num. Anal. Methods in Geomechanics, 12, 467-476 (1988).

MORDECAI M. and L.H. Morris (1970). An investigation into the changes of permeability occurring in a sandstone when failed under triaxial conditions. Dynamic Rock Mechanics, Proc. 12th Symp. On Rock Mech., (G.B. Clark, ed.), Soc. Min Engrs AIME, New York, pp221-239.

MORLIER P., 1970, Rôle des fluides en mécaniques des roches. In Proceedings on the 2end congress of the int. Society for rock mechanics, Vol. 2, pp. 57-65.

MORROW Carolyn A., BYERLEE James D. : Experimental studies of compaction and dilatancy during frictional sliding on faults containing gouge. Journal of Structural Geology, vol. 11, No 7, pp. 815-825, 1989.

MOSHER S., BERGER R.L. & ANDERSON D.E; (1975) “ Fracturing characteristics of two granites. “ Rock Mech., Vol. 7, pp. 167-176.

MROZ, Z. (1963) Non-associated flow laws in plasticity. J. Mécanique 2, 21-42.

MROZ, Z. (1966) On forms of constitutive laws for elastic-plastic solids. Archives of mechanics 1, 18, 3-35.

MUHLHAUS H.B, 1993 : Continuum models for layered and blocky rock. In : "Comprehensive rock engineering", vol. 2 (ed. Charles Fairhurst, 209-230)

MUHLHAUS H.B. and VARDOULAKIS I., “The thikness of shear bands in granular materials”, Géotechnique, Vol. 37, No 3, pp. 271-283, 1987.

MURELL, S.A.F. : The Effect of Triaxial stress systems on the strength of rocks at atmospheric temperatures. Geophys. J.R. Astron. Soc. 10. 231-281 (1965).

NADIA A. : Theory of flow and fracture of solids. McGraw-Hill, p.275-296, 1950.

NEEDLEMAN A., Material rate dependence and mesh sensitivity in localisation problems. Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., 67, 64-85 (1988).

NEFF T.L : Equipment for measuring pore pressure in rock specimens under triaxial load. In : Testing techniques for Rock Mechanics. Spec. Tech. Publ. 402. Philadelphia: Am. Soc. Test. Mat. 1966, pp. 3-17.

NEMAT-NASSER S. and HORII H., 1982, Compressive-induced nonplanar crack extension with application to splitting exfoliation and rock-burst. J. Geoph. Res., Vol. 87:B8, pp. 6805-6821.

NGUYEN MINH D et SCHMITT N. (1988). "Contraction du tube épais circulaire : Remarques sur l'influence d'une non linéarité élastique". Revue française de Géotech., No. 42, pp. 35-46.

NOLEN HOEKSEMAN R.C. & GORDON R.B. (1987), "Optical detection of crack patterns in the opening-mode fracture of marble". Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 24, N°2, pp. 135-144.

NOVA R. : Loss of Uniqueness of Elastroplastic Stranhardening Constitutive laws for Geomaterials. In Strain localisation and Failure in Geomaterials, Milan 1992, 25 pp.

NOWAKOWSKI A.N, NURKOWSKI J. Int. J. Roch. Mech. Sci & Geomech. Abstr. Vol. 32. No.1, pp 65-70, 1995. A New Method for Measuring Circumferential Displacement in a Triaxial Cell.

NUR A. and SIMMONS G (1969). Stress-induced velocity anisotropy in rock : An experimental study. J. Geophys. Res., 74, 6667-6674.

NUR A. and SIMMONS G (1969). The effect of saturation on velocity in low porosity rocks. E.P.S. L. 7, 183-193.

NUR A. : Dilatancy, pore fluids and premonitory variations of t_S/t_P travel times. Bull. Seismol. Soc. Am; 62, 1217-1222 (1972).

NYE. J.F., Physical properties of Crystals, pp. 158-168, Oxford university Press, New York, 1957.

OBERT L., DUVALL W. : Microseismic method of predicting rock failure in underground mining. Part II. Laboratory experiments. U.S. Bur. Of Min., Rep. Invest. 3803, 1945, 14 pp.

OBERT L., DUVALL W. : Use of subaudible noises for prediction of rock bursts. Part II. U.S. Bur. Min. Rep, Invest. 3654, 1942, 22 pp.

OBERT L., WINDES S.L., DUVALL W.I : Standardized tests for determining the physical properties of mine rock. U.S. Bur. Min., Rep. Invest. 3891, 1946, 67 pp.

OHNAKA M. And MOGIK, 1982, Frequency characteristics of acoustic emission in rocks under uniaxial compression and its relation to the fracturing process to failure. Journal of Geophysical Research, Vol. 87 :B5, pp. 3873-3884.

OKUBO S. and Y. NISHIMATSU (1985). Uniaxial compression testing using a linear combination of stress and strain as the control variable. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 22, pp. 323-330.

OLSSON W.A. (1974), "Microfracturing and faulting in a limestone ". Techtonophysics, Vol. 24, pp. 277-285.

OLSSON. W. Journal of Geophysical Research, Vol. 104, NO. B4, PAGES 7219-7228, APRIL 10, 1999. Theoretical and experimental investigation of compaction bands in porous rock.

OLSSON W.A. & PENG S.S. (1976), " Microcrack nucleation in marble ". Int. J. Rock Mech. Sci., Vol. 13, pp. 53-59.

ORD A. VARDOULAKIS I. and KAJEWSKI R., 1991, Shear band formation in Gosford sandstone. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr, Vol. 28 :5, pp. 397-409.

ORTIZ M., LEROY Y. & NEEDLEMAN A., 1987. A finite element method for localized failure analysis. Comput. Methods Applied Mech. Engrg., 61 :189-214.

ORTIZ, M., An analytical study of the localized failure modes of concrete, Mech. Mat. 6, pp. 159-174.

OULAHNA. A. Etude du comportement du grés rouge de Wildmoor. Application à l'analyse de stabilité d'un forage pétrolier en cours de creusement et de production. Thèse de doctorat ENPC/1996.

PAGE L. and H.C. HEARD (1981). Elastic moduli, thermal expansion, and inferred permeability of climax quartz monzonite and Sudburry gabbro to 500 °C and 55 Mpa. Proc. 22nd U.S. Symp. On Rock Mech., (H.H. Einstein, ed), Massachusetts Inst. Technol., Cambridge, Massachusetts, pp. 103-110.

PALMER A.C and RICE J.R the growth of slip surfaces in the progressive failure of over-consolidated clay. Proc. R. Soc. Lond. A. 332, 527-548 (1973).

PANET M. Quelques problèmes de mécanique des roches posés par le tunnel du Mont Blanc. Bul. Liaison Labo. Routiers P. et Ch. N. 42, pp. 115-145 (1969).

PAPAMICHOS E., TRONVOLL J. , SKJAESTEIN A. , UNANDER T.E. , LABUZ J.F., VARDOULAKIS I. and SULEM J., Constitutive testing of a weak sandstone, Mechanics of Cohesive-Frictional Materials (1998)

PAPAMICHOS E., Surface Instability and Fracture : Theory and Experiment, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1992.

PAPAMICHOS E., VARDOULAKIS I. and MUHLHAUS H.B. (1995) " Buckling of layered elastic media : A Cosserat continuum approach and its validation " Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., Vol. 14, pp. 473-498.

PAPANASTASIOU P. and VARDOULAKIS I. , " Bifurcation analysis of deep boreholes : II. Scale effect, Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., Vol 13, pp. 183-198, 1989.

PAPANASTASIOU P. and VARDOULAKIS I., " Numerical treatment of progressive localization in relation to borehole stability ", Int. J. for numerical and analytical methods in geomechanics ", Vol. 16, pp. 389-424, 1992.

PARISEAU W.G. (1979); A finite element approach to strain softening and seize effects in rock mechanics. Proc. 3rd Int. Conf. On Numerial Methods in Geomech., A. A. Balkema, Rotterdam, pp545-558.

PATERSON M.S. : Experimental deformation and faulting in Wombeyan marble. Bull. Geol. Soc. Am. 69, 465 – 476 (1958).

PATERSON M.S., 1978, Experimental rock deformation-the brittle field. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, p. 254.

PAUL, B. and GANGAL, M. : Initial and subsequent fracture curves for biaxial compression of brittle materials. Proc. 8th Symp. Rock Mech., Minneapolis, Minn., 1966, pp. 113-141.

PAULDING B.W., Jr. : Crack Growth During Brittle Fracture in Compression. M.I.T. Ph.D. Thesis, 1965.

PELLEGRINO A. Comportement fragile des roches : dégradation des propriétés élastiques et anisotropie induite par les contraintes. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris (1995).

PELLEGRINO A. L'applicazione della meccanica del donneggiamento alla meccanica delle rocce. Tesi di Dottorato, Torino (1995b).

PELLEGRINO A., SULEM J., BARLA G., Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Vol. 34, No. 2, pp. 333-340, 1997. The Effects of Slenderness and Lubrication on the Uniaxial Behavior of a Soft Limestone.

PENG S.D. Failure and fracture of Chelrnsford Granite, Ph.D. Thesis, Standard University (1970).

PENG S.D : Stresses within elastic circular cylinders loaded uniaxially and triaxially. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 8, 399-432 (1971).

PENG S.S., Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geontech. Abstr. Vol. 10, pp. 235-246. Pergamon Press 1973. Printed in Great Britain, Time-dependent aspects of rock behavior as measured by a servocontrolled hydraulic testing machine.

PENG S.S & JOHNSON A.M. (1972), " Crack growth and faulting in cylindrical specimens of Chemsford granite ". Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Vol. 9, pp. 37-86.

PENG S.S., ORTIZ C.A. : Crack propagation and fracture of rock specimens loaded in compression. In : Conf. Dynamic Crack Propagation. Lehigh Univ., 1972. Sih. G.C. (ed). Leyden : Noordhoff Int. Publ. 1973, pp. 113-129.

PENG S.S. and PODNIEKS E.R. Relaxation and the behavior of failed rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 9, 699-712 (1972).

PERAMI R. : Sur les microfissures de roches soumises à des efforts uniaxiaux. C.R. acad. Sci. Paris 260, 1209 (1965).

PICKETT G.R Application of the Fourier method to the solution of certain boundary problems in the theory of elasticity. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs 66, A176-A182 (1944).

PICKETT G.R. (1963). Acoustic character logs and applications in formation evaluation. J. Petr. Tech., 15, 659-667.

PIETRUSZCZAK S.T. & Z. MROZ 1981. Finite element analysis of deformation of strain-softening materials Int. J. Num. Meth. Eng. 17 : 327-334.

PIJAUDIER-CABOT G. and BAZANT Z.P., Non local damage theory. ASCE J. Eng. Mech. 112, 1512-1533 (1987).

PLUMB R.A. Fracture patterns associated with incipient wellbore breakouts, Rock at Great Depth, Maury & Fournaintraux (eds.), Pau 1989. Vol. 2, pp. 761-768.

POLLARD D.D., SEGALL P. & DELANEY P.T. (1982) "Formation and interpretation of dilatant echelon cracks", Bull. Geol. Soc. Ann., Vol. 93, pp. 1291-1302.

PRATT H.R., BLACK A.D., BROWN W.S. and BRACE W.F. : The effect of specimen size on the mechanical properties of unjointed diorite, Int. J . Rock Mech. Min. Sci., 9, 513-529.

PRICE, N.J.: The compressive strength of coal measure rocks. Coll. Eng., Vol. 37, 1960, pp. 283-292.

PROCTOR R.V., WHITE T.L. Rock Tunnelling with Steel Supports. The Commercial Shearing & Stamping Co.. Youngstown, Ohio, 1946, 282 pp..

PROTODYAKONOV, M.M. : Method of determining the strength of rocks under uniaxial compression. In Mechanical Properties of Rocks by M.M. Protodyakonov, M.I. Koifman, and others. Translated from Russian. Jerusalem, Israel Program for Scientific Translations, 1969, pp. 1 – 8.

PUCI I. 1993, Modifica e miglioramento di una cella triassiale tipo GDS. M. Sc. Thesis. Department of Structural Engineering, Politecnico di Torino.

RALEIGH, C.B., and BURFORD R.O. : Tectonics of the San Andreas Fault System Strain Studies. Trans. Am. Geoph. Union 50. 380-381 (1969).

RAMEZ, M.R.H. (1967). Fractures and the strength of a sandstone under triaxial compression. Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 4, pp. 257-268.

RAMSAY J.G. (1967)"Folding and Fracturing of Rocks". Mc Graw-Hill, New York.

RAMSAY J.G. (1980) " Shear zone geometry : a review". Journal of Structural Geology, Vol. 2, N°1, pp. 83-99, Great Britain.

RANIECKI B., BRUHNS O.T. : 1981 : Bounds to Bifurcation Stresses in Solids with non Assiociated plastic Flow Law at Finite Strain, J. Mech. Phys. Solids, Vol. 29, pp. 153-172.

RAO M.V.M.S. and RAMANA Y.M. (1974). Dilatant behavior of ultramafic rocks during fracture. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol 11, pp. 193-203.

RAYNAUD S. (1992), "Analyse microstructurale de la marne de Beaucaire déformée expérimentalement dans la cellule scan triaxial". Groupement Géomécanique des Roches Profondes. Rapport 1 (06/92) & Rapport 2 (10/92).

RAYNAUD S., 1995, Fracturation et dissolution sous contraite des roches. Thèse de doctorat de l'Université de provence (Aix-Marseille I), France.

RAYNAUD S., FABRE D., MAZEROLLE F., GERARD Y. And LATIERE H., 1989, Analysis of the internal structure of rocks and characterization of mechanical deformation by a non-destructive method: X-ray tomodensitometry. Tectonophysics, Vol. 159, pp.149-159.

READ H.E. and G.A. HEGEMIER (1984). Strain softening of rock, soil and concrete: a review article. Mech. Mat., Vol. 3, pp. 271-294.

REGUEIRO R.A., T.Y Lai et R.I. Borja The Geotechnics of Hard-Soils Rocks, Evangelista & Picarelli (eds.), 1998 Balkema, Rotterdam, Comutational modeling of strain localization in soft rock.

REYMOND M.C. (1975). Etude de la fissuration des éprouvettes sous contraintes en laboratoire et des massifs rocheux en carrières par une méthode d'emission accoustique. Rock Mech. Engng. Geol., Vol. 7, pp. 1-16.

REYNOLDS O. (1901) "Experiments showing dilatancy, a property of granular material, possibly connected with gravitation", Sci. Pap. 2, pp. 217-227, Cambridge University Press, New York.

RIBUBSON, L.H: Effect of hardness reducers on failure characteristics of rock. Soc. Pet. Eng. J., Vol. 7, No. 3, Sept., 1967, pp. 295-298.

RICE (1980) The mechanics of earthquake rupture. Physics of the earth's interior. A.M. Dziewonski and E. Boschi (eds.), 555-649, North-Holland, Amsterdam.

RICE J.R. (1975) "On the stability of dilatant hardening for saturated rock masses" Journal of Geophysical Research, Vol. 80, No. 11, pp. 1531-1536.

RICE, J.R. (1973), The initiation and growth of shear bands, Symposium on Plasticity and Soils Mechanics, Cambridge (UK).

RICE, J.R. (1976). The localization of plastic deformation. Theoretical and Applied Mechanics, W.T. Koiter (Ed.), North-Holland, Amsterdam.

RICE, J.R. and RUDNICKI, J.W., 1980 A note on some features of the theory or localization of deformation, Int. J. Solids Mech., pp. 597-605.

RICHTER D. and SIMMONS G. : 1974. Thermal expansion behavior of igneous rocks. Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 11, pp. 403-441.

RINEHART, J.S. : Fracture of rocks. Int. J. Fracture Mech., Vol. 2, 1996, pp. 534-551.

RINGOT E., OLLIVER J.P. & MASO J.C. (1987), "Characterization of initial state concrete by scanning electron microscopy". Cement and concrete research, Vol. 17, pp. 411-419.

ROBERTSON, E.C. : Creep of Stolenrofen Limestone under moderate hydrostatic pressure. Geol. Soc. Am. Mem. 79. 227-244 (1960).

ROBIN, P. Y.F. : Note on effective pressure. J. Geophys. Res. 78, 2434-2437 (1973).

ROBINSON (L.H.) - "The effect of pore and confining pressure on the failure process in sedimentary rocks"; colorado School Mines, quart., Vol. 54, N° 3,n pp. 177-199 (1959).

ROKUGO K., OHNO S., KOYANAGI W., "Automatical measuring system of load-displacement curves including post-failure region of concrete specimens", International conference on fracture mechanics of concrete, Lausanne, 1-3 October 1985, Vol. 1.

ROSCOE K.H., SCHOFIELD A.N. and THURAIRJAH A., "An evaluation of test data for selecting a yield criterion for soils", ASTM Spec. Publ. No. 361, pp. 111-128, 1963.

ROSCOE, K.H (1970). The influence of strains in soil mechanics. Géotechnique, 16, 129-170.

ROSSI P., GODART N., ROBERT J.L., GERVAIS J.P. & BRUHAT D. (1993), "Utilisation de la technique d'auscultation par émission acoustique pour étudier le fluage propre du béton". Bull. Liaison Labo. P. Et Ch., N° 186, pp. 88-92.

ROSSI P., ROBERT J.L., GERVAIS J.P. & BRUHAT D. (1989), "Identification of the physical mechanisms underlying acoustic emissions during the cracking of the concrete". Materials & Structures, Vol. 22, pp. 194-198.

RUDNICKI, J.W and OLSSON W.A., Reexamination of fault angles predicted by shear localization theory. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 35: 4-5 Paper No. 88, 1998.

RUDNICKI, J.W. and RICE, J.R., 1975. Conditions of localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials, J; Mech. Phys. Solids. Vol. 29, pp. 153-172.

RUMMEL F. (1974). Changes in the P wave velocity with increasing inelastic deformation in rock specimens under compression. Advances in Rock Mechanics, Proc. 3rd Congr. Int. Soc. Rock Mech., National Academy of Sciences, Washington D.C., Vol. II, part A, pp.517-523.

RUMMEL F. and VAN HEERDEN W.L. Suggested methods for determining sound velocity. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 15, 53-58 (1978) and in ISRM Commission on Testing Methods, Rock Characterization Testing and Monitoring, pp. 105-110. Pergamon, Oxford (1981).

RUMMEL, F. : Experimentelle Untersuchungen zum Bruchvorgang in Gesteinen. Berichte des Inst. Fur Geophysik der Ruhr-Universität Bochum, Nr. 4, 1975, 144 pp.

RUMMEL, F., FAIRHURST, C. : Determination of the post-failure behavior of brittle rock using a servo-controlled testing machine, Rock Mech. 2, 189-204 (1970).

RUTTER, E.H. : The influence of intersititial water on the rheological behavior of calcite rocks. Tectonophysics 14, 13-33 (1972).

RUTTER, E.H. : The effects of strain-rate changes on the strength and ductility of Solenhofen limestone at low temperatures and confining pressures. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 9, 183-189 (1972a).

GARG S.K et NUR A.. Vol. 78, No. 26. Journal of Geophysical Research, September, 1973. Effective Stress Laws for fluid-Saturated Porous Roks.

SALAMON, M.D.G. (1970) Stability, instability and design of pillar workings. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 7, 613 – 631.

SANDLER I. and WRIGHT J.P. (1984), " Strain-softoning ", in theoretical foundations for Large Scale Computations of nonliner material Behaviour, Martinus Nijhoff Publ., The Netherlands, pp. 285 – 290.

SANDRONI S.S., " Stress Relief Effects in Gneisic Saprolitic Soils ", discussion, Proceedings, 1st International Conference Geomechanics in Tropical Lateritic Saprolitic Soils, Vol. 4, pp. 290 _ 296, 1985.

SANGHA C.M., TALBOT C.J & DHIR R.K. (1974), "Microfracturing of a sandstone in uniaxial compression". Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 11, pp. 107-113.

SANGHA, C.M. DHIR, R.K. : Influence to time on the strength, deformation and fracture properties of a lower Devoniannsandstone. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 9, 343-354 (1972).

SANTARELLI F.J. - Etude expérimentale de la bifurcation dans les roches. Revue Française de géotechnique, vol. 50, p. 61 - 70, 1990.

SANTARELLI F.J. and BROWN E.T., 1989, Failure of three sedimentary rocks in triaxial and hollow cylinder compression tests. Int. J. Rock Mech. Min Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 26:5, pp. 401-413.

SANTARELLI F.J. Quelques réflexions sur les biais d'observation lors des essais sur les modèles réduit de forage. Rev. Franç, Géotech. 59, 33 – 41 (1992).

SANTARELLI F.J., BROWN E.T. and MAURY V., Analyse of borehole stresses using pressure dependent, lliner elasticity. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 23, 445 – 449 (1986).

SANTARELLI F.J., Theoretical and experimental investigation of the stability of the axisymmetric wellbore. Ph.D. Thesis, University of London (1987).

SANTARELLI F. J. (1988). "Etude expérimentale de la bifurcation dans les roches" Compte rendu pour Elf aquitaine.

SATO, TAKESHI : Guide to make L.D.T. Translated into English YOSHIDA, Teru Tatsuoka Laboratory, 5 th Divsion, Institute of Industrial Science, University of Tokyo, 1993.

SATOH T.S., SHIVAKUMAR., NISHIZAWA O. and KUSUNOSE O., 1996, Precursory localisation and development of microfractures along the ultimate fractures plane in amphibolite under triaxial creep. Geophysical research letters, Vol. 23:8, pp. 865-868.

SAYEHI M. (1992), " Etude expérimentale de l'endommagement du grés de fontainebleau ". Thèse de doctorat, Université de Lille I.

SCARPELLI G. and WOOD D.M., Experimental observations of shear band patterns in direct shear tests. Deformation and Failure of Granular Materials, Balkema, 473 – 484 (1982).

SCAVIA C., 1995, A method for the study of crack propagation in rock structures. Géotechnique, Vol. 45:3, pp. 447-463.

SCHAEFFER D.G Instability and ill-posedness in the deformation of granular materials. Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech. 14, 253 – 278 (1990).

SCHLANGEN E. and VAN MIER J.C.M. (1994), Fracture simulations of concrete and rock using a random lattice. In Computer Methods and Advances In Geomechanics, ed. H.J. Siriwardane and M.M. Zaman, pp. 1641, Balkema.

SCHLOSSER F., SULEM J., FRANK R., EL BIED A.
Monuments under seismic action - *Final report* – Projet européen ENVIRONNEMENT, contrat EV5V-CT93-0300, 67 p. , may 1997

SCHLOSSER F., SULEM J., FRANK R., EL BIED A.
Analytical and numerical modelling of structural response. Continuous models for discrete blocky structures (1st november 1995 – 31st october 1996). Projet européen ENVIRONNEMENT sur Monuments under seismic action, contrat EV5V-CT93-0300, 36 p.

SCHOCK R.N., DUBA, A.G. : Quasistatic deformation of solids with pressure. J. Appl. Phys. 43, 2204 – 2210 (1972).

SCHOCK R.N. HEARD H.C., STEPHENS D.R. : Stress-strain behavior of a granodiorite and two graywackes on compression to 20 kilobars. J. Géomech. Res., 78, 5922-5941 (1973).

SCHOLEY G.H., FROST J.D., LO PRESTI D.C.F. and JAMIOLKOWSKI M., 1995. A review of instrumentation for measuring small strains during triaxial testing of soil specimens. Geotechnical Testing Journal, Vol. 18:2, pp. 137-156.

SCHOLZ C.H., 1968, Experimental study of the fracturing process in brittle rock. Journal of Geophysical Research, Vol. 73:4, pp. 1447-1454.

SCHOLZ, C.H. : Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression. J. Geophys. Res. 73, 1417-1432 (1968).

SCHOLZ, C.H., SYKES, L.R., AGGARWAL, Y.P. : Earthquake prediction : a physical basis. Science 181, 803-810 (1973).

SCHREYER, H.L. (1990). Analytical solutions for nonlinear strain gradient softening and localization. J. Appl. Mech. 112(3), 522 – 528.

SCHWARTZ, A.E. : Failure of rock in the triaxial shear test. Proc. 6th Symp. Rock Mech., Rolla Missouri, 1964, pp. 109 – 151.

SELDENRATH Th.R., GRAMBERG J. : Stress-strain relations and breakage of rocks. In : Mechanical Properties of Non-Metallic Brittle Materials. Walton, W.H. (ed.). London : Butterworths 1958, pp. 79 – 102.

SELDENRATH, TH. R and GRAMBERG, J. : Proc Conf. Mech. Prop. Non-metallic Brittle Materials, London, 1958, pp. 102-103.

SERDENGECTI S., BOOZER, G.D. : The effects of strain rate and temperature on the behavior of rocks subjected to triaxial compression. In : Proc. 4th Symp. Rock Mechanics. Hartman, H.L. (ed.). Penn. State Univ. Bull. Min. Ind. Exp. Sta. No. 76, 1961, pp. 83 – 97.

SHAH K.R. and LABUZ J.F. (1995) Damage mechanisms in stressed rock from acoustic emission. J. Geophys. Res. 100 (B8), 15, 527 – 15, 539.

SHAO J.F. (1987), " Etude du comportement d'une craie blanche très poreuse et modélisation – Thèse de Doctorat, Université de Lille I.

SHENG D., WESTERBERG B., MATTSSON H. & AXELSSON K. computers and Geotechnics, Vol. 21, N°. 3, pp. 163-182, 1997. " Effects of End Restraint and Strain Rate in Triaxial Tests.

SHIBUYA S., PARK C. S., TATSUOKA F., TEACHAVORASINSKUN S., KOHATA Y. and SATO T. (1994), " The significance of local lateral-strain measurement of soil specimens for a wide range of strain, " Soils and Foundations, Vol. 34, N°. 2, pp 95-105.

SHOOK W.B. : Critical survey of mechanical property test-methods for brittle materials. Ohio State. University, Engineering Experiment Station, Columbus, Ohio, July, 1963, 136 p.

SIMO J.C. & OLIVER J. 1994, A New approch to the analysis and simulation of strain softening in solids. In Z.P. Bazant, Z. Bittnar, M. Jirasek, & J. Mazars (eds), Fracture and Damage in Quasibrittle.

SIMO J.C., OLIVER J. & ARMERO F. 1993. An analysis of strong discontinuities induced by strain-softening in rate-independent inelastic solids. Comput. Mech. 12 : 277 – 296.

SINGH U.K. and DIGBY P.J. 1989b, The application of a continuum damage model in the finite element simulation of the progressive failure and localization of deformation in brittle rock structures, Int. Solids Struct., Vol. 25, pp. 1023 – 1038.

SINGH U.K. and DIGBY P.J., 1989a, A continuum damage model for simulation of the progressive failure of brittle rocks, Int. J. Solids Structu., Vol. 25, pp. 647 – 663.

SKEMPTON A.W. : Effective stress in soils, concrete and rocks. In : Pore Pressure and Suction in Soils. Conference organized by Brit. National Soc. Of Int. Soc. Soil Mech. Found. Eng. At Inst. Of Civ. Eng., March 30 – 31, 1960. London : Butterworths 1961, pp. 4 – 16.

SKEMPTON A.W. : Terzaghi's discovery of effective stress. In : From Theory to Practice in Soil Mechanics, Selections from the Writings of Karl Terzaghi. Bjerrum, L., Casagrande, A., Peck, R.B., Skempton, A.E. (eds.). New York : Wiley 1960, pp. 42 - 53.

SKEMPTON A.W. : The pore-pressure coefficients A and B. Géotechnique 4, 143 – 147 (1954).

SKINNER W.J. : Experiments on the compressive strength of anhydrite. The Engineer, Vol. 207, 1959, pp. 255 – 259 : 288 – 292.

SLUYS : Wave propagation, localisation and dispersion in softening solids thèse de doctorat, 1992.

SMORODINOV M.I., MOTOVILOV E.A. and VOLKOV V.A. : Determinations of corelation relation relationships between strength and some physical characteristics of rocks. Proc. 2nd cong. Int. Soc. Rock Mech., Belgrade, 1970, Vol. 2, pp. 35 – 37.

SOBOLEV G., SPETZLER H. & SALOV B. (1978), "Precursors to failure in rocks while undergoing anelastic deformations", J. Geophys. Res., Vol. 83, pp. 269-274. 1775-1784.

SOGA N., MIZUTANI H. , SPETZLER H. & MARTIN R.J. (1978) "The effect of dilatancy on velocity anisotropy in Westerly granite", J. Grophys Res., Vol. 83, pp. 4451-4458.

SOGA N., MARTIN R.J. & SPETZLER H. (1976), " Inhomogeneous strain accumulation on laboratory rock samples prior to failure ", Eos Trans. AGV, Vol. 57, (abstract) pp. 328.

SONDERGELD C.H, and ESTEY L.H. Acoustic emission study of microfracturing during the cyclic loading of Westerly granite. J. Geophys. Res. 86, 2915-2924 (1981)

SPETZLER H.A., SCHOLZ C.H. and LU CHI-BING T., 1974, Strain and creep measurements on rocks by holographic interferometry. Pure Appl. Geophy., Vol. 112-3, pp. 571-581.

SPETZLER H. et R.J. MARTIN III (1974), Correlation of strain and velocity during dilatancy. Nat., 252, pp. 30 6 31.

SPETZLER H., SCHOLZ C.H. et LU C.J. (1974), Strain and creep measurements on rocks by holographic interferometry. Pure Appl. Geophys. 112, pp. 571 - 581.

SPETZLER H.A., SOBOLEV G.A., SONDERGELD C.H., SALOV B.G., GETTING I.C., and KOLTSOV A., 1981, Surface deformation, crack formation, and acoustic velocity changes in pyrophyllite under polyaxial loading. Journal of Geophysical Research, Vol. 86-B2, pp. 1070-1080.

SPRUNT E.S. & BRACE W.F. (1974), "Direct observation of microcavities in crystalline rocks". Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. Géomech. Abstr., Vol. 11, pp. 139-150.

STACEY T.R., A simple extension strain criterion for fracture of brittle rock. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 18, p. 469 – 474, 1981.

STARFIELD A.M., WAWERSIK W.R. : Pillars as structural components in room-and-pillar design. In : Basic and Applied Rock Mechanics. 10th Symp. Rock Mech., Austin, Texas, May 1968. Gray, K.E. (ed.). New York : A.I.M.E., 1972, pp. 793 – 809.

STEART F.A. : Strength and stability of pillars in coal mines. J. Chem. Metall. Min. Soc. S. Africa, Vol. 54, No 8, Mar., 1954, pp. 309 – 325.

STEFANKO R. (des.). New York: Am. Soc. Civ. Eng. New York 1973, pp. 649-687.

STURE S., and KO H.Y. (1978). Strain-softening of brittle geologic materials. Int. J. Jum. Anal. Mech. Geomech. 2, 237 – 253.

SULEM J. : Séminaire annuel de l'Ecole Doctoral PROMEN "De Poincaré…à Mandelbrot: Charos, Bifurcations, Fractales" Nancy, 20-21 Mai 1996. La localisation des déformations dans les sols et les roches comme phénomène de bifurcation.

SULEM J. (1992) Calibration of experimental data. IKU Progress Report 92 / 01.

SULEM J. (1993) " Phénomènes de bifurcation en mécanique des roches " Habilitation à diriger des recherches présentée à l'Université Paris 7.

SULEM J., CERROLAZA M., EL BIED A.
Numerical Analysis of masonry structures with an homogenised Cosserat continuum model. In: *Computer Methods in Structural Masonry* –4 (ed. G. Pande, J. Middleton and B. Kralj),
E & FN Spon, pp. 85-93, 1999. See also: STRUMAS IV, Fourth International Symposium on Problematic Soils, Sendai, 28-30 october 1998.

SULEM J. and VARDOULAKIS I., Analysis of the triaxial test on rock specimens. A Theoretical model for shape and size effect. Acta Mechanica, 83, 195 – 212 (1990).

SULEM J. and VARDOULAKIS I. (1988). " A new approach to borehole stability based on bifurcation theory " Rapport de recherche pour Elf aquitaine.

SULEM J. and VARDOULAKIS I. (1989). " Sand production in boreholes ", Research Report to société nationale Elf Aquitaine.

SULEM J. and VARDOULAKIS I. (1990), " Bifurcation analysis of the triaxial test on rock specimens " Acta mecanica, Vol. 83, pp. 195 – 212.

SULEM J. and VARDOULAKIS I., " Bifurcation analysis of the triaxial test on rock specimens ", Cracking and damage, Mazars J., Bazant Z.P. eds, Elsevier App. Sc. Pub., Proc. Of th FUS workshop, Cachan, pp. 308 - 322, 1988.

SULEM J., Séminaire Descartes 15 Décembre 1998, Modèles continus pour matériaux à mirostructure, LERMES-ENPC/LCPC.

SULEM J., VARDOULAKIS I, and PAPAMICHOS E., Microstructure and scale effect in granular rocks. In : Continuum Models for Materials with Micro-Structure, 201 – 237, (éd. H.-B. Mühlhaus), John Wiley. (1995).

SULEM J., VARDOULAKIS I. and OULAHNA A. (1995) " Investigation of cavity failures for sand production prediction - Phase II " Final report for IKU SINTEF GROUP.

SULEM. J, VARDOULAKIS I. , PAPAMICHOS E., OULAHNA A. and TRONVOLL J. "Elasto-plastic modelling of Red Wildmoor sandstone, Mech. Cohes-Frict. Mater., (1998).

SUZUKI, T., SASAKI K., SIOHARA Z., HIROTA T. : A new approach to the prediction of failure by rock noise. In: 4th Int. Conf. On Strata Control and Rock Mechanics, Henry Krumb School of Mines, Columbia Univ., New York, May 4-8, 1964 pp. 99-107.

SWOLFS H.S. (1983). Aspects Of The Size Strength Relationship Or Unjointed Rocks. Rock Mechanics : Theory, Experiment, Practice, Proc. 24th U.S. Symp. On Rock Mech., (C.C. Mathewson, ed.), Assoc. Engng. Geologists, pp. 501 – 510.

TAPPONNIER P. and BRACE W.F., 1976, Development of stress-induced microcracks in Westerly granite. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 13, pp. 103-112.

TARRANT A. G. Measurement of friction at very low speeds. The engr 262-263 (1954).

TATSUOKA F. and KIM Y.S., 1994, Deformation of shear zone in sedimentary soft rock observed in triaxial compression. In Localisation and bifurcation theory for soils and rocks (ed. by Chambon R., Desrues J. and Vardoulakis I.), Balkema, Rotterdam, pp. 181-187.

TATSUOKA F., NAKAMURA T., HUANG C.C. and TANI K., "Strength anisotropy and shear band direction in plane strain test of sand", Soils and Foundations, Vol. 30 (1), pp. 35-54, 1990.

TATSUOKA F., SAKAMOTO M., KAWAMURA T. and FUKUSHIMAS., "Strength and deformation characteristics of sand in plane strain compression at extremely low pressures", Soils and Foundations, Vol. 26 (1), pp. 65-84, 1986.

TATSUOKA, F. 1988. Some Recent Developments in Triaxial testing Systems for Cohesionless Soils. Advanced Triaxial Testing of Soil and Rock. ASTM STP 977, pp 7-67.

TATSUOKA, F. and SHIBUYA S. 1991. Deformation Characteristics of Soils and Rocks from Field and Laboratory Tests. 9 th ARCSMFE, Bangkok 2:101-170.

TATSUOKA, F., KOHATA Y., MIZUMITO K., KIM Y. S., OCHI K. & SHI, D., 1993. "Measurements small strain stiffness of soft rocks. In Geotechnical engineering of hard soils-soft rocks (ed. Anagnostopoulos), Vol. 1, 809-816. Rotterdam: Balkema.

TATSUOKA F., SATO T., PARK C.S., KIM Y.S., MUKABI J. N., and KOHATA Y., "Measurements of Elastic Properties of Geomaterials in Laboratory Compression Tests," Geotechnical Testing Journal, GTJODJ, Vol. 17, N°. 1, March 1994, pp. 80-94.

TEJCHMAN J. : Shearing of a narrow granular layer with polar quantities.
Numerical models in Geomechanics, proceedings of the 7th International Symposium on numerical models in geomechanics, Numog VII. Graz, Austria. Numog 1999/09/01-03

TERRIEN M., BERGUES J. & CHASTANIER P. (1992), "Localisation des déformations et émission acoustique". Rapport scientifique, Gréco Géomatériaux 1992, pp. 187-189.

TERZAGHI K.. –"Stress conditions for the failure of saturated concrete and rock"; Proc. Am. Soc. Test. Mat., Vol. 45, p. 777-801 (1945).

TERZAGHI. K. V. (1936) the shearing resistance of saturated soils and the angle between the planes of shear, First Int. Conf. Soil. Mech. Found Engng, Harvard University, I, 54-56.

TERZAGHI. K.V. (1923). Die Berechnung der Durchlässif-keitsziffer des tones aus dem Verlauf der hydrodynamischen Spannungserscheinungen, Sitzungber. Akad. Wiss. Wien, 132, 125-138.

THILL, R.E. Acoustic methods for monitoring failure in rock, In: New Horizons in Rock Mechanics. 14 th Symp. Rock Mechanics, University Park, Penn., June 1972. Hardy, H.R., Jr.,

THOMAS T.Y. (1961), "Plastic flow and fracture in solids". Academic Press, New York.

TILLARD D. (1992) "Etude de la rupture dans les géomatériaux cohésifs. Application à la marne de Beaucaire" Thèse de Docteur-Ingenieur, UJF, Grenoble.

TILLARD., DESRUES J. et MAZEROLLE F., “Etude de la localisation de la déformation dans une marne”, Rapport du G.S. 1990.

TILLARD-NGAN D., DESRUES J., RAYNAUD S. and MAZEROLLE F., “Strain localisation in the Beaucaire marl”, Colloque Structure et comportement mécanique des géomatériaux à la mémoire de R. Houpert, Nancy, pp. 201-216, 1992.

TIMOSHENKO S. and GOODIER J.N.: Theory of elasticity. 3rd edition Singapore Mc Graw-Hill, 1982, 567p.

TORRENTI, J.M. (1987). Communication à la réunion du GRECO Géomatériaux.

TORRENTI J.M. & BENAIJA E.L. (1990) “Stereophotogrammetry: a new to study strain localisation in concrete under compression”, 9 th Int. Conf. on Exp. Mech. Ed. PCFS Analysis Copenhague, (4), pp. 1346-1354.

TORRENTI J.M. et BOULAY C. Annales de l’institut technique du batiment et des travaux publics. N° 513-Mai 1993 série: Essais et Mesures 244.

TORRENTI J.M., DESRUES J., ACKER P. and BOULAY C., Application of stereophotogrammetry to the strain localisation in concrete in compression”, France-US workshop on strain localisation and size effect due to craking and damage, Ed. Mazard J. and Bazant Z.P., pp. 30-41, 1988.

TORRENTI J.M., DESRUES J., BENAIJA E.H. & BOULAY C. (1989), “Visualisation of strain localization in concrete compression by means of stereophotogrametry”. Proc. Int. Congr. Applied Mech., Beijing.

TORRIEN M., BERGUES J. & CHASTANIET P. (1992), “Localisation des déformations et émission acoustique”. Rapport scientique, Gréco Géomatériaux 1992, pp. 187-189.

TOSAYA C. et NUR A. (1983) Effects of diagenesis and clays on compressional velocities in rocks. Geophy. Res. Lett., 9,5,8.

TOURENQ (1967), “Mise en évidence de la microfissuration”. CR. Soc. Géol. France, fasc. 5.

TOURENQ C., FOURMAINTRAUX D. & DENIS A. (1971), “Propagation des ondes et discontinuités des roches”. Paper I 1. In: Rock Fractures Symp. Int. Soc. Rock. Mech., Nancy.

TRONVOLL J., PAPAMICHOS E. and KESSLER N. (1993) “Perforation cavity stability: Investigation of failure mechanisms” Geotechnical Engineering of hard soils-soft rocks, Anagnopoulos et al (des).

TRONVOLL. J., Investigation of cavity failures for sand production prediction, Ph.D. Thesis, University of Trondheim, trondheim, 1992.

UI, H. : Experimental study of the mechanical properties and microfracturing of some brittle rocks by compression tests. J. Earth Sci. Negoya Univ. 23/24, 57-91 (1976).

UNDERWOOD E.E., 1970, Quantitative stereology. Reading Massachussetts: Addison-wesley Publishing Company, p.274.

UNTERREINER P., 1994 : "Modélisation des interfaces en mécanique des sols", (application aux calculs en déformation des murs en sol cloué). Thèse de doctorat ENPC.

VAN VLIET M.R. A. and VAN MIER J.G.M. (1996), Experimental investigation of concrete fracture under uniaxial compression. Mech. Of Cohesive-Frictional Materials 1, 115 – 127.

VARDOULAKIS I, SULEM J., GUENOT A. BOREHOLE Instabilites as Bifurcation Phenomena. Int J. Rocks Mech. Sci & Geomech. Abstr. Vol. 25, N°.3, pp 159-170 (1988).

VARDOULAKIS I. & SULEM J. (1993), “Application of bifurcation theory to rock mechanics problems”. Comprehensive rock mechanics, Vol. 1, Chap. 24, ed. J. Hudson, Pergamon Press.

VARDOULAKIS I. (1978) Equilibrium bifurcation of granular earth bodies, In Adv. Anal. Geotechn. Instabilities, 13, pp. 65 – 120. Univ. of Waterloo Press.

VARDOULAKIS I. (1979), "Bifurcation analysis of the triaxial test on sand samples". Acta Mechanica, Vol. 32, pp. 35 – 54.

VARDOULAKIS I. (1980). Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial tests. Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech. 4, 103 – 119.

VARDOULAKIS I. (1985). "Stability and bifurcation of undrained simple shear on water-sturated granular soils' Int. J. Anal. Meth. Geomech. Vol. 9, pp. 339 – 414.

VARDOULAKIS I. and DRESCHER A. (1985). Behaviour of granular soil specimens in the triaxial compression test. In: Developments in Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 2, 215 – 252, Elsevier.

VARDOULAKIS I. and AIFANTIS E., "Gradient dependent dilatancy and its implicaations in shear banding and liquefaction", Inenieur-Archiv., Vol. 59, 197 – 208, 1989

VARDOULAKIS I. And GRAF B. (1985), "Calibration of constitutive models for granular materials using data from biaxial experiments". Géotechnique 35, No. 3, pp. 299 – 317.

VARDOULAKIS I. and SULEM J., "Effect of end-platen friction on the measurement of the uniaxial compression strength of rock, IKU Report 33.0600.00 / 01 / 93.

VARDOULAKIS I. and SULEM J. (1995) Bifurcation Analysis in Geomechanics. Blackie Academic and Professional

VARDOULAKIS I. and SULEM J. Application of bifurcation theory to rock mechanics problems. In Comprehensive Rock Engineering (Edited by Hudson J.A.) Chapter 23, Vol. 1 (1993).

VARDOULAKIS I., 1988, Theoretical and experimental bounds of shear band bifurcation strain in biaxial tests on dry samples, Res. Mechanica, 23, pp. 239-259.

VARDOULAKIS I., Bifurcation Analysis of the plane rectilinear deformation on dry sans samples. Int. J. Solds Struct. 17, 1985 – 1101 (1981).

VARDOULAKIS I., Communication. Journées d'étude sur la rupture et la bifurcation en mécanique des roches, pau (unpublished) (1985).

VARDOULAKIS I., GOLDSCHEIDER, M. and GUDEHUS, Q. G., 1978, Formation of shear bands in sand bodies as a bifurcation problem, Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech., Vol. 2, pp. 99-128.

VARDOULAKIS I., GRAF B. – Imperfection sensitivity of the biaxial test on dry sand, Proc. IUTAM. Conf. Deformation and failure of granular materials, Delft, Rotterdam, Balkema, p. 485 – 491, 1982.

VARDOULAKIS I., LABUZ J.F, PAPAMICHOS E. , TRONVOLL J. : Int.J. Solids Structures Vol. 35, Nos 31-32, pp. 4313-4335, 1998, Elsevier Science Lid : Continuum fracture mechanics of uniaxial compression on brittle materials.

VARDOULAKIS I., SULEM J. Application of Bifurcation Theory to Rock Mechanics Problems. In Comprehensive Rock Engineering, J.A. Hudson Editor. Chapter 23, Volume 1 (1993).

VARDOULAKIS I.G. (1984), Rock bursting as a surface instability phenomenon. Int. J.Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., 21, pp 137 – 144.

VARDOULAKIS I., SULEM J. et GUENOT A. (1988). Stability of deep borehole as a bifurcation phenomenon. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.

VARDOULAKIS I., “Bifurcation analysis in geomechanics, Continuing education course” Strain localisation and failure in geomaterials”, Politecnico di Milano, 1992.

VICAT : Lettre de M. Vicat à M. Arago au sujet des expériences de M. Georges Rennie, insérées dans le Cahier des Annales, pour septembre 1818. (Il s’agit “d’une machine… pour essayer la force du fer, des pierres et du bois” qui a tous les défauts de celle que Peconiot fit construire en 1758”) [in Ann. Ch. ph., t. 9, 1818, p. 303 à 305.]

VICAT : Observations adressées à l’Académie des Sciences sur le rapport lu à cette académie, le 23 sepembre 1833, par M. Girard, l’un de ses membres, concernant un mémoire de M. Vicat, sur la résistance des matériaux (in APC, 1834, I, p. 305). N° CLXXXI)

VICAT : Recherches expérimentales sur les phénomènes physiques qui précèdent et accompagnent la rupture ou l’affaissement d’une certaine classe de solides (in APC, 1833, 2, p. 201 à 268). N°.CL

VIGGIANI C., FINNO R.J. and HARRIS W.W., 1994, Experimental observations of strain localisation in plane strain compression of stiff clay. In Localisation and bifurcation theory for soils and rocks (ed. By Chambon R., Desrues J. and Vardoulakis I.), Balkema, Rotterdam, pp. 189-198.

VIGGIANI G. and RAMPELLO, 1993, Experimental analysis of localization phenomena in triaxial tests on stiff clays, Geotech. Eng. Of Hard Soils – Soft Rocks, Vol. 1, pp 849 – 856.

VINEGAR H.J. DE WAAL J.A. and WELLINGTON S.L., “Technical note. CT studies of brittle failure in Castelgate sandstone”, Int. J. Rock Mech. Sci. and Geomech. Abstr., Vol. 28 (5), pp. 441 – 448, 1991.

VON KARMAN TH. : Festigskeitsversuche Unter Allseitigem Druck, Zeits. Verein Deutsch. Ing., 1911, Vol. 55, pp. 1749-1757.

VUTUKURI V.S., LAMA R.D. and SALUJA SS. , Handbook on mechanical properties of roks, Vol. I Testing techniques and results, 1st edn, Trans Tech. Publications, Clausthal, Germany, 1974.

WALSH J.B. (1965). The effect of cracks on the compressibility of rock. J. Geophys. Res., Vol 70, pp 381-389.

WALSH, J.B., BRACE, W.F. : Elasticity of rock in unixial strain. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 9, 7-15 (1972)

WALSH, J.B.: The Effect of Cracks on the Uniaxial Elastic Compression of Rocks, Journal of Geophys. Res., 1965, Vol. 70, No. 2, pp. 399-411.

WALSH J.B., the influence of microstructure on rock deformation. In: Comprehensive Rock Engineering (ed. J. Hudson), Pergamon Press, Vol. 1, 243-254 (1993).

WAN, R.G., CHAN D.H. , & MORGENSTERN N.R., 1990. A finite element method for the analysis of shear bands in geomaterials Finite Elem.Anal. Des. 7:129-143.

WAWERSIK W.R. and BRACE WF. “Post-failure behaviour of granite and diabase”, Rock mechanics, Vol. 3, pp. 61-85, 1971.

WAWERSIK W.R. and FAIRHURST C., “A study of brittle rock fracture in laboratory compression experiements”, In. J. Rock Mech. Sci. And Geomech. Abstr., Vol. 7, pp. 561, 1970.

WAWERSIK W.R.; CARLSON L.W. ; HOCOMB D.J.; WILLIAMS R.J. : Int. J.Rock Mech & Min. Sci., Vol. 34, No. 3-4, 1997, Paper No. 330. New Method for True-Trixial Rock Testing.

WAWERSIK, W. Detailed Studies of Rock Fracture in Compression. Ph. D. Thesis, Univ. Of Minnesota, 1968, 165 pp .; available from the Univ. Of Minnesota.

WAWERSIK, W.R, RUDNICKI J.W. , OLSSON W.A., HOLCOMB D.J. & CHAU K.T. 1990. Localization of deformation in brittle rock: theoretical and laboratory investigations. In S.P. Shah, S.E. Swartz, & M.L.

WAWERSIK, W.R. and BRACE, W.F.: Post-failure behaviour of a granite and diabase Rock Mech., Vol. 3, 1971, pp. 61-65

WAWERSIK, W.R. and FAIRHURST C. (1970). A study of brittle rock fracture in laboratory compression experiments. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. 7, 561-575.

WAWERSIK, W.R. Technique and apparatus for strain measurements on rock in constant confining pressure experiments. Rock Mech. 7, 231-241 (1975).

WAWERSIK, W.R.: Detailed analysis of rock failure in laboratory compression tests. PH. D. Thesis, Univ. Minnesota, Minneapolis, Minn., 1968, 165 P.

WEIBULL, W. : A statistical theory of the strength of materials. Ing. Vet. Akad., Stockholm, Handlingar No. 151, 1939, 45 pp.

WEIBULL, W. : survey of "statistical effects" in the field of material failure. Appl. Mech. Reviews 5, 449-451 (1952).

WHITNEY, C.S.: Discussion on the paper "The plasticity ratio of concrete and its effect on the ultimate strength of beams" by Jensen, V.P.J. Am. Conc. Inst., Vol. 14, 1943, pp. 584-2 to 584-6.

WONG T.F. (1982a), "Micromechanics of faulting in westerly granite". Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 19, pp 49-64.

WONG T.F. (1982b), "Development of Stress-Induced Anisotropy and Localized Deformation in Brittle Rock". Coll. Int. Du CNRS, N° 319, pp. 321-339.

WONG T.F., DAVID C et ZHU W., 1997, The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sanstones: Mechanical deformation. Journal of geophysical Research, vol. 102-B2, pp. 3009-3025.

WYLLIE M.R.J., GARDNER G.H.F. , GREGORY A.R. : Studies of elastic wave attenuation in porous media, Geophysics, 27, 569-589, 1962.

WYLLIE M.R.J., GREGORY A.R. and GARDNER L.W. (1956) Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. Geophysics, 21, 41-70.

WYLLIE M.R.J., GREGORY A.R. and GARDNER L.W. (1958) An experimental investigation of factors affecting elastic wave velocities in porous media. Geophysics, 23, 459-493.

YANAGIDANI T., EHARA S., NISHIZAWA O., KUSUNOSE K. and TERADA M., 1985, Localization of dilatancy in Ohshima granite under constant uniaxial stress. Journal of Geophysical Research, Vol. 90:B8, pp. 6840-6858.

YIJUN D.& AYDIN A (1991) "Interaction of multiple cracks and formation of echelon crack aways". Int. J. Num. & Analytical Methods in Geomech., Vol. 15, pp. 205-218.

ZAITSEV Y.V., 1985 : Inelastic properties of solids with random cracks. Mechanics of Geomaterials : Rocks, Concrete and Soils (Z.P. Bazant, Ed.), pp. 89-128. Wiley, New York.

ZAMORA M., 1990 : Etude expérimentale de l'effet de la géométrie de la porosité des roches sur la vitesse des ondes élastiques. Thèse de Doctorat, Université Paris 7.

ZIENKIEWICZ O.C., PASTOR M., HUANG M., 1995 : Softening, localisation and adaptive remeshing. Capture of discontinuous solutions. Computational Mechanics 17:98-106.

ZNANSKI J., 1954 : Sklonnosi skal do tapania. Archiwum Gornictwa i Huntictwa, tom 2.

ZOBACK M.D., BYERLEE, J.D., 1975 : Permeability and effective stress. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 59, 154-158.

ANNEXE : LOGICIEL DE CONTROLE TESTSTAR

A.1/ PRINCIPAUX COMPOSANTS D'UN SYSTEME D'ESSAI TYPIQUE

utilisateur ordinateur micro PC contrôleur numérique système: bâti de charge groupe hydraulique éprouvette

pod

Les principaux composants d'un système d'essai typique sont:

- Ordinateur micro PC:

L'ordinateur contient une interface permettant le dialogue entre l'utilisateur et le système par l'intermédiaire du contrôleur numérique. Il contient également les logiciels du système et charge le code du programme dans le contrôleur numérique. L'environnement d'exploitation est Windows et Dos-OS/2.

- Contrôleur numérique:

Il représente l'interface entre l'utilisateur et le système. Il se charge de l'asservissement du système en envoyant des signaux de commande au bâti de charge.

- Bâti de charge:

Il convertit les signaux de commande provenant du contrôleur numérique en sollicitations mécaniques exercées sur l'éprouvette.

- Groupe hydraulique:

Il fournit la pression nécessaire pour effectuer les essais.

- Pod (positionning device) appelé également Luc (unité de commande du bâti de charge: load unit control) ou encore Bloc (boîtier local de commande du bâti de charge).

Cette commande manuelle permet à l'opérateur de piloter l'hydraulique directement à partir du bâti de charge. Le boîtier est constitué d'un module principal et d'au maximum 4 modules de canaux de pilotage.

Figure : Photographies du PC, de l'écran et du POD.

∗ Les éléments de commande et d'affinage du module principal:

- Affichage à cristaux liquides
- Bouton d'arrêt: coupe la pression hydraulique, interrompt l'essai , fait tourner dans le sens de l'aiguille d'une montre pour débloquer et revenir au fonctionnement normal.
- Touches de commandes d'essai: arrêt (stop), pause (hold), marche / reprise (run / resume)
- Sécurité: coupe la pression du groupe hydraulique, lorsqu'un certain état de marche se produit. Lorsqu'une sécurité est inactive, il faut toujours remédier à sa cause, appuyer alors sur la touche « reset » (remise à zéro) pour annuler la sécurité et éteindre la lampe témoin qui s'est allumée. On établit alors la pression hydraulique.
- Groupe hydraulique (hydraulic power supply: hps)

Arrêt: coupe la pression du groupe hydraulique.
Basse pression: fait passer en mode pression basse, valeur typique 2 MPa.
Haute pression: fait passer en mode haute pression, valeur typique 21 MPa.

∗ Les modules de canaux de pilotage:

chaque vérin du système dispose de son propre module de canal de pilotage sur le pod.

- Touches de commande de l'isolateur hydraulique, du distributeur hydraulique (hydraulic service manifold: hsm). elles commandent la pression hydraulique à la sortie de l'isolateur

hydraulique.
Arrêt: coupe la pression du groupe hydraulique
Basse pression: commute l'hydraulique en basse pression
Haute pression: commute l'hydraulique en haute pression 21 MPa.
- Commande locale
bouton rotatif. Pour une rotation trigonométrique, la tige du vérin sort.

A.2/ PREREGLAGES AU NIVEAU DU LOGICIEL TESTSTAR

A.2.1/ « MODIFIER » « SIGNAUX D'ENTREE »

- « Signal d'entrée »:

Le canal d'entrée fournit le signal de retour d'un capteur (raccordé à Teststar) au contrôleur numérique.

- « Place »:

Places 1-6: voies internes réservées aux conditionneurs.
Places 7-14: voies externes: 8 entrées analogiques.
Les numéros de signaux d'entrée externes dans Teststar correspondant aux places 7-14 sont notés 1-6 ou J77 J78.

- « Type de signal »:

Chaque type de capteur requiert un amplificateur précis fournissant le signal d'excitation en fonction de la grandeur mesurée. Le signal de sortie d'un capteur de force par exemple est proportionnel à l'intensité de la force mesurée. La polarité de la sortie indiquant le sens de la force (traction, compression). Par convention de signe, la force et le déplacement en compression sont négatifs. L'amplificateur de mesure reçoit le signal de retour du capteur et le prépare pour l'utilisation dans la boucle d'asservissement. Pour le déplacement du vérin, on a un capteur de déplacement linéaire LVDT, le type d'amplificateur de mesure avec lequel fonctionne ce capteur est un « AC » (courant alternatif). Pour la force, on a un capteur de charge, de type « CC » (courant continu) ou « DC » (courant direct). Pour le déplacement entre plateaux, on a capteur de déplacement linéaire LVDT, le type est « externe » car le signal de sortie de capteur n'est pas amplifié par un amplificateur de mesure « CA » ou « CC » mais par un système externe.

- « Offset »:

D'abord fixé à « 0 » Volt, il sera ensuite réglé grâce à la fonction auto-zéro dans « régler » « signaux d'entrée ». La tension offset (en volts) définit un signal offset électrique qui est appliqué à l'entrée du capteur. Le signal d'un capteur calibré à partir d'un amplificateur externe peut se trouver modifié à cause de la longueur/résistivité d'un câble ou de facteurs extérieurs.
On surveille le signal nul de l'amplificateur externe à l'aide de la valeur de sortie du capteur . La valeur de sortie du capteur devrait être nulle, sinon on configure l'amplificateur externe afin d'obtenir un signal de sortie nul.
La tension offset permet de changer le « 0 » en imposant le zéro à la valeur non nulle permettant d'initialiser les valeurs d'entrée. La valeur standard pour le signal offset est 0. Le réglage offset sur 0 fait que le signal se rapporte à une valeur de référence de zéro volt.

- « Gamme du capteur »:

La gamme de mesure du capteur est l'échelle de valeur dans laquelle la sortie du capteur doit être. L'étendue de la gamme est la plage totale allant de (-) la gamme à (+) la gamme. Les capteurs injectent dans le système Teststar un signal d'entrée de ± 10 V amplifié. La gamme d'un capteur est donc son échelle, sa correspondance par rapport à 10 V. Comme pour le

déplacement entre plateaux, on a un module (Tesa) qui fonctionne de 0 à 2V, si on veut alors une gamme de 1 mm de déplacement entre plateaux pour ces 2V, il faut entrer la valeur 5 mm. On aura alors dans le pod la valeur réelle affichée. Les données de l'acquisition sont affichées en volts, on doit les traiter pour les avoir en grandeurs physiques (le mm ou le KN). Pour les capteurs de vérin et de la force, on définit la gamme de travail appropriée pour obtenir un signal maximum de sortie de capteur pendant l'essai. Plus la gamme est petite, plus la résolution du signal est meilleure. Dans de nombreux cas, il n'est pas nécessaire d'utiliser l'intégralité de la gamme de mesure maximale du capteur, on peut travailler avec d'autres gammes englobant seulement une partie de l'échelle complète du capteur, de l'étendue maximale du capteur.
Les gammes proposées qui ont été étalonnées pour le capteur de déplacement du vérin: 100, 50, 20 et 10 mm. On choisit 100 mm même si on peut travailler avec une gamme plus réduite. On a alors une échelle, une correspondance facile à utiliser 10 mm $\leftrightarrow$ 1 volt. Pour le vérin, sa course est de 150 mm soit ± 75 mm, +75 mm dans le cas d'un vérin rentré, 0 si le vérin est remonté à moitié, -75 dans le cas d'un vérin remonté totalement. En choisissant une gamme de capteur de 100 mm, on a une étendue de gamme de capteur de 200 mm, ce qui est supérieur à la course de 150 mm du vérin.
Les gammes proposées qui ont été étalonnées pour le capteur de force: 500, 200 et 100 KN. Vue la résistance estimée de la roche étudiée, la gamme idéale est de 500 KN.

A.2.2/ « MODIFIER » « SIGNAUX DE SORTIE »

- « Signal de sortie »:

Tous les signaux de retour de capteur et tous les signaux du contrôleur numérique peuvent être appliqués à un afficheur (oscillo, voltmètre, enregistreur de données xy (table traçante)) par l'intermédiaire d'un canal de sortie. Un canal de sortie est un signal disponible au dos du contrôleur numérique à des fins d'affichage. Un canal de sortie est le signal d'un canal d'entrée qui est mis à disposition pour l'option « sortie lecture ». On a donc le choix pour le signal de la « sortie lecture » parmi les signaux d'entrée.

- « Sortie lecture »:

La sortie lecture est raccordée au connecteur correspondant se trouvant au dos du contrôleur numérique. Elle permet d'attribuer un signal d'affichage à chaque canal de sortie, c'est à dire d'étalonner le signal de sortie pour une utilisation avec un appareil externe (oscillo, voltmètre, enregistreur de données xy (table traçante)). Pour le déplacement entre plateaux par exemple, le signal de sortie est branché sur un oscilloscope extérieur.

- « Gain »:

$$\text{Gain} = \frac{\textit{sortie du capteur (indiquée en unité physique)}}{\textit{signal de sortie souhaité (en volts)}}$$

Le gain comme la gamme donne la correspondance entre l'unité de la grandeur physique et le volt, son unité est donc « grandeur physique / volt ». Pour une gamme de 500 KN, la presse fonctionne de 0 à 500 KN et de 0 à 10 V. Comme la tension maximale du logiciel RTM 3500 est de 2V, il faut que la lecture du signal de sortie de force ait au maximum cette tension. On choisit donc un gain pour la lecture de ce signal de 250 KN/V. Il faut souligner ici que ce n'est pas la gamme du capteur de force, il s'agit ici juste d'une lecture.
Pour le déplacement entre plateaux, le signal de sortie va vers un oscilloscope extérieur branché de 0 à 10V. Chacun des deux capteurs mesure le déplacement du plateau et a un gain de 1 mm / V. Pour un déplacement entre plateaux de 1 mm, la somme des déplacements des deux capteurs est 2 mm et la sortie correspondant à une tension de 2 volts obtenue par le sommateur est de 1mm pour 2V, soit 0,5mm / V.

- « Offset »:

Des commentaires sur l'offset sont donnés dans « modifier » « signaux d'entrée ».

A.2.3/ « MODIFIER » « CANAUX DE PILOTAGE »

- « Choix canal de pilotage 1 »:

Ce réglage est important s'il existe plusieurs vérins.
La station Teststar est un système d'asservissement en boucle fermée de MTS pour essais matériaux. Un canal de pilotage dirige un axe du mouvement du vérin et cela en fournissant les signaux nécessaires au pilotage de la boucle d'asservissement, c'est à dire en fournissant le signal de commande. On sélectionne le signal de retour d'un capteur pour le choix d'un mode d'asservissement ou de pilotage avec lequel le canal de pilotage doit travailler. On peut choisir un capteur de signal d'entrée quelconque comme signal d'asservissement. Ce signal de commande et ce signal de retour sont donc comparés dans la boucle d'asservissement Tout écart provoque un signal d'erreur faisant que la canal de pilotage continue le déplacement du vérin dans le sens permettant de compenser cette erreur. Quand le signal de commande et le signal de retour sont identiques, le signal d'erreur est égal à zéro et le mouvement s'arrête.

- « Choix du mode de pilotage »:

On doit régler tous les modes qu'on compte utiliser que ce soit avec le Pod, avec Testware SX ou avec Function Generator. Pour chaque mode de pilotage choisi attribué au canal d'asservissement, on règle dans le groupe « définition du mode de pilotage » les caractéristiques de ce mode:
Lenght A SG, Lenght A pod, Force A SG, Force A pod, Lenght / Force A pod, Strain A SG, Strain A pod, Lenght B SG ou (LVDT SG) Lenght B pod.
« Lenght » correspond à un contrôle en déplacement. « Force » correspond à un contrôle en force.
« A » correspond à un contrôle avec un capteur interne (force ou déplacement du vérin). « B » correspond à un contrôle avec un capteur externe (déplacement entre plateaux). « SG » correspond à un contrôle avec un générateur de segment en mode automatique. « Pod » correspond à un contrôle en mode manuel. « Lenght / force » correspond à un contrôle avec le déplacement du vérin puis dès le contact avec l'échantillon à un contrôle en force.
Les deux modes qui nous intéressent sont « Lenght B SG » (mode de pilotage 8) et « force A SG » (mode de pilotage 3). Il faut donc procéder à leur réglage.

- « Nom du mode dans « définition du mode de pilotage » »:

Le nom du mode s'inscrit automatiquement quand on a sélectionné le numéro du mode de pilotage.

- « Définition du mode PIDF »:

Ce sont des commentaires qui expliquent les termes « Lenght B SG » ou « Force A SG ». Si on choisit dans la source de commande « générateur de segment », le signal de commande provient alors du générateur de segment qui se charge de l'asservissement du système. Si on choisit dans la source de commande « commande de position du vérin », le signal provient du pod. Si on choisit dans le signal de retour « déplacement plateau », ca correspond alors à « Lenght B », si on choisit « force », ca correspond à « Force A », si on choisit « déplacement vérin », ca correspond à « Lenght A ».

A.2.4/ « MODIFIER » « ACTIONS DES DETECTEURS »

- « Détecteurs »:

Il existe plusieurs sortes de détecteurs:

Les détecteurs de limites du signal de sortie du capteur (se référer à « régler » « signaux d'entrée »).
Les détecteurs d'erreur entre le signal de commande et le signal de retour (se référer à « régler » « détecteurs d'erreur »).
Les détecteurs de seuil ou de non-atteinte d'amplitude (se référer à « régler » « détecteurs de seuil »).

- « Actions »:

Si ces détecteurs sont déclenchés, ils indiquent l'action prévue en cas de dépassement d'une limite.
Il existe:
Arrêt hydraulique: coupe la pression hydraulique, interrompt l'essai.
Indication: message indiqué mais poursuite de l'essai
Sécurité: voir bouton allumé ou éteint du pod
Inactive: rend le détecteur inopérant

- « Choix d'action »:

On choisit une action dont la caractéristique est automatiquement inscrite dans « type d'action ».

A.2.5/ « MODIFIER » « AFFICHAGE DE BLOC »

« Bloc »: c'est le pod
« Choix d'affichage »: c'est une mémorisation du type d'affichage choisi
« Colonne de droite »: éléments choisis directement affichés sur le pod
« Colonne de gauche »: éléments disponibles.

A.2.6/ « MODIFIER » « AFFICHAGE DES DONNEES »

- « Signal »:

Dans le groupe « définition affichage », on indique le nom de signal de capteur sélectionné pour être visualisé dans la fenêtre « afficher » « affichage de données ». On a une liste de 10 canaux d'entrée (signaux de capteurs). Les canaux sont visualisés aussi directement sur le pod.

- « Type »:

Dans le groupe « définition affichage », on a le choix parmi 4 types d'affichage (données / temps, pic / vallée, étendue / moyenne, maximum / minimum.

Figure : Mise en évidence des différents modes d'affichage.

- « Données / temps »:

« Données / temps » (données relatives au temps) affiche, indique en continu l'amplitude ou les données d'un ou deux canaux d'entrée (signaux des capteurs). Les données sont actualisées, affichées, rafraîchies toutes les secondes. Ces deux signaux apparaissent dans les 2 champs d'affichage « signal ». Ce mode permet l'affichage statique (pas dans le sens que la force est constante mais qu'il n'y a pas de cycles comme par exemple pour un signal sinusoïdal). Il est utilisé quand le vérin est statique ou s'il est piloté manuellement avec le pod. Cet affichage étant basé sur le temps il ne répond pas réellement quand le vérin se déplace lors de l'essai. Ce mode est généralement employé lors de la mise en place de l'éprouvette

- « Pic / vallée »:
« Pic / vallée » correspond aux valeurs de crête supérieure et inférieure. Les valeurs maximales et minimales du canal d'entrée sélectionné sont actualisées et affichées lors de chaque cycle d'un essai dynamique. Ces valeurs maximales et minimales apparaissent dans les deux champs d'affichage « signal » (pic: champ supérieur, vallée: champ inférieur). Ce mode permet d'afficher le pic le plus positif (le moins négatif) et la vallée la plus négative (la moins positive) du canal sélectionné pour chaque cycle de l'essai. Ce mode est généralement employé pour réajuster l'amplitude de la force au cours d'un essai. La force étant affichée, on peut contrôler que le niveau final désiré a bien été atteint.
- « Etendue / moyenne »:
L'étendue (pic / vallée) et la moyenne d'un canal d'entrée sélectionné sont actualisés et affichés lors de chaque cycle d'un essai dynamique. L'étendue apparaît dans le champ d'affichage supérieur, la moyenne dans le champ inférieur. Avant que l'étendue et la moyenne puissent être calculés, il faut qu'un pic ou une vallée aient été mesurés. Ce mode est utilisé pour le réglage du générateur de segment.
Etendue = amplitude maximale - amplitude minimale
Moyenne = étendue / 2.
- « Max / min »:
Les valeurs maximale et minimale du canal d'entrée sélectionné enregistrées au cours de tout un essai sont affichées. La valeur maximale apparaît dans le champ d'affichage supérieur, la valeur minimale dans le champ minimale. Ce mode permet de surveiller l'intégralité du test, il est généralement employé pour l'optimisation du système. Il permet de contrôler si le système a atteint les valeurs finales désirées ou non.

A.2.7/ « MODIFIER » « OSCILLOSCOPE »

- « Oscilloscope digital »:

C'est une fonction oscilloscope pilotée par le logiciel.

- « Choix oscilloscope »:

Un seul oscilloscope est disponible.

- « Trace »:

On sélectionne le type de trace: unique ou continu.

- « Base de temps »:

On doit spécifier la base de temps de l'oscillo digital, le temps dont le signal a besoin pour balayer une fois l'écran. Si on a sélectionné « trace continu », dès que la valeur de la base de temps choisie est dépassée, l'écran de l'oscilloscope est initialisé. Si on sélectionne « trace unique », dès que la valeur de la base de temps choisie est dépassée, l'oscilloscope ne fonctionne plus, s'arrête. On choisira une base de temps élevée, par exemple une heure.

- « Actualisation »:

C'est l'incrément de temps pour régénérer l'affichage, c'est à dire pour que l'écran délivre une nouvelle image.

- « Canal x, y_1 , y_2 »:

L'oscilloscope permet de surveiller le tracé d'un signal précis, affiche la représentation graphique de deux canaux d'entrée (y est tracé en fonction de x). Chaque signal peut être représenté avec une couleur différente.
y_1 et y_2 indiquent les valeurs min et max de chaque canal d'entrée pour l'échelonnage de l'affichage de l'oscilloscope digital, l'axe des x indique en général le temps.
On peut sélectionner un canal d'entrée pour l'axe des x uniquement si un seul canal a été défini (y_1 en fonction de x). Par exemple, « x » correspond au déplacement entre plateaux et « y_1 » correspond à la force.

Si l'on veut profiter des deux possibilités, il faut définir le canal x comme étant le canal de temps.
Il est important de noter que lors de la réactualisation de l'affichage de l'oscilloscope, toutes les autres fenêtres Teststar doivent être désactivées, inactives, car l'oscillo digital nécessite toutes les ressources du processeur.
Par ailleurs, tout changement très rapide d'une variable peut provoquer un déplacement suffisamment brusque du vérin entraînant ainsi la détérioration de l'éprouvette ou de l'installation. Si on modifie de manière importante la valeur d'une variable (par exemple en déplaçant la coulisse d'un extrême à l'autre) pendant la période de réactualisation de l'affichage de l'oscillo, le système ne réagira apparemment pas, mais réagira violemment une fois que l'oscillo digital aura achevé cette opération.

A.2.8/ « MODIFIER » « BARRE D'OUTILS »

On a au niveau de la colonne gauche les fenêtres disponibles et au niveau de la colonne droite les fenêtres choisies. Les fenêtres choisies ont une icône directement affichée dans la fenêtre Teststar.

A.2.9/ « REGLER » « SIGNAUX D'ENTREE »

- « Signal d'entrée »:

Le canal d'entrée fournit le signal de retour d'un capteur raccordé à Teststar au contrôleur numérique.

- « Choix du signal »:

On choisit les données parmi les noms des signaux d'entrée.

- « Limites supérieures et inférieures »:

Il s'agit d'un détecteur de limites de signal de sortie du capteur. Ce capteur correspond au canal d'entrée choisi dans « choix signal ». Ces limites sont réglables dans la plage totale et la capacité du capteur. On prend des limites supérieures et inférieures de détection coïncidant avec la gamme maximale respective de chaque capteur, pour être sûr de ne pas le détériorer en dépassant sa capacité. Quand le signal dépasse par excès l'une de ces limites, le contrôleur numérique déclenche l'action choisie. Remarquons que dans un essai en asservissement de déplacement, un dépassement de limite dans le canal d'entrée de force peut arrêter l'essai.

- « Débloqué / bloqué »:

Il sert à débloquer et à bloquer la fonction auto-zéro du capteur sélectionné.

- « Auto-zéro »:

Pour l'étalonnage d'un capteur de déplacement du vérin par exemple, il faut amener la tige du vérin à la position médiane pour avoir au niveau du signal de sortie une tension de « 0V ». En fait, la fonction auto-zéro évite de se préoccuper de la hauteur actuelle de la sortie du capteur, on ne se préoccupe pas de la compensation à zéro mécanique du capteur, l'électronique du système ajuste la sortie du capteur à zéro de façon automatique en générant un signal électrique. On procède automatiquement avec la fonction auto-zéro à l'initialisation des capteurs, c'est à dire à la compensation, à la mise à zéro de tous les signaux de sortie des capteurs. On règle automatiquement le canal d'asservissement sur zéro pour fixer la position momentanée du vérin sur un zéro de référence et cela même si la tige du piston du vérin ne se trouve pas en position moyenne sur le pod, s'affiche alors la valeur initialisée à zéro du déplacement vérin.

Le champ « offset » indique la valeur du signal d'offset (en pourcentage par rapport à la gamme du capteur). Cette valeur d'offset correspondant au pourcentage de l'échelle de la gamme s'affiche automatiquement. En appuyant sur auto-zéro, Teststar calcule lui-même la valeur d'offset idéale.
Par exemple pour un capteur de déplacement du vérin de 200 mm de course et donc d'une grande gamme de mesure ± 100 mm, le signal de sortie est de 0V lorsque le capteur vérin est en position médiane, c'est à dire au milieu de la course. Il est de 10 V (respectivement -10V) quand la tige du vérin est rentrée (respectivement sortie), c'est à dire en position -100 mm (respectivement +100 mm). En compression, le signal de sortie est entre -10V et 0V. Si par exemple, on met la position -100 mm de la tige à « 0V », la position +100 mm correspond à un déplacement de vérin de 200 mm dans le sens de compression (-10 V).
Il faut remarquer ici que si un capteur est actif dans la boucle d'asservissement, la fonction auto-zéro ne peut pas être utilisée. Ici, c'est le cas pour le déplacement entre plateaux, on compense manuellement le capteur de déplacement entre plateaux avec le bouton rotatif car tant que la pression hydraulique est en circuit, on ne peut pas procéder à la compensation avec auto-zéro du capteur activé dans la boucle d'asservissement, dans le mode de pilotage.
Notons que pour la force, le zéro de référence au début de l'essai est fixé à 1 KN.
Pour le cas d'un essai cyclique en compression simple, les décharges sont effectuées jusqu'à cette valeur 1 KN. La valeur 0 KN n'est pas acceptée dans « Testware SX » comme zéro de référence. D'ailleurs, il n'y a pas forcément de contact avec le plateau à cette valeur.

- « Réglage gamme défilement » (-100 % ≤ valeur ≤ +100 %):

C'est une frontière que l'on impose pour le pourcentage d'offset. Si on prend la valeur maximale égale à 50 par exemple, le pourcentage d'offset ne pourra pas dépasser cette valeur. Notre choix est de garder la frontière à -100% et +100%.

- « Calibration shunt »:

Cette étape concerne uniquement les capteurs travaillant avec des amplificateurs de mesure CC (capteurs de force et de déformation) car l'étalonnage du shunt sert à contrôler la précision de la boucle CC d'un amplificateur de mesure. Il faut que la sortie du capteur ait été préalablement compensée sur zéro. Il faut remarquer que l'étalonnage du shunt ne compense aucune variation à longue échéance touchant à la sensibilité d'un capteur.
On procède au contrôle de l'étalonnage du shunt correspondant en sélectionnant « pos » ou « neg ». On sélectionne « pos » (positif), on clique ensuite sur « shuntcal », apparaît une fenêtre « valeur shuntcal » et « référence shuntcal ».
« Référence shuntcal » affiche la valeur de référence qui a été fixée lors de l'étalonnage du shunt et du capteur pour une gamme précise, cette valeur représente l'étalonnage positif ou négatif qui a été réglé. Cette valeur de référence est en général de l'ordre de 80 % de l'échelle totale.
« Valeur shuntcal » affiche la valeur obtenue avec l'étalonnage du shunt, on va contrôler en comparant la tension d'étalonnage du shunt avec la tension de référence d'étalonnage du shunt: | « valeur shuntcal » - « référence shuntcal » | .
Si cette différence est inférieure à 0.01 V, l'étalonnage du capteur est correct. Si elle est supérieure à 0.15 V, il faudra réétalonner de nouveau le capteur (programme « étalonnage capteur »). Si elle est supérieure à 0.01 V et inférieure à 0.15 V, on doit rectifier, ajuster la tension d'alimentation (programme « étalonnage capteurs »). Refaire l'opération pour nég (négatif).

A.2.10/ « REGLER » « DETECTEURS D'ERREURS »

Cette commande optionnelle n'est pas utilisée.

- « Détecteurs d'erreurs »

Le détecteur d'erreur surveille les modifications du comportement de l'échantillon pendant l'essai, il surveille l'écart entre le signal de commande et le signal de retour du mode de pilotage PIDF correspondant au détecteur d'erreur. La différence constitue le signal d'erreur dans la boucle d'asservissement qui est utilisée pour le pilotage de la servovalve. Le détecteur d'erreur surveille le signal d'entrée appliqué sur l'éprouvette et mesure l'amplitude du signal d'erreur. Cette amplitude indique la précision avec laquelle la trace de retour suit la trace de commande.

- « Actions max et min »:

Quand une éprouvette se rapproche de la rupture, l'erreur augmente, le détecteur d'erreur prévient que l'éprouvette ne peut plus résister à cette sollicitation ou interrompt l'essai quand l'erreur spécifiée est atteinte, le contrôleur numérique exécute l'action sélectionnée.

- « Mode de pilotage »:

Pour un essai à asservissement choisi, c'est seulement le canal d'entrée correspondant qui est surveillé par le détecteur. Si dans un essai le mode de pilotage change, le détecteur d'erreur changera automatiquement de mode et les mêmes actions seront valables. Le détecteur d'erreur n'agit que pour le mode de pilotage activé du système.

- « Limites du détecteur d'erreurs »:

On va indiquer la limite maximale pour l'action maximale et minimale pour l'action minimale. Lors d'essais de fréquence basse, le niveau d'erreur est généralement bas, le tracé de retour et celui de commande sont proches, le détecteur d'erreurs est réglé sur une valeur faible (figure a).

Lors d'essais de fréquence haute, le niveau d'erreur est élevé en raison du décalage de phase du signal de retour, le détecteur est réglé sur une valeur élevée (figure b).

Figure : Niveau d'erreur suivant la fréquence de l'essai.

Il n'existe aucune formule permettant de déterminer le réglage optimum du détecteur d'erreur pour l'essai. On lance l'essai et on observe le signal d'erreur, on règle alors les limites. On peut observer le signal d'erreur en ouvrant la fenêtre « modifier affichage de données » et obtenir l'affichage du canal d'asservissement servant au pilotage de l'essai. Les détecteurs d'erreur sont particulièrement utiles dans le cas d'essais de fatigue sur de éprouvettes rigides. On règle le détecteur d'erreur sur une valeur se trouvant immédiatement avant la valeur de rupture escomptée de l'éprouvette afin de pouvoir être prévenu par le détecteur d'erreur avant la rupture ou même d'arrêter l'essai. Par exemple, pour un essai de fatigue avec asservissement de la force, l'amplitude (crête à crête) du signal d'erreur augmente avec la rupture progressive de l'éprouvette. Si on veut utiliser deux détecteurs de limites, l'action 2 ou maximale correspondant à la limite maximale doit être réglée sur « arrêt hydraulique » et l'autre dite 1 ou minimale sur « indications ». Le circuit de détection d'erreur mesure la valeur absolue du signal d'erreur.

Figure : α correspond au signal d'erreur mesuré au début de l'essai, β,γ correspondent à l'erreur déclenchant respectivement l'action 1 et 2.

On règle aussi les détecteurs de limites qui présentent l'avantage sur les détecteurs d'erreur de faciliter le réglage précis du niveau d'erreur.

A.2.11/ « REGLER » « DETECTEURS DE SEUIL »

Cette commande optionnelle n'est pas utilisée.

- « Détecteur de seuil » ou « détecteur de limites par défaut » ou « détecteur de non-atteinte

d'amplitude »:
Le détecteur de seuil est utilisé lors d'essais dynamiques. Il veille à ce que le signal de retour d'un canal d'entrée (signal de sortie de capteur) varie par rapport à sa plage normale.
« Signaux d'entrée »:
Un seul capteur (canal d'entrée) est sélectionné (on a le choix entre le déplacement du vérin, la force et le déplacement entre plateaux). Cela ne doit pas être absolument le capteur qui est activé dans la boucle d'asservissement. Le détecteur surveille le canal d'entrée.
« Max et min »:
Les deux valeurs seuil minimale et maximale forment ensemble une gamme que le signal de sortie doit atteindre lors d'un cycle. Quand une valeur seuil n'est pas atteinte, le contrôleur numérique déclenche l'action. Le signal de retour doit dépasser la valeur seuil avant d'atteindre la moyenne, sinon l'action choisie en cas de non-atteinte de la valeur seuil se déclenche. Ces valeurs sont spécifiées de telle sorte qu'elles entraînent l'arrêt de l'essai quand une éprouvette se rompt, ou quand la rupture est imminente, ou quand un pilotage insuffisant de la boucle d'asservissement est détecté (ce qui se traduit par la non-atteinte des valeurs de crête).

Figure : Valeurs seuil minimale et maximale.

« Sensibilité »:
C'est une valeur correspondant au seuil auquel le signal doit changer pour détecter un pic ou une vallée. C'est le seuil au niveau duquel un pic ou une vallée est détecté, c'est le changement minimum que l'on obtient après une inversion de signal qui est reconnu comme tel, le réglage de cette sensibilité permet de spécifier quelles « petites valeurs » de crêtes doivent être ignorées et lesquelles doivent être affichées. Il faut la régler pour deux des modes d'affichage pic/vallée et moyenne/étendue. Si le réglage est trop faible, le bruit du signal sera incorrectement traité comme un changement valable. Si le réglage est trop faible, le bruit du signal sera interprété comme un pic ou une vallée. Si le réglage est trop important, tout petit changement même valable ne sera pas détecté. Les petites variations ne seront pas détectées.

A.2.12/ « REGLER » « SERVOVALVE »

Cette commande n'est pas utilisée.
Seules des personnes très familiarisées sont autorisées à effectuer les procédures mentionnées ci-dessous. Les valeurs 0.08789 et 625 sont calées.

- Quand procéder au réglage de la servovalve ?

Si au cours d'un essai effectué sur un système correctement optimisé, on constate que les amplitudes (pic et vallée) du capteur ne sont pas symétriques.

- Quand procéder au réglage du dither ?

Si au cours d'un essai effectué sur un système correctement optimisé, on constate:
- Un signal de commande sinusoïdal qui est déformé aux niveaux minimum et maximum (c'est à dire quand le mouvement du vérin est plus lent). On peut généralement observer cet état lors d'un essai effectué à basse fréquence ou à basse amplitude. Cela signifie que l'amplitude de vibration est insuffisante.
- Un bruit désagréable comme un crissement d'ongles sur un tableau noir. Cela signifie que l'amplitude de vibration est trop importante.

- Avant de procéder aux réglages (s'ils sont nécessaires), il faut effectuer certaines tâches:

- Optimiser le système
- S'assurer que l'huile hydraulique et la servovalve sont à la température de service. Si une éprouvette a été mise en place, la retirer et faire fonctionner le système avec l'asservissement

du déplacement pendant au moins 30 minutes en utilisant environ 10 % de l'amplitude maximale avec une fréquence d'environ 0,1 Hz.
- Désactiver l'intégrateur, la pression hydraulique étant hors-circuit, amener la coulisse du gain I de la fenêtre PIDF à zéro, changer de mode de pilotage pour s'assurer que la compensation sur zéro a eu lieu et puis retourner au mode de pilotage initial.

- « Réglage de la servovalve (équilib S / valve A) »:

Cette touche permet de compenser électriquement les petits défauts de la balance de servovalve.
- Aucune éprouvette ne doit être montée.
- Compensation sur auto-zéro du canal de force
- Sélection du mode de pilotage « force pod »
- Surveiller le signal de sortie du capteur de force sur l'écran du pod
- Mettre la commande locale, le pod en marche « on »

Si le vérin reste à la position qu'il occupe, le réglage de la servovalve n'est pas nécessaire.
Si le vérin se déplace, procéder au réglage de la servovalve
Si le réglage électrique de la servovalve n'est pas possible, effectuer un réglage mécanique puis répéter le réglage électrique
- Déplacer le curseur de réglage de la servovalve de manière à arrêter le mouvement du vérin. Effectuer ce réglage avant que le vérin n'ait atteint sa position de déplacement extrême. Dans le cas contraire, il faudra repositionner le vérin et reprendre le réglage.

- « Réglage de l'amplitude de vibration dither »:

Il permet de régler l'amplitude du signal de vibration dither devant empêcher le frottement du piston de la servovalve. Ce signal est particulièrement nécessaire dans le cas d'essais statiques, ou à basses fréquences.
- Aucune éprouvette n'est nécessaire
- Régler le générateur de segment sur une rampe très lente avec l'asservissement du déplacement
- Régler l'oscilloscope pour surveiller le signal de retour du système
- Lancer le signal de commande à l'aide du générateur de segment

Si le signal de retour suit une rampe croissant lentement, il n'est pas nécessaire de procéder au réglage de l'amplitude du signal de vibration. Si le signal de retour suit une rampe en forme de dents de scie (ce qui signifie que le vérin s'immobilise brièvement avant chaque déplacement), il faudra procéder au réglage de l'amplitude du signal de vibration.
- Augmenter progressivement l'amplitude du signal de vibration jusqu'à obtenir un signal de retour croissant lentement.

« Réglage de la fréquence de vibration dither » permet de régler la fréquence du signal de vibration dither. Le choix de cette fréquence dépend également de la fréquence de l'essai. La fréquence du signal de vibration typique avec une servovalve 252 est de 500 Hz.
- Aucune éprouvette n'est nécessaire
- Régler l'oscilloscope pour surveiller le signal de retour du système, s'assurer qu'un canal de sortie a été défini.
- Lancer le signal de commande et l'aide du générateur de segment.

Si le signal de retour suit une courbe sinusoïdale évoluant lentement, il n'est pas nécessaire de procéder au réglage de la fréquence du signal de vibration.
Si le signal suit une courbe en forme de dents de scie ou bien s'il n'est pas possible de détecter l'amplitude de vibration, il faudra procéder au réglage de la fréquence du signal.
- Régler la fréquence du signal de vibration jusqu'à obtenir un signal de retour évoluant lentement.

Si le réglage de la fréquence de vibration est trop faible, l'amplitude de vibration pourra être détectée. Si le réglage de la fréquence de vibration est trop important, l'effet du signal de

vibration sera ignoré (le signal de retour suit une courbe en dents de scie).

A.2.13/ « REGLER » « OPTIMISATION »

Il s'agit d'optimiser le temps de réponse de la boucle fermée. Le temps de réponse du système étant le temps qui s'est écoulé entre la détection de l'erreur et la correction de l'erreur. La qualité de la régulation dépend du temps de réaction du système.
Les méthodes d'optimisation ont pour but d'améliorer le mode de réponse, c'est à dire la vitesse de réaction de la presse et d'améliorer la stabilité de la boucle d'asservissement et donc les performances du système.
Des études conduites sur le taux de propagation des fissures sur les roches (Bieniawski, 1968), (cité par Vutukuri, Lama et Saluja, 1974) ont montré que la vitesse de fissuration augmente lentement et que ça augmente de presque zéro à quelques centimètres par seconde dans la phase initiale.
Le temps de réponse dans le système servo-contrôlés est d'environ 5 millisecondes et dans cette courte période, la fissure s'initie mais ne se propage pas à une distance significative, si le signal feed-back approprié est utilisé. En revanche, si le temps de réponse de la presse est grand, il se peut que la fissure qui est initiée se propage avant que la pression ne soit réduite.
L'optimisation du système est nécessaire chaque fois:
- Que la forme ou le matériau ou les caractéristiques de l'éprouvette changent au cours de l'essai
- Que le système est instable (ce qui se traduit par un bourdonnement, grincement)
- Que le système réagit lentement ou quand les valeurs finales souhaitées ne sont pas atteintes. Toutefois, ceci n'est pas forcément du à un problème d'optimisation, la cause peut être, par exemple, une vitesse insuffisante due à une servovalve de faible capacité.
- Qu'un capteur est modifié en raison de travaux d'entretien ou de son étalonnage.

Chaque mode de pilotage utilise un signal de retour d'un capteur. Il est important de noter que chaque mode de pilotage sélectionné pour être utilisé dans la boucle d'asservissement doit être optimisé séparément. Quand on sélectionne donc un mode de pilotage, une fenêtre d'optimisation apparaît. On doit spécifier le réglage de l'asservissement, chaque mode de réglage permettant d'optimiser la réponse de la boucle d'asservissement. Chaque mode de pilotage peut appartenir à l'une des deux catégories PIDF ou CLC.
Nous allons décrire en détail le mode CLC:
Chaque mode de pilotage CLC (channel limited channel) requiert un canal d'entrée (canal maître ou de référence) pour le pilotage de la servovalve et de la boucle d'asservissement et un autre canal (canal de limitation) pour restreindre le canal de référence en fournissant une valeur limite. Le mode CLC permet d'optimiser la réponse de la boucle d'asservissement avec la commande de bâti de charge (pod). Ce mode est utilisé lors de la mise en place et du démontage des éprouvettes. C'est aussi une méthode alternative pouvant être employée, par exemple, si l'essai doit être effectué en mode d'asservissement de la déformation.
Référence P, limite P: ces touches permettent de régler le gain proportionnel du canal de référence et du canal de limitation.
Limite supérieure et inférieure: fixe la gamme que le signal de commande ne doit pas dépasser. Les valeurs sélectionnées dépendent des propriétés du matériau de l'éprouvette, en cliquant sur ces touches, on a une fenêtre de réglage de gamme de défilement de chaque touche.
Exemple: on utilise un capteur de déplacement (LVDT) avec une gamme de ± 3 cm, et un capteur de 11 KN dont la polarité entraîne la génération d'un signal positif lors d'une traction. Un mode de réglage CLC typique utilise le déplacement comme canal de référence et la force

comme canal de limitation. La limite supérieure et inférieure est de 1 KN et -2 KN. La commande du bâti est réglée sur le mode de mise en place de l'éprouvette. Quand on actionne le bouton rotatif du pod, si on dépasse ces limites en force, il ne se passe plus rien, la valeur du déplacement qui a provoqué cette limite est conservée et n'augmente pas.

Nous allons décrire en détail le mode PIDF:
L'optimisation PIDF est utilisé pour les essais sur éprouvettes de matériaux.
Les réseaux correcteurs, ou PID (Proportionnel, Intégral, Dérivé) sont des systèmes électroniques qui permettent d'amplifier (action proportionnelle) et de corriger le signal en fonction de la vitesse de variation de ce signal grâce à des actions Intégrales et Dérivées. Ces paramètres sont déterminés empiriquement. Ces corrections sont nécessaires pour que le système soit stable et pour tenir compte des différents temps de réponse des éléments qui le constituent. Un mauvais réglage de ces actions se traduit par différents symptômes tels qu'un écart de position trop élevé, des oscillations après une variation rapide de la consigne ou bien encore des oscillations permanentes. Une trop forte réactivité peut engendrer un phénomène d'oscillation autour de la consigne, stable ou instable. Chaque voie d'asservissement est équipée d'un détecteur de limite.
En fait, le mode de réponse de la boucle d'asservissement à un tracé de commande est fortement influencé par le niveau de gain réglé. Pour chaque type de configuration et d'essai prévu, pour chaque mode de contrôle utilisé (force, déplacement entre plateaux, etc...), pour chaque type d'installation, c'est à dire pour une capacité de charge du vérin du système, pour un type de bâti de charge et enfin pour un type de servovalve donnés, on doit obligatoirement chercher les valeurs idéales correspondantes du PIDF.
Pour cela on doit suivre toutes les étapes de réglage de l'optimisation décrites ci-dessous.
L'optimisation PIDF est exécutée avec une commande d'optimisation. Une commande d'optimisation est un signal de commande cyclique présentant une forme rectangulaire typique, une amplitude faible (5 à 10 % de l'amplitude de commande ultérieure en test) et une fréquence de 1 à 2 Hz. Un mode de pilotage PIDF reçoit un signal source de commande d'un capteur de commande provenant d'un générateur de consigne. On règle donc le générateur de consigne sur un signal carré de fréquence environnant 1 à 2 Hz avec une amplitude maximale de 5 à 10 % pour activer la boucle d'asservissement. Notons que le générateur de consigne choisi est « Function Generator » qui est plus adapté que « Testware SX » pour fournir un signal carré. La forme rectangulaire est la plus adaptée car elle exige une réponse maximale du système servohydraulique. Ce qui importe dans le signal carré, c'est le saut, le changement brusque de l'amplitude et non pas la fréquence. Notons qu'il existe des systèmes auxquels le signal d'optimisation rectangulaire ne convient pas. L'amplitude, la fréquence et la courbe du signal d'optimisation peuvent être choisies librement en fonction des exigences individuelles d'un système d'essais. On lance le signal de commande et on règle le PIDF pour obtenir une réponse optimale.
Remarquons que pour optimiser le comportement du système, il peut être nécessaire de ne pas optimiser un comportement de réponse maximal du système pour couvrir les modifications de l'échantillon pendant un essai. Un niveau d'erreur élevé signifie que la commande ne s'exerce pas intégralement sur l'éprouvette. Un niveau d'optimisation élevé est souhaitable pour pouvoir réagir à des modifications très rapides du tracé de commande, il entraîne certes une action rapide du système et assure un accord plus précis de la commande et sur retour sur l'éprouvette, mais il faut savoir qu'il peut être à l'origine d'une disposition aux oscillations et d'une instabilité. Notons que des niveaux d'optimisation plus faibles entraînent des signaux d'erreur plus élevés et un décalage de phase plus important entre la commande et le retour.

Figure : Signal de commande et signal de retour suivant la valeur du gain P.

Lorsqu'un échantillon se modifie pendant l'essai,, le comportement de réponse du système se modifie aussi. Cela peut aussi entraîner une instabilité du système. Il peut arriver que l'on doive à nouveau optimiser le système si les propriétés de l'éprouvette changent pendant l'essai. Il peut être avantageux d'optimiser à nouveau avec la commande d'essai actuelle après l'optimisation provisoire.
On utilise les types de réglage d'optimisation en les combinant à volonté et de manière aléatoire pour optimiser un mode de pilotage PIDF.
Les quatre types de réglage du gain disponibles sont les gains « P », « I », « D » et « F »:

- Gain proportionnel (P):

Comme le taux du paramètre de contrôle utilisé est en général très faible, on utilise donc la procédure de correction typique qui est la correction dite proportionnelle.
Une correction digitale U(t) est imposée au signal d'entrée U(t), qui est proportionnel à l'erreur calculée e(t): $U(t) = \pm K_p\, e(t)$ avec K_p est un facteur de gain adimensionnel.
Le réglage du gain est l'accord primaire et le plus approximatif, le gain P améliore le mode réponse en renforçant l'effet exercé par le signal d'erreur sur la servovalve. Il amplifie le signal d'erreur d'un certain facteur (appelé « gain ») pour que la boucle d'asservissement du système réponde plus rapidement, réagisse plus rapidement à la commande. Avec une augmentation du gain P, le signal d'erreur diminue et le signal de retour suit la commande de plus près. Par conséquent, la vitesse de réponse, la vitesse de réaction de la presse augmente.
Voici quelques exemples de signaux rencontrés lors de l'optimisation. La courbe rectangulaire ou carrée indiquée en gris clair ou en pointillé représente le signal de commande fourni par le générateur de fonction.

Figure : Figure de gauche : Signal de retour inerte. Le système réagit de façon inerte, lente. Le gain est réglé à un niveau trop faible et insuffisant. Pour le corriger, il faut l'augmenter.
Figure au milieu : Signal de retour instable. Le gain P est reglé à un niveau trop élevé.
Figure à droite : Signal de retour idéal. Le gain P est réglé à un niveau correct et optimal.

Un contrôle proportionnel simple donné par l'expression ci-dessus ne suffit pas toujours et peut conduire à des oscillations inacceptables autour du trajet de contrainte désiré. Le système présente un comportement instable avec bourdonnements (bruits) et vibrations. On note l'oscillation parasite sur les flancs avant et arrière. Il est bien connu (Franklin et al., 1986), (cités par Flora et Modoni, 1997) qu'un signal feed-back proportionnel peut mener à un contrôle instable quand le facteur de gain K_p ou l'erreur e(t) sont trop grands, c'est à dire quand U(t) est trop grand.
Il y a pour la plupart des systèmes une limite supérieure de l'action feed-back proportionnelle pour obtenir une réponse stable, bien amortie. Le gain P est réglé à un niveau trop élevé. Pour le corriger, il faut le ramener à une valeur plus faible. On obtient alors un signal de retour idéal.
On réglera P de telle manière qu'il soit suffisamment petit pour qu'il n'y ait pas de vibrations et suffisamment grand pour qu'il y ait deux suroscillations. D'abord, on augmente P jusqu'à entendre les vibrations, le signal de retour comporte alors plusieurs oscillations. Ensuite, on diminue P jusqu'à ramener le signal de retour à 2 petites suroscillations, à 2 pics. A cette valeur de P, on a toujours un très bon saut au niveau de l'amplitude du signal et on n'a plus de vibrations. On cale donc P à cette valeur.
Remarquons que le réglage du gain P peut être très différent d'un mode de pilotage à un autre.

- Canal de pilotage « force »:
Lors du réglage, on doit nécessairement mettre en place une éprouvette normale. Si le gain P est trop faible ou égal à zéro, le système sera instable. Valeur de départ typique pour le réglage du gain P: acier ≈ 1, élastomère ≈ 20 à 30
- Canal de pilotage « déplacement »:
Lors du réglage, aucune éprouvette n'est nécessaire. Si le gain P est trop faible ou égal à zéro, le vérin ne se déplacera pas. Valeur de départ typique pour le réglage du gain P: ≈ 100.
- Canal de pilotage « déformation »:
Lors du réglage, on doit nécessairement mettre en place une éprouvette cassée. Dans le cas contraire, le réglage du gain P du système sera trop important avec le changement de comportement de l'éprouvette. Si le gain P est trop faible ou égal à zéro, le système sera instable. L'instabilité peut entraîner une dérivation provoquant ainsi un gauchissement de l'éprouvette. Valeur de départ typique pour le réglage du gain P: ≈ 500 - 30 000. On utilise au moins 500 si l'éprouvette est très rigide. Plus la longueur de la mesure est importante, plus le réglage du gain doit être réduit.

En fait, une optimisation effectuée uniquement à partir d'un réglage du gain P est insuffisante. On doit contrôler le test en agissant sur la servovalve avec un algorithme plus complexe, le dit contrôle PID (Proportionnel, Intégral, Dérivé) déjà appliqué par (De Groot et al., 1991), (cités par Flora et Modoni, 1997).
Dans un domaine de temps, le contrôle PID s'exprime comme suit:

$$U(t) = K_p e(t) + \frac{K_I}{T_I}\int e(t)dt + K_D T_D \frac{de(t)}{dt}$$

avec U(t) est le signal de contrôle, e(t) l'erreur, K_p , K_I , K_D les facteurs de gain adimensionnels. T_I et T_D représentent respectivement les intervalles d'intégration et de dérivation. Le sens des différents termes est montré dans la figure ci-dessous.

Figure : Définition de la correction PIDF. (Flora et Modoni, 1997).

Pour le cas le plus simple d'un intervalle de temps discret Δt avec $T_p = T_D = \Delta t$, le contrôle obtenu en utilisant cette expression de U(t) est plus flexible qu'avec l'expression simplifiée $U(t) = \pm K_p e(t)$.
Comme le font remarquer (Flora et Modoni, 1997), il est judicieux de commencer d'abord par une correction proportionnelle simple (la procédure a déjà été expliquée en détail) et de rajouter ensuite la correction « intégrale », puis « dérivée », l'une après l'autre.

- Gain intégral (I) (reset):

Le gain I améliore la précision lors des essais statiques ou à basse fréquence et assure la maintien de la moyenne correcte aux fréquences d'essai élevées. Il décale l'erreur de pilotage CLC de la boucle d'asservissement à l'état statique (ce que l'on appelle steady state error / erreur de réglage permanente) qui peut par exemple être due à un signal de retour. Avec une boucle d'asservissement d'erreur, le signal d'erreur est égal à zéro quand la position souhaitée et la position effective du vérin coïncident. Quand le signal d'erreur n'est pas égal à zéro à l'état stationnaire, il se forme un signal offset.
Le signal de compensation de l'intégrale est proportionnel à l'intégrale du signal d'erreur par rapport au temps. La partie intégrale a l'avantage de fournir une valeur finie de u(t) même si le signal d'erreur courant e(t) est nul, parce que c'est une fonction des valeurs passées de e(t) plutôt que de la seule valeur courante. Il n'est plus nécessaire pour e(t) d'être finie pour produire une action de contrôle.

Ce gain augmente à l'état d'inertie avec la présence d'un signal d'erreur et agit ainsi contre tout signal offset. Le gain I varie avec la vitesse du signal de commande et avec le réglage de la servovalve. L'expérience a montré que le réglage nécessaire est tout au plus très faible. On réglera I à la valeur zéro.

Figure : Effet d'un gain I trop élevé.

- Gain différentiel (D) (rate):

Le gain D améliore la stabilité dynamique de la boucle d'asservissement en cas de réglage d'un gain P élevé en lissant les suroscillations du signal du retour et sa disposition aux oscillations. Il permet d'obtenir une sensibilité encore plus grande qu'avec le gain P seul. Un avantage de la compensation du gain D est qu'elle réagit à la vitesse de croissance du signal d'erreur. Cela signifie que le gain D peut fournir un signal de correction efficace avant que l'erreur ne devienne trop importante. Le gain D détecte très tôt l'apparition du signal d'erreur, augmentant ainsi considérablement la stabilité du système. Le contrôleur « dérivé » augmente la stabilité du signal en réduisant la pente de la fonction d'erreur. Il assure une certaine atténuation et permet des réglages plus importants du gain P.
Le signal de retour correspondant à un gain P élevé et à un gain D nul ou faible (overshunt) comporte un certain nombre d'oscillations. Le signal de retour pour un gain D important a un nombre d'oscillation moins important. Il faut noter qu'un signal de retour pour un gain D trop élevé mène à une trop forte atténuation du signal. Le signal de retour pour un gain D optimal ne comporte qu'une seule légère suroscillation. On augmentera progressivement et on réglera le gain D pour amortir, réduire l'oscillation au niveau du flanc avant et ramener le signal de retour à une légère suroscillation. Il ne faut pas essayer d'obtenir un signal carré parfait. En effet, tout gain D trop important rendra le système instable. Par ailleurs, (Flora et Modoni, 1997) font remarquer que le terme « dérivé » seul ne peut pas ramener l'erreur à zéro.

- Gain hautes fréquences (F):

Le gain améliore la précision du système aux fréquences d'essai élevées. Correctement réglé, il aide la boucle d'asservissement à réagir rapidement aux modifications brutales de la commande. Il est similaire au réglage de gain D en cela qu'il détecte très tôt toute variation. Toutefois, aucune correction active n'a lieu. Il est utilisé de la même façon que le gain D à la différence que c'est le signal de commande et non le signal de retour qui est traité. On réglera F à la valeur zéro.

Pour les réglages des PIDF, les fenêtres pics / vallées et données / temps seront utiles.
Pics / vallées est l'indicateur principal permettant de constater si le réglage du gain est correct ou non. Les valeurs affichées doivent correspondre à la moitié de l'amplitude du générateur de segment. On augmente ou on réduit le gain pour obtenir l'amplitude correcte. Si l'on optimise l'asservissement du déplacement par exemple et que l'amplitude (crête à crête) est de x mm, pic doit être égal à $+\frac{x}{2}$ et vallée à $-\frac{x}{2}$. Si ces deux valeurs en absolu ne sont pas identiques, il faut procéder au réglage de la servovalve (réglage réservée aux personnes très familiarisées).
Données / temps est utilisé lors de la mise au point, permet de surveiller l'état statique du système, c'est à dire la position du vérin et la charge exercée sur l'éprouvette.

Nous présentons ci-dessous quelques exemples de réglage du PIDF donnés par (Flora et Modoni, 1997). Leurs résultats montrent que la période de l'oscillation se réduit quand K_I

augmente, mais au prix d'une grande instabilité. Le contrôleur dérivé aide à réduire cette instabilité.

Figure : Application du contrôle proportionnel (a: contrainte déviatorique, b: contrainte radiale. (d'après Flora et Modoni, 1997).

Figure : A gauche : exemples de l'influence du terme intégral sur le contrôle proportionnel et intégral de la contrainte déviatorique, pour $K_p = 1/50$. A droite : contrôle PID complet et idéal obtenu avec les facteurs de gain suivants: $K_p = 1/50$, $K_I = 1/250$ et $K_D = 1/25$. (d'après Flora et Modoni, 1997).

Résumé : Le phénomène de radoucissement d'une roche est étudié à partir de l'observation des modes de localisation des déformations. A partir d'essais de compression triaxiale sur un grès de Fontainebleau, on caractérise à la fois le comportement pré-localisation et la formation des bandes de cisaillement. Les conditions d'essais sont optimisées par un choix adapté de la géométrie de l'échantillon (élancement, taille, forme) et des conditions à l'interface roche-plateau. On montre que le frettage à l'interface modifie l'allure des courbes contraintes-déformations et affecte le mode de rupture. Les caractéristiques de bandes de cisaillement (orientation et épaisseur) sont également modifiées par le frettage. Une technique anti-frettage par lubrification de l'interface est utilisée et validée. L'effet de la présence d'un fluide interstitiel est étudié. On montre que la loi de contrainte effective de Terzaghi est vérifiée dans le cas des essais réalisés en conditions drainées. Les phases de fissuration des échantillons correspondant au seuil de microfissuration, au seuil de dilatance et au seuil de localisation sont identifiées. Le problème du contrôle expérimental de la phase post-pic est également discuté. Les observations de bandes de cisaillement montrent que l'épaisseur et l'angle d'orientation de la bande par rapport à la contrainte principale mineure ont tendance à diminuer quand on augmente la pression de confinement. La microstructure des bandes est étudiée à partir de microphotographies obtenues au microscope électronique à balayage (MEB) et à la loupe binoculaire. L'évolution de la porosité et de la granulométrie dans la zone de localisation est quantifiée. Sous faible pression de confinement, on observe un phénomène de dilatance à l'intérieur et à proximité de la bande caractérisé par une augmentation de la porosité. A forte pression de confinement, on observe un phénomène de dilatance à proximité de la bande et de contractance au cœur de la bande caractérisé par une intense fragmentation des grains et une réduction importante de la porosité.
Un modèle de comportement élastoplastique du second-gradient avec écrouissage et radoucissement pour le grès de Fontainebleau est développé. La phase d'écrouissage est étalonnée sur la phase pré-localisation des essais triaxiaux. Le comportement radoucissant est évalué de façon indirecte à partir d'une analyse de l'épaisseur des bandes de cisaillement.

Mots-Clés : Grès de Fontainebleau ; essais triaxiaux ; systèmes anti-frettage ; localisation des déformations ; fissuration ; loi de comportement ; élastoplasticité ; radoucissement ; second gradient.

Abstract : The softening behaviour of a rock is studied from strain localisation observations. The behaviour of Fontainebleau sandstone specimens under triaxial compression tests is characterised in the pre-localisation regime and after shear-banding. Tests conditions are optimised by an appropriate choice of specimens geometry (slenderness, size, form) and of the conditions at the interface between the rock and the loading platen. It is shown that friction at the interface modifies the stress-strain curves and affects the failure mode. The shear band characteristics (orientation and thickness) are also modified by interface friction. Lubrication of the interface for friction reduction is used and validated. The effect of an interstitial fluid is studied. It is shown that the Terzaghi effective stress law is verified for drained tests. The various phases of specimen's cracking corresponding to the thresholds of microcracking, dilatancy and localisation are identified. The problem of the experimental control of the post-peak phase is discussed. The observations of shear bands show that the thickness and the angle of orientation of the band with respect to the minor principal stress decrease for increasing confinement pressure. The band's microstructure is studied from microphotographs obtained with an electron scanning microscope. The evolution of porosity and grain-size inside the localised zone is quantified. Under low confinement pressure, we observe a phenomenon of dilatancy inside and near the band characterised by an increase of the porosity. At high confinement pressure, we observe a phenomenon of dilatancy near the band and a phenomenon of contractancy inside the band characterised by a high fragmentation of grains et an important decrease of porosity.
An second-gradient elastoplastic constitutive model with hardening and softening for Fontainebleau sandstone is developed. The hardening phase is calibrated on the pre-localisation phase of the triaxial tests. The softening behaviour is evaluated indirectly from the analysis of shear bands thickness.

Keywords : Fontainebleau sandstone; triaxial tests; systems reducing friction; strain localisation; cracking; constitutive law; elastoplasticity, softening; second gradient.