

50376  
1994  
247

50376  
1994  
247

N° d'ordre : 1349

**UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**  
**LABORATOIRE DE MÉCANIQUE DE LILLE URA 1441 CNRS**



-----  
**THESE DE DOCTORAT**

présentée à l'USTL  
en vue de l'obtention du titre de

**DOCTEUR EN GENIE CIVIL**

**Spécialité**  
**MECANIQUE DES ROCHES**

Par  
**Halidou NIANDOU**  
Ingénieur EUDIL

-----  
**ÉTUDE DU COMPORTEMENT RHÉOLOGIQUE ET**  
**MODÉLISATION DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE.**  
**APPLICATIONS À LA STABILITÉ D'OUVRAGES**  
**SOUTERRAINS**

-----  
Soutenu le 5 octobre 1994 devant le jury composé de :

J.P. HENRY	USTL	Président
R. NOVA	Université Polytechnique de Milan	Rapporteur
J.P. TISOT	INPL-ENSG	Rapporteur
R. CHARLIER	MSM-Institut de Génie Civil de Liège	Examineur
J.M. PIAU	ELF-Pau	Examineur
F.J. SANTARELLI	AGIP-Italie	Examineur
J.F. SHAO	USTL	Examineur

## Avant - propos

Monsieur le Professeur J. P. HENRY, responsable du Département Mécanique des Matériaux Fragiles du Laboratoire de Mécanique de Lille (URA 1441 CNRS), m'a fait l'honneur de m'accueillir dans son équipe et d'assurer l'encadrement partiel de cette thèse. Je lui exprime ma plus grande reconnaissance.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur J. F. SHAO, Professeur à l'U.S.T.L, qui a assuré la codirection de ce mémoire. Ses conseils et encouragements tout au long de cette thèse m'ont été d'une grande utilité.

Monsieur Roberto NOVA, Professeur à l'Université Polytechnique de Milan a bien voulu accepter, en dépit de ses lourdes responsabilités, d'être rapporteur de ce travail. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Je remercie également Monsieur le Professeur Jean Paul TISOT à l'INPL - ENSG qui a accepté de participer au jury de thèse et d'en être rapporteur.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à :

- Monsieur Robert CHARLIER, Premier Assistant à l'Université de Liège, pour avoir accepté d'être examinateur;

- Monsieur Jean Michel PIAU, Docteur, Ingénieur de recherche à ELF - Pau, pour ses remarques et pour sa participation au jury;

- Monsieur Frédéric SANTARELLI, Docteur, Ingénieur de recherche à AGIP - Italie, pour avoir également accepté d'être examinateur.

Les discussions scientifiques avec Messieurs N. D. CRISTESCU et D. KONDO m'ont beaucoup apporté, qu'ils en soient cordialement remerciés.

Je veux également remercier très chaleureusement Monsieur Malek SIBAI, Docteur Ingénieur et Monsieur Bruno HAUBREUX Technicien au sein de notre équipe de recherche, pour l'aide active qu'ils m'ont apportée dans l'étude expérimentale.

Ces remerciements ne sauraient être complets si je n'y incluais pas tous ceux, collègues et amis, qui m'ont apporté leur soutien au cours de ces années de travail.

Je remercie enfin la société ELF Production d'avoir autorisé et financé cette recherche qui s'intègre dans le projet STAR.

# SOMMAIRE

Avant - propos	I
Liste des Figures	VI
Liste des Tableaux	XIII
Liste des Photos	XVI
Liste des Symboles	XVII
Résumé	1
Abstract	2
Introduction	3

## Chapitre 1

### COMPORTEMENT MÉCANIQUE DES ROCHES ANISOTROPES

1.1 LOI DE COMPORTEMENT ÉLASTIQUE ANISOTROPE (LOI DE HOOKE)	7
1.1.1 Loi de Hooke généralisée	7
1.1.2 Conditions thermodynamiques sur les constantes élastiques d'un milieu anisotrope	11
1.1.3 Changement de repère	14
1.2 OBSERVATIONS EXPÉRIMENTALES	17
1.3 MODÈLES ANALYTIQUES	23
1.4 CONCLUSION	30

## Chapitre 2

### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE

2.1 INTRODUCTION	32
2.2 PRÉSENTATION DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE	32
2.3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	33
2.4 ESSAIS DE COMPRESSIBILITÉ	37
2.4.1 Essai de compressibilité N°1	39
2.4.2 Essai de compressibilité N°2	40
2.4.3 Essai de compressibilité N°3	42
2.4.4 Conclusion sur les essais de compression hydrostatique	43

2.5	ESSAIS TRIAXIAUX	44
2.5.1	Repérage des essais	44
2.5.2	Démarche expérimentale	45
2.5.3	Instrumentation des éprouvettes	46
2.5.4	Étude qualitative du comportement de l'argilite	47
2.5.5	Évolution des caractéristiques mécaniques	53
2.5.5.1	Évolution des modules principaux	53
	A - Modules élastiques déterminés à partir des cycles de chargement déchargement sans phase de relaxation	53
	A - 1 Modules principaux $E_1$ et $E_2$	54
	A - 2 Coefficients de Poisson	57
	$\alpha$ ) Évolution du coefficient de Poisson $\nu_{12}$	57
	$\beta$ ) Évolution des coefficients de Poisson $\nu_{23}$ et $\nu_{21}$	61
	A - 3 Vérification de la symétrie du tenseur élastique	63
	A - 4 Évolution du module de cisaillement $G_{12}$	63
	B - Modules élastiques dus aux cycles de chargement - déchargement avec paliers de relaxation	66
	B - 1 Modules principaux $E_1$ et $E_2$	68
	B - 2 Coefficients de Poisson	71
	$\alpha$ ) Évolution du coefficient de Poisson $\nu_{12}$	71
	$\beta$ ) Évolution des coefficients de Poisson $\nu_{23}$ et $\nu_{21}$	73
	B - 3 Vérification de la symétrie du tenseur élastique	74
	B - 4 Évolution du module de cisaillement $G_{12}$	76
	B - 5 Modules élastiques en fonction de l'angle ( $\theta$ ) : $E(\theta)$	78
	B - 6 Remarques	81
2.5.5.2	Évolution de la résistance à la rupture	81
2.5.5.3	Cohésion et frottement interne en fonction de l'orientation	89
2.6	ESSAIS DE CHARGEMENT PROPORTIONNEL ET D'EXTENSION LATÉRALE	90
2.6.1	Repérage des essais	90
2.6.2	Description des essais	90
2.6.3	Commentaires des résultats obtenus	92
2.7	REMARQUES	97
2.8	CONCLUSIONS	98



## Chapitre 3

### MODÉLISATION DU COMPORTEMENT ÉLASTOPLASTIQUE DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE : ADAPTATION DU MODÈLE DE CAM CLAY ANISOTROPE

3.1 GÉNÉRALITÉS	100
3.2 MODÈLES AVEC CAP	102
3.3 MODÈLES DE L'ÉCOLE DE CAMBRIDGE	103
3.3.1 Hypothèse d'état critique	103
3.3.2 Étude de l'essai de compression isotrope ( $q=0$ )	103
3.3.3 Hypothèse concernant le travail plastique	104
3.3.4 Surface de charge de la loi Cam Clay originale	104
3.4 COMPARAISON MODÈLES CAM CLAY MODÈLES AVEC CAP	106
3.5 VERSION DE BASE DU MODÈLE CAM CLAY ANISOTROPE (NOVA, 1986)	106
3.5.1 Hypothèses	106
3.5.2 Déformation élastique	107
3.5.3 Déformation plastique	108
3.5.3.1 Surface de charge	108
3.5.3.2 Règle d'écrouissage	111
3.5.3.3 Potentiel plastique	112
3.5.4 Critère de rupture	117
3.5.5 Détermination des paramètres élastiques	119
3.5.6 Détermination des paramètres $M$ , $a$ , $b$ et $c$	120
3.5.7 Détermination des paramètres $\lambda^p$ et $p_{co}$	123
3.5.8 Test du modèle sur des résultats expérimentaux	124
3.5.8.1 Essais triaxiaux	126
3.5.8.2 Essais proportionnels	128
3.5.8.3 Essais d'extension latérale	129
3.6 ADAPTATIONS DU MODÈLE	131
3.6.1 Potentiel plastique	131
3.6.2 Critère de rupture	132
3.6.3 Vérification du modèle non associé avec critère de rupture linéaire	132
3.6.4 Critère de rupture non linéaire	134
3.6.5 Test du modèle dans sa version finale	135
3.6.5.1 Essais triaxiaux	135
3.6.5.2 Essais proportionnels	137
3.6.5.3 Essais d'extension latérale	140
3.7 CONCLUSION	141

## Chapitre 4

### APPLICATIONS DU MODÈLE CAM CLAY ANISOTROPE POUR L'ÉTUDE DE LA STABILITÉ DE FORAGES PÉTROLIERS DANS L'ARGILITE DE TOURNEMIRE

4.1 INTRODUCTION	143
4.2 ENVIRONNEMENT DES PUITTS PÉTROLIERS	145
4.3 MÉCANISMES DE RUPTURES AUTOUR DE GALERIES ISOLÉES	145
4.3.1 Cas de stabilité anormale en laboratoire	146
4.3.2 Résultats acquis dans le domaine pétrolier	147
4.4 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX D'ESSAIS SUR BLOCS D'ARGILITE DE TOURNEMIRE RÉALISÉS SUR LA PRESSE TRIAXIALE VRAIE DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE	151
4.4.1 Essai n°7	155
4.4.2 Essai n°3	158
4.4.3 Essai sans pression interne	162
4.4.3.1 Essai n°9	162
4.4.3.2 Essai n°10	164
4.4.3.3 Essai n°11	166
4.4.3.4 Essai n°12	166
4.4.3.5 Remarque	167
4.5 VALIDATION SUR CHEMINS NON HOMOGENÈS	168
4.5.1 Introduction du modèle Cam Clay anisotrope dans un code de calcul par éléments finis CESAR - LCPC et validation	168
4.5.2 Modélisation des essais sur blocs	170
4.5.3 Utilisation du Cam Clay anisotrope	171
4.5.3.1 Résultats de la modélisation	171
4.5.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux	176
4.5.3.3 Comparaison entre le modèle élastoplastique et la partie élastique linéaire	179
4.5.4 Conclusion	182
CONCLUSION	183
BIBLIOGRAPHIE	185
ANNEXE 1 : Essais de Compressibilité	193
ANNEXE 2 : Essais Triaxiaux	202
ANNEXE 3 : Essais de Chargement Proportionnel et d'Extension Latérale	279
ANNEXE 4 : Modules de Déformations Globales	293

## Liste des Figures

### Introduction

Figure 1 : Modèles structuraux de roche à symétrie (a) axiale, (b) orthotrope et (c) monoclinique : 1, litage; 2, linéation; 3, foliation [d'après Masure (1970)]	4
---	---

### Chapitre 1

Figure 1.1 : Définition du repère de structure	8
Figure 1.2 : Paramètres élastiques pour différentes roches anisotropes (a) et (b) isotropes transverses, (c) et (d) orthotropes [d'après Amadei et al, 1987]	11
Figure 1.3 : Domaine de définition des constantes élastiques d'un matériau isotrope transverse, plan d'isotropie ( $S_2, S_3$ ), [d'après Pickering, 1970]	13
Figure 1.4 : Définition des systèmes de coordonnées	15
Figure 1.5 : Anisotropie des résistances en compression simple de trois schistes [d'après Akai et al (1970)]	19
Figure 1.6 : Coefficient d'anisotropie des résistances en compression de l'ardoise de Martinsburg en fonction de la pression de confinement [courbe obtenue par Kwasniewski (1993) à partir des résultats expérimentaux de Donath (1964)]	20
Figure 1.7 : Évolution de l'anisotropie des résistances limites suivant la pression de confinement [d'après Alliro et Boehler (1979)]	20
Figure 1.8 : Taux d'accroissement de la résistance d'un schiste suivant la pression de confinement (p) et l'angle ( $\theta$ ) entre la contrainte principale maximale ( $\sigma_1$ ) et le plan de schistosité [d'après Akai et al (1970)]	21
Figure 1.9 : Angle et mode de rupture de l'ardoise de Martinsburg suivant l'orientation de la contrainte principale majeure ( $\sigma_1$ ) par rapport au clivage [d'après Donath (1963)]	22
Figure 1.10 : Déformation de roche stratifiée sous un état de pression isotrope supérieure à 100MPa, schéma réalisés par Kwasniewski (1993) sur la base des photos d'échantillons de diatomite testés par Alliro et al (1977) : (a) avant chargement et (b) après déchargement	22
Figure 1.11 : Diagramme de Bray pour un ensemble de joints réguliers avec $\phi_j=40^\circ$ dans une roche avec $\phi=50^\circ$ , [d'après Goodman, 1976]	25
Figure 1.12 : Anisotropie d'une roche avec un ensemble de joints réguliers : $\phi_j=40^\circ$ , $\phi=50^\circ$ [d'après Goodman, 1976]	26
Figure 1.13 : Théorie de Jaeger	27

Figure 1.14a : Contrainte déviatorique à la rupture en fonction de la pression de confinement [Green River shale-2; McLamore et Gray, 1967]	28
Figure 1.14b : Évolution de $C_\psi$ et $tg\phi_\psi$ en fonction de l'angle $\psi$ [Green River shale-2; McLamore et Gray, 1967]	29
Figure 1.15 : Comparaisons entre les données expérimentales sur le Green River shale-2 et différentes théories de rupture pour les pressions de confinement 5000psi (352 bars) et 15000psi (1055bars), [McLamore et Gray, 1967]	29

## Chapitre 2

Figure 2.1 : Schéma de principe du dispositif expérimental	36
Figure 2.2 : Essai de compressibilité, position des jauges d'extensométrie sur un échantillon cubique ( $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ )	37
Figure 2.3 : Essai de compressibilité, courbe contrainte - déformation pour les jauges 1 et 1' (Essai n°1)	39
Figure 2.4 : Essai de compressibilité, comparaison des déformations dans les trois directions du repère structural	39
Figure 2.5 : Essai de compressibilité, comparaison des déformations dans le plan de stratification	40
Figure 2.6 : Courbe pression hydrostatique - déformation volumique, (Essai n° 1)	40
Figure 2.7 : Essai de compressibilité, comparaison des courbes pression isotrope - déformation volumique des essais n°1 et n°2	41
Figure 2.8 : Essai de compressibilité, comparaison des courbes pression - déformation volumique de l'essai n°3 et du deuxième cycle de l'essai n°1 ou n°2	42
Figure 2.9 : Essai de compressibilité, courbe pression isotrope déformation volumique (Essai n°3)	42
Figure 2.10 Définition de l'essai triaxial	45
Figure 2.11 : Schéma de disposition des jauges d'extensométrie dans un essai triaxial de révolution	47
Figure 2.12 : Schéma des jauges pour éprouvettes à $\theta=90^\circ$	47
Figure 2.13 : Courbe contrainte - déformation, orientation $\theta=90^\circ$ , pression de confinement 30MPa	48
Figure 2.14 : Courbe contrainte - déformation transversale typique pour un matériau élasto - endommageable	48
Figure 2.15 : Courbe contrainte - déformation transversale typique pour un matériau élastoplastique	49

Figure 2.16 : Résultat représentatif de la viscosité de l'argilite de Tournemire : palier de relaxation	49
Figure 2.17 : Courbe contrainte - déformation, orientation $\theta=0^\circ$ , pression de confinement 50MPa	50
Figure 2.18 : Résultats représentatifs des essais triaxiaux sur l'argilite de Tournemire, courbes contrainte déviatorique - déformation axiale (LVDT) en fonction de la pression de confinement, orientation (a) $\theta=90^\circ$ , (b) $\theta=0^\circ$ , (c) $\theta=45^\circ$	50
Figure 2.19 : (a) Illustration de la transition rupture fragile - rupture ductile du calcaire de l'indiana, [d'après Hoek et Brown, 1980], (b) cas de l'argilite de Tournemire pour $\theta=90^\circ$	51
Figure 2.20 : Résultats représentatifs des essais triaxiaux sur l'argilite de Tournemire, orientation $0^\circ$ , pression de confinement 10MPa.	52
Figure 2.21 : Courbe contrainte - déformation idéale de l'argilite de Tournemire pour un cycle complet, orientation $90^\circ$ , pression de confinement 30MPa.	53
Figure 2.22 : Schéma d'identification des modules de déformation élastique $E_1$ et $E_2$	54
Figure 2.23 : Variation du module de déformation élastique $E_1$ en fonction de la pression de confinement	56
Figure 2.24 : Schéma d'identification du coefficient de Poisson $\nu_{12}$	57
Figure 2.25 : Courbes expérimentales et théoriques des paramètres $\nu_1(\sigma_3)$ , $\alpha(\sigma_3)$ et du coefficient de Poisson $\nu_{12}$ suivant le déviateur des contraintes pour une pression de confinement de 10 MPa	60
Figure 2.26 : Évolution du coefficient de Poisson $\nu_{12}$ en fonction du déviateur des contraintes	61
Figure 2.27 : Schéma d'identification des coefficients élastiques $\nu_{23}$ et $\nu_{21}$ .	61
Figure 2.28 : (a) Évolution du module apparent avec la vitesse de chargement, (b) Méthode "fiable" pour la détermination des modules	67
Figure 2.29a : Résultats représentatifs des essais de chargement - déchargement classique	67
Figure 2.29b : Résultats représentatifs des essais de chargement - déchargement avec paliers de relaxation	67
Figure 2.30 : Évolution de $E_1$ en fonction de la pression de confinement, comparaison entre les résultats expérimentaux et la loi d'approximation de Santarelli (1987) pour l'argilite de Tournemire	70
Figure 2.31 : Évolution du module élastique $E_1$ dans le plan (p, q)	71
Figure 2.32 : Évolution du module élastique $\nu_{12}$ dans le plan (p, q)	71
Figure 2.33 : Évolution du coefficient de Poisson $\nu_{12}$ en fonction de la contrainte déviatorique (essais de chargement - déchargement avec relaxation)	73
Figure 2.34 : Valeurs expérimentales et théoriques du module élastique en fonction de l'orientation	79

Figure 2.35 : Évolution des modules élastiques en fonction de la pression de confinement	80
Figure 2.36 : Évolution du rapport $E_1/E_2$ (Module selon $S_1$ /Module dans le plan $S_2S_3$ )	80
Figure 2.37 : Évolution des résistances à la rupture en fonction de l'orientation ( $\theta$ ), pour les différentes pressions de confinement	83
Figure 2.38 : Coefficient d'anisotropie des résistances en compression de l'argilite de Tournemire en fonction de la pression de confinement	87
Figure 2.39 : Évolution du rapport K (résistance dans le plan ( $S_2S_3$ ) / résistance selon $S_1$ ) en fonction de la pression de confinement	88
Figure 2.40 : Cercles de Mohr de l'argilite de Tournemire en fonction de l'orientation du plan de stratification	89
Figure 2.41 : Chemin de chargement de l'essai proportionnel	91
Figure 2.42 : Essai proportionnel à $K=8.00$ , Orientation $\theta=0^\circ$ , Courbe contrainte - déformation transversale perpendiculaire au plan de stratification	92
Figure 2.43a : Cheminement de contraintes et points de rupture ( $\theta=0^\circ$ )	93
Figure 2.43b : Cheminement de contraintes et points de rupture ( $\theta=90^\circ$ )	93
Figure 2.44 : Résultats représentatifs des essais proportionnels, $K=1,50; 2,50; 5$ et $8$ ; Orientation $\theta=0^\circ$	96
Figure 2.45 : Résultats représentatifs des essais d'extension latérale, $P_c=60; 50$ et $30\text{MPa}$ ; Orientation $\theta=0^\circ$	97

### Chapitre 3

Figure 3.1 : Représentation d'une loi élastoplastique avec un "cap" dans le plan $(I_1, \sqrt{J_2})$ , [d'après Cividini A., 1993]	102
Figure 3.2 : Essai de compression isotrope avec des cycles de déchargement - recharge	104
Figure 3.3 : Allure de la surface de charge pour le modèle Cam Clay original	105
Figure 3.4 : Modèle de Cam Clay dans le plan $(I_1, \sqrt{J_2})$ , [d'après Cividini A., 1993]	106
Figure 3.5 : Définition de la rotation de repère	107
Figure 3.6 : Définition des domaines fragile et ductile du modèle [d'après Nova, 1986]	119
Figure 3.7 : Valeurs expérimentales et théoriques pour l'argilite de Tournemire en compression hydrostatique ( $\lambda^P = 0,002$ et $p_{co} = 2\text{MPa}$ ).	124
Figure 3.8 : Surface de charge et courbe de rupture pour l'orientation $\theta=0^\circ$ , (chaque chiffre à coté d'un point représente la pression de confinement en MPa, K est le rapport de contrainte en essai proportionnel et Ext exprime l'extension latérale avec la pression initiale en MPa)	125

Figure 3.9 : Surface de charge et courbe de rupture pour l'orientation $\theta=90^\circ$ , (chaque chiffre à coté d'un point représente la pression de confinement en MPa, K est le rapport de contrainte en essai proportionnel et Ext exprime l'extension latérale avec la pression initiale en MPa)	125
Figure 3.10 : Comparaison entre courbes théoriques et expérimentales pour des chemins de chargement triaxiaux conventionnels (Modèle de base)	127
Figure 3.11 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels (K = 1,5 et K = 5) à $\theta=90^\circ$	128
Figure 3.12 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels (K = 1,5 et K = 5) à $\theta=0^\circ$	129
Figure 3.13 : Comparaisons entre courbes théoriques et expérimentales d'essais d'extension latérale avec une pression de confinement initiale de 50MPa	130
Figure 3.14 : Simulation des essais de calage des paramètres	133
Figure 3.15 : Valeurs expérimentales et théoriques de la résistance à la rupture $q_r$ (MPa) en fonction de la pression de confinement	134
Figure 3.16 : Valeurs expérimentales et théoriques du paramètre de rupture M	135
Figure 3.17 : Comparaisons entre courbes théoriques et expérimentales pour des chemins de chargement triaxiaux conventionnels	137
Figure 3.18 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels (K = 1,5 et K = 5) à $\theta=90^\circ$ (Modèle final)	138
Figure 3.19 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels (K = 1,5 et K = 5) à $\theta=0^\circ$ (Modèle final)	139
Figure 3.20 : Comparaisons entre courbes théoriques et expérimentales pour des essais d'extension latérale avec une pression de confinement initiale de 50MPa, version finale	140
Figure 3.21 : Représentation dans le plan (p, q) des contraintes de rupture des différents essais triaxiaux à $\theta=90^\circ$ , de la surface de charge et du chemin de contraintes pour une extension latérale de pression de confinement initiale 50MPa	141

#### Chapitre 4

Figure 4.1: Rupture de paroi d'un trou dans un bloc de "shale" (30x30x40 cm <sup>3</sup> ), rotation du repère structural autour de l'axe du puits 45°, [d'après Bandis et al, 1989]	144
Figure 4.2 : Rupture de paroi sur cylindre creux de calcaire [d'après Guenot, 1989]	147
Figure 4.3 : Schéma montrant les contraintes conventionnelles autour d'un puits et d'un tunnel et exemple de mode de rupture en paroi, [d'après Maury, 1987]	147

Figure 4.4 : Schémas montrant en détail les modes de rupture autour d'un puits de forage (à gauche) et diagramme de stabilité pour un puits vertical (à droite), [d'après Maury, 1987]	148
Figure 4.5 : Schémas montrant les nouveaux concepts pour la compréhension des ruptures en paroi, [d'après Maury, 1987]	150
Figure 4.6 : Relation entre état de contraintes initial et modes de rupture autour d'un tunnel circulaire [d'après Detournay et al, 1988]	150
Figure 4.7 : Schéma de fonctionnement du Triaxial Vrai	152
Figure 4.8 : Plans et directions de mesures de la sonde	153
Figure 4.9 : Définition de l'essai n°7	155
Figure 4.10 : Chemins de contraintes au cours de l'essai n°7	155
Figure 4.11 : Convergence dans la direction (1) du trou de forage en fonction de la contrainte $\sigma_v$ et des pressions internes : packers ( $P_p$ ) et chambre ( $P_i$ )	156
Figure 4.12 : Définition de l'essai n°3	158
Figure 4.13 : Chemins de contraintes au cours de l'essai n°3	159
Figure 4.14 : Convergence dans la direction (3) du trou de forage en fonction de la contrainte $\sigma_v$ et des pressions internes : packers ( $P_p$ ) et chambre ( $P_i$ )	160
Figure 4.15 : Définition des essais et position des capteurs de mesure de convergence	162
Figure 4.16 : Convergences du trou de forage en fonction de la contrainte $\sigma_v$	163
Figure 4.17 : Convergences du trou de forage en fonction de la contrainte $\sigma_v$	164
Figure 4.18 : Convergences du puits en fonction de la contrainte $\sigma_v$ (Essai n°11)	166
Figure 4.19 : Convergences du puits en fonction de la contrainte $\sigma_v$ (Essai n°12)	167
Figure 4.20 : Déformation de cylindre creux due en augmentant la pression externe tout en maintenant la pression interne nulle (Berea11, Indiana1), la pression interne égale à 10,5MPa (Berea6), la pression interne égale à 5MPa (Berea9), [d'après Ewy et Cook, 1990]	168
Figure 4.21 : Comparaison des calculs effectués par VALROCK (chemins homogènes) et par CESAR modifié	169
Figure 4.22 : Mailleurs (a) "2D" et (b) "3D" mis au point pour l'étude du comportement des blocs	170
Figure 4.23 : Représentation schématique des conditions aux limites imposées au modèle numérique du bloc	171
Figure 4.24 : Résultats des simulations de convergence pour l'essai n° 2	171
Figure 4.25a : Contrainte principale S1 sensiblement équivalente à la contrainte interne (Essai n°2)	172
Figure 4.25b : Contrainte principale S2 sensiblement équivalente à la contrainte appliquée dans l'axe du puits (Essai n°2)	172



Figure 4.25c : Contrainte principale S3 sensiblement égale à la contrainte tangentielle (Essai n°2)	173
Figure 4.25d : Déformations plastiques autour du trou de forage (Essai n°2)	173
Figure 4.26 : Comparaisons entre les contraintes S1, S2 autour du puits, la contrainte externe $\sigma_v$ et la pression interne Pp, essai n°2	174
Figure 4.27 : Comparaisons entre les contraintes S1, S2 autour du puits, la contrainte externe $\sigma_v$ et la pression interne, essai n°9	174
Figure 4.28 : Effet d'un excès de pression de boue de forage sur la taille des zones écaillées : (a) $\Delta P =$ pression de boue - pression interstitielle = 0, (b) $\Delta P = 2,5\text{MPa}$ , c) $\Delta P = -2,5\text{MPa}$ , [D'après Zoback et al (1985), Cité dans Baudemont et al (1988)]	175
Figure 4.29 : Résultats des simulations de convergence pour l'essai n° 11	175
Figure 4.30 : Convergences : comparaison simulation - expérience pour les orientations 2, 3 et 7 (Essai 10)	177
Figure 4.31 : Convergences : comparaison simulation - expérience pour les orientations 2, 3 et 7 (Essai 12)	178
Figure 4.32 : Comparaison des convergences respectivement pour les hypothèses élastoplastiques et élastique pour l'essai n°9	179
Figure 4.33 : Comparaison des convergences respectivement pour les hypothèses élastoplastiques et élastique pour l'essai n°11	180
Figure 4.34 : Distribution de la contrainte tangentielle autour du puits (Essai n° 9), comparaison entre le calcul élastique linéaire et le modèle élastoplastique	181
Figure 4.35 : Distribution de la contrainte tangentielle autour du puits (Essai n° 9), comparaison entre le calcul élastique linéaire et le modèle élastoplastique	182

## Liste des Tableaux

### Chapitre 1

Tableau 1.1 : Cosinus directeur	15
Tableau 1.2 : Anisotropie de résistance de différentes roches [d'après Ramamurthy (1993)]	19

### Chapitre 2

Tableau 2.1 : Mesures de la porosité et de la densité de solide en fonction de la température de séchage [d'après Schimtt, 1994]	32
Tableau 2.2 : Essai de compressibilité, Module de compressibilité en fonction de la pression	43
Tableau 2.3 : Vitesses des ondes de compression (P) et de cisaillement (S) mesurées sur des cubes d'argilite [d'après Cuxac, 1991]	44
Tableau 2.4 : Modules de déformation élastique $E_1$ des courbes de chargement - déchargement par essai, pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales et du LVDT ( $\theta=90^\circ$ )	54
Tableau 2.5 : Valeurs moyennes du module de déformation élastique principal $E_1$ en fonction de la pression de confinement	55
Tableau 2.6 : Modules de déformation élastique $E_2$ des courbes de chargement - déchargement par essai pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales ( $\theta=0^\circ$ )	56
Tableau 2.7 : Valeurs moyennes du module de déformation élastique $E_2$ suivant la pression de confinement ( $\theta=0^\circ$ )	57
Tableau 2.8 : Coefficient de déformation élastique $\nu_{12}$ en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes	58
Tableau 2.9 : Évolution des paramètres élastiques $\nu_1(\sigma_3)$ et $\alpha(\sigma_3)$	59
Tableau 2.10 : Coefficients élastiques $\nu_{23}$ et $\nu_{21}$ en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes	62
Tableau 2.11 : Valeurs moyenne des coefficients élastiques $\nu_{21}$ et $\nu_{23}$ par essai	62
Tableau 2.12 : rapport $\frac{\nu_{ij}}{E_i}(10^{-5}/\text{MPa})$	63
Tableau 2.13 : Valeurs expérimentales et théoriques du module de cisaillement $G_{12}$ , pour une pression de confinement de 1MPa	64
Tableau 2.14 : Expressions $G_{12}$ proposées par différents auteurs [ d'après Meftah et Magnan, 1988]; ( $n = E_2/E_1$ )	65

Tableau 2.15 : Valeurs théoriques du module de cisaillement $G_{12}$ en fonction de la pression de confinement	66
Tableau 2.16 : Modules de déformation élastique $E_1$ des courbes de chargement - déchargement avec relaxation par essai, pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales	68
Tableau 2.17 : Modules de déformation élastique $E_2$ des courbes de chargement - déchargement avec relaxation par essai, pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales	69
Tableau 2.18 : Valeurs moyennes du module de déformation principal $E_1$ en fonction de la pression de confinement	69
Tableau 2.19 : Coefficient de déformation élastique $\nu_{12}$ en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes	72
Tableau 2.20 : Coefficients élastiques $\nu_{23}$ et $\nu_{21}$ en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes (essais de chargement - déchargement avec relaxation)	74
Tableau 2.21 : Valeurs expérimentales du rapport $\frac{\nu_{ij}}{E_i} (10^{-5}/\text{MPa})$	75
Tableau 2.22 : Valeurs théoriques du rapport $\frac{\nu_{ij}}{E_i} (10^{-5}/\text{MPa})$ , $\nu_{21} = 0,33$ ; $E_2 = 21900\text{MPa}$	76
Tableau 2.23 : Valeurs expérimentales et théoriques du module de cisaillement $G_{12}$ par essai (chargement - déchargement avec relaxation)	77
Tableau 2.24 : Module de cisaillement $G_{12}$ en fonction de la pression de confinement	78
Tableau 2.25 : Valeurs expérimentales du module élastique $E(\theta)$ en fonction de la pression de confinement	78
Tableau 2.26 : Évolution du rapport $E_1/E_2$	80
Tableau 2.27 : Évolution de la résistance à la rupture en $\text{MN}/\text{m}^2$ de l'argilite de Tournemire suivant la pression de confinement pour $\theta=90^\circ$	82
Tableau 2.28 : Évolution de la résistance à la rupture en $\text{MN}/\text{m}^2$ de l'argilite de Tournemire suivant la pression de confinement pour $\theta=0^\circ$	82
Tableau 2.29 : Évolution de la résistance à la rupture en $\text{MN}/\text{m}^2$ de l'argilite de Tournemire suivant la pression de confinement pour $\theta=45^\circ$	83
Tableau 2.30 : Valeurs expérimentales de la résistance à la rupture de l'argilite de Tournemire $q_r(\theta)$ en MPa	83
Tableau 2.31 : Évolution du rapport $K = \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)_0}{(\sigma_1 - \sigma_3)_\theta}$ pour les orientations caractéristiques	87

### Chapitre 3

Tableau 3.1 : Paramètres $M$ , $a$ , $b$ et $c$ en fonction de la pression de confinement	134
---	-----

### Chapitre 4

Tableau 4.1 : Essais de rupture sur cylindres creux [d'après Guenot, 1987]	146
--	-----

## Liste des Photos

### Chapitre 2

Photo 2.1 : Gaine de silastène et fils de jonction des jauges	35
Photo 2.2 : Chaîne d'acquisition de données	35
Photo 2.3 : Essai de compressibilité, présentation d'un cube avec trois des six jauges d'extensométrie	38
Photo 2.4 : Essai de compressibilité, cube enduit de silastène et fils de liaison des jauges	38
Photos 2.5 : Essais triaxiaux conventionnels : Modes de rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos : angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/pression de confinement (MPa) /n° d'essai)	85-86
Photos 2.6 : Essais de chargement proportionnel : Modes de rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos : angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/rapport de contraintes $K = \frac{\sigma_1}{\sigma_3}$ /n° d'essai)	94
Photos 2.7 : Essais d'extension latérale : Modes de rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos : angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/pression de confinement initiale (MPa) /n° d'essai)	95

### Chapitre 4

Photo 4.1 : Vue générale de la presse triaxiale vraie de l'Université de Lille	152
Photo 4.2 : Sonde de mesure de la convergence dans un trou de forage sans pression interne	154
Photo 4.3 : Appareil de fracturation hydraulique dans un trou de forage après un essai	154
Photo 4.4 : Vue générale du bloc juste après l'essai. Notez le plan de fracturation et la zone plastique autour du trou de forage	157
Photo 4.5 : (a) Détails de la zone plastique, (b) zone plastique après imprégnation dans du silicone : notez les lignes de cisaillement	157
Photo 4.6 : Plan de fracturation perpendiculaire au plan de stratification	158
Photo 4.7 : Détails de la rupture de paroi du forage (mode B), essai n°3	161
Photo 4.8 : zone plastifiée autour du puits causée par un état de contraintes externes $\sigma_v = 60\text{MPa}$ , $\sigma_H = 48\text{MPa}$ , $\sigma_h = 42\text{MPa}$ et une pression interne nulle	163
Photo 4.9 : Rupture autour du puits causée par un état de contraintes externes $\sigma_v = 70\text{MPa}$ , $\sigma_H = 56\text{MPa}$ , $\sigma_h = 49\text{MPa}$ et une pression interne nulle (essai n°10)	165

## Liste des symboles

### Chapitre 1

- $\sigma_{ij}$  Tenseur des contraintes  
 $\varepsilon_{ij}$  Tenseur des déformations  
 $C_{ijkl}$  Tenseur d'élasticité  
 $A_{ijkl}$  Tenseur de compliances  
 $(S_1, S_2, S_3)$  Repère de structure  
 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  Contraintes principales  
 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  Déformations principales  
 $E_1, E_2, E_3$  Modules d'Young dans les directions  $S_1, S_2$  et  $S_3$   
 $G_{23}, G_{31}, G_{12}$  Modules de cisaillement dans les plans  $(S_1, S_3)$ ,  $(S_3, S_1)$ ,  $(S_1, S_2)$  respectivement  
 $\nu_{ij}$  Coefficient de Poisson caractérisant le raccourcissement ou l'allongement dans la direction (j) pour une traction ou une compression dans la direction (i)  
 $U$  Énergie de déformation élastique  
 $(X_1, X_2, X_3)$  Système de coordonnées fixe arbitraire  
 $(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i)_{i=1,2,3}$  Cosinus directeurs du repère structural par rapport au repère fixe  
 $(P)$  Matrice de passage  
 $(a_{ij})$  Constantes d'élasticité dans le repère de structure  
 $(a'_{ij})$  Constantes d'élasticité dans le repère fixe arbitraire, par exemple le repère principal des contraintes  
 $\sigma_{c//}, E_{//}$  Résistance à la rupture et module d'Young dans la direction parallèle aux plans de stratification  
 $\sigma_{c\perp}, E_{\perp}$  Résistance à la rupture et module d'Young dans la direction perpendiculaire aux strates  
 $\theta$  Angle entre la direction de la contrainte majeure et le plan de stratification  
 $\theta_r$  Angle à la rupture entre la direction de la contrainte majeure et le plan de rupture  
 $C_j, \phi_j$  Cohésion et angle de frottement le long d'un plan de faiblesse ou d'un ensemble de joints réguliers  
 $C, \phi$  Cohésion et angle de frottement de la roche intacte ou matrice du massif rocheux  
 $K_j$  Critère de rupture de Mohr-Coulomb pour l'ensemble des joints  
 $K_r$  Critère de rupture de Mohr-Coulomb pour la matrice rocheuse  
 $q_u$  Résistance en compression simple  
 $\psi$  Angle entre la direction de la contrainte principale maximale et le plan de stratification

$\alpha$	Angle entre un plan quelconque incliné et la direction de la contrainte principale majeure
$C_\alpha$	“Cohésion” en fonction de l’orientation ( $\alpha$ )
$\tau$	Résistance au cisaillement
$\sigma_n$	Contrainte normale
$C_\psi$ et $\phi_\psi$	Cohésion et angle de frottement interne selon l’orientation $\psi$

## Chapitre 2

$\dot{\epsilon}$	Vitesse de chargement en déplacement contrôlé
$\dot{\sigma}$	Vitesse de chargement en force contrôlé
LVDT	Linear Variable Differential Transformer, capteur de déplacement du vérin de la machine d’essais
$(S_1, S_2, S_3)$	Repère de structure
$V_p$	Vitesse des ondes de compression
$V_s$	Vitesse des ondes de cisaillement
$\Delta M$	Anisotropie majeure
$\Delta m$	Anisotropie mineure
$\theta$	Orientation du chargement par rapport au plan de stratification dans un essai triaxial
$(X_1, X_2, X_3)$	Repère des contraintes principales
$\epsilon_1$	Déformation longitudinale
$\epsilon_{3//}$	Déformation transversale parallèle au plan de stratification
$\epsilon_{3\perp}$	Déformation transversale perpendiculaire au plan de stratification
$\epsilon_v$	Déformation volumique
$S_3, \sigma_3, P_c$	Pression de confinement
$\epsilon^e$	Déformation élastique
$\epsilon^p$	Déformation plastique
$\epsilon$	Déformation totale
$E$	Module de déformation élastique
$E_g$	Module de déformation globale
$E_1$	Module d’Young dans l’axe d’orthotropie de révolution
$E_2$	Module d’Young dans le plan d’isotropie transverse
$P_a$	Pression de référence égale à la pression atmosphérique
$\nu_{12}$	Coefficient de Poisson relatif à un chargement perpendiculaire aux strates
$q$	Contrainte déviatorique
$\nu_i$	Coefficient de déformation globale $\nu_{g12}$

$\alpha$	Paramètre du modèle
$\nu_{23}$ et $\nu_{21}$	Coefficients de Poisson relatifs à un chargement dans le plan de stratification
$G_{12}$	Module de cisaillement autour des directions $S_2$ et $S_3$
$P$	Contrainte moyenne
$E(\theta)$	Module d'Young pour une orientation ( $\theta$ ) des strates par rapport à la direction de la contrainte majeure
$\sigma_{//}, E_{//}$	Résistance à la rupture et module d'Young dans le plan d'isotropie
$\sigma_{\perp}, E_{\perp}$	Résistance à la rupture et module d'Young pour un chargement perpendiculaire aux strates
$q_r(\theta)$	Résistance à la rupture suivant l'orientation des strates $\theta$
$K$	Rapport de contraintes
$\tau$	Contrainte de cisaillement
$\sigma$	Contrainte normale
$\sigma_1$	Contrainte principale majeure

### Chapitre 3

$d\varepsilon_{ij}$	Incrément de déformation infinitésimale
$d\varepsilon_{ij}^e$	Composantes élastiques de $d\varepsilon_{ij}$
$d\varepsilon_{ij}^p$	Composantes plastiques de $d\varepsilon_{ij}$
$d\sigma_{ij}$	Incrément de contrainte
$C_{ijkl}$	Tenseur d'élasticité
$f$	Surface de charge
$\alpha$	Paramètre d'écrouissage
$p$	contrainte moyenne
$q$	déviateur
$g$	potentiel plastique
$\eta$	Rapport de contraintes égal au déviateur sur la contrainte moyenne
$d$	Dilatance
$d\varepsilon_v^p$	Incrément de déformation volumique plastique
$d\varepsilon_q^p$	Taux de déformation déviatorique plastique
$I_1$	Premier invariant de contraintes
$J_2$	Deuxième invariant de contraintes déviatoriques
$v$	Volume spécifique
$e$	Indice des vides



$d\epsilon_q$	Taux de déformation déviatorique
M	Paramètre du modèle introduisant l'état critique dans le Cam Clay initial
$\lambda, \Gamma$	Paramètres du modèle
$P_c$	Fonction d'écrouissage
$A_{ijrs}$	Tenseur d'ordre quatre introduisant l'anisotropie de structure dans la surface de charge et le critère de rupture
$P_{co}$	Limite d'élasticité initiale dans un essai de compressibilité
$\lambda^p$	Constante caractéristique de l'écrouissage
$\delta_{ij}$	Symbole de Krönecker
$I_{ijrs}$	Tenseur unité d'ordre quatre
$\Lambda$	Multiplicateur plastique
$C_{ijhk}^p$	Tenseur d'ordre quatre des coefficients de déformabilité plastique
$\eta_{ij}$	Rapport de contraintes égale à la contrainte déviatorique sur la contrainte moyenne
H	Module plastique
$C_{ijhk}^e$	Tenseur d'élasticité anisotrope de révolution (dans le repère des contraintes principales)
$\beta$	Angle entre la normale aux strates et la direction de la contrainte principale majeure
$A'_{ijrs}$	Tenseur d'ordre quatre, introduit l'anisotropie de structure dans le potentiel de plasticité
$\theta$	Angle entre le plan de stratification et la direction de la contrainte principale majeure
K	Rapport de contraintes

#### Chapitre 4

$(\sigma_r, \sigma_t, \sigma_1)$ ou $(S_1, S_2, S_3)$	Respectivement contraintes radiale, tangentielle et axiale
$\sigma_v$	Contrainte verticale in situ
$\sigma_H$	Contrainte horizontale maximale in situ
$\sigma_h$	Contrainte horizontale mineure in situ
$P_p$	Pression interne dans les packers
$P_1$	Pression interne dans la chambre
$\sigma_3$	Pression de confinement
$C_i$	Convergence dans la direction (i)
C-C-A	Cam Clay anisotrope

## RÉSUMÉ

Beaucoup d'ouvrages souterrains, tels que les galeries de dépôts de déchets nucléaires ou chimiques, les puits pétroliers, sont réalisés dans des formations anisotropes. L'analyse de la stabilité de ces ouvrages nécessite une bonne connaissance des mécanismes de déformation et de rupture du milieu rocheux.

Ainsi, l'objet de cette étude est d'abord de discerner d'un point de vue qualitatif et d'identifier le comportement de l'argilite de Tournemire. Le problème de stabilité de forage pétrolier dans ces formations constitue le but final.

La première partie comporte une étude bibliographique sur les roches anisotropes. L'accent est mis sur l'anisotropie des déformations et des résistances au cisaillement. L'origine géologique de l'argilite de Tournemire permet de déduire en première approximation une anisotropie de formation pour cette roche.

La deuxième partie traite du comportement rhéologique de l'argilite de Tournemire. Un programme expérimental assez complet a été développé pour cerner l'essentiel du comportement complexe de l'argilite. Ainsi, ayant identifié un comportement élastoplastique isotrope transverse de l'argilite de Tournemire, des essais triaxiaux pour différents chemins de contraintes et diverses orientations du plan d'isotropie ont été réalisés. L'évolution des constantes élastiques avec l'état de contraintes est étudiée.

La troisième partie est consacrée au développement et à la validation d'un modèle de comportement pour l'argilite de Tournemire. Le modèle Cam Clay étendu aux milieux anisotropes, proposé par Nova(1986) a été adapté. Le matériau est supposé orthotrope de révolution, élastoplastique et écrouissable. Une loi d'écoulement non associée a été proposée. Le critère de rupture a été généralisé pour décrire la non linéarité et la fragilité du comportement à la rupture de l'argilite. La validité du modèle proposé est testée sur des chemins de chargement proportionnel et d'extension latérale.

Enfin, dans la quatrième partie nous abordons le problème de stabilité de forage pétrolier. De ce fait, le modèle a été intégré dans le code de calcul par éléments finis CÉSAR, élaboré au Laboratoire Centrale des Ponts et Chaussées. Des essais réalisés sur ouvrage type (bloc d'argilite de 40x40x40cm<sup>3</sup> muni d'un trou qui simule un puits pétrolier) sur la presse triaxiale vraie de l'Université de Lille ont permis de faire une validation avancée du modèle.

Mots clés : argilite, anisotropie, élastoplasticité, critère, modélisation, rupture, écrouissage, stabilité

## ABSTRACT

Many underground constructions, such as chemical and nuclear waste storage, oil well drilling, are planned in anisotropic rocks. The stability analysis of these constructions requires a good knowledge about plastic yield and failure of the rock materials. Thus, the object of this study is to carry out experimental investigations of the behaviour of Tournemire shale and to propose a numerical modelling of this material for wellbore stability analysis in petroleum engineering.

The first part comprises a bibliographic study on anisotropic rocks. The emphasis is put on the anisotropy of the deformation and strength properties. The geological origin of Tournemire shale allows to deduce in first approximation an anisotropy of formation for this rock.

The second part deals with the rheological behaviour of Tournemire shale. A very complete experimental program has been performed to define the basic points of the complex behaviour of the shale. So, having identified a transverse isotropy elasticplastic behaviour of Tournemire shale, triaxial tests for different stress paths and various orientations of the bedding plane have been performed. The variation of elastic constants with stress path is investigated.

The third part is devoted to the development and the validation of a constitutive model. The Cam Clay model extended to anisotropic body, proposed by Nova (1986) has been adapted. The material is assumed to be elasticplastic, strain hardening, with fixed transverse isotropy. A non associated plastic flow rule will be proposed. The failure criterion has been generalized to describe the non linearity and the brittleness of the failure behaviour of the shale. The validation of the adapted model is tested on proportionnal loading and lateral extension paths.

Finally, in the fourth part we tackle the problem of wellbore stability. Consequently, the model has been implemented in the finite element program CESAR<sup>TM</sup> developed at the Laboratoire Centrale des Ponts et Chaussées. Tests performed on typical structure (wellbore stability) on the true triaxial press of University of Lille have allowed an advanced validation of the proposed model.

Keywords : shale, anisotropy, elastoplastic, criterion, modelling, failure, hardening, stability

## INTRODUCTION

Les exploitations minières, les excavations et beaucoup d'ouvrages souterrains sont souvent réalisés dans des formations anisotropes. Celles-ci sont généralement des roches sédimentaires stratifiées (argilites, grès, calcaires, houilles), des roches métamorphiques foliacées (schistes, ardoises, gneiss) ou les massifs rocheux coupés par un ou plusieurs joints réguliers. L'anisotropie des roches implique que leur comportement a une direction privilégiée selon laquelle la réponse mécanique du matériau dépend de la direction.

Une classification générale des roches anisotropes proposée par Barla(1974) comporte deux classes, A et B. Dans la classe A, les roches ont des propriétés anisotropes malgré une isotropie apparente (certaines roches granitiques appartiennent à ce groupe). Dans la classe B, les roches présentent une anisotropie évidente et des directions apparentes de symétrie.

Dans la nature, les milieux caractérisés par une isotropie idéale se rencontrent très rarement. L'anisotropie des propriétés physiques ou rhéologiques d'un matériau rocheux résulte d'éléments endogènes et exogènes, associés au mode de formation. Par exemple la formation de la texture et de la structure des roches sédimentaires prend place durant l'accumulation des sédiments et du processus de consolidation ou lithification (compaction, cimentation et recristallisation). Les éléments exogènes sont liés à l'influence d'agents extérieurs tels que l'état de contraintes antérieur et actuel, la température avoisinante, etc. Ces éléments sont la cause des transformations diverses de la roche (diagenèse, métamorphisme, fusion, cristallisation, érosion).

Donc, l'anisotropie des propriétés physiques ou rhéologiques d'une roche, déterminée en laboratoire ou in situ, dérive de l'anisotropie de ses structures internes. Cependant, le type d'anisotropie de structure interne dépend de l'échelle d'observation; les structures internes d'un même matériau peuvent être anisotropes à une certaine échelle et isotropes à une autre. Suivant l'échelle considérée, l'anisotropie de structure interne dans les massifs rocheux peut être de plusieurs types. Tout d'abord il y a l'anisotropie de structure minéralogique due à l'anisotropie des propriétés des particules élémentaires, minéraux ou grains, du matériau. Ensuite, nous définissons l'anisotropie de structure pétrographique qui concerne celle due d'une part à l'arrangement non aléatoire des grains constituant le matériau et d'autre part à la distribution et l'orientation des micro fissures ou micro ruptures primaires. Finalement, nous avons l'anisotropie de structure interne macroscopique caractérisée par des éléments macrostructuraux tels que la stratification, la schistosité, la foliation, la lamination, le clivage et la linéation.

Sur le plan macroscopique, les structures internes des roches admettent le plus souvent une seule direction privilégiée ou trois directions privilégiées, deux à deux orthogonales. La figure 1 présente les trois modèles structuraux fréquents pour les roches sédimentaires et métamorphiques :

(a) La roche possède une symétrie axiale. Elle présente alors un plan préférentiel à chaque point de l'axe de symétrie. C'est le cas de roche isotrope transverse ou orthotrope de révolution.

(b) La roche possède une symétrie orthotrope. C'est à dire qu'elle présente deux ou trois directions de plan préférentiel perpendiculaires entre eux. Un matériau orthotrope appartient à ce groupe de symétrie.

(c) La roche possède une symétrie monoclinique. Elle a ainsi deux directions de plan préférentiel faisant un angle quelconque entre eux. S'il existe un éventuel troisième plan préférentiel, il doit être perpendiculaire aux deux autres.

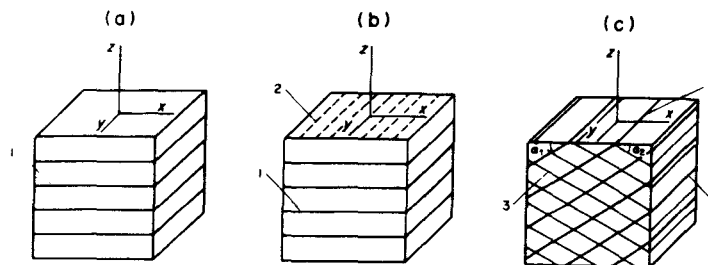


Figure 1 : Modèles structuraux de roche à symétrie (a) axiale, (b) orthotrope et (c) monoclinique : 1, litage; 2, linéation; 3, foliation [d'après Masure (1970)]

Notons que la structure anisotrope d'un milieu peut influencer différents domaines mécaniques (anisotropie mécanique). Nous pouvons par exemple distinguer l'anisotropie du domaine élastique, de la limite élastique, de l'écoulement plastique, de la rupture d'un milieu. La structure peut influencer fortement certains domaines, plus faiblement d'autres.

Les caractéristiques mécaniques peuvent, suivant le type de structure anisotrope, varier continûment avec l'orientation du matériau ou subir une discontinuité, Boehler(1978).

Après ce rappel sommaire sur les origines et les définitions de l'anisotropie, passons à celui de la roche qui nous intéresse ici, à savoir l'argilite. Le terme argilite est pris soit comme synonyme de roche argileuse sans litage net (le mot argile désignant alors les minéraux argileux), soit réservé aux roches argileuses peu stratifiées et consolidées par compactations (le mot argile désignant alors les roches argileuses meubles). Certains auteurs considèrent les argilites comme des argiles consolidées, nommées "shales" chez les anglo-saxons lorsqu'elles sont plus ou moins litées. Cependant, il est recommandé dans la rédaction des documents officiels (J.O. du 18.1.1973) de remplacer le mot anglo-saxon "shale" par un terme équivalent en français. En effet, "shale" est un mot anglais désignant toute roche sédimentaire litée à grain très fin, en général argileuse ou marneuse, et qui s'applique aussi à des schistes argileux ou à des argiles schisteuses, Foucault et al (1980).

Tout cela nous amène à dire que l'anisotropie de l'argilite se traduit en première approche par une anisotropie de formation. Nous supposons que cette anisotropie est une orthotropie de révolution de plan isotrope transverse, le plan de stratification.

En effet, le présent travail de recherche constitue une contribution à l'étude expérimentale et à la modélisation de l'argilite de Tournemire. Il fait l'objet du projet STAR financé par les sociétés ELF, Total et l'Institut Français du Pétrole et une collaboration particulière entre ELF-Production et le Laboratoire de Mécanique de Lille (URA CNRS n° 1441), Département de Mécanique des Matériaux Fragiles.

Nous rappelons que ce mémoire se compose de quatre parties : la première partie comporte une étude bibliographique sur les roches anisotropes; la deuxième partie traite du comportement rhéologique de l'argilite de Tournemire; la troisième partie est consacrée au développement et à la validation d'un modèle de comportement et enfin dans la quatrième partie, l'intégration du modèle dans un code de calcul par éléments finis (César) et son application sur des problèmes aux limites telle que la stabilité d'un puits pétrolier ont permis de faire une validation avancée du modèle proposé.

# CHAPITRE I

## COMPORTEMENT MÉCANIQUE DES ROCHES ANISOTROPES

Dans ce chapitre nous présentons une étude bibliographique sur le comportement mécanique des roches anisotropes. Une part importante est consacrée au comportement élastique linéaire et à la description des phénomènes physiques.

## 1.1 - LOI DE COMPORTEMENT ÉLASTIQUE ANISOTROPE (LOI DE HOOKE)

Dès qu'il s'agit du comportement rhéologique antérieur à la rupture, les données expérimentales sur les roches anisotropes sont généralement analysées sur la base de la théorie de l'élasticité anisotrope, Alliro et Boehler (1979), Eissa (1980), Lerou et al (1981), Homand et al (1993), ...

### 1.1.1 LOI DE HOOKE GÉNÉRALISÉE

Le comportement élastique linéaire signifie que le tenseur de contraintes ( $\sigma_{ij}$ ) reste proportionnel au tenseur de déformations ( $\epsilon_{kl}$ ) au cours du chargement. En d'autres termes, nous supposons qu'un milieu linéaire, élastique, homogène et continu satisfait la loi de Hooke généralisée. Ainsi, nous avons :

$$(1.1) \quad \sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl}$$

Où  $C_{ijkl}$  est le tenseur d'élasticité.

Dans le cas tridimensionnel le plus général, le tenseur d'élasticité a 81 composantes indépendantes. Cependant, la symétrie du tenseur des contraintes et du tenseur des déformations ramènent ce nombre à 36. Si l'existence d'une énergie de déformation est en plus postulée, le tenseur d'élasticité devient symétrique et réciproquement. Le nombre de coefficients élastiques est donc réduit à 21.

L'équation (1.1) peut être réécrite comme suit :

$$(1.2) \quad \epsilon_{ij} = A_{ijkl} \sigma_{kl}$$

Où  $A_{ijkl}$  est le tenseur de compliances avec 21 composantes indépendantes.

Si nous considérons la représentation matricielle des tenseurs  $\epsilon_{ij}$ ,  $\sigma_{kl}$  et  $A_{ijkl}$  dans un système de coordonnées arbitraire ( $x, y, z$ ), l'équation (1.2) est équivalente à :

$$(1.3) \quad (\epsilon) = (A)(\sigma)$$

Les 21 éléments de la matrice (A) jouent différentes rôles et ont différentes significations physiques (Lekhnitskii, 1963).

Si la structure interne du milieu possède un type de symétrie, alors cette symétrie peut être observée dans ses propriétés élastiques. Le nombre de coefficients élastiques devient inférieur à 21.



Dans la plupart des cas pratiques, les roches anisotropes sont modélisées comme des matériaux orthotropes ou isotropes transverses dans un système de coordonnées lié à leur structure apparente ou directions de symétrie (figure 1.1).

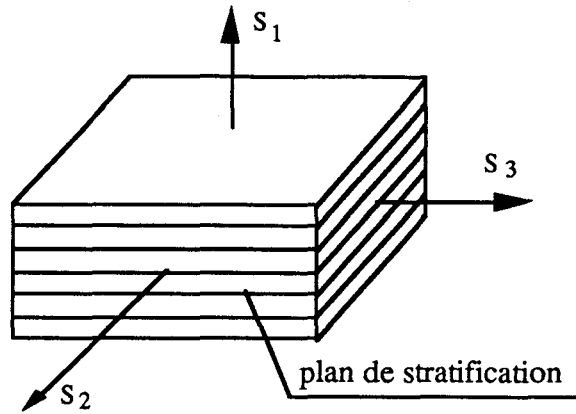


Figure 1.1 : Définition du repère de structure

Un milieu est dit orthotrope pour une propriété donnée, si cette propriété est invariante par changement de direction obtenue par symétrie relative à deux plans orthogonaux (ce qui entraîne d'ailleurs la symétrie par rapport au troisième plan orthogonal).

Un milieu est élastique isotrope transverse si ses caractéristiques d'élasticité sont identiques pour tous les couples de directions symétriques par rapport à un axe (Lemaitre et Chaboche, 1985).

Pour un matériau orthotrope avec un repère structural ( $S_1, S_2, S_3$ ) (figure 1.1), l'équation (1.3) peut être écrite, dans un espace à 6 dimensions, comme suit :

$$(1.4) \quad \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \gamma_{23} \\ \gamma_{31} \\ \gamma_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{31}}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{32}}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{13}}{E_1} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{23}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{31}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \tau_{23} \\ \tau_{31} \\ \tau_{12} \end{pmatrix}$$

Où  $E_1, E_2, E_3$  sont les modules d'Young dans les directions  $S_1, S_2$  et  $S_3$ ;  $G_{23}, G_{31}, G_{12}$  sont les modules de cisaillement dans les plans  $(S_2, S_3), (S_3, S_1), (S_1, S_2)$  respectivement. Ainsi,

le coefficient de déformabilité  $\frac{1}{G_{23}}$  caractérise la variation de l'angle droit entre  $S_2$  et  $S_3$  ( $\gamma_{23}$ ), effet de la cause qui est la contrainte de cisaillement dans le plan ( $S_2, S_3$ ). Le coefficient de Poisson,  $\nu_{ij}$ , caractérise le raccourcissement ou l'allongement (effet) dans la direction (j) pour une traction ou une compression (cause) dans la direction (i). Par exemple,  $\nu_{12}$  caractérise l'allongement dans la direction 2 pour une compression dans la direction 1.

La matrice des coefficients de déformabilité (A) étant symétrique, nous avons les relations suivantes :

$$(1.5) \quad \frac{\nu_{12}}{E_1} = \frac{\nu_{21}}{E_2} \quad ; \quad \frac{\nu_{13}}{E_1} = \frac{\nu_{31}}{E_3} \quad ; \quad \frac{\nu_{23}}{E_2} = \frac{\nu_{32}}{E_3}$$

Le matériau est alors caractérisé par 9 coefficients indépendants.

La formulation orthotrope a été utilisée dans la littérature pour caractériser la déformabilité des roches tel que les charbons, les schistes, les ardoises, les gneiss, les granites. Des valeurs spécifiques des 9 constantes élastiques pour un schiste se trouvent dans Homand et al (1993).

Pour un matériau isotrope transverse, seulement 5 constantes élastiques indépendantes sont nécessaires pour décrire la réponse mécanique. Si l'axe d'isotropie est repéré par  $S_1$  (figure 1.1), le matériau est " isotrope " dans tous les plans normaux à  $S_1$ . Ainsi, en supposant, par exemple, que les paramètres élastiques indépendants sont  $E_1, E_2, \nu_{12}, \nu_{23}$  et  $G_{12}$ , par rapport au cas orthotrope, nous avons les égalités suivantes :

$$(1.6) \quad \begin{aligned} & - E_2 = E_3, \text{ mêmes modules d'Young dans les directions } S_2 \text{ et } S_3 \\ & - \nu_{12} = \nu_{13}, \text{ mêmes contractions ou dilatations suivant } S_2 \text{ et } S_3 \text{ pour une} \\ & \quad \text{traction ou une compression appliquée suivant } S_1 \\ & - G_{12} = G_{31}, \text{ mêmes modules de cisaillement dans les plans } (S_1, S_2) \text{ et } (S_3, S_1) \\ & - G_{23} = \frac{E_2}{2(1 + \nu_{23})} \text{ module de cisaillement autour de } S_1 \end{aligned}$$

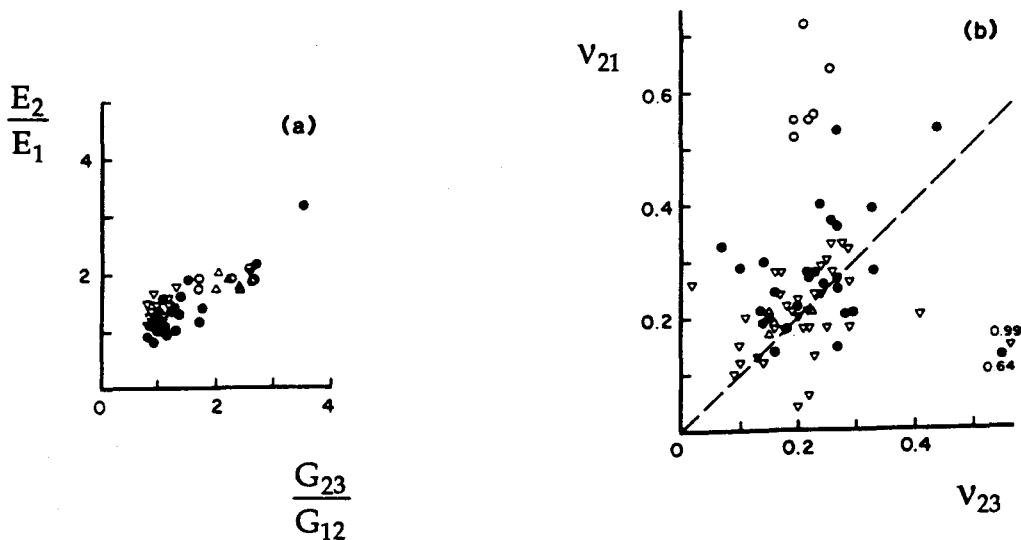
En outre, l'équation (1.5) devient :

$$(1.7) \quad \nu_{21} = \nu_{31} = \nu_{12} \frac{E_2}{E_1}$$

La formulation isotrope transverse a été utilisée pour caractériser la déformabilité des roches tel que le schiste, l'argilite, l'ardoise, le basalte. Pour des telles roches, le plan isotrope transverse est supposé parallèle aux plans de foliation, de schistosité ou de litage.

Lorsqu'on s'intéresse aux constantes élastiques des roches orthotropes ou isotropes transverses, une question qu'on se pose souvent en pratique est : " *quels sont les domaines de variation possibles de ces constantes élastiques ?*". Ainsi, Amadei et al (1987) sur la base de données expérimentales (figure 1.2) ont tiré les conclusions suivantes :

- (1) Pour presque toutes les roches étudiées, les rapports  $\frac{(E_2 \cdot E_3)^{\frac{1}{2}}}{E_1}$  et  $\frac{E_2}{E_1}$  sont supérieurs à 1, indiquant des rigidités plus faibles dans la direction normale au plan d'anisotropie majeure ( $S_2, S_3$ ). Cependant, ces rapports semblent être inférieurs à 3. Plusieurs cas pour lesquels les deux rapports précédents sont inférieurs à 1 ont été également signalés par certains auteurs, mais ils sont supérieurs à 0,70.
- (2) Tous les coefficients de Poisson sont des quantités positives et des valeurs supérieures à 0,50 ont été mesurées. La plupart des valeurs de  $\nu_{23}$  sont comprises dans l'intervalle (0,1-0,35) tandis que  $\nu_{21}$  et  $(\nu_{21} \cdot \nu_{31})^{\frac{1}{2}}$  varient dans un domaine plus large (0,10-0,70).
- (3) Plusieurs points des données expérimentales exploitées ne s'écartent pas beaucoup du cas isotrope pour lequel  $\frac{E_2}{E_1}, \frac{G_{23}}{G_{12}}$  et  $\frac{\nu_{21}}{\nu_{23}}$  sont égaux à de l'unité.



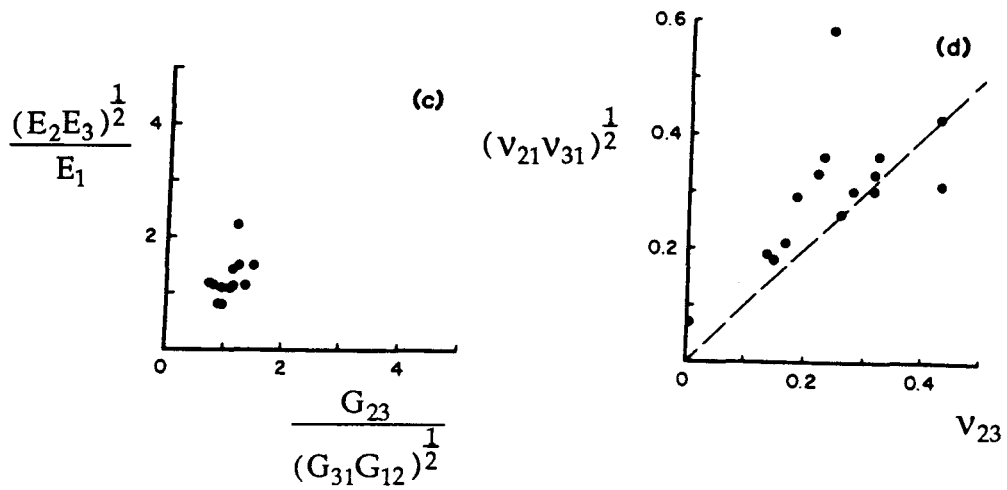


Figure 1.2 : Paramètres élastiques pour différentes roches anisotropes (a) et (b) isotropes transverses, (c) et (d) orthotropes [d'après Amadei et al, 1987]

### 1.1.2 CONDITIONS THERMODYNAMIQUES SUR LES CONSTANTES ÉLASTIQUES D'UN MILIEU ANISOTROPE

La condition d'équilibre thermodynamique d'un matériau élastique ou l'hypothèse de stabilité du matériau impose que l'énergie de déformation soit toujours positive (Love 1927). En d'autres termes, il faut fournir un travail positif pour déformer le matériau à partir de son état naturel. Par conséquent, les constantes d'élasticité nécessaires pour décrire le comportement d'une roche orthotrope ou isotrope transverse varient dans des domaines bornés. Les expressions des conditions thermodynamiques de ces paramètres élastiques ont été formulées par Lemprieve (1968) et Pickering (1970).

Une forme d'analyse simple et rigoureuse qui conduit aux mêmes expressions est exposée dans Amadei et al (1987). Nous passons brièvement en revue cette méthode.

Considérons un matériau orthotrope dans le système de coordonnées  $S_1, S_2, S_3$ , avec une relation constitutive définie par les équations (1.3) et (1.4). L'énergie de déformation par unité de volume est égale à :

$$(1.8) \quad U = \frac{1}{2}(\sigma) \cdot {}^t(A) \cdot (\sigma)$$

Si cette forme quadratique est définie positive, l'énergie de déformation sera positive comme demandé. Une condition nécessaire et suffisante pour que la forme quadratique soit définie positive, est que tous les mineurs principaux de la matrice (A) soient positifs. Ceci conduit aux conditions suivantes :

$$(1.9) \quad \frac{1}{E_1}, \frac{1}{E_2}, \frac{1}{E_3}, \frac{1}{G_{23}}, \frac{1}{G_{31}}, \frac{1}{G_{12}} > 0$$

C'est à dire que tous les modules sur la diagonale de la matrice (A) sont positifs. De plus, on a :

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{v_{21}}{E_2} \\ -\frac{v_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} \end{vmatrix} = \frac{1}{E_1 E_2} - \frac{v_{12} v_{21}}{E_1 E_2} > 0$$

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{E_2} & -\frac{v_{32}}{E_3} \\ -\frac{v_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} \end{vmatrix} = \frac{1}{E_2 E_3} - \frac{v_{23} v_{32}}{E_2 E_3} > 0$$

(1.10)

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{v_{31}}{E_3} \\ -\frac{v_{13}}{E_1} & \frac{1}{E_3} \end{vmatrix} = \frac{1}{E_1 E_3} - \frac{v_{13} v_{31}}{E_1 E_3} > 0$$

Et

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{v_{21}}{E_2} & -\frac{v_{31}}{E_3} \\ \frac{v_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{v_{32}}{E_3} \\ \frac{v_{13}}{E_1} & -\frac{v_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} \end{vmatrix} = \frac{1}{E_1 E_2 E_3} - \frac{v_{23} v_{32}}{E_1 E_2 E_3} - \frac{v_{12} v_{21}}{E_1 E_2 E_3} - \frac{v_{13} v_{31}}{E_1 E_2 E_3} - \frac{v_{21} v_{13} v_{32}}{E_1 E_2 E_3} - \frac{v_{31} v_{12} v_{23}}{E_1 E_2 E_3} > 0$$

Étant donné que  $E_1, E_2, E_3$ , sont positifs, ces quatre dernières conditions se réduisent à :

$$1 - v_{12} \cdot v_{21} > 0$$

$$1 - v_{23} \cdot v_{32} > 0$$

(1.11)

$$1 - v_{13} \cdot v_{31} > 0$$

$$1 - v_{12} \cdot v_{21} - v_{23} \cdot v_{32} - v_{13} \cdot v_{31} - v_{21} \cdot v_{13} \cdot v_{32} - v_{31} \cdot v_{12} \cdot v_{23} > 0$$

En substituant les conditions de symétrie données par les équations (1.5) dans les équations (1.10), nous obtenons :

$$(1.12a) \quad -\sqrt{\frac{E_2}{E_1}} < v_{21} < \sqrt{\frac{E_2}{E_1}} \quad -\sqrt{\frac{E_1}{E_2}} < v_{12} < \sqrt{\frac{E_1}{E_2}}$$

$$(1.12b) \quad -\sqrt{\frac{E_3}{E_2}} < \nu_{32} < \sqrt{\frac{E_3}{E_2}} \qquad -\sqrt{\frac{E_2}{E_3}} < \nu_{23} < \sqrt{\frac{E_2}{E_3}}$$

$$(1.12c) \quad -\sqrt{\frac{E_3}{E_1}} < \nu_{31} < \sqrt{\frac{E_3}{E_1}} \qquad -\sqrt{\frac{E_1}{E_3}} < \nu_{13} < \sqrt{\frac{E_1}{E_3}}$$

Si les équations (1.9) à (1.11) sont satisfaites, alors l'énergie de déformation par unité de volume du matériau élastique orthotrope sous n'importe quel chargement est positive.

Les équations précédentes s'appliquent également aux matériaux isotropes transverses dans un des trois plans du système de coordonnées  $S_1, S_2, S_3$ . Par exemple, pour un plan isotrope parallèle au plan  $(S_2, S_3)$ , les inégalités (9) à (11) se réduisent à :

$$(13a) \quad E_1, E_2, G_{12} > 0$$

$$(13b) \quad -1 < \nu_{23} < 1$$

$$(13c) \quad \frac{E_2}{E_1}(1 - \nu_{23}) - 2\nu_{21}^2 > 0$$

Ces trois conditions définissent un domaine limité par un parabolôïde dans l'espace  $\frac{E_2}{E_1}, \nu_{23}, \nu_{21}$  (figure 1.3).

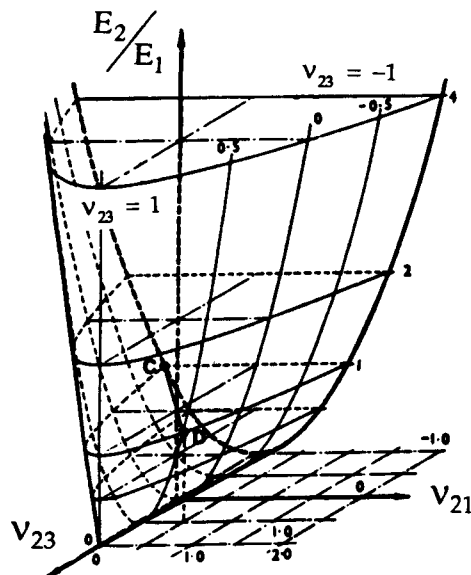


Figure 1.3 : Domaine de définition des constantes élastiques d'un matériau isotrope transverse, plan d'isotropie  $(S_2, S_3)$ , [d'après Pickering, 1970]

Notons que la condition  $G_{12} > 0$  est une condition supplémentaire indépendante. Tout matériau isotrope transverse est représenté par un point à l'intérieur du parabolôïde. La ligne

CD représente un matériau isotrope pour lequel  $\frac{E_2}{E_1}=1$  et  $\nu_{21}=\nu_{23}$ . En substituant ces deux conditions dans l'équation (1.13c), le coefficient de Poisson satisfait la condition familière  $-1 < \nu_{23} < 0,50$  (qui est plus stricte que l'équation (1.13b)). L'isotropie implique également que  $G_{12}$  soit égale à  $G_{23}$ . La condition (1.13c) peut aussi s'exprimer en fonction du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  en utilisant l'équation (1.7) :

$$(1.14) \quad 1 - \nu_{23} - 2 \frac{E_2}{E_1} \nu_{12}^2 > 0$$

### 1.1.3 CHANGEMENT DE REPÈRE

Nous rappelons que les coefficients élastiques qui interviennent dans la loi de Hooke généralisée d'un milieu anisotrope dépendent de la direction des axes du système de coordonnées choisi. Si la direction des axes varie, alors les coefficients élastiques varient. Aussi c'est seulement dans le cas d'un milieu isotrope que les coefficients élastiques sont invariants dans n'importe quel système de coordonnées orthogonal.

Ainsi, lorsqu'on étudie l'état de contrainte d'un milieu anisotrope, il faut se poser la question suivante : " *Si nous connaissons les expressions des coefficients élastiques dans un système de coordonnées, généralement le repère structural, quels sont les coefficients correspondants dans un autre système plus convenable ?*", Lekhnitskii (1963).

Supposons les constantes élastiques connues dans le repère de structure ( $S_1, S_2, S_3$ ). Soit ( $X_1, X_2, X_3$ ) un système de coordonnées fixe arbitraire positionné par rapport au repère structural par les cosinus directeurs, tableau 1.1 et figure 1.4, c'est à dire que  $\alpha_1 = \cos(S_1, X_1)$ ,  $\gamma_3 = \cos(S_3, X_3)$  et ainsi de suite. Les expressions des coefficients élastiques dans le repère global sont obtenues par l'intermédiaire d'un changement de repère et l'égalité des expressions du potentiel élastique dans l'ancien et le nouveau repère (Lekhnitskii 1963).

	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>
X <sub>1</sub>	α <sub>1</sub>	β <sub>1</sub>	γ <sub>1</sub>
X <sub>2</sub>	α <sub>2</sub>	β <sub>2</sub>	γ <sub>2</sub>
X <sub>3</sub>	α <sub>3</sub>	β <sub>3</sub>	γ <sub>3</sub>

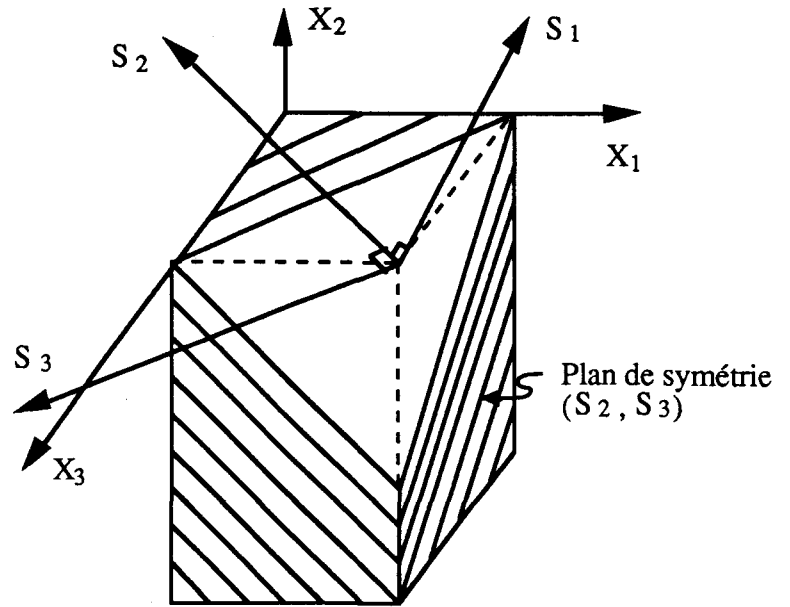


Tableau 1.1 : Cosinus directeur

Figure 1.4 : Définition des systèmes de coordonnées

Par conséquent, si dans le repère structural la relation constitutive est définie, dans un espace de dimension 6, par l'équation (1.3), et dans le repère global par l'équation suivante :

$$(1.15) \quad (\boldsymbol{\varepsilon}') = (\mathbf{A}')(\boldsymbol{\sigma}')$$

Nous avons les relations suivantes :

$$(1.16a) \quad (\boldsymbol{\sigma}') = (\mathbf{P})(\boldsymbol{\sigma})$$

$$(1.16b) \quad (\boldsymbol{\varepsilon}') = (\mathbf{P})(\boldsymbol{\varepsilon})$$

Et

$$(1.16c) \quad (\mathbf{A}') = (\mathbf{P})(\mathbf{A})^t(\mathbf{P})$$

Où (P) est la matrice de passage avec la propriété  $(\mathbf{P})^{-1} = {}^t(\mathbf{P})$  et est définie par :

$$(\mathbf{P}) = \begin{pmatrix} \alpha_1^2 & \beta_1^2 & \gamma_1^2 & \beta_1\gamma_1 & \gamma_1\alpha_1 & \alpha_1\beta_1 \\ \alpha_2^2 & \beta_2^2 & \gamma_2^2 & \beta_2\gamma_2 & \gamma_2\alpha_2 & \alpha_2\beta_2 \\ \alpha_3^2 & \beta_3^2 & \gamma_3^2 & \beta_3\gamma_3 & \gamma_3\alpha_3 & \alpha_3\beta_3 \\ 2\alpha_2\alpha_3 & 2\beta_2\beta_3 & 2\gamma_2\gamma_3 & \beta_2\gamma_3 + \beta_3\gamma_2 & \gamma_2\alpha_3 + \gamma_3\alpha_2 & \alpha_2\beta_3 + \alpha_3\beta_2 \\ 2\alpha_3\alpha_1 & 2\beta_3\beta_1 & 2\gamma_3\gamma_1 & \beta_1\gamma_3 + \beta_3\gamma_1 & \gamma_1\alpha_3 + \gamma_3\alpha_1 & \alpha_1\beta_3 + \alpha_3\beta_1 \\ 2\alpha_1\alpha_2 & 2\beta_1\beta_2 & 2\gamma_1\gamma_2 & \beta_1\gamma_2 + \beta_2\gamma_1 & \gamma_1\alpha_2 + \gamma_2\alpha_1 & \alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1 \end{pmatrix}$$



Les nouveaux coefficients élastiques ( $a'_{ij}$ ), dans l'équation (1.16c), sont des fonctions linéaires des anciens ( $a_{ij}$ ) et des fonctions homogènes du quatrième degré des cosinus directeurs ( $\alpha_1, \beta_1, \dots, \gamma_3$ ). Nous obtenons des formules complexes dans le cas général. Cependant, ces formules sont simplifiées en introduisant  $P_{ij}$  qui indique l'élément situé à la  $i^{\text{ème}}$  ligne et à la  $j^{\text{ème}}$  colonne de la matrice de passage; par exemple,  $P_{11} = \alpha_1^2$ ,  $P_{43} = 2\gamma_2\gamma_3$ ,  $P_{56} = \alpha_1\beta_3 + \alpha_3\beta_1$  et ainsi de suite. Donc, toutes les formules de transformation, de l'équation (16c), s'écrivent de la manière suivante :

$$(1.17) \quad a'_{ij} = \sum_{m=1}^6 \sum_{n=1}^6 a_{mn} P_{im} P_{jn} \quad (i, j = 1, 2, \dots, 6)$$

Les constantes d'élasticité  $a_{ij}$ , selon la définition d'un tenseur, peuvent être considérées comme les composantes d'un tenseur symétrique du second ordre dans l'espace de dimension 6.

Nous venons d'exposer les grandes lignes de la théorie de l'élasticité anisotrope. Passons maintenant aux observations expérimentales des milieux anisotropes.

## 1.2 - OBSERVATIONS EXPÉRIMENTALES

Nous nous limiterons au comportement des roches anisotropes sous un état de contraintes axisymétrique. Pour évaluer l'influence de l'intensité et de l'orientation de la contrainte principale intermédiaire sur le comportement de telles roches, on peut se référer à la synthèse bibliographique faite par Kwasniewski (1993).

Les premières études expérimentales significatives sur le comportement mécanique des roches anisotropes stratifiées ont été réalisées par Müller (1930). Il effectua des essais de compression simple sur des échantillons rectangulaires et cylindriques de différentes sortes de roches anisotropes dont un grès lité et une argilite. Ces échantillons ont été chargés perpendiculairement et parallèlement au litage. Il constata pour l'argilite que la résistance à la rupture dans la direction parallèle aux plans de stratification est égale à 68% de celle dans la direction perpendiculaire au litage ( $\sigma_{c//}=68\% \sigma_{c\perp}$ ). En outre, il observa pour le grès lité que le module d'Young dans la direction parallèle au litage est plus grand que celui dans la direction perpendiculaire à la stratification ( $E_{//}=1,23E_{\perp}$ ). Il fut ainsi un des premiers avec Bauschinger (1884), Föppl (1900), Prandtl et Rinne (1909), à observer l'effet de l'anisotropie sur le domaine élastique et la résistance à la rupture des roches.

Lepper (1949) publia les résultats d'essais de compression simple d'un programme de recherche initié par Griggs (1951) sur l'étude du comportement rhéologique d'un marbre. Il trouva que la résistance du marbre dans la direction perpendiculaire aux plans préférentiels est environ 1,6 fois plus grande que celle dans la direction parallèle à ces plans ( $\sigma_{c\perp}=1,6\sigma_{c//}$ ). De plus, cette roche était caractérisée par une raideur plus grande dans la direction parallèle aux plans préférentiels; le rapport entre les modules d'élasticité  $E_{//}/E_{\perp}$  est environ 1,5.

Price (1958) et Hobbs (1960) furent parmi les premiers à avoir réaliser des essais en compression triaxiale pour étudier le comportement rhéologique de roches anisotropes comme le grès lité et l'argilite de Snowdown et le charbon d'Oakdale. Les pressions de confinement utilisées par Price sont supérieures à 35MPa. Ainsi, il a pu montrer que la résistance à la rupture, du grès lité et de l'argilite, dans la direction perpendiculaire au litage ( $\theta=90^\circ$ ) est supérieure à celle dans la direction parallèle ( $\theta=0^\circ$ ). Il nota également que le module d'Young est plus grand quand la contrainte maximale ( $\sigma_1$ ) est parallèle aux plans préférentiels. De plus, pour cette direction ( $\theta=0^\circ$ ), il a montré que la résistance à la rupture et le module d'Young des roches étudiées augmentent avec la pression de confinement. Quant à Hobbs, il observa que certaines des propriétés anisotropes du charbon qui se manifestent clairement en compression uni axiale ( $\sigma_1>\sigma_2=\sigma_3=0$ ) et à faibles pressions de confinement (inférieures à 7MPa approximativement) disparaissent lorsque la pression de confinement devient très importante,

nous verrons que ceci n'est pas le cas de toutes les roches (Allirot et Boehler, 1979). Ces propriétés sont liées à l'anisotropie des constantes d'élasticité, de la limite d'élasticité et de la résistance à la rupture.

Donath (1960, 1961, 1964) a réalisé un des programmes d'études les plus importants sur la détermination de l'anisotropie de déformation et de résistance à la rupture de roches stratifiées. Les essais ont été réalisés sur des échantillons cylindriques de roche, telle que l'ardoise de Martinsburg, l'agilite de Longwood et le calcaire de Manlius, carottés pour différentes valeurs de l'angle  $\theta$  entre l'axe de chargement et le plan de stratification;  $\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  et  $90^\circ$ . Les pressions de confinement utilisées sont 3,5; 10,5; 35; 50; 100 et 200MPa.

Ainsi, les résultats expérimentaux ont montré que dans les roches à anisotropie plane, les résistances à la compression maximale et minimale sont atteintes respectivement dans la direction perpendiculaire aux strates ( $\theta=90^\circ$ ) et dans la direction formant un angle égale à  $30^\circ$  ( $\theta=30^\circ$ ) avec le plan de stratification. Il a été noté qu'une augmentation de la pression de confinement réduit l'effet de l'anisotropie. Par exemple, dans le cas de l'ardoise de Martinsburg le coefficient d'anisotropie ou rapport entre la résistance à la rupture pour  $\theta=90^\circ$  et celle pour  $\theta=30^\circ$  est égale à 10 pour une pression de confinement de 3,5MPa; à 4,5 pour une pression de confinement de 200MPa. En outre, un accroissement de la pression de confinement entraîne dans tous les cas une augmentation de la résistance à la rupture de la roche. Cependant, cette augmentation de résistance est plus significative dans les cas où l'angle  $\theta=90^\circ, 0^\circ$  et  $75^\circ$  que pour les angles ( $\theta$ ) compris entre  $15^\circ$  et  $60^\circ$ .

L'analyse du mécanisme de rupture de l'ardoise de Martinsburg a permis de faire les constatations suivantes : pour les angles ( $0^\circ$ )  $15^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$  ( $60^\circ$ ) la rupture se produit généralement dans le plan de clivage, par conséquent l'angle de rupture ( $\theta_r$ ) est égal à l'angle  $\theta$ ; pour les angles  $\theta=60^\circ-90^\circ$  la surface de rupture coupe le plan de clivage, formant un angle ( $\theta_r$ ) de  $45^\circ-60^\circ$  avec la direction de la contrainte principale maximale.

D'autre part, pour les pressions de confinement inférieures à 50MPa la rupture est fragile. Par contre, les échantillons soumis aux pressions de confinement de 100MPa et 200MPa se comportent d'une manière plus ductile.

Les résultats de ces essais et de tous ceux réalisés par la suite sur des roches sédimentaires et métamorphiques isotropes transverses permettent de tirer la conclusion générale suivante sur le comportement mécanique des roches anisotropes :

- 1 - La résistance maximale est atteinte dans la direction perpendiculaire à la stratification (fréquemment) ou dans celle parallèle aux strates (rarement). De  $\theta=0^\circ$  à  $\theta=90^\circ$ , la résistance varie continûment en passant par un minimum pour  $\theta$  comprise entre  $30^\circ$  et  $45^\circ$ . Ce résultat est illustré sur la figure 1.5 pour trois schistes

métamorphiques : les courbes de résistance en compression en fonction de l'orientation de la schistosité admettent des valeurs maximales à  $\theta=90^\circ$  et  $\theta=0^\circ$  et leurs minima à  $\theta=30^\circ$ . Le coefficient d'anisotropie de ces schistes est environ 10. Du même ordre de grandeur que l'ardoise de Martinsburg. Généralement il n'excède pas 4,5 (tableau 1.2).

Nature de la roche	Valeur de $\theta$ pour $\sigma_{cMax}$	Coefficient d'anisotropie	Source
Martinsburg slate	$90^\circ$	13,46	Donath (1964)
Fractured sandstone	$90^\circ$	6,37	Horino and Ellickson (1970)
Barnsley Hard coal	$90^\circ$	5,18	Pomeroy et al (1971)
Penrhyn slate	$90^\circ$	4,85	Attewell and Sandford (1974)
South African slate	$0^\circ$	3,68	Hoek (1964)
Texas slate	$90^\circ$	3,00	McLamore and Gray (1967)
Permian shale	$90^\circ$	2,33	Chenevert and Gatlin (1965)
Green River shale I	$0^\circ$	1,62	McLamore and Gray (1964)
Green River shale II	$0^\circ$	1,41	McLamore and Gray (1964)
Green River shale	$0^\circ, 90^\circ$	1,37	Chenevert and Gatlin (1965)
Kota sandstone	$0^\circ$	1,12	Rao (1984)
Arkansas sandstone	$0^\circ$	1,10	Chenevert and Gatlin (1965)
Chamera phyllites			
Quartzitic	$90^\circ$	2,19	Singh (1988)
Carbonaceous	$90^\circ$	2,19	
Micaceous	$90^\circ$	6,00	

Tableau 1.2 : Anisotropie de résistance de différentes roches [d'après Ramamurthy (1993)]

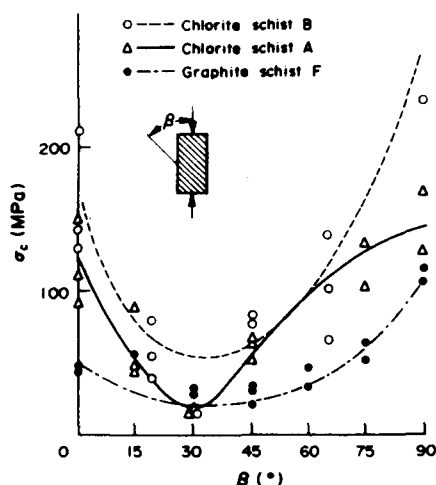


Figure 1.5 : Anisotropie des résistances en compression simple de trois schistes [d'après Akai et al (1970)]

2 - L'anisotropie des résistances à la rupture et des modules élastiques diminuent généralement lorsque la pression de confinement augmente (figure 1.6). Cependant, il faut noter les observations d'Allirot et Boehler (1979) sur la diatomite de la montagne d'Andance en Ardèche (France), à savoir que l'anisotropie des contraintes à la rupture, comme l'anisotropie des modules élastiques, augmente avec la pression de confinement, figure 1.7.

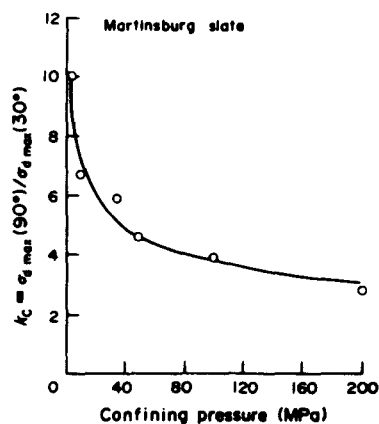


Figure 1.6 : Coefficient d'anisotropie des résistances en compression de l'ardoise de Martinsburg en fonction de la pression de confinement [courbe obtenue par Kwasniewski (1993) à partir des résultats expérimentaux de Donath (1964)]

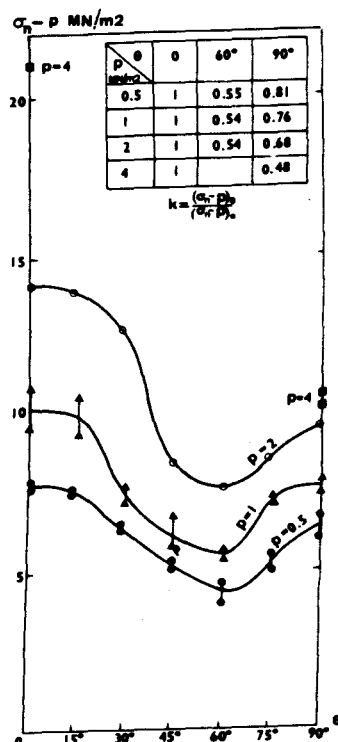


Figure 1.7 : Évolution de l'anisotropie des résistances limites suivant la pression de confinement [d'après Allirot et Boehler (1979)]

3 - Le taux d'accroissement de la résistance à la rupture d'une roche stratifiée suivant l'augmentation de la pression de confinement est souvent plus petit pour  $\theta$  compris entre  $30^\circ$  et  $45^\circ$  et atteint son maximum pour  $\theta=0^\circ$ , figure 1.8.

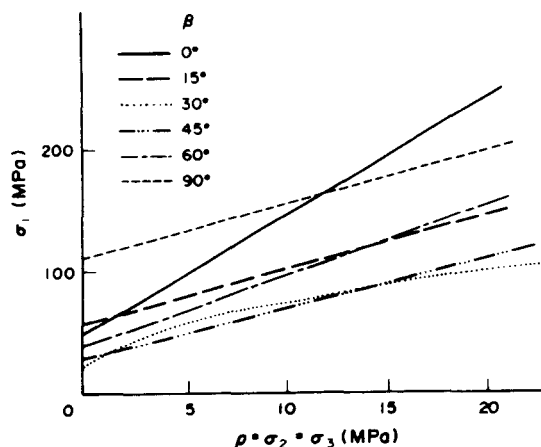


Figure 1.8 : Taux d'accroissement de la résistance d'un schiste suivant la pression de confinement ( $p$ ) et l'angle ( $\theta$ ) entre la contrainte principale maximale ( $\sigma_1$ ) et le plan de schistosité [d'après Akai et al (1970)]

4 - Les modes de rupture les plus caractéristiques sont : la rupture par extension le long ou en travers des plans de stratification (pour  $\theta=0^\circ-15^\circ$ ); la rupture par glissement le long de ces plans (pour  $\theta=15^\circ-45^\circ$  ( $60^\circ$ )); la rupture par cisaillement, les plans de rupture faisant un angle  $\theta_r=20^\circ-30^\circ$  avec la contrainte principale majeure quelle que soit l'orientation (en particulier pour  $\theta=60^\circ-90^\circ$ ); l'écoulement ou le glissement "plastique" le long du plan de stratification (pour  $\theta=40^\circ-90^\circ$ ); l'écoulement dévié (kink) qui consiste à une rotation du plan de faiblesse (pour  $\theta=0^\circ-30^\circ$ ), (cf. figure 1.9). Cependant, il est important de noter que les modes de rupture ne sont pas aléatoires mais varient continûment suivant l'orientation ( $\theta$ ) et la pression de confinement.

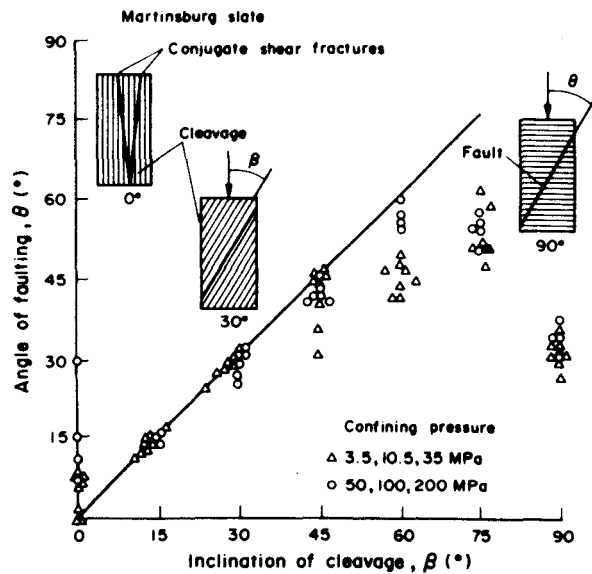


Figure 1.9 : Angle et mode de rupture de l'ardoise de Martinsburg suivant l'orientation de la contrainte principale majeure ( $\sigma_1$ ) par rapport au clivage [d'après Donath (1963)]

5 - L'anisotropie des modules est généralement plus importante que l'anisotropie des résistances à la rupture.

6 - Finalement, les roches anisotropes soumises à une pression isotrope subissent des distorsions (figure 1.10).

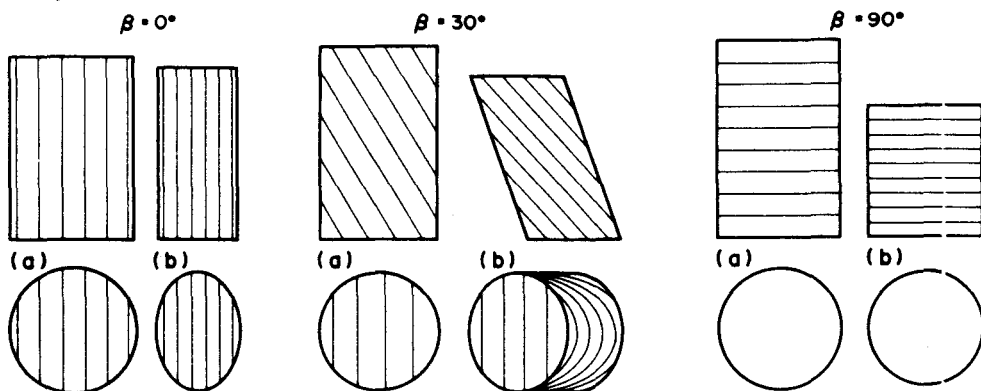


Figure 1.10 : Déformation de roche stratifiée sous un état de pression isotrope supérieure à 100MPa, schéma réalisés par Kwasniewski (1993) sur la base des photos d'échantillons de diatomite testés par Alliot et al (1977) : (a) avant chargement et (b) après déchargement

Pour clore cette étude bibliographique, passons en revue les modèles analytiques associées aux milieux anisotropes.

### 1.3 - MODÈLES ANALYTIQUES

Plusieurs modèles ont été proposés pour prendre en compte le caractère directionnel de la résistance au cisaillement des roches anisotropes. Ils se répartissent en deux groupes selon que la roche anisotrope est supposée continue à l'échelle de l'échantillon ou discontinue, par exemple coupé par un joint ou un ensemble de joints réguliers. Les modèles continus respectent la variation continue des propriétés mécaniques du matériau. Pour les modèles discontinus nous pouvons nous reporter aux critères de rupture proposés par Jaeger (1960), Ladanyi et Archambault (1972, 1980) et Hoek et Brown (1980).

Plusieurs théories ont été proposées pour décrire le comportement à la rupture des roches anisotropes continues. Nous distinguons deux sous groupes : celles qui négligent la contrainte principale intermédiaire et celles qui en tiennent compte.

Pour les théories du premier sous groupe nous avons les critères proposés par Jaeger (1960), McClintock et Walsh (1962), Walsh et Brace (1964), Murrell (1965), McLamore et Gray (1967), Hoek (1964, 1968), Barron (1971), Bieniawski (1974) et Hoek et Brown (1980). Ces théories empiriques sont simples dans leur formulation et d'une utilisation très pratique mais exigent beaucoup de données expérimentales.

Pour les théories formulées dans l'espace tridimensionnel des contraintes nous avons les critères proposés par Pariseau (1972), Boehler et Sawczuck (1977), Nova et Sacchi (1979), Dafalias (1979), Nova (1980), Boehler et Raclin (1982), Nova (1986), Dafalias (1987). Généralement, l'écroutissement du matériau n'est pas pris en compte. Si c'est le cas (Dafalias (1979), Nova et Sacchi (1979), Boehler et Raclin (1982), Nova (1986)), soit la validation du modèle n'a pas été faite à cause du manque de données expérimentales, soit le modèle ne convient pas quantitativement.

Comme dans la majorité des cas, le mécanisme de rupture des roches stratifiées est bien décrit par les théories de Jaeger (1960), rappelons les :

(a) **La théorie d'un seul plan de faiblesse de Jaeger** : c'est un modèle discontinu qui décrit correctement la résistance au cisaillement d'une roche isotrope coupé par un ou plusieurs joints réguliers. Le critère de rupture de Mohr-Coulomb est appliqué séparément à la roche et à l'ensemble de joints. Soient  $C_j$  et  $\phi_j$  la cohésion et l'angle de frottement le long du plan de faiblesse. Similairement, soient  $C$  et  $\phi$  la cohésion et l'angle de frottement de la roche intacte ou matrice du massif rocheux. Si l'ensemble de joints est incliné d'un angle  $\psi$  par rapport à la direction de la contrainte principale majeure  $\sigma_1$  d'un état de contraintes  $\sigma_1, \sigma_3$  appliqué (le champ de contraintes appliqué peut être biaxial ( $\sigma_1, \sigma_3$ ), triaxial de révolution



$(\sigma_1, \sigma_2=\sigma_3)$  ou multiaxial  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ , étant donné que le critère de Mohr-Coulomb ne tient pas compte de la contrainte principale intermédiaire  $\sigma_2$ , le critère de rupture de Mohr-Coulomb pour l'ensemble des joints ( $K_j$ ) et la matrice rocheuse ( $K_r$ ) peut être formulé respectivement comme suit :

$$(1.18) \quad K_j = \frac{\sigma_3 + H}{\sigma_1 + H} = \frac{\text{tg}\psi}{\text{tg}(\psi + \phi_j)}$$

$$(1.19) \quad K_r = \frac{\sigma_3}{\sigma_1} = \frac{1}{\frac{q_u}{\sigma_3} + \text{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right)}$$

Où  $H=C_j \cot \phi_j$

$$q_u = 2C \text{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right)$$

$q_u$  est l'expression de la résistance en compression uniaxiale de la matrice.

En utilisant une procédure similaire à celle proposée par Goodman (1976) et Bray (1967),  $\sigma_1$  est supposé être de compression et l'ensemble des joints supposé ne pas avoir de cohésion ( $C_j=H=0$ ). Par conséquent, l'équation (1.18) montre que le rapport de contraintes principales ( $K_j$ ) qui mobilise la résistance au cisaillement le long des plans de faiblesse ou qui produit le glissement, varie sensiblement avec l'orientation  $\psi$ . Le maximum de  $K_j$  est atteint lorsque  $|\psi| = 45^\circ - \frac{\phi_j}{2}$ . Ceci est illustré sur la figure 1.11 où le critère de rupture  $K_j$  est représenté en fonction de  $\psi$ , pour  $\psi$  compris entre  $-90^\circ$  et  $90^\circ$  et  $\phi_j$  égale à  $40^\circ$ . La représentation polaire ( $K = \frac{\sigma_3}{\sigma_1}, \psi$ ) proposée par Bray a été utilisée. Tout point à l'intérieur ou sur la surface du domaine hachuré de la figure 1.11 est tel que le glissement se produise le long des plans de faiblesse. Ceci arrive quand  $\sigma_3$  est de compression ( $K$  positif) ou de traction ( $K$  négatif).

De la même façon, la résistance au cisaillement dans la matrice est représentée sur la figure 1.11 par des cercles concentriques de rayons  $K_r$  (équation 1.19), pour chaque valeur du rapport  $\frac{\sigma_3}{\sigma_1}$  et pour  $\phi=50^\circ$ . Nous observons alors trois modes de rupture différents :

- si le point  $(K, \psi)$  est dans la région (c) la matrice se rompt indépendamment des joints et le plan de rupture est orienté d'un angle  $(45^\circ - \frac{\phi}{2})$  par rapport à la contrainte principale majeure,

- si le point  $(K, \psi)$  est à l'intérieur ou sur la surface du domaine hachuré (b), une rupture par glissement se produit le long des plans de faiblesses,
- si le point  $(K, \psi)$  est dans la zone (a) la rupture se produit le long de l'ensemble des joints pour les faibles valeurs de  $K$  ou au sein de la matrice pour les grandes valeurs de  $K$ .

L'analyse précédente considère seulement le phénomène de glissement et néglige l'ouverture éventuelle de joint, sous l'état de contraintes  $(\sigma_1, \sigma_3)$ . Si les plans de faiblesse n'ont pas de résistance en traction, une hypothèse raisonnable, un joint s'ouvrirait si la contrainte normale agit en travers ( $K$  devient négatif). Cette hypothèse supplémentaire doit être ajoutée au modèle précédent.

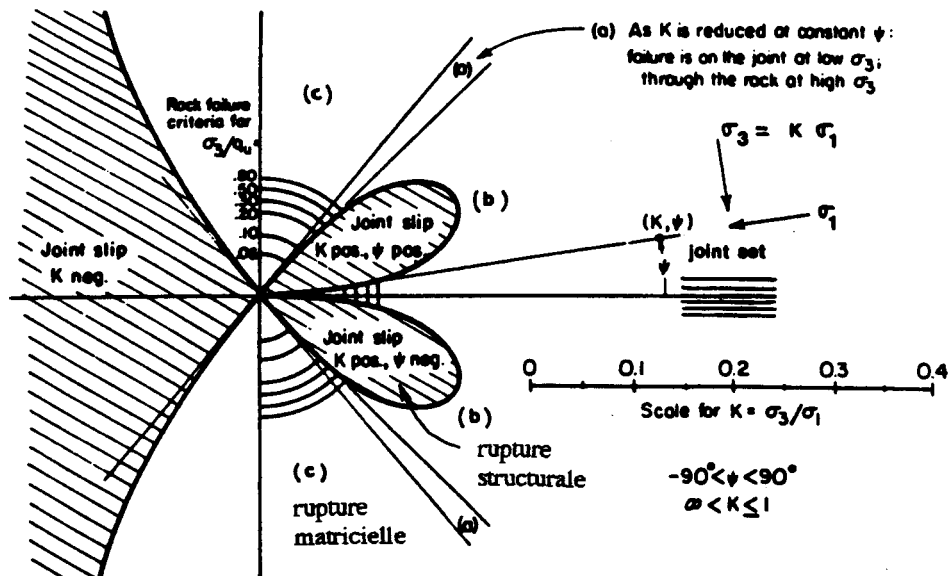


Figure 1.11 : Diagramme de Bray pour un ensemble de joints réguliers avec  $\phi_j=40^\circ$  dans une roche avec  $\phi=50^\circ$ , [d'après Goodman, 1976]

La figure 1.12 est un mode de représentation alternatif de la résistance au cisaillement d'une roche anisotrope souvent utilisé dans la littérature.

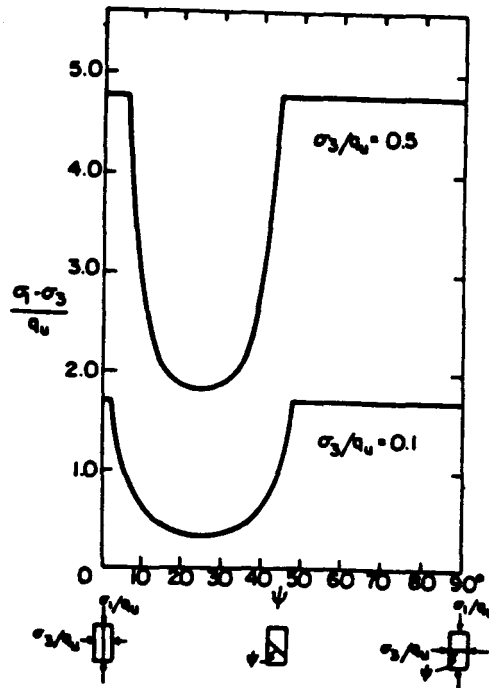


Figure 1.12 : Anisotropie d'une roche avec un ensemble de joints réguliers :  $\phi_j=40^\circ$ ,  $\phi=50^\circ$   
[d'après Goodman, 1976]

Si la matrice rocheuse est coupée par plusieurs ensembles de joints, la représentation graphique des figures 1.11 et 1.12 peut être utilisée pour chaque ensemble de joints et ensuite superposée. Cette technique a été suggérée par Bray (1967) et Kobayashi (1970). Cependant, ce principe de superposition est correct tant qu'il n'y a pas d'interaction entre les différents ensembles de joints ou de redistribution de contraintes.

(b) **La théorie de la cohésion variable de Jaeger** : C'est un modèle continu qui décrit la résistance au cisaillement de roche anisotrope avec une cohésion qui varie continûment suivant l'orientation du plan préférentiel.

Considérons une roche qui présente une direction d'anisotropie plane inclinée d'un angle  $\psi$  par rapport à la direction de la contrainte principale majeure  $\sigma_1$  d'un état de contraintes  $(\sigma_1, \sigma_3)$  appliqué (figure 1.13a). Jaeger (1960) suppose que la résistance au cisaillement d'une telle roche peut être décrite par un critère Mohr-Coulomb modifié. Sur n'importe quel plan incliné d'un angle  $\alpha$  par rapport à la direction de  $\sigma_1$  (figure 1.13b) la résistance au cisaillement est donnée par l'expression suivante :

$$(1.20) \quad \tau = C_\alpha + \sigma_n \operatorname{tg} \phi$$

Ou bien

$$(1.21) \quad (\sigma_1 - \sigma_3)_r = \frac{2(C_\alpha - \sigma_3 \operatorname{tg} \phi)}{\operatorname{tg} \phi - \sqrt{\operatorname{tg}^2 \phi + 1}}$$

Avec  $\sigma_n$  et  $\tau$  respectivement la contrainte normale et la contrainte de cisaillement le long de ce plan.

Le coefficient de frottement  $\text{tg}\phi$  est supposé constant.

La "cohésion"  $C_\alpha$  est exprimée comme une fonction de l'orientation de la forme :

$$(1.22) \quad C_\alpha = S_1 - S_2 \cos 2(\alpha - \psi)$$

$S_1$ ,  $S_2$  sont des paramètres du modèle qui sont déterminés à partir des résultats expérimentaux. Selon l'équation (1.22) la "cohésion" varie continûment entre  $(S_1 - S_2)$  et  $(S_1 + S_2)$ .

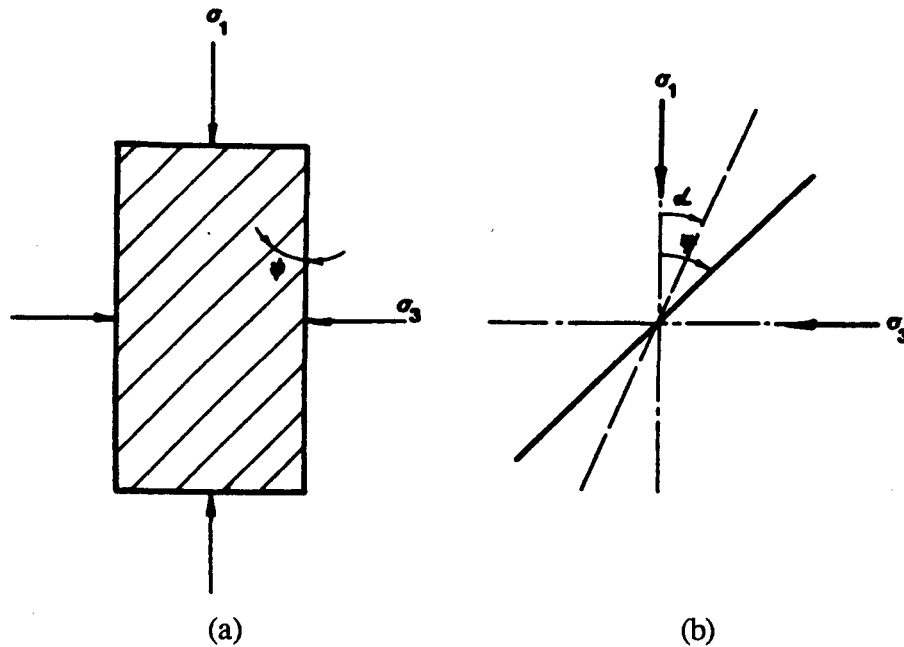


Figure 1.13 : Théorie de Jaeger

**(c) La théorie de la cohésion variable de Jaeger modifiée par McLamore et Gray :**

La deuxième théorie de Jaeger a été modifiée par McLamore et Gray (1967) pour prendre en compte la variation continue du coefficient de frottement interne et reproduire la tendance, parfois observée, pour le développement "d'épaulés" dans le tracé de la courbe  $(\sigma_1 - \sigma_3)_{\text{Max}} = f(\psi)$  au voisinage des orientations  $0^\circ$  et  $90^\circ$  (cf. figure 1.12).

Ainsi, McLamore et Gray (1967) ont analysé le comportement de "shales" et d'ardoises en termes de variation de la cohésion et de l'angle de frottement interne. Les échantillons de "shale" et d'ardoise étaient testés en compression triaxiale pour différentes orientations du plan préférentiel. Pour chaque orientation, le tracé de la contrainte déviatorique à la rupture  $(\sigma_1 - \sigma_3)_r$  en fonction de la pression de confinement  $(\sigma_3)$  est modérément courbe. Un exemple est donné sur la figure 1.14a. Si chaque nuage de points pour une orientation donnée est interpolé par une droite et si nous considérons le critère de rupture de Mohr-Coulomb, la cohésion  $C_\psi$  et l'angle de frottement interne  $\phi_\psi$  sont alors

déterminés. La figure 1.14b illustre l'évolution de ces deux grandeurs avec l'angle  $\psi$ , pour les courbes de la figure 1.14a. McLamore et Gray ont proposé que les paramètres  $C_\psi$  et  $\text{tg}\phi_\psi$  soient décrits par des fonctions continues de l'orientation ( $\psi$ ), comme suit :

$$C_\psi = S_1 - S_2 \left[ \cos 2(\psi_{\min,c} - \psi) \right]^n \quad (1.23)$$

$$\text{tg}\phi_\psi = T_1 - T_2 \left[ \cos 2(\psi_{\min,\phi} - \psi) \right]^m$$

Où  $S_1, S_2, T_1, T_2, n, m$  sont des constantes du modèle qui doivent être déterminées par calage sur les données expérimentales.  $\psi$  est défini dans la figure 1.13.  $\psi_{\min,c}$  et  $\psi_{\min,\phi}$  sont les valeurs de  $\psi$  correspondant aux minimums de  $C_\psi$  et  $\text{tg}\phi_\psi$  respectivement. Dans la figure 1.14b  $\psi_{\min,c} = \psi_{\min,\phi} = 30^\circ$ .

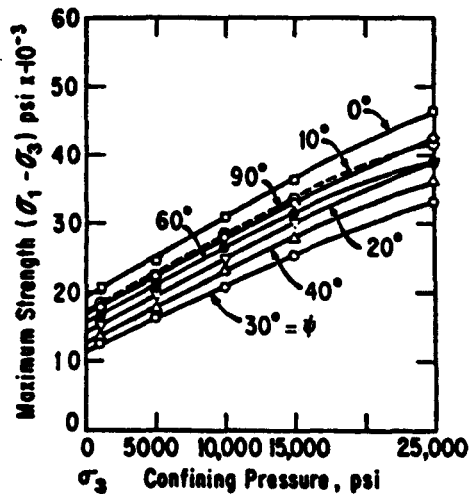


Figure 1.14a : Contrainte déviatorique à la rupture en fonction de la pression de confinement [Green River shale-2; McLamore et Gray, 1967]

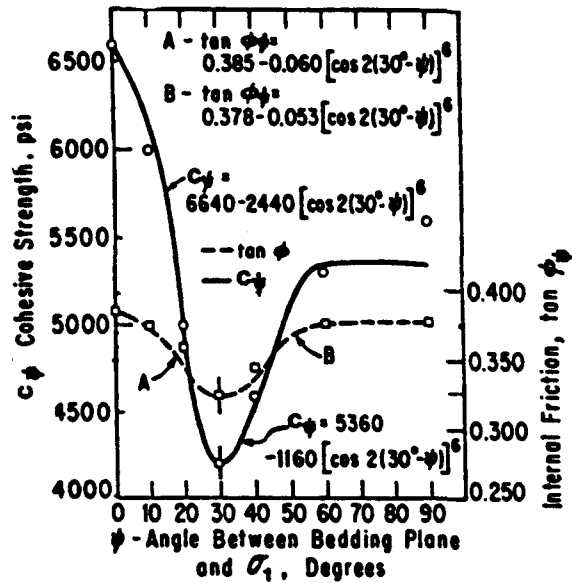


Figure 1.14b : Évolution de  $C_\psi$  et  $tg\phi_\psi$  en fonction de l'angle  $\psi$  [Green River shale-2; McLamore et Gray, 1967]

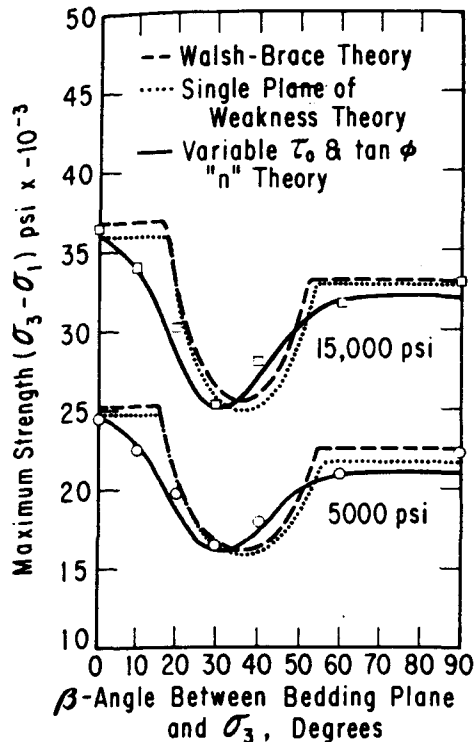


Figure 1.15 : Comparaisons entre les données expérimentales sur le Green River shale-2 et différentes théories de rupture pour les pressions de confinement 5000psi (35,2MPa) et 15000psi (105,5MPa), [McLamore et Gray, 1967]

Dans la figure 1.15 nous présentons les comparaisons des résultats expérimentaux sur la roche qui nous a servie d'exemple dans l'exposé de la théorie précédente avec la première théorie de Jaeger et la deuxième théorie modifiée par McLamore et Gray ou la 'n' théorie.

Souvent un seul ensemble de constantes ne permet pas de bien décrire l'évolution de  $C_\psi$  et  $tg\phi_\psi$  entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . Ainsi, McLamore et Gray suggèrent d'utiliser différents ensembles de constantes pour différents intervalles de l'angle  $\psi$ , comme dans la figure 1.14b.

Enfin, étant donné qu'une enveloppe de Mohr-Coulomb est associée à chaque orientation, la rupture se produit théoriquement à l'angle donné par  $(45^\circ - \frac{\phi_\psi}{2})$  par rapport à la direction de  $\sigma_1$ ,  $\phi_\psi$  étant défini dans l'équation (1.23).

## 1.4 - CONCLUSION

La loi de Hooke a été exposée dans sa forme générale. En particulier pour un matériau orthotrope (9 coefficients élastiques indépendants) et isotrope transverse (5 coefficients élastiques indépendants).

La conditions d'équilibre thermodynamique définit le domaine de variation de chaque coefficient élastique.

Ainsi, pour un milieu isotrope transverse (cas à priori de l'argilite de Tournemire), les cinq coefficients élastiques indépendants dans le repère structural  $(S_1, S_2, S_3)$  sont :

- un module d'Young ( $E_1$ ) dans l'axe de révolution ( $S_1$ ),
- un module d'Young ( $E_2$ ) dans le plan d'isotropie ( $S_2, S_3$ ),
- un module de cisaillement ( $G_{12}$ ) qui caractérise la relation entre la déformation de cisaillement et la contrainte de cisaillement dans un plan contenant l'axe de révolution,  $(S_1, S_2)$  et  $(S_3, S_1)$ ,
- un coefficient de Poisson ( $\nu_{12}$ ) qui caractérise la déformation dans le plan d'isotropie, pour une compression suivant l'axe de révolution,
- un coefficient de Poisson ( $\nu_{23}$ ) qui caractérise la déformation dans la direction ( $S_3$ ) pour une compression dans la direction ( $S_2$ ) et vice versa.

Ces paramètres élastiques doivent vérifier les inégalités suivantes :

$$E_1, E_2, G_{12} > 0$$

$$-1 < \nu_{23} < 1$$

$$1 - \nu_{23} - 2 \frac{E_2}{E_1} \nu_{12}^2 > 0$$

Les observations expérimentales et les modèles analytiques ont permis d'étudier l'évolution des caractéristiques mécaniques des milieux anisotropes.

Les théories de Jaeger (1960) sont détaillées car dans la majorité des cas, le mécanisme de rupture des roches stratifiées est bien décrit.

Dans la suite de ce mémoire, nous ferons référence à des éléments de cette étude bibliographique, pour mieux situer notre travail.

## CHAPITRE II

# ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE



## 2.1 INTRODUCTION

Lorsqu'on aborde le comportement d'un matériau aussi cohérent et aussi raide que l'argilite de Tournemire, l'on est tenté d'utiliser une approche de mécanique des roches plutôt qu'une approche de mécanique des sols où la pression de consolidation joue un rôle très important. C'est donc ce qui a été effectué dans un premier temps.

Après de nombreux essais triaxiaux de caractérisation, nous nous sommes posés les questions suivantes :

- La roche est anisotrope, de quelle type d'anisotropie s'agit-il ?
- La roche est-elle anisotrope en ce qui concerne ses modules et ses résistances ?
- La roche est-elle plutôt de type plastique ou de type endommageable ?

Nous répondrons à chacun de ces points pour justifier le choix de la modélisation qui sera développée au prochain chapitre.

## 2.2 PRÉSENTATION DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE

Le matériau étudié provient des argiles du Toarcien (Jurassique inférieur, milieu de l'ère secondaire) du Site de Tournemire dans l'Aveyron (France). Ce site est sous la direction du Laboratoire d'études de Méthodologies In Situ (LEMI).

L'anisotropie de formation de ces dépôts sédimentaires confère à l'argilite de Tournemire une anisotropie de type orthotrope de révolution dont le plan isotrope est le plan de stratification.

Les analyses minéralogiques par diffraction X (Schmitt, 1994) ont donné la composition moyenne suivante : minéraux argileux 55%, Quartz 19%, Calcite 15% et autres 11%, dont dolomite, sidérite, feldspaths, pyrite. Les minéraux argileux se répartissent comme suit : Kaolinite 50%, Illite 30%, Interstratifiés I/S 15% et Chlorite 5%. Par conséquent, la classification d'un tel matériau dans un diagramme minéralogique lui donne le nom d'argilite siliceuse.

La porosité et la densité suivant la température de séchage sont données dans le Tableau 2.1.

Séchage	Porosité	Densité
65°	8,35%	2,72
80°	8,53%	2,73
150°	13,7%	2,76

Tableau 2.1 : Mesures de la porosité et de la densité de solide en fonction de la température de séchage [d'après Schmitt, 1994]

La teneur en eau du matériau varie de 4,5% à 8%, Fourmaintraux D. (1990).

Pour éviter l'influence de la teneur en eau, les blocs d'argilite provenant du site ont été protégés par un revêtement imperméable (Rubson), avant tout prélèvement d'échantillons pour les essais en laboratoires.

### 2.3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'échantillon est placé dans une cellule remplie d'huile hydraulique qui transmet la pression de confinement. L'ensemble est mis sous une presse hydraulique (INSTRON - force maximale 50 tonnes) qui produit la contrainte déviatorique par l'intermédiaire d'un piston traversant le chapeau supérieur de la cellule. La vitesse de déplacement axial est de  $1,6 \cdot 10^{-4}$  mm/s  $\left( \dot{\epsilon} = 2,0 \cdot 10^{-6} / s \right)$  en chargement monotone et de  $3,5 \cdot 10^{-4}$  mm/s  $\left( \dot{\epsilon} = 4,50 \cdot 10^{-6} / s \right)$  en cycles de chargement - déchargement. La vitesse pour les essais en force contrôlée était de  $2 \cdot 10^{-3}$  KN/s  $\left( \dot{\sigma} = 1,86 \cdot 10^{-3} \text{ MPa/s} \right)$ . Les signaux des jauges sont enregistrés sur une chaîne d'acquisition automatique. La figure 2.1 donne le schéma de principe du dispositif d'essai.

Afin d'éviter que l'huile ne rentre dans l'échantillon, celui-ci est protégé par une gaine en silastène. Ce matériau très souple supporte de grandes déformations. Les fils de jonction des jauges traversent les gaines, l'étanchéité est assurée localement par un mastic à base de silicones (photo 2.1).

#### REMARQUE :

Le dispositif expérimental est à circuit ouvert au cours des essais triaxiaux. C'est à dire qu'on peut avoir une variation de masse du fluide de pore, donc des essais drainés. Cependant, nous avons constaté aucune variation de masse de fluide, due certainement aux facteurs suivants : la saturation partielle des échantillons, la perméabilité de l'argilite avec un degré de saturation faible et la vitesse de chargement.

Ainsi, tous les essais réalisés peuvent être considérés comme des essais non drainés.

Il aurait fallu mesurer le degré de saturation ou la teneur en eau de chaque échantillon.

Toutefois, tous les essais ont été réalisés dans les mêmes conditions expérimentales.

La cellule d'essai se compose principalement :

- d'un plateau inférieur muni d'une embase sur laquelle se place l'échantillon,
- d'un corps de cellule cylindrique,
- du plateau supérieur muni d'un piston permettant d'appliquer le déviateur,
- de six tirants solidarissant les plateaux inférieur et supérieur.

Les différents passages (fluides, liaisons électriques) s'effectuent par le plateau inférieur.

La mise en pression s'effectue au moyen d'un groupe de pompage Gilson avec une précision de 0,1 MPa.

Le confinement est contrôlé en outre par un capteur de pression. Le groupe de pompage ne pouvant pas réguler d'éventuels dépassements de la pression imposée, une micro vanne de régulation permet d'ajuster le confinement en cours d'essai. Les mesures par jauges d'extensométrie sont effectuées sur une centrale d'acquisition de données Vishay-Micromesures. Celle-ci possède 20 voies d'extensométrie. Elle est pilotée par un micro-ordinateur IBM PS 30 (photo 2.2). Les mesures sont converties automatiquement en micro déformations et stockées sur disquette. La chaîne d'acquisition possède en outre deux entrées analogiques. On peut ainsi enregistrer l'effort axial lu sur le capteur de force de la presse hydraulique et le déplacement du vérin (LVDT).



Photo 2.1 : Gaine de silastène et fils de jonction des jauges

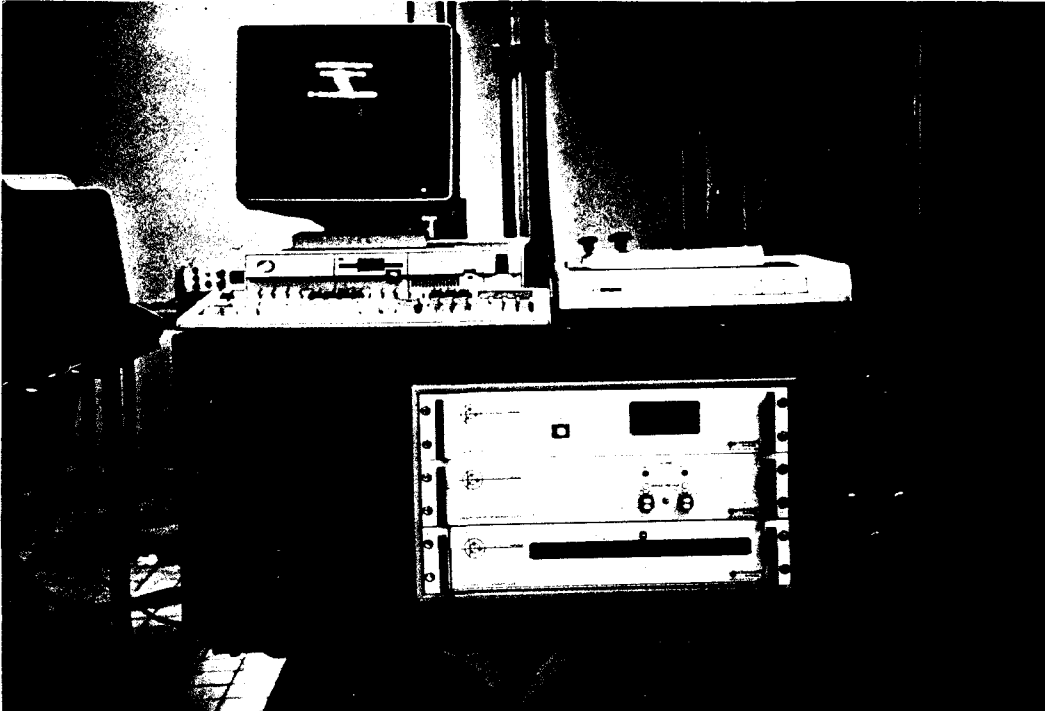


Photo 2.2 : Chaîne d'acquisition de données

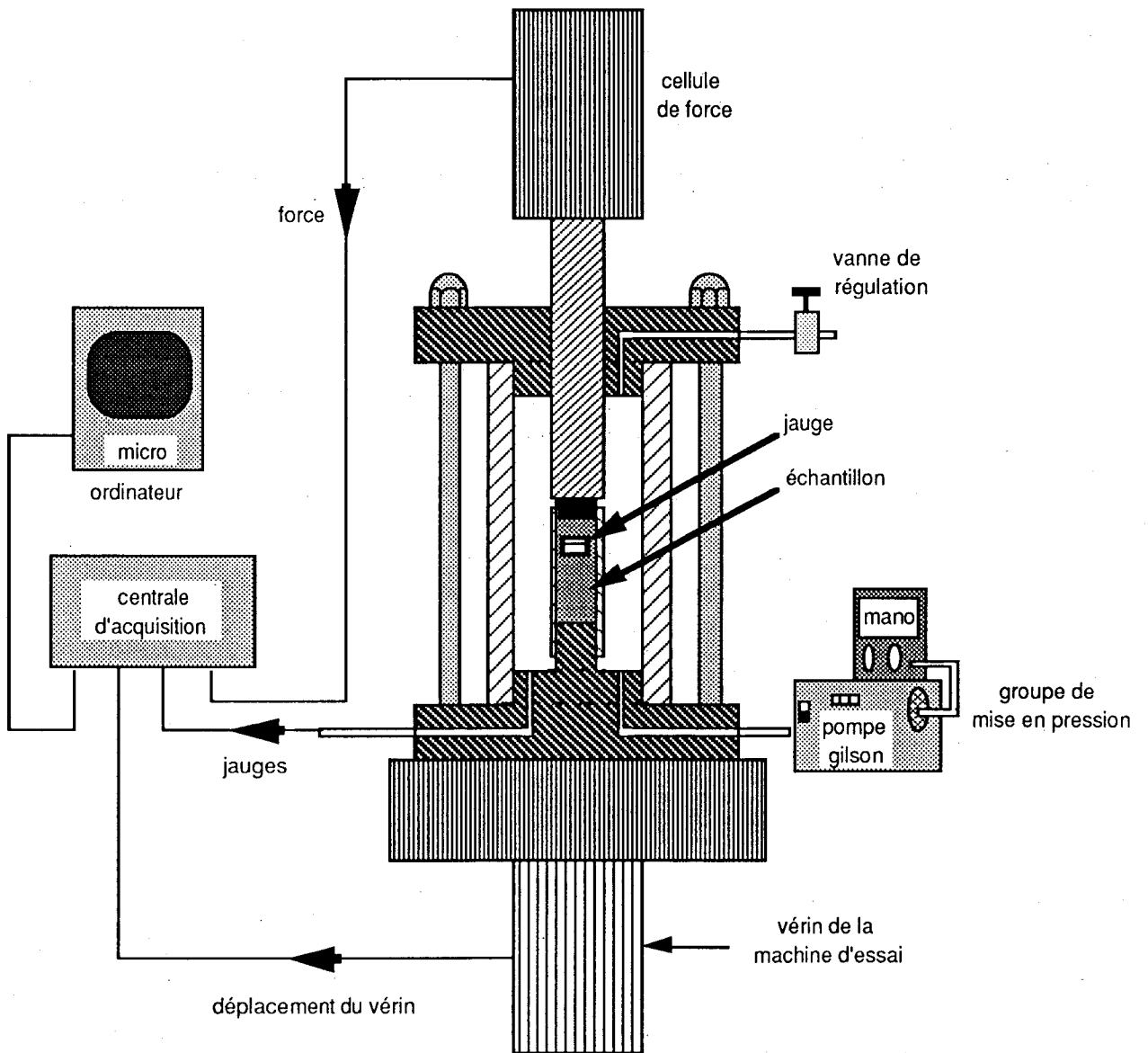


Figure 2.1 : Schéma de principe du dispositif expérimental

## 2.4 ESSAIS DE COMPRESSIBILITÉ

L'argilite de Tournemire présente une légère linéation qui correspond d'ailleurs au plan de décollement lorsqu'on laisse les échantillons se dessécher, ce plan pouvant être associé semble-t-il au plan de stratification de la roche. Il semble donc que cette roche soit anisotrope. Un moyen général de caractérisation pour connaître le type de l'anisotropie est d'utiliser une méthode ultrasonique (Cuxac, 1991). Malheureusement cette méthode caractérise sensiblement la partie élastique du comportement et non le comportement global incluant l'endommagement ou la partie plastique. En outre, elle nécessite une mise en forme de l'échantillon, très difficile à réaliser avec cette argilite. Une méthode simplifiée s'appliquant à notre argilite ou le plan est relativement observable à l'oeil nu, est de découper un cube en respectant les symétries (cf. figure 1.2). Nous noterons :  $S_1$  direction normale à la stratification,  $S_2S_3$  le plan de stratification. Il suffit alors de coller des jauges d'extensométrie dans le plan  $S_2S_3$  et dans la direction  $S_1$  (figure 2.2). Il suffit alors d'effectuer un chargement hydrostatique : si l'argilite est isotrope les réponses des jauges dans les trois directions doivent être identiques et s'il est isotrope transverse avec comme plan isotrope le plan de stratification, les réponses des jauges 2 et 3 doivent être identiques.

Les essais de compressibilité ont été réalisés sur des échantillons cubiques de  $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ . Les déformations dans les trois directions du repère de structure ont été mesurées par six jauges d'extensométrie selon le schéma de la figure 2.2. Après connexion des jauges, le cube a été enduit de silastène afin de le protéger du fluide de confinement (photos 2.3 et 2.4).

Cette façon de procéder implique nécessairement que ces essais soient non drainés. Le matériau étant partiellement saturé, la compressibilité du fluide de pore est difficile à déterminer.

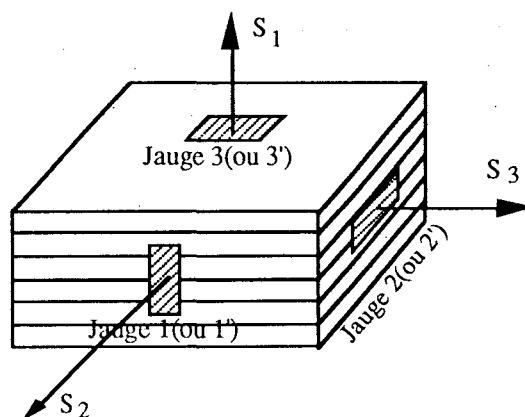


Figure 2.2 : Essai de compressibilité, position des jauges d'extensométrie sur un échantillon cubique ( $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ )

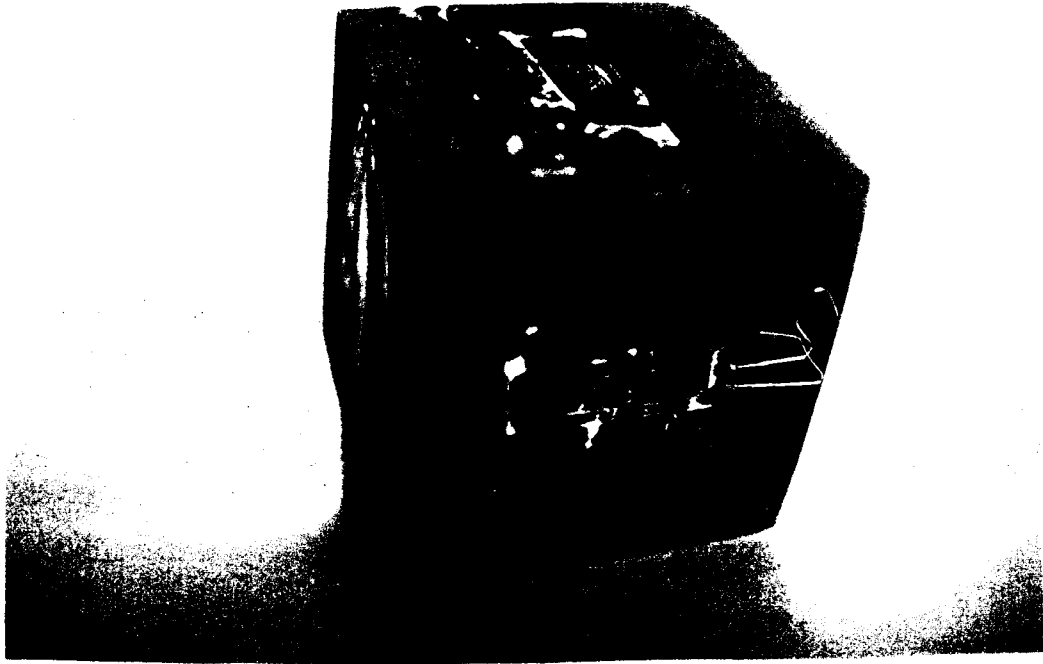


Photo 2.3 : Essai de compressibilité, présentation d'un cube avec trois des six jauges d'extensométrie



Photo 2.4 : Essai de compressibilité, cube enduit de silastène et fils de liaison des jauges

Nous avons réalisés successivement trois essais de compressibilité. Le but du premier est de caractériser le type d'anisotropie de l'argilite de Tournemire. Celui du deuxième la pression qui ferme la majorité de microfissures initiales. Et l'objectif du troisième est l'étude de l'évolution de la raideur de l'argilite. Tous les résultats sont donnés en Annexe 1.

### 2.4.1 ESSAI DE COMPRESSIBILITÉ N° 1

Deux cycles de chargement - déchargement complets ont été effectués. La pression de compression isotrope a atteint 50MPa. Quelques constatations s'imposent :

- Si nous considérons les diagrammes pour deux jauges ayant la même direction (figure 2.3), ils sont parfaitement recouvrables. Ceci signifie que la déformation de l'argilite de Tournemire est assez homogène.

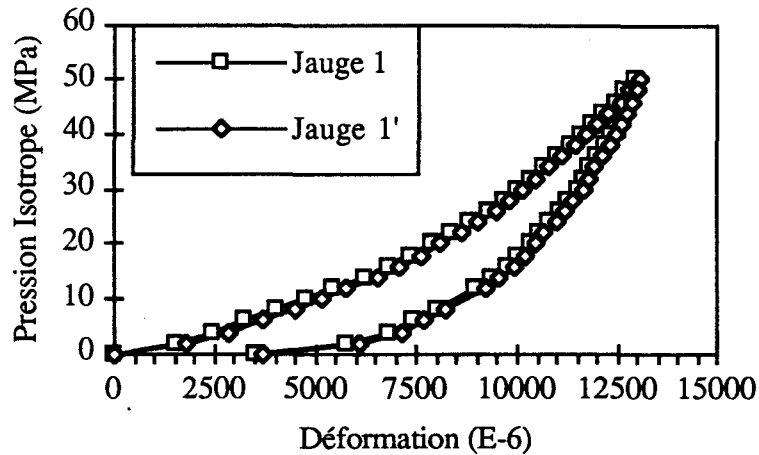


Figure 2.3 : Essai de compressibilité, courbe contrainte - déformation pour les jauges 1 et 1' (Essai n°1)

- La direction principale d'anisotropie est  $S_1$  (figure 2.4). En outre, vu de près, nous avons une légère anisotropie dans le plan de stratification ( $S_2, S_3$ ), (figure 2.5).

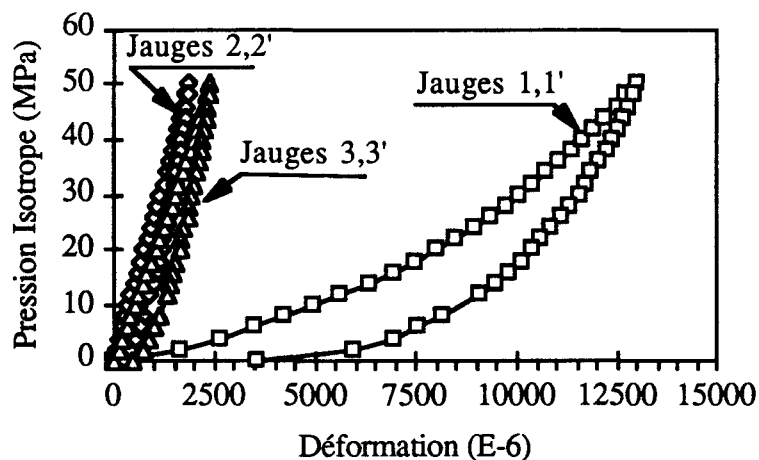


Figure 2.4 : Essai de compressibilité, comparaison des déformations dans les trois directions du repère structural



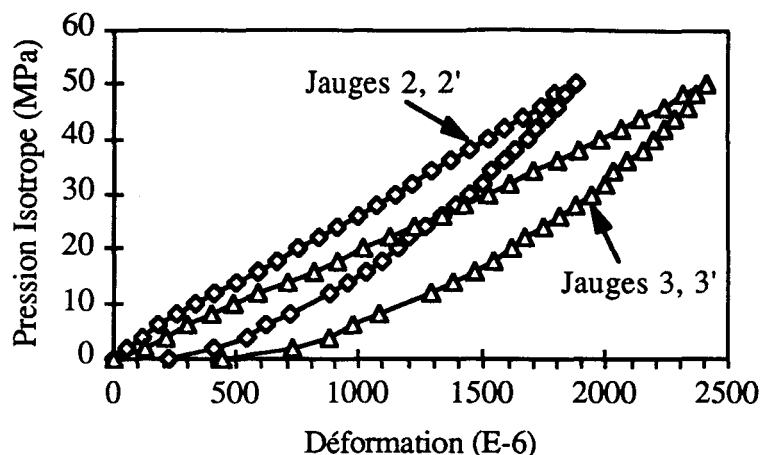


Figure 2.5 : Essai de compressibilité, comparaison des déformations dans le plan de stratification

– Les courbes pression - déformation volumique ne montrent pas de comportement linéaire jusqu'à 50MPa. Ainsi, nous nous sommes posés la question de savoir à quelle pression hydrostatique ces courbes deviennent linéaires ou quelle est la pression qui ferme la majorité de microfissures et produit le serrage maximum des strates. Pour répondre précisément à cette question il nous faudra disposer d'un essai avec une pression allant au-delà de 50MPa.

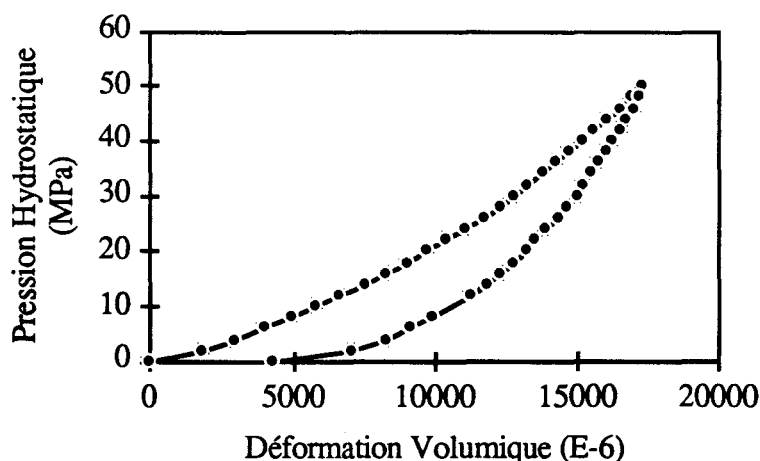


Figure 2.6 : Courbe pression hydrostatique - déformation volumique, (Essai n° 1)

## 2.4.2 ESSAI DE COMPRESSIBILITÉ N°2

Un deuxième essai de compressibilité avec une pression de confinement atteignant 100MPa a été réalisé après analyse du premier, concernant l'évolution de la déformation volumique en fonction de la pression hydrostatique.

Durant la première montée, nous avons eu une fuite d'huile à 50MPa; après réparation, nous avons effectué complètement le second et le troisième cycle de chargement - déchargement.

Avant toute analyse des résultats obtenus dans le deuxième essai, voyons si nous avons une bonne reproduction des essais. Ainsi, dans la figure 2.7a nous comparons les courbes pression - déformation volumique au cours du premier cycle des essais n°1 et n°2 et dans la figure 2.7b celles au cours du deuxième cycle. Nous constatons une reproduction très satisfaisante.

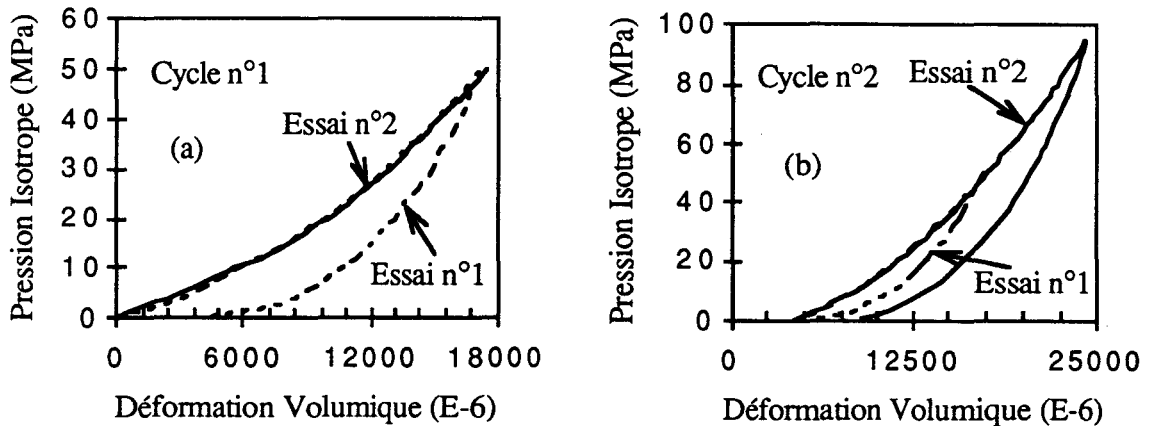


Figure 2.7 : Essai de compressibilité, comparaison des courbes pression isotrope - déformation volumique des essais n°1 et n°2

Finalement, nous pouvons supposer, en première approximation, que la pression de fermeture de la plupart des micro fissures et permettant le serrage maximum des strates est de l'ordre de 50MPa. Cependant, le déchargement effectué au delà montre que la courbe pression - déformation volumique bien qu'elle devient linéaire, n'est pas réversible. Ceci est dû essentiellement aux déformations anélastiques de la matrice ou des minéraux solides de la roche.

L'analyse des pentes de déchargement montre que le module de compressibilité de l'argilite croît avec la pression. Cependant, pour bien étudier l'évolution de la raideur du matériau il est préférable d'effectuer un essai de compressibilité dont le chemin de chargement se compose d'incrément de charge - palier de fluage et décharge (Cristescu, 1993).

### 2.4.3 ESSAI DE COMPRESSIBILITÉ N°3

L'échantillon de l'essai n°3 provient d'un bloc d'argilite différent de celui des essais précédents. Néanmoins, la courbe pression - déformation volumique se superpose assez bien avec celle correspondante au deuxième cycle des essais ci-dessus (figure 2.8) et non avec le premier cycle. Ceci est du, peut être, à l'histoire de chargement des deux blocs d'argilite.

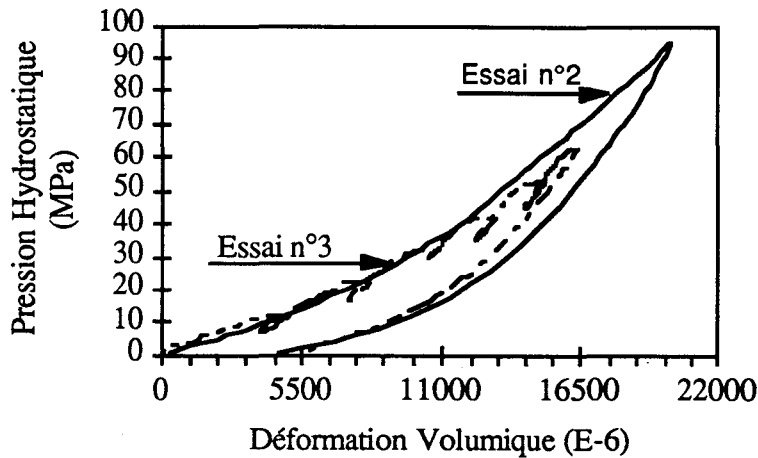


Figure 2.8 : Essai de compressibilité, comparaison des courbes pression - déformation volumique de l'essai n°3 et du deuxième cycle de l'essai n°1 ou n°2

La figure 2.9 permet, alors, d'estimer l'évolution du module de compressibilité au déchargement de l'argilite de Tournemire en fonction de la contrainte hydrostatique (tableau 2.2). Nous constatons que ce module n'évolue plus beaucoup avec la contrainte au delà de 50MPa.

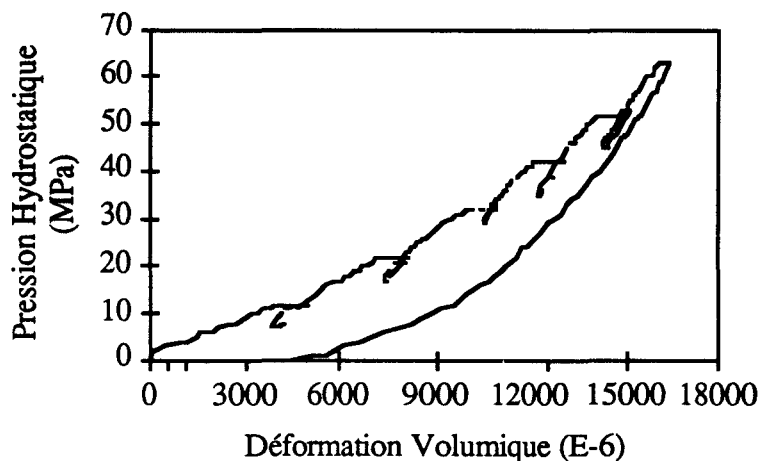


Figure 2.9 : Essai de compressibilité, courbe pression isotrope déformation volumique (Essai n°3)

Pression Hydrostatique (MPa)	Module de compressibilité (MPa)
12	5590
22	6965
32	8915
42	9675
53	11180
63	11915

Tableau 2.2 : Essai de compressibilité, Module de compressibilité en fonction de la pression

#### 2.4.4 CONCLUSION SUR LES ESSAIS DE COMPRESSION HYDROSTATIQUE

Nous rappelons que l'essai de compressibilité est l'essai mécanique permettant de mettre en lumière la porosité de fissure d'une roche. Cependant, nous avons utilisé ce essai pour identifier d'abord le comportement anisotrope de l'argilite de Tournemire. Ainsi, les figures 2.2 et 2.4 montrent d'un point de vue qualitatif le caractère anisotrope du champ de déformation : distorsion non nulle sous un état de contrainte isotrope en compression. La déformation suivant la direction  $S_1$ , qui est normale au plan de stratification ( $S_2S_3$ ), est plus importante que celles dans le plan d'isotropie. Il est raisonnable de supposer un comportement isotrope transverse pour l'argilite de Tournemire. Ceci a été également identifié à partir de la détermination des célérités des ondes dans des cubes d'argilite (tableau 2.3), (Cuxac, 1991).

En effet, les valeurs du tableau 2.3 révèlent la présence d'une anisotropie planaire très marquée selon le coefficient d'anisotropie de vitesse ( $\Delta M=50\%$ ) de Guyader et al (1986). En outre, dans ce plan aucun élément de symétrie important ne semble apparaître. Nous rappelons que Guyader et al (1986) déterminent la présence de deux types d'anisotropie à l'aide des deux paramètres suivants :

$$- \Delta M\% = 100 \left[ 1 - \frac{2V_1}{V_2 + V_3} \right] \text{ qui caractérise une anisotropie majeure,}$$

$$- \text{ et } \Delta m\% = 100 \frac{2(V_3 - V_2)}{V_2 + V_3} \text{ qui caractérise une anisotropie mineure,}$$

où  $V_1, V_2, V_3$  sont les ondes de compression sur les trois faces du cube testé, tel que  $V_1 < V_2 < V_3$ .

CUBE	FACE	V <sub>P</sub> m/s	V <sub>S1</sub> m/s	V <sub>S2</sub> m/s	ΔM%	Δm%
A	1	1790	1641	1642	48,93	2,74
	2	3457	1518	2368		
	3	3553	1622	2358		
B	1	1721	1591	1595	50,94	0,28
	2	3497	1626	2369		
	3	3506	1505	2345		
C	1	1742	1687	1705	50,52	1,54
	2	3493	1620	2350		
	3	3547	1562	2366		

Tableau 2.3 : Vitesses des ondes de compression (P) et de cisaillement (S) mesurées sur des cubes d'argilite [d'après Cuxac, 1991]

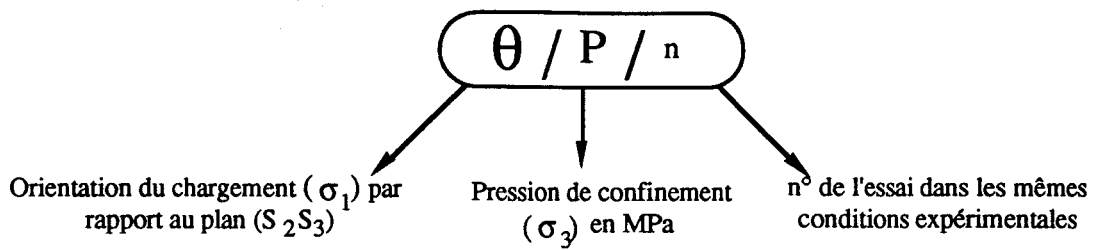
Dans la figure 2.9, nous observons aussi la compressibilité plastique du matériau étudié et la dépendance du comportement vis à vis de la contrainte moyenne. La pression de fermeture de la majorité des micro fissures est environ 50MPa.

## 2.5 ESSAIS TRIAXIAUX

### 2.5.1 REPÉRAGE DES ESSAIS

Les échantillons cylindriques utilisés pour la caractérisation des propriétés mécaniques ont, en général, un diamètre de 37 mm et un élanement voisin de 2. Cette taille d'échantillon semble correcte devant la taille des hétérogénéités pour cette roche à grains très fins. Les échantillons ont été carottés, à vitesse lente, à l'air, dans des orientations diverses par rapport au plan de stratification, (cf. figure 2.10).

Devant le nombre d'essais important à effectuer, et ceci en fonction de l'orientation de la structure, il faut utiliser une nomenclature simple et sans ambiguïté pour pouvoir identifier rapidement les essais. Celle proposée ci-dessous paraît être bien adaptée :



Les orientations testées sont  $\theta=0^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$ .

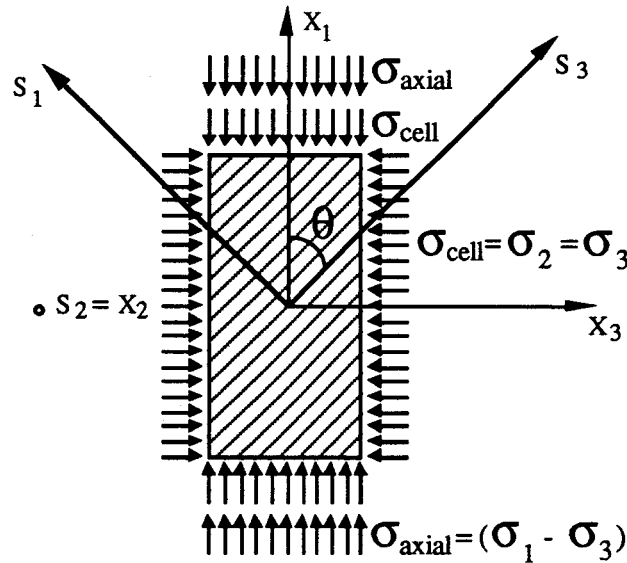


Figure 2.10 : Définition de l'essai triaxial

## 2.5.2 DÉMARCHE EXPÉRIMENTALE

Le programme expérimental a été réalisé pas à pas. Ainsi, nous avons commencé par réaliser des essais de chargement monotone. En particulier pour la pression de confinement de 1MPa, toutes les orientations citées précédemment ont été testées. Ceci, pour mettre en évidence l'anisotropie de déformation et de la résistance à la rupture. Ensuite, nous avons cherché à voir si la pression de confinement joue un rôle important sur la déformabilité de l'argilite de Tournemire. L'orientation la plus favorable pour étudier ce phénomène étant à priori  $\theta=90^\circ$ , nous avons effectué essentiellement pour cette orientation les essais de chargement monotone pour les pressions de confinement 1, 5, 10, 20, 25, 30, 40 et 50 MPa. Toutefois, l'évolution de la déformabilité suivant la pression de confinement pour  $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  et  $60^\circ$  a été également étudiée.

Du fait du comportement élastoplastique anisotrope de l'argilite de Tournemire (montré au paragraphe précédent) nous avons alors réalisé des essais de chargement -

déchargement avec des cycles complets pour diverses orientations et différentes pressions de confinement. Ces essais nous ont permis non seulement d'étudier l'évolution de l'anisotropie des constantes élastiques mais aussi de la rupture avec la pression de confinement. Cependant, les cycles de déchargement - chargement présentent des boucles d'hystérésis importantes, caractéristiques d'une dissipation d'énergie. Les paramètres élastiques obtenus en négligeant ce phénomène ne vérifient pas d'une manière exacte la symétrie de la matrice d'élasticité. Pour résoudre ce problème, nous avons donc réalisé des essais de chargement - déchargement avec des paliers de relaxation pour différentes orientations et différentes pressions de confinement. Les constantes élastiques sont ainsi déterminées à partir de la première partie du cycle de déchargement qui suit le temps de stabilisation des paliers de relaxation. Par ailleurs, les courbes de déchargement et chargement après la phase de relaxation sont parfaitement réversibles.

### 2.5.3 INSTRUMENTATION DES ÉPROUVETTES

Le champ de déformation a été caractérisé à l'aide des mesures par jauges d'extensométrie (figures 2.11 et 2.12). Cependant, il est important que la taille de la jauge soit faible vis à vis du diamètre de l'échantillon afin de donner une mesure correcte dans les orientations choisies : 10 mm semble être une longueur maximale pour un diamètre de 37 mm.

- Deux jauges sont placées dans la direction  $X_1$  de l'axe de chargement de l'échantillon. Ces jauges permettent de mesurer la déformation longitudinale de l'échantillon. La valeur moyenne des informations sera notée  $\epsilon_1$ .

- Deux jauges sont placées dans le plan de stratification, c'est à dire dans la direction  $X_2$ . Ces jauges mesurent la déformation transversale parallèle au plan d'isotropie. La valeur moyenne des mesures sera notée  $\epsilon_{3//}$ .

- Deux jauges sont placées dans le plan perpendiculaire au plan de stratification ou dans la direction  $X_3$ . Elles mesurent la déformation transversale perpendiculaire au plan de stratification.  $\epsilon_{3p}$  représentera la valeur moyenne des mesures.

Dans le cas des éprouvettes à  $\theta=90^\circ$  l'instrumentation a été simplifiée : deux jauges longitudinales et deux jauges transversales car dans ce cas  $\epsilon_{3//} = \epsilon_{3p}$ , (figure 2.12).

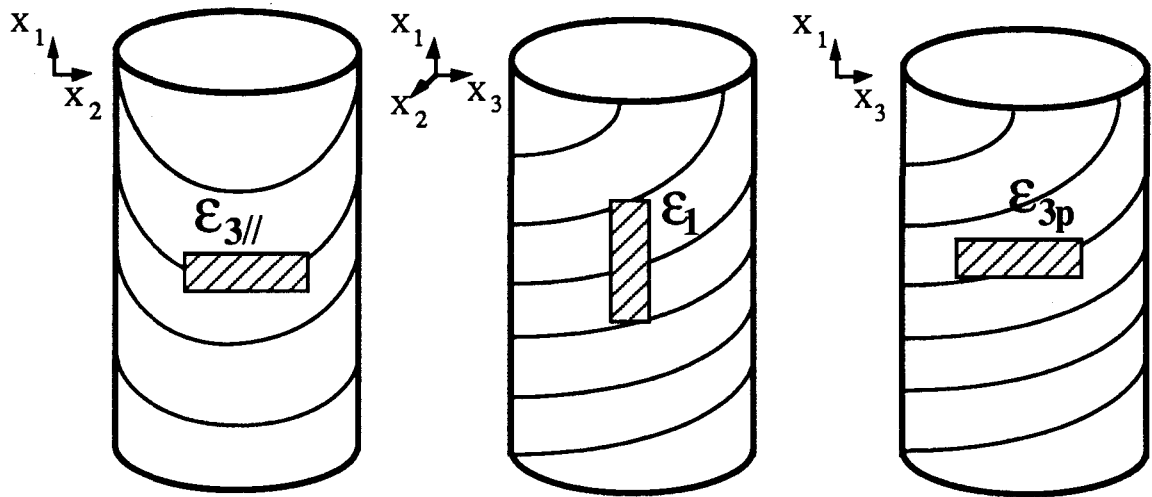


Figure 2.11 : Schéma de disposition des jauges d'extensométrie dans un essai triaxial de révolution

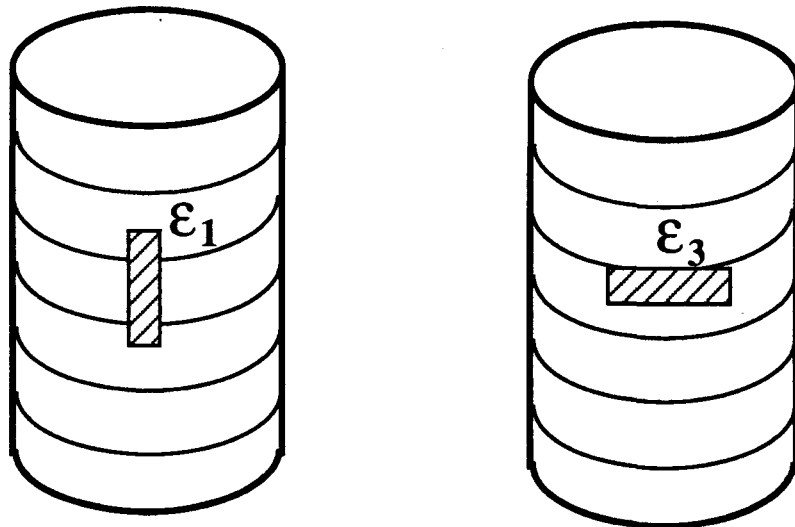


Figure 2.12 : Schéma des jauges pour éprouvettes à  $\theta=90^\circ$

## 2.5.4 ÉTUDE QUALITATIVE DU COMPORTEMENT DE L'ARGILITE

L'étude du comportement de l'argilite montre que cette roche fragile est orthotrope de révolution (cf. paragraphe 2.3) et élastoplastique (figure 2.13) plutôt qu'élasto-endommageable.



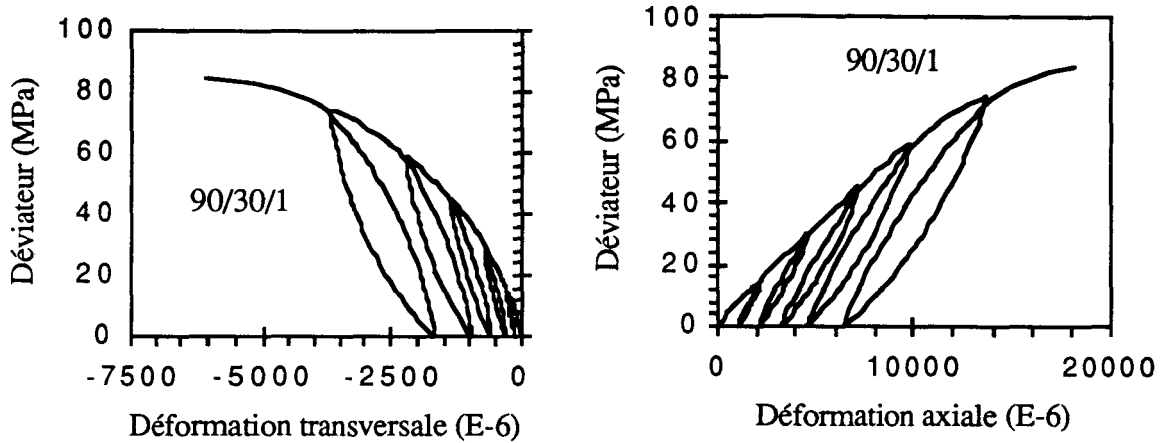


Figure 2.13 : Courbe contrainte - déformation, orientation  $\theta=90^\circ$ , pression de confinement 30MPa

En effet, rappelons tout d'abord la définition d'un matériau élasto - endommageable. Effectuons des cycles de chargement - déchargement lors d'essais triaxiaux par exemple et examinons la réponse en déformation transversale (le raisonnement est également applicable aux déformations longitudinales mais en général le comportement est moins mis en évidence dans ce cas). Si au cours des cycles de déchargement les déformations reviennent à zéro (figure 2.14), alors le matériau est élasto - endommageable et le mécanisme principal de déformation est la microfissuration. Dans ce cas le matériau apparaît généralement très dilatant (IKOGOU, 1991).

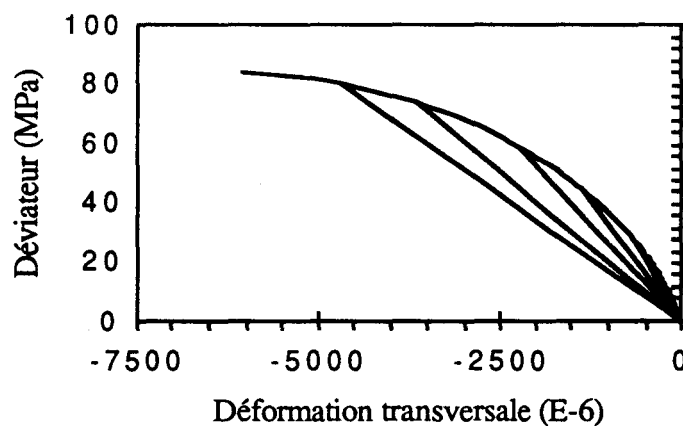


Figure 2.14 : Courbe contrainte - déformation transversale typique pour un matériau élasto - endommageable

Si l'on suppose le matériau élastoplastique, alors les cycles de chargement - déchargement restent parallèles entre eux (figure 2.15). Dans ce cas le mécanisme de déformation est du glissement intercrystallins (ou rupture de liaisons entre particules).

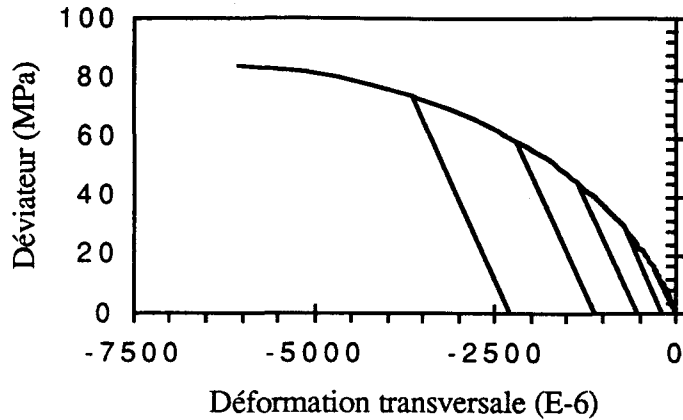


Figure 2.15 : Courbe contrainte - déformation transversale typique pour un matériau élastoplastique

Cependant, le fait de négliger tout endommagement dans le cas de l'argilite de Tournemire, est une restriction essentielle dans un premier temps, qu'il conviendra de lever ultérieurement en envisageant le couplage entre plasticité et endommagement. Il serait aussi intéressant d'étudier l'influence de l'anisotropie induite sur le comportement de ce matériau.

Nous savons que le domaine de validité de l'approximation élastoplastique qui est conçue comme un cas limite de l'élastoviscoplasticité, se situe, pour des conditions adéquates de température, à la fois du côté des chargements infiniment lents, donnant lieu à des réponses asymptotiques stabilisées, et de celui des chargements très rapides tels que la viscosité " n'ait pas le temps " de se manifester, (Dominique F. et al 1992).

Ainsi, bien que nous négligeons la viscosité, nous avons constaté au cours des essais de chargement - déchargement avec des paliers de relaxation, la manifestation de cette viscosité parfois assez importante (figure 2.16).

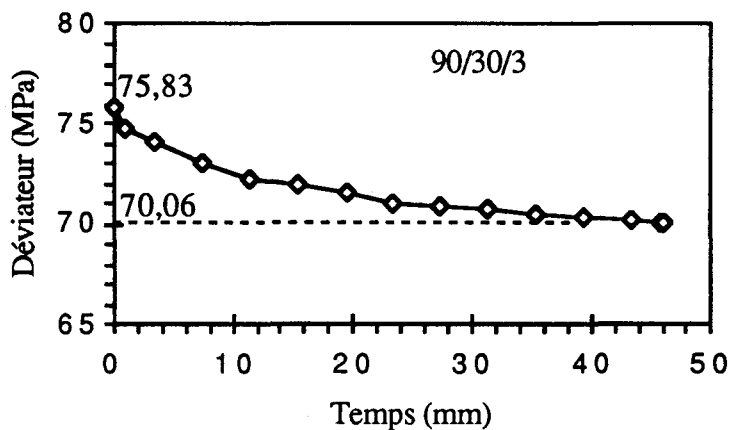


Figure 2.16 : Résultat représentatif de la viscosité de l'argilite de Tournemire : palier de relaxation

La figure 2.17 montre que l'argilite de Tournemire est un matériau plutôt contractant, la zone de dilatance très instable est pratiquement négligeable. En effet, nous avons observé qu'une décharge - recharge effectuée dans cette zone juste après le point où la variation de déformation volumique est nulle, provoque la rupture précoce du matériau.

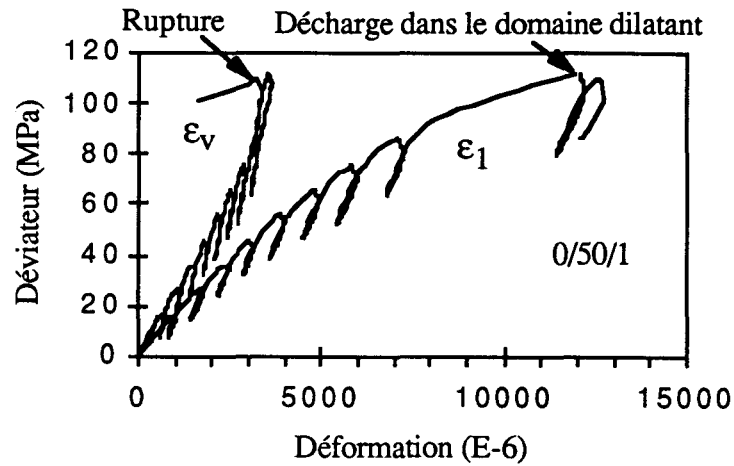


Figure 2.17 : Courbe contrainte - déformation, orientation  $\theta=0^\circ$ , pression de confinement 50MPa

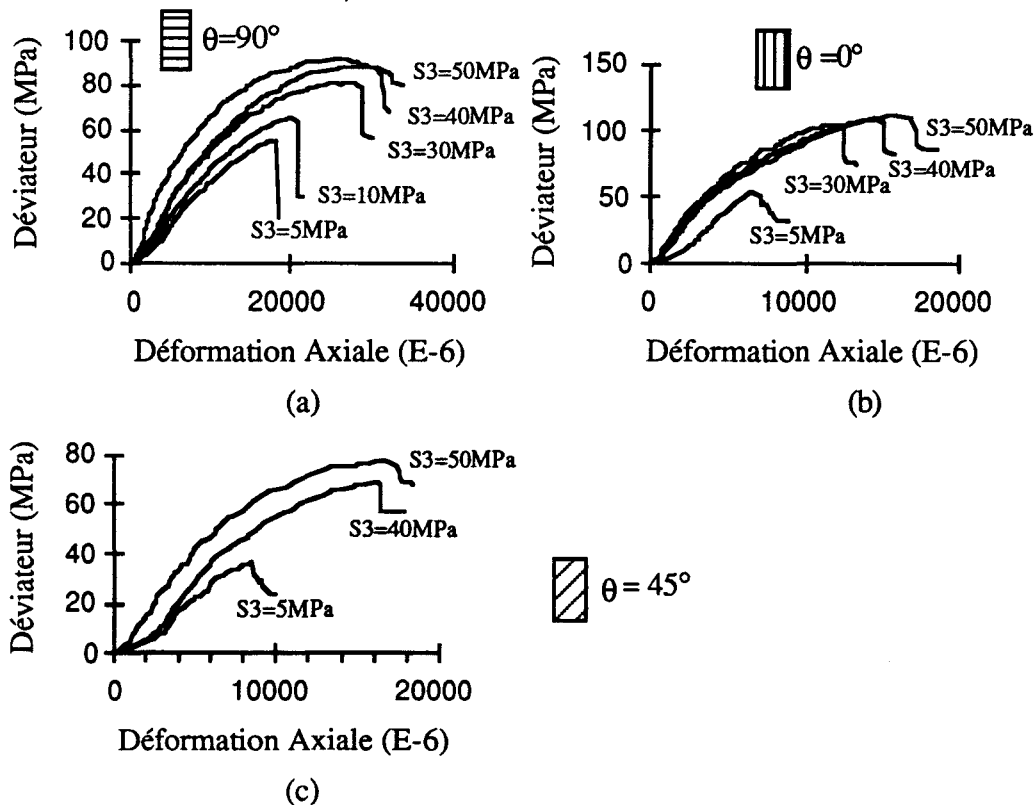


Figure 2.18 : Résultats représentatifs des essais triaxiaux sur l'argilite de Tournemire, courbes contrainte déviatorique - déformation axiale (LVDT) en fonction de la pression de confinement, orientation (a)  $\theta=90^\circ$ , (b)  $\theta=0^\circ$ , (c)  $\theta=45^\circ$ .

Les courbes efforts - déformations (figure 2.18) obtenues indiquent d'une manière frappante la rupture fragile de l'argilite quelque soit l'orientation et ce jusqu'au moins à la pression de confinement de 50MPa.

Nous savons que le comportement de la plupart des roches montrent une transition fragile à ductile quant la pression de confinement augmente. Mogi (1966) a d'ailleurs étudié cette transition. Il a trouvé que pour beaucoup de roches isotropes saines et homogènes, elle est définie par le rapport  $\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = 3,4$  où  $\sigma_1$  est la contrainte principale majeure et  $\sigma_3$  la contrainte principale mineure (figure 2.19).

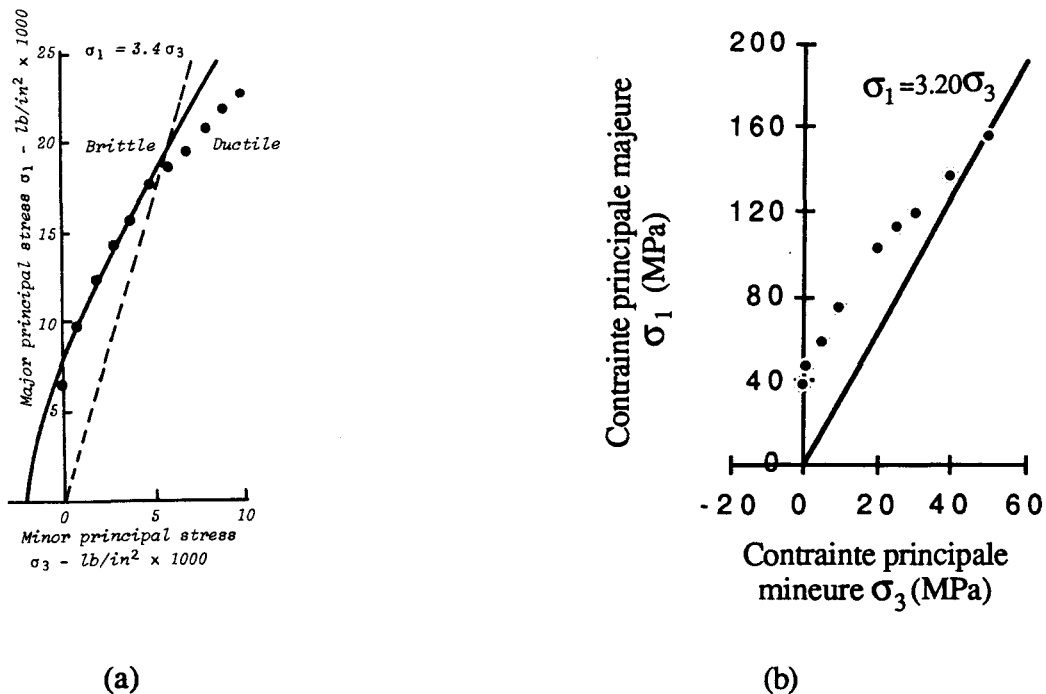


Figure 2.19 : (a) Illustration de la transition rupture fragile - rupture ductile du calcaire de l'indiana, [d'après Hoek et Brown, 1980]; (b) cas de l'argilite de Tournemire pour  $\theta=90^\circ$

Pour les roches avec des plans de faiblesses, Hoek et Brown (1980) estiment que le rapport  $\sigma_1/\sigma_3$  est faible par rapport à celui des roches saines et isotropes.

Pour l'argilite de Tournemire, il nous semble que la zone de transition dépend de l'orientation. Ainsi, pour  $\theta=0^\circ$  la zone de transition de la rupture fragile - ductile se situe au voisinage du rapport  $\sigma_1/\sigma_3 = 3,35$ , pour  $\theta=45^\circ$  au voisinage de 2,65 et pour  $\theta=90^\circ$  au voisinage de 3,20 (figure 2.19b).

D'une manière générale les remarques qu'inspirent les données expérimentales sont les suivantes :

(1) La relation (constitutive) contrainte - déformation est fortement non linéaire et irréversible.

(2) Après déchargement de la contrainte déviatorique, la déformation plastique est environ égale à 50% de la déformation totale.

(3) Les pentes de déchargement sont sensiblement constantes pour une pression de confinement fixée.

(4) Les déformations transversales parallèles au plan de stratification ( $\epsilon_{3//}$ ) sont nettement moins élevées que les déformations transversales perpendiculaires ( $\epsilon_{3p}$ ) pour  $\theta$  différent de  $90^\circ$  (forte anisotropie), figure 2.20.

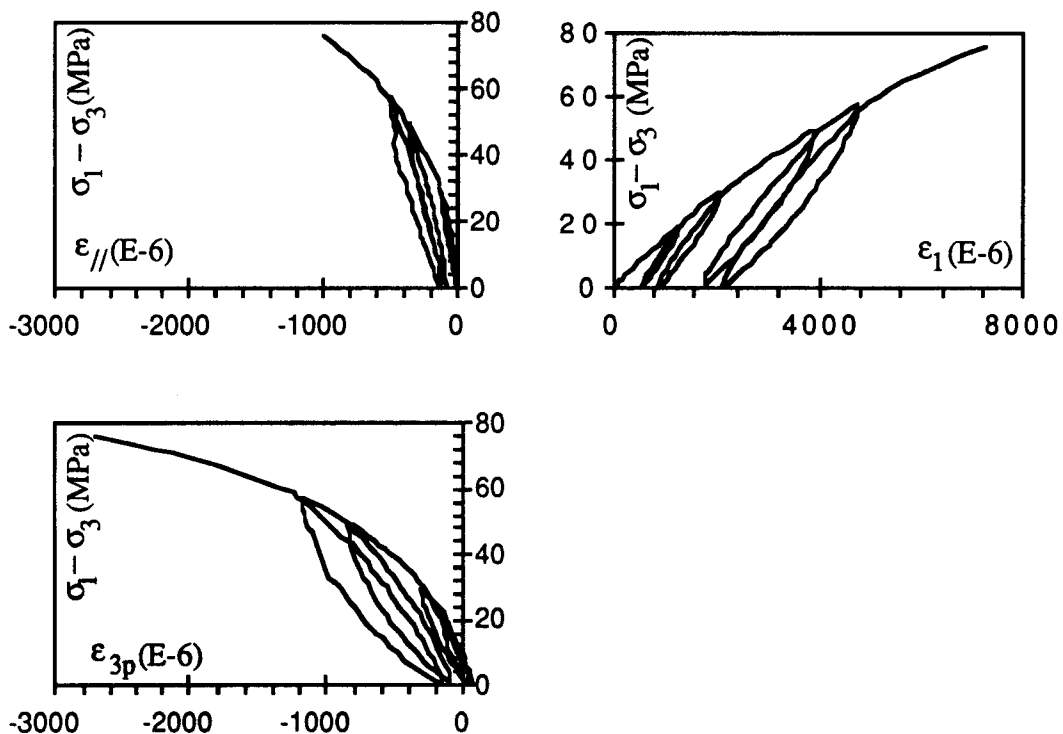


Figure 2.20 : Résultats représentatifs des essais triaxiaux sur l'argilite de Tournemire, orientation  $0^\circ$ , pression de confinement 10MPa.

Pour simplifier l'identification des paramètres de la partie élastique du modèle de comportement élastoplastique de l'argilite, les résultats d'essais avec cycle de chargement - déchargement seront schématisés suivant la figure 2.21.

Nous notons  $E_g$  le module de déformation globale et  $E$  le module de déformation élastique. La déformation totale ( $\epsilon$ ) est bien la somme d'une contribution réversible ou élastique ( $\epsilon^e$ ) et d'une contribution irréversible ou plastique ( $\epsilon^p$ ).

Dans le cadre de la théorie de l'élastoplasticité les modules globaux n'ont pas d'importance. Par conséquent, nous les avons regroupés dans l'annexe 4.

Nous mettrons en évidence par la suite, l'anisotropie du domaine élastique et de la rupture de l'argilite.

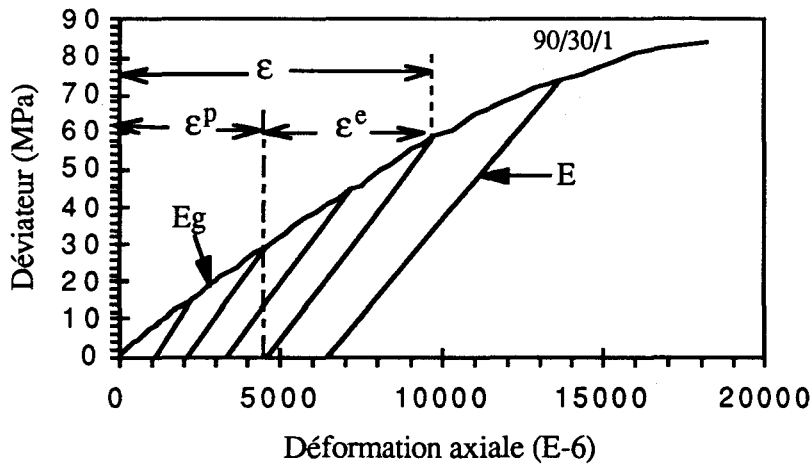


Figure 2.21 : Courbe contrainte - déformation idéale de l'argilite de Tournemire pour un cycle complet, orientation  $90^\circ$ , pression de confinement 30MPa.

## 2.5.5 ÉVOLUTION DES CARACTÉRISTIQUES MÉCANIQUES

### 2.5.5.1 ÉVOLUTION DES MODULES PRINCIPAUX

Nous avons vu que l'argilite de Tournemire peut être considérée comme isotrope dans le plan ( $S_2, S_3$ ). Par conséquent, nous avons cinq paramètres indépendants  $E_1, E_2, \nu_{12}$  (ou  $\nu_{21}$ ),  $\nu_{23}$  et  $G_{12}$  (voir paragraphe 1.1) appelés modules principaux à déterminer pour caractériser ce matériau.

#### A - MODULES ÉLASTIQUES DÉTERMINÉS À PARTIR DES CYCLES DE CHARGEMENT - DÉCHARGEMENT SANS PHASE DE RELAXATION

Dans le cas d'un matériau élastoplastique comme l'argilite de Tournemire, des essais avec cycles de chargement - déchargement sont impérativement nécessaires afin de séparer les parties élastiques des parties plastiques, (figure 2.21).

Ainsi, le module de déformation élastique  $E_1$ , selon l'axe d'orthotropie de révolution  $S_1$ , et le module de déformation élastique  $E_2$  dans le plan d'isotropie transverse  $S_2S_3$  sont obtenus comme le rapport entre la contrainte appliquée et respectivement  $\epsilon_1(90^\circ)$  et  $\epsilon_1(0^\circ)$ , figure 2.22.

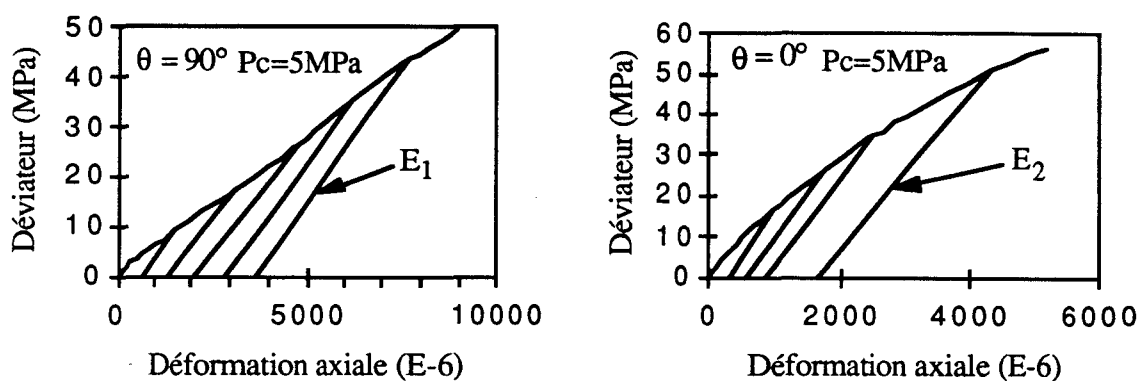


Figure 2.22 : Schéma d'identification des modules de déformation élastique  $E_1$  et  $E_2$

Les coefficients de Poisson principaux ont été déterminés à partir des courbes contrainte déformation transversale en chargement - déchargement pour les orientations  $\theta=90^\circ$  et  $\theta=0^\circ$ .

#### A - 1 MODULES PRINCIPAUX $E_1$ ET $E_2$

Les valeurs obtenues pour le module élastique  $E_1$  en MPa sont présentés dans le tableau 2.4.

90/01/1		90/01/2		90/05/1		90/10/1		90/20/1		90/30/1		90/40/1		90/50/1	
Jauges	LVDT	Jauges	LVDT	Jauges	LVDT	Jauges	LVDT	Jauges	LVDT	Jauges	LVDT	Jauges	LVDT	Jauges	LVDT
5 960	/	5 288	3 684	6 039	4 544	7 771	6 000	11 344	6 857	13 326	9 118	/	11 455	15 577	14 257
5 267	/	5 587	4 726	5 775	4 200	7 178	5 310	10 246	7 543	12 449	/	11 813	10 244	13 729	13 090
5 414	/	5 808	5 142	5 811	4 842	7 365	5 435	10 004	8 123	11 745	11 000	10 974	10 161	12 960	12 000
/	/	/	/	6 039	5 435	7 365	6 553	9 691	8 123	11 299	10 661	10 005	9 474	11 912	11 250
/	/	/	/	6 179	5 686	7 430	6 696	/	7 880	10 043	9 493	/	8 308	10 125	9 730

Tableau 2.4 : Modules de déformation élastique  $E_1$  (MPa) des courbes de chargement - déchargement par essai, pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales et du LVDT ( $\theta=90^\circ$ )

La différence entre les valeurs données par les jauges et le LVDT est due principalement au fait que les jauges mesurent des déformations locales et le LVDT des déformations globales (rapportées à l'ensemble de l'échantillon). Ainsi, pour chaque essai, pour tenir compte des erreurs d'enregistrement du signal de la machine, nous apportons une correction aux valeurs LVDT pour obtenir des modules proches de ceux donnés par les jauges (supposés corrects). En effet, l'intérêt des courbes obtenues à partir du LVDT est d'une part de pouvoir étudier l'évolution du comportement post pic et d'autre part de mesurer le champ de déformation lorsque les déformations sont importantes. Dans le premier cas généralement les jauges ne fonctionnent plus et dans le deuxième cas elles ont dépassé leur limite.

Nous constatons que le module de déformation élastique,  $E_1$ , est en première approximation constant pour un essai triaxial donné, tableau 2.4 (valeurs par colonne).

Par conséquent, nous prendrons la moyenne arithmétique pour chaque essai pour représenter le module  $E_1$ , voir tableau 2.5.

Pression de confinement (MPa)	Module d'Young $E_1$ (MPa)	
	Jauges	LVDT
01	5 554	4 517
05	5 969	4 942
10	7 422	5 999
20	10 321	7 705
30	11 773	10 068
40	10 931	9 929
50	12 861	12 066

Tableau 2.5 : Valeurs moyennes du module de déformation élastique principal  $E_1$  (MPa) en fonction de la pression de confinement

Nous constatons que le module de déformation élastique  $E_1$  est fortement influencé par la pression de confinement (figure 2.23). En effet la pression de confinement serre progressivement les plans de stratification et de ce fait le matériau apparaît de plus en plus raide. Ceci confirme les observations sur les essais de compressibilité.



Pour traduire cette dépendance, l'approximation suivante peut être utilisée :

$$(2.1) \quad E_1 = 2778 \left( 1 + \frac{\sigma_3}{P_a} \right)^{0,24}$$

où  $\sigma_3$  est la pression de confinement et  $P_a$  une pression de référence égale à la pression atmosphérique. La figure 2.23 représente les valeurs expérimentales et théoriques du module de déformation élastique  $E_1$ .

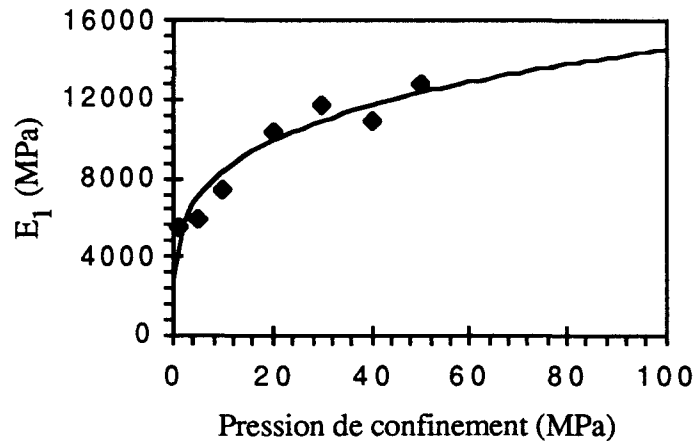


Figure 2.23 : Variation du module de déformation élastique  $E_1$  en fonction de la pression de confinement

Le tableau 2.6 montre que le module de déformation élastique  $E_2$  est en première approximation constant pour un essai triaxial donné. De la même façon que pour  $E_1$ , nous prendrons la moyenne arithmétique pour chaque essai pour représenter le module  $E_2$ , tableau 2.7.

0/01/1	0/01/2	0/05/1	0/10/1	0/20/1
22518	25905	22782	24914	26669
20680	20681	20316	22753	23263
/	/	18988	20499	22223
/	/	17152	19885	20818

Tableau 2.6 : Modules de déformation élastique  $E_2$  (MPa) des courbes de chargement - déchargement par essai pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales ( $\theta=0^\circ$ )

Pression de confinement (MPa)	Module d'Young $E_2$ (MPa)
1	22446
5	19810
10	22013
20	23243

Tableau 2.7 : Valeurs moyennes du module de déformation élastique  $E_2$  suivant la pression de confinement ( $\theta=0^\circ$ )

Les données expérimentales du tableau 2.7 montrent que dans le cas de l'argilite de Tournemire à structure planaire assez marquée, le module de déformation élastique  $E_2$  peut être considéré comme étant indépendant de la pression de confinement appliquée avec une valeur moyenne de **21900 MPa**.

#### A - 2 COEFFICIENTS DE POISSON

Tous les coefficients de Poisson correspondent au rapport de deux déformations élastiques. La détermination se fera également à partir des cycles de chargement - déchargement.

##### $\alpha$ ) ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE POISSON $\nu_{12}$

Le coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  est égal au rapport des variations de  $\epsilon_3$  et de  $\epsilon_1(90^\circ)$  pour une variation de contrainte donnée, figure 2.24. Les résultats expérimentaux sont regroupés dans le tableau 2.8.

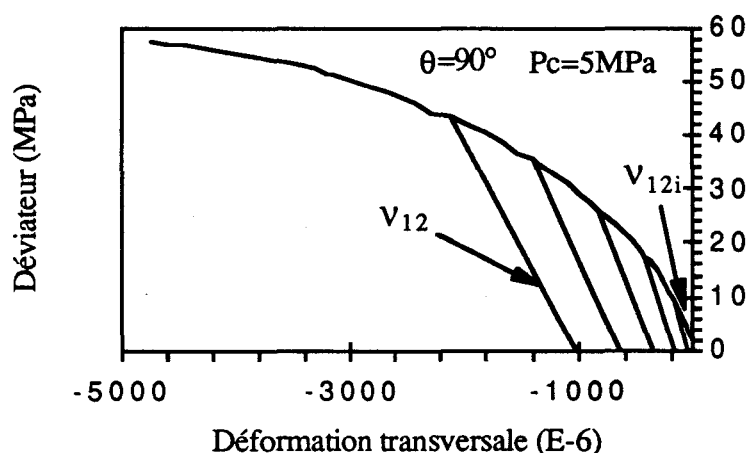


Figure 2.24 : Schéma d'identification du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$q = \sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	$\nu_{12}$
0	15,77	0,047
	23,77	0,062
	31,76	0,072
	39,85	0,096
1	7,70	0,034
	13,59	0,055
	21,33	0,094
5	9,15	0,064
	17,21	0,084
	26,36	0,113
	35,37	0,146
10	43,66	0,184
	10,15	0,089
	20,34	0,118
	30,39	0,151
20	40,53	0,190
	50,86	0,239
	12,68	0,146
	25,36	0,177
30	37,95	0,213
	50,86	0,261
	63,41	0,322
	15,58	0,144
40	29,57	0,174
	45,02	0,212
	59,01	0,252
	74,23	0,312
50	17,75	0,178
	35,51	0,203
	53,17	0,245
	70,70	0,300
50	88,90	0,387
	19,20	0,179
	39,40	0,218
	59,78	0,264
50	79,44	0,324
	99,19	0,400

Tableau 2.8 : Coefficient de déformation élastique  $\nu_{12}$  en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes

L'analyse de ce tableau montre que  $\nu_{12}$  dépend de la pression de confinement ( $\sigma_3$ ) et de la contrainte déviatorique qui est elle-même fonction de  $\sigma_1$  et  $\sigma_3$ . Nous proposons d'exprimer  $\nu_{12}$  en fonction de la pression de confinement ( $\sigma_3$ ) et de la contrainte déviatorique  $q = \sigma_1 - \sigma_3$  sous la forme suivante :

$$(2.2) \quad \nu_{12} = \nu_i(\sigma_3) \exp \left[ \alpha(\sigma_3) \frac{q}{P_a} \right]$$

où  $\nu_i(\sigma_3)$  représente le coefficient élastique au niveau de la pente initiale des courbes de l'essai triaxial conventionnel.  $P_a$  est la pression atmosphérique et  $\alpha(\sigma_3)$  un paramètre du modèle. La détermination des paramètres  $\nu_i(\sigma_3)$  et  $\alpha(\sigma_3)$  à partir des résultats expérimentaux nous donne le tableau 2.9.

Pression de confinement (MPa)	$\nu_i(\sigma_3)$	$\alpha(\sigma_3)$
0	0,0300	0,0028
1	0,0530	0,0030
5	0,0710	0,0018
10	0,0725	0,0024
20	0,0875	0,0021
30	0,1170	0,0013
40	0,1420	0,0011
50	0,1390	0,0011

Tableau 2.9 : Évolution des paramètres élastiques  $\nu_i(\sigma_3)$  et  $\alpha(\sigma_3)$

Le paramètre  $\nu_i(\sigma_3)$  est en fait le coefficient de déformation globale  $\nu_{g12}$ . Il peut s'exprimer en fonction de la pression de confinement. De même que le paramètre  $\alpha(\sigma_3)$ .

L'analyse des valeurs de  $\nu_i(\sigma_3)$  et  $\alpha(\sigma_3)$  dans le tableau 2.9 permet de supposer  $\nu_i(\sigma_3)$  et  $\alpha(\sigma_3)$  constants pour les pressions de confinement inférieures ou égales à 2MPa :

$$(2.3) \quad \nu_i(\sigma_3) = 0,028 \quad ; \quad \alpha(\sigma_3) = 0,0039$$

et, pour les pressions de confinement supérieures à 2MPa, nous définissons les relations suivantes :

$$(2.4) \quad \nu_i(\sigma_3) = -0,074 + 0,034 \text{Ln} \frac{\sigma_3}{P_a} \quad \text{et} \quad \alpha(\sigma_3) = 0,0067 - 0,00092 \text{Ln} \frac{\sigma_3}{P_a}$$

Ainsi, nous représentons sur la figure 2.25, les valeurs expérimentales et théoriques des paramètres  $\nu_i(\sigma_3)$ ,  $\alpha(\sigma_3)$  et du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  en fonction du déviateur des contraintes, pour une pression de confinement de 10 MPa.

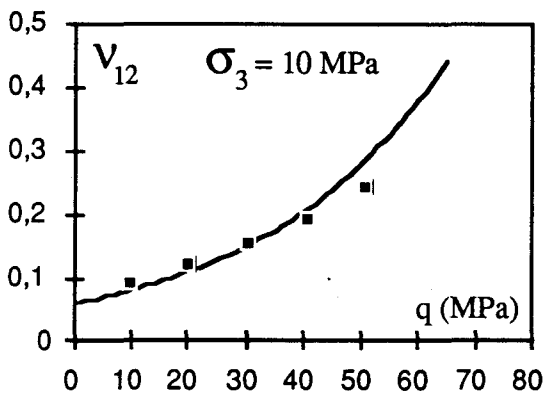
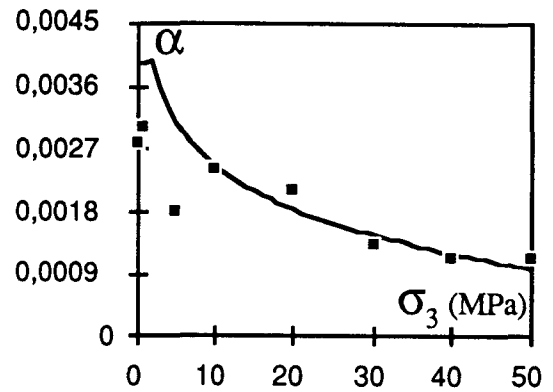
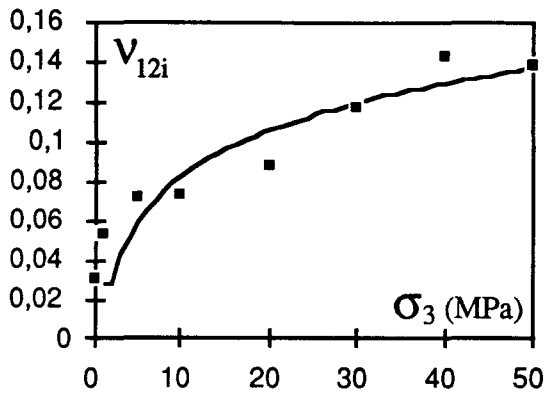


Figure 2.25 : Courbes expérimentales et théoriques des paramètres  $v_i(\sigma_3)$ ,  $\alpha(\sigma_3)$  et du coefficient de Poisson  $v_{12}$  suivant le déviateur des contraintes pour une pression de confinement de 10 MPa

Une autre approximation du coefficient de Poisson  $v_{12}$  serait de négliger l'influence de la pression de confinement et de le faire dépendre uniquement du déviateur des contraintes, figure 2.26. Nous obtenons alors la relation suivante avec un coefficient de régression 0,90 :

$$(2.5) \quad v_{12} = 0,054 + 0,0036q$$

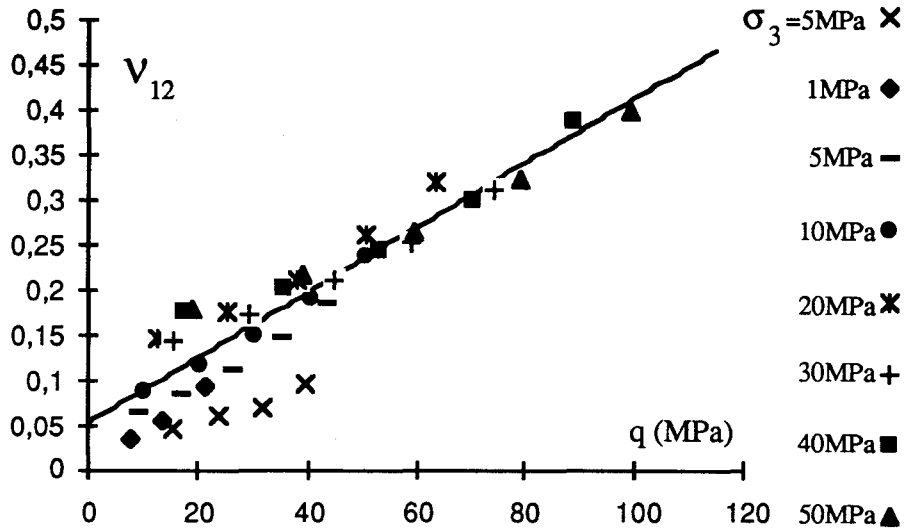


Figure 2.26 : Évolution du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  en fonction du déviateur des contraintes (Essais de chargement - déchargement sans relaxation)

### β) ÉVOLUTION DES COEFFICIENTS DE POISSON $\nu_{23}$ ET $\nu_{21}$

Les essais à  $\theta=0^\circ$  permettent de déterminer  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$ . Les réponses des jauges placées dans le plan de stratification ( $\epsilon_{3//}$ ), et perpendiculairement ( $\epsilon_{3\perp}$ ) à ce plan, nous donnent respectivement  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$ , figure 2.27.

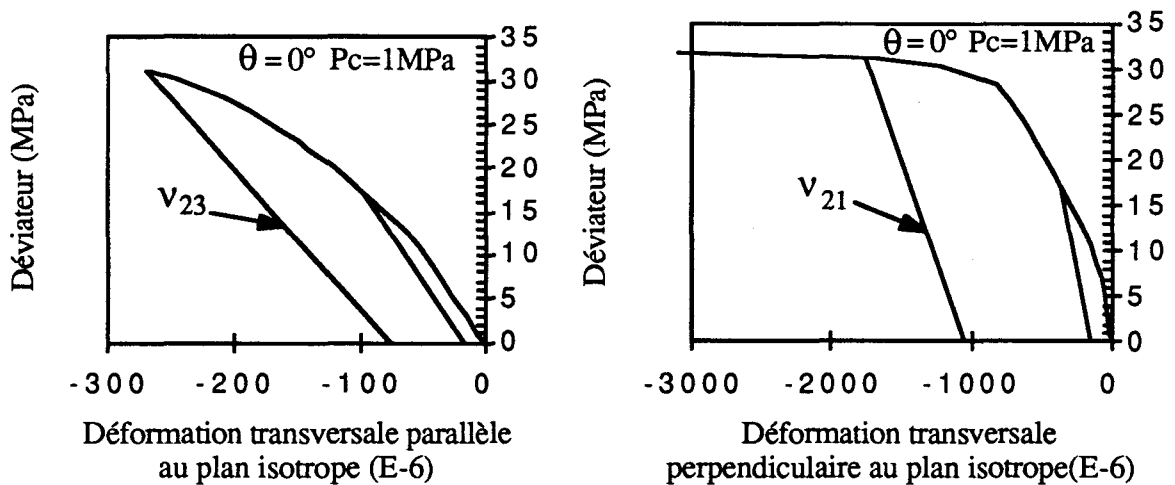


Figure 2.27 : Schéma d'identification des coefficients élastiques  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$ .

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$q = \sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	$\nu_{21}$	$\nu_{23}$
1	13,25	0,256	0,229
	20,80	0,062	0,152
5	16,80	0,256	0,107
	25,76	0,260	0,110
	34,60	0,298	0,123
	51,20	0,382	0,149
10	19,49	0,337	0,111
	29,73	0,307	0,113
	49,48	0,362	0,131
	57,53	0,424	0,147
20	24,83	0,252	0,135
	49,54	0,291	0,154
	62,20	0,308	0,164
	74,19	0,370	0,169

Tableau 2.10 : Coefficients élastiques  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$  en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes

Nous constatons que les coefficients élastiques  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$  restent sensiblement constants au cours d'un essai triaxial. Ainsi, par rapport au coefficient  $\nu_{12}$ , ils sont indépendants du déviateur des contraintes. Nous présentons les valeurs moyennes par essai dans le tableau 2.11.

ESSAIS	$\nu_{21}$	$\nu_{23}$
0/01/1	0,354	0,120
0/01/2	0,341	0,191
0/05/1	0,299	0,122
0/10/1	0,358	0,126
0/20/1	0,305	0,156

Tableau 2.11 : Valeurs moyennes des coefficients élastiques  $\nu_{21}$  et  $\nu_{23}$  par essai

Le tableau 2.11 montre qu'en première approximation la pression de confinement n'exerce pas une influence notable sur les coefficients élastiques  $\nu_{21}$  et  $\nu_{23}$ . Par conséquent, nous considérerons leurs valeurs moyennes :  $\nu_{21}=0,33$  ,  $\nu_{23}=0,14$ .

### A - 3 VÉRIFICATION DE LA SYMÉTRIE DU TENSEUR ÉLASTIQUE

Vérifions si l'hypothèse de l'élasticité est vérifiée, à savoir l'équation (1.5). Pour ceci, nous avons utilisé les valeurs moyennes expérimentales de  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\nu_{21}$  pour chaque pression de confinement et supposé  $\nu_{12}$  indépendant de la contrainte déviatorique tout en prenant sa valeur moyenne par pression de confinement. Nous obtenons alors le tableau 2.12.

Pc(MPa)	$E_1$	$E_2$	$\nu_{12}$	$\nu_{21}$	$\frac{\nu_{12}}{E_1} (10^{-5}/\text{MPa})$	$\frac{\nu_{21}}{E_2} (10^{-5}/\text{MPa})$
1	5554	22446	0,061	0,348	1,098	1,550
5	5969	19810	0,120	0,299	2,010	1,509
10	7422	22013	0,160	0,358	2,156	1,626
20	10321	23243	0,224	0,305	2,170	1,312

Tableau 2.12 : rapport  $\frac{\nu_{ij}}{E_i} (10^{-5}/\text{MPa})$

Nous constatons que l'écart n'est pas aussi important qu'on pouvait l'imaginer, car  $E_1$  est une fonction de la pression de confinement et  $\nu_{12}$  est en principe fonction de la pression de confinement et de la contrainte déviatorique alors que  $E_2$  et  $\nu_{21}$  sont sensiblement constants.

Donc, en première approximation nous pouvons dire que l'hypothèse de l'élasticité est plausible. Cependant, utiliser les courbes de chargement - déchargement pour déterminer les paramètres élastiques d'un matériau comme l'argilite de Tournemire peut malgré tout conduire à des erreurs : il peut exister des déformations visqueuses et l'endommagement. Pour enlever cette partie non élastique, il est proposé d'éliminer les parties visqueuses par une relaxation avant de procéder au déchargement (pour chaque cycle).

### A - 4 ÉVOLUTION DU MODULE DE CISAILLEMENT $G_{12}$

Expérimentalement le module de cisaillement  $G_{12}$  peut être déduit d'un essai triaxial sur une éprouvette inclinée à  $45^\circ$ . En effet, la théorie de l'élasticité infinitésimale linéaire anisotrope appliquée au cas de l'orthotropie de révolution (cf. 1.1) nous donne dans le repère de contraintes de l'essai triaxial pour  $\theta=45^\circ$ , (figure 2.10 et paragraphe 1.3) :

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{1(45^\circ)} = \sigma_{11} \left[ \frac{1}{4E_1} + \frac{1}{4E_2} - \frac{\nu_{12}}{2E_1} + \frac{1}{4G_{12}} \right] \equiv \frac{\sigma_{11}}{E(45^\circ)}$$



$$\begin{aligned} \varepsilon_{22} &= \varepsilon_{3//}(45^\circ) = \sigma_{11} \left[ -\frac{\nu_{12}}{2E_1} - \frac{\nu_{23}}{2E_2} \right] \\ (2.6) \quad \varepsilon_{33} &= \varepsilon_{3p}(45^\circ) = \sigma_{11} \left[ \frac{1}{4E_1} + \frac{1}{4E_2} - \frac{\nu_{12}}{2E_1} - \frac{1}{4G_{12}} \right] \\ \gamma_{13} &= \frac{\sigma_{11}}{2} \left[ \frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right] \end{aligned}$$

Si nous définissons  $\nu_{(45^\circ)} = -\frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} = -\frac{\varepsilon_{3p}(45^\circ)}{\varepsilon_{1(45^\circ)}}$ , nous obtenons la relation suivante :

$$(2.7) \quad G_{12} = \frac{E_{(45^\circ)}}{2(1 + \nu_{(45^\circ)})}$$

Ainsi, la valeur moyenne expérimentale de  $G_{12}$  pour une pression de confinement de 1MPa est environ 3900MPa (tableau 2.13).

ESSAIS	$E_{(45^\circ)}$ (MPa)	$\nu_{(45^\circ)}$	$G_{12}$ (MPa)
45/01/1	9134	0,043	4379
45/01/2	7125	0,047	3403

Tableau 2.13 : Valeurs expérimentales et théoriques du module de cisaillement  $G_{12}$ , pour une pression de confinement de 1MPa

Soulignons cependant que ce type d'essai est très délicat, à cause de la difficulté que présente la mesure de  $\varepsilon_{3p}$ . D'ailleurs très peu de mesures du module  $G_{12}$  sont disponibles dans la littérature. Pour cette raison, certains auteurs ont tenté de réduire le nombre de paramètres indépendants dans la loi élastique d'un milieu isotrope transverse et ont cherché à exprimer le module de cisaillement  $G_{12}$  en fonction des autres paramètres.

Le tableau 2.14 présente les expressions proposées par différents auteurs pour le module  $G_{12}$ , (Meftah et Magnan, 1988).

Auteurs	Année	Expression de $G_{12}$
Wolf	1944	$E_1 \frac{n}{1+n+2\nu_{12}}$
Carrier	1946	$E_1 \frac{1}{1-n\nu_{12}^2+2\nu_{12}(1+\nu_{23})+\frac{1}{n}(1-\nu_{23}^2)}$
Tan - Tjong - Kie	1961	$nE_1 \frac{-\nu_{12} + \frac{(1-n\nu_{12}^2)(1-\nu_{23})}{n(1+\nu_{23})}}{2(1-\nu_{23}-2n\nu_{12}^2)}$
Barden	1963	$E_1 \frac{n}{1+n+2\nu_{12}}$
Wiendieck	1964	$E_1 \frac{n}{1+\sqrt{n}+2n\nu_{12}}$
Zienkiewicz	1972	$E_1 \frac{(1-n\nu_{12}^2)(1-\nu_{23})}{(1-\nu_{23}-2n\nu_{12}^2) \left[ 1-n\nu_{12}^2 + \frac{1}{n}(1-\nu_{23}^2) \right]}$
Garnier	1973	$E_1 \frac{n}{\sqrt{8(1+n^2)}-1-n-2n\nu_{12}}$

Tableau 2.14 : Expressions  $G_{12}$  proposées par différents auteurs [ d'après Meftah et Magnan, 1988]; ( $n = E_2/E_1$ )

Utilisons dans notre cas la relation suivante :

$$(2.8) \quad \frac{1}{G_{12}} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} + 2 \frac{\nu_{12}}{E_1}$$

Cette relation "empirique" a été introduite pour la première fois par St Venant (1863) comme une approximation pour réduire le nombre de constantes élastiques. C'est d'ailleurs l'une des relations introduites pour simplifier l'équation de la surface représentant la variation des modules élastiques avec l'orientation (Lekhnitskii, 1963). Notons que depuis, Kachanov (1992) a fait la démonstration théorique de la relation (2.8) et montré qu'elle est valable pour tout matériau élastique linéaire isotrope transverse. Donc, le nombre de coefficients élastiques indépendants se réduit à quatre.

La valeur expérimentale du coefficient de Poisson  $\nu_{21}$  étant plus précise que celle de  $\nu_{12}$  nous proposons d'utiliser la relation d'élasticité  $\frac{\nu_{12}}{E_1} = \frac{\nu_{21}}{E_2}$  dans la relation précédente. Dans ce cas il est évident que  $G_{12}$  varie avec la pression de confinement comme  $E_1$ .

Ainsi, la variation de  $G_{12}$  en fonction de la pression de confinement, obtenue en utilisant la relation (2.8) ci - dessus, est donnée dans le tableau 2.15.

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$E_1$ (MPa)	$E_2$ (MPa)	$\nu_{21}$	$G_{12}$ (MPa)
1	5554	21900	0,33	3909
5	5969	21900	0,33	4110
10	7422	21900	0,33	4750
20	10321	21900	0,33	5791
30	11773	21900	0,33	6221
40	10931	21900	0,33	5978
50	12861	21900	0,33	6512

Tableau 2.15 : Valeurs théoriques du module de cisaillement  $G_{12}$  (MPa) en fonction de la pression de confinement

Nous estimons que la concordance entre les valeurs expérimentales et théoriques pour la pression de confinement de 1MPa est satisfaisante, malgré de légères dispersions dans les résultats expérimentaux. Par conséquent, nous supposons que la relation (2.8) est vérifiée pour les autres pressions de confinement.

## B - MODULES ÉLASTIQUES DUS AUX CYCLES DE CHARGEMENT - DÉCHARGEMENT AVEC DES PALIERS DE RELAXATION

Le but de ces essais est d'une part d'éliminer la partie visqueuse dans la détermination des constantes d'élasticité et d'autre part de s'assurer que ces coefficients sont bien indépendants de la vitesse de chargement, figure 2.28a. En effet, un cycle de déchargement - chargement présente une boucle d'hystérésis importante (cf. 2.4.2) et le fait de le réduire à une simple droite entache d'erreur la détermination des constantes d'élasticité, figure 2.29. Un exemple d'un palier de relaxation montrant l'importance de la viscosité de la figure 2.29b (essai 90/30/3) est présenté dans la figure 2.16.

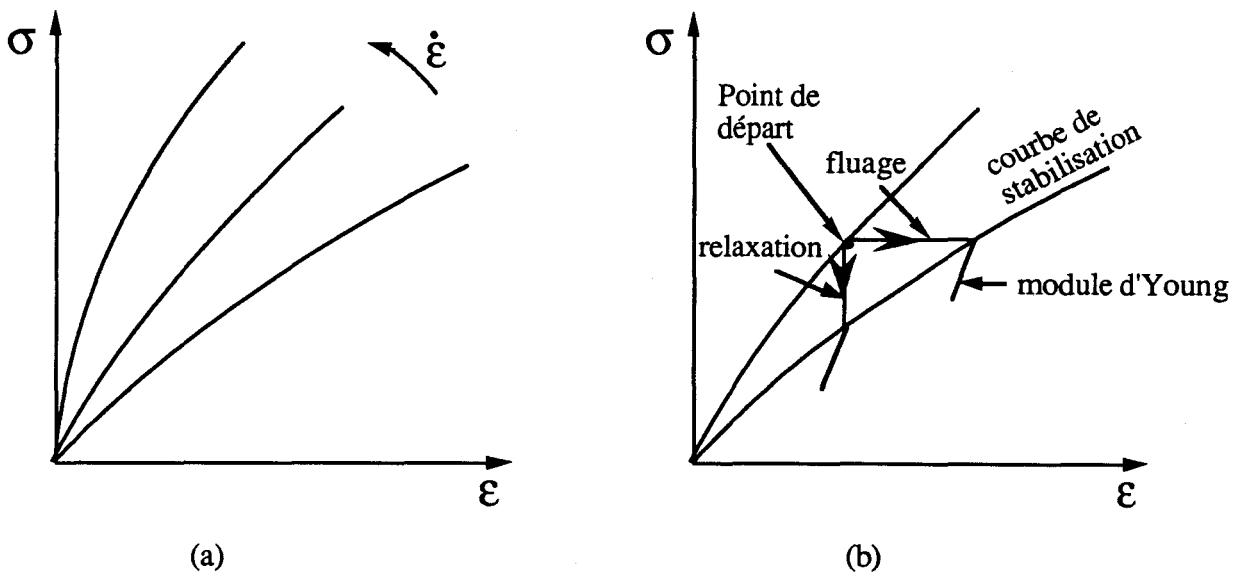


Figure 2.28 : (a) Évolution du module apparent avec la vitesse de chargement, (b) Méthode "fiable" pour la détermination des modules

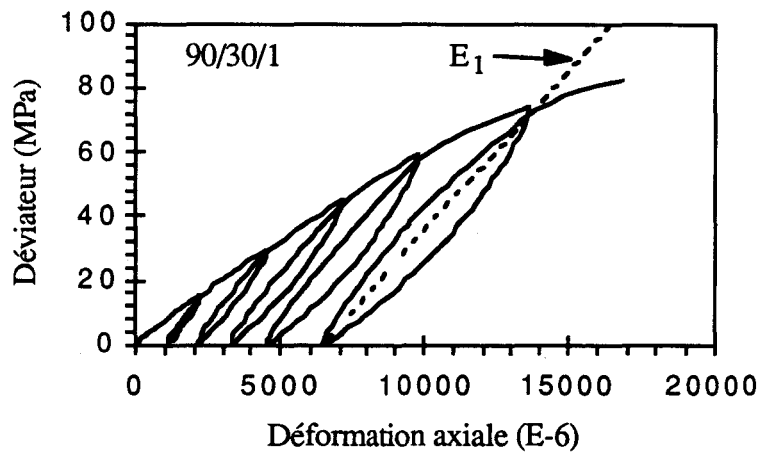


Figure 2.29a : Résultats représentatifs des essais de chargement - déchargement classiques

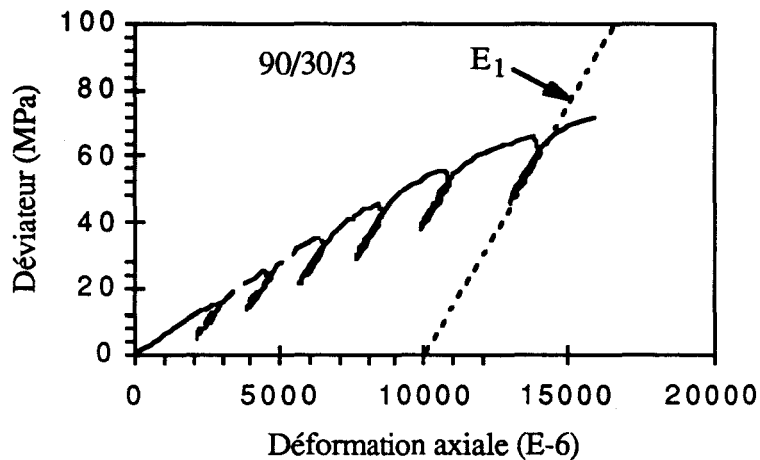


Figure 2.29b : Résultats représentatifs des essais de chargement - déchargement avec paliers de relaxation

Ainsi, comme nous le présentons dans la figure 2.28b, au cours d'un chargement monotone à vitesse normale pour déterminer les constantes d'élasticité, par exemple le module d'Young, il suffit de procéder à un palier de relaxation ou de fluage ou n'importe quel autre cheminement de contraintes pour atteindre la "courbe de stabilisation". Cette courbe se définit comme le lieu des points où le champ de contraintes et de déformations sont indépendants du temps. Lorsque la "courbe de stabilisation relative" est atteinte nous procédons ensuite à une décharge qui nous donne le module élastique recherché. Les coefficients élastiques déterminés de cette manière (méthode statique) doivent être égaux aux coefficients dynamiques (Cristescu, 1993).

#### B - 1 MODULES PRINCIPAUX $E_1$ ET $E_2$

Les résultats expérimentaux des modules  $E_1$  et  $E_2$  dans les essais avec phase de relaxation sont reportés dans les tableaux 2.16 et 2.17.

90/05/1	90/05/2	90/10/1	90/30/1	90/40/1	90/50/1
7692	8730	8289	11605	12895	14507
9450	11225	10107	11791	13868	13868
10208	11145	10925	12746	15207	14507
11484	11305	11667	13364	14799	14899
-	-	-	13696	14603	15863
-	-	-	13528	15207	15863
-	-	-	-	16213	15863
-	-	-	-	-	16213

Tableau 2.16 : Modules de déformation élastique  $E_1$  des courbes de chargement - déchargement avec relaxation par essai, pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales

0/05/1	0/30/1	0/40/1	0/50/1
30359	30993	35432	38616
30359	30775	35432	38616
30359	32132	35195	38616
30500	30559	35432	39018
-	31439	35918	39018
-	32132	34275	39018
-	32132	34500	35680
-	32612	34500	35000
-	-	-	31480(?)

Tableau 2.17 : Modules de déformation élastique  $E_2$  des courbes de chargement - déchargement avec relaxation par essai, pour les valeurs moyennes des jauges longitudinales

Si nous analysons de la même façon que précédemment les tableaux 2.16 et 2.17, il est clair que  $E_2$  est sensiblement constant, de l'ordre de **34000MPa**, et  $E_1$  évolue avec la pression de confinement, tableau 2.18.

Kulhawy (1975) a donné une expression du module élastique en fonction de la pression sous la forme d'une loi de puissance. Santarelli (1987) a légèrement modifié cette expression en utilisant une puissance de  $(1 + \sigma_3)$ .

Ainsi, dans notre cas nous avons l'approximation suivante obtenue par moindre carré (coefficient de régression 0,93), figure 2.30:

$$(2.9) \quad E_1 = 6723(1 + \sigma_3)^{0,20}$$

Pression de confinement (MPa)	Module d'Young $E_1$ (MPa)
5	10155
10	10247
30	12788
40	14685
50	15198

Tableau 2.18 : Valeurs moyennes du module de déformation principal  $E_1$  en fonction de la pression de confinement

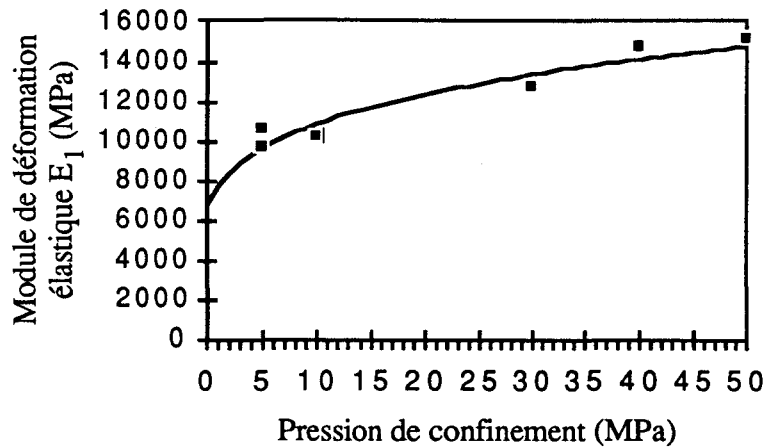


Figure 2.30 : Évolution de  $E_1$  en fonction de la pression de confinement, comparaison entre les résultats expérimentaux et la loi d'approximation de Santarelli (1987) pour l'argilite de Tournemire

Cependant, étant donné que la pression de confinement  $\sigma_3$  dépend des invariants dans tout changement continu de référentiel ( $p, q$ ) où  $p$  est la contrainte moyenne et  $q$  le déviateur de contrainte, il serait intéressant de savoir l'influence de chacun de ces invariants sur le module de déformation élastique  $E_1$ . Ainsi nous avons réalisés les essais triaxiaux en considérant une grille dans le plan ( $p, q$ ) tel que les paliers de relaxation ou les cycles de déchargement - chargement puissent se situer au même niveau de déviateur de contrainte, figure 2.31. L'examen de cette figure nous montre que  $E_1$  est sensiblement indépendant de la contrainte déviatorique, mais semble évoluer suivant la contrainte moyenne.

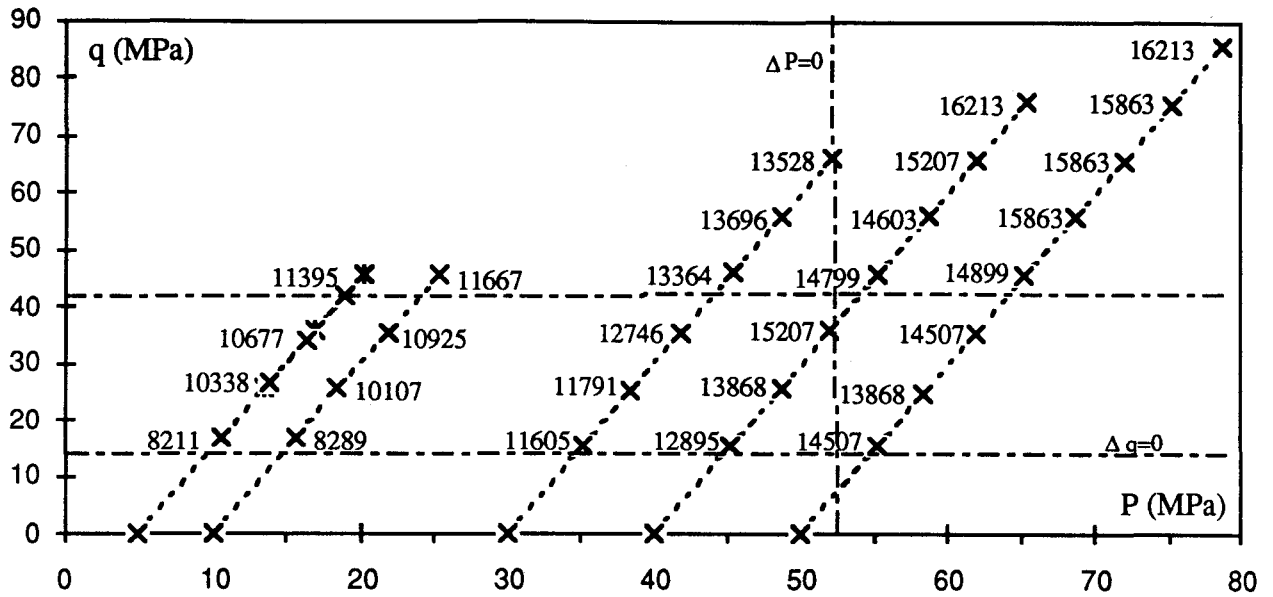


Figure 2.31 : Évolution du module élastique  $E_1$  (MPa) dans le plan (p, q)

## B- 2 COEFFICIENTS DE POISSON

### α) ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE POISSON $\nu_{12}$

Les valeurs du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  sont données dans le tableau 2.19 et sur la figure 2.32.

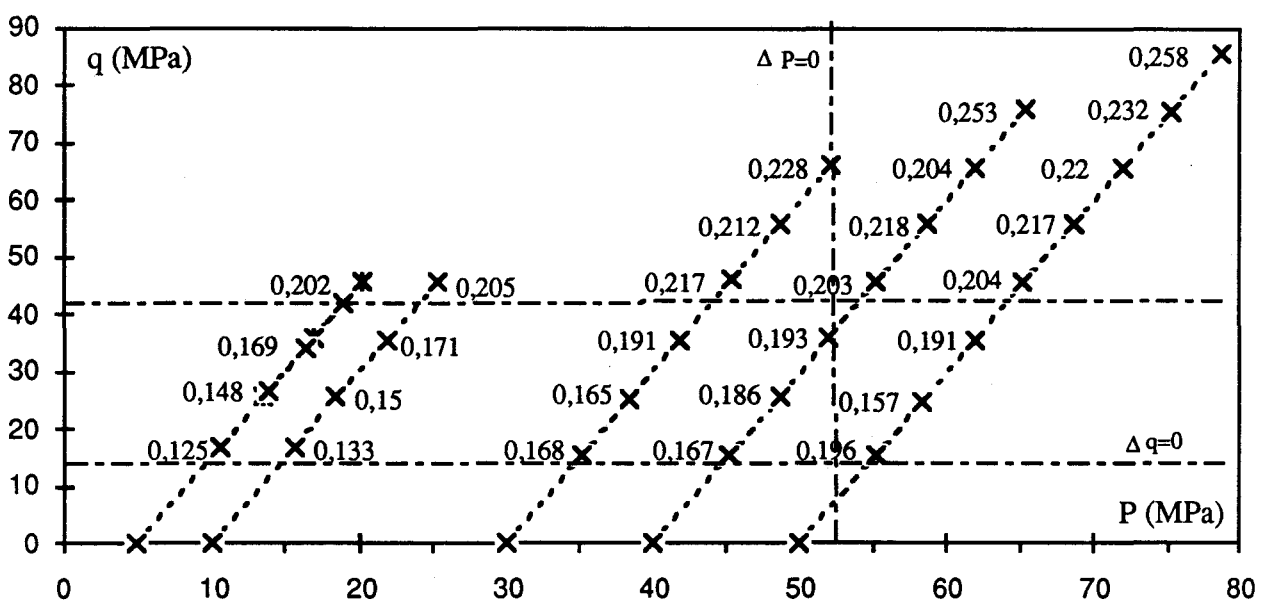


Figure 2.32 : Évolution du module élastique  $\nu_{12}$  dans le plan (p, q)



$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$q = \sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	$\nu_{12}$
5	16,75	0,125
	26,75	0,148
	34,16	0,169
	41,98	0,202
10	16,84	0,133
	25,54	0,150
	35,44	0,171
	45,97	0,205
30	15,58	0,168
	25,43	0,165
	35,63	0,191
	46,05	0,217
	55,84	0,212
	66,37	0,228
40	15,64	0,167
	25,84	0,186
	36,01	0,193
	45,80	0,203
	56,19	0,218
	65,77	0,204
	76,05	0,253
50	15,39	0,196
	24,78	0,157
	35,60	0,191
	45,53	0,204
	56,11	0,217
	65,80	0,220
	75,51	0,232
	85,98	0,258

Tableau 2.19 : Coefficient de déformation élastique  $\nu_{12}$  en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes

L'évolution du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  dans le plan (p, q) montre sans ambiguïté qu'il est fonction de la contrainte déviatorique et indépendant de la contrainte moyenne. Donc, nous pouvons l'exprimer par la fonction suivante avec un coefficient de régression de 0,85 :

$$(2.10) \quad \nu_{12} = 0,123 + 0,0016q$$

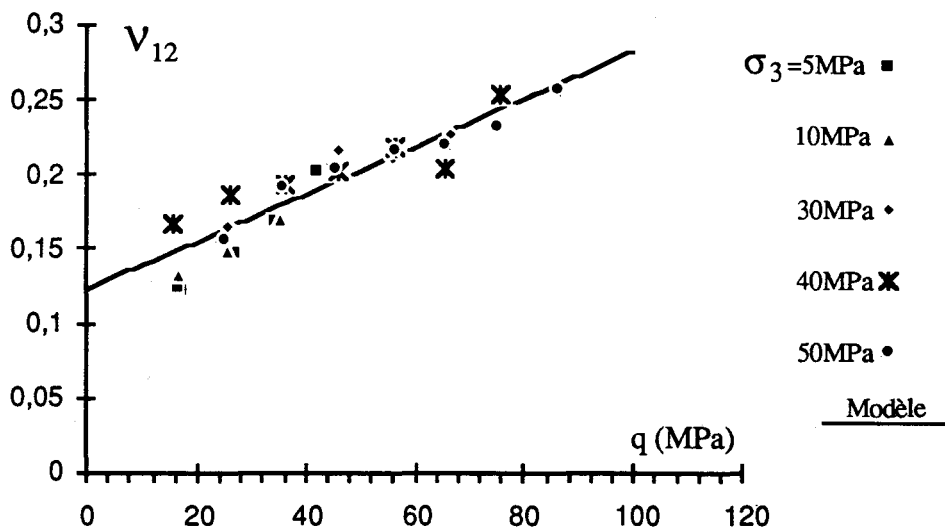


Figure 2.33 : Évolution du coefficient de Poisson  $\nu_{12}$  en fonction de la contrainte déviatorique (essais de chargement - déchargement avec relaxation)

### β) ÉVOLUTION DES COEFFICIENTS DE POISSON $\nu_{23}$ ET $\nu_{21}$

Comme précédemment les données expérimentales nous ont permis de calculer les coefficients de Poisson  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$ , tableaux 2.20. Ce dernier montre qu'en première approximation les coefficients  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$  sont indépendants de la pression de confinement et du déviateur des contraintes. Ainsi, nous considérerons leurs valeurs moyennes :  $\nu_{21}=0,348$  ,  $\nu_{23}=0,159$ .

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$q = \sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	$\nu_{21}$	$\nu_{23}$
5	35,84	0,300	0,150
	45,89	0,336	0,164
30	17,820	0,285	0,139
	27,279	0,311	0,141
	35,798	0,350	0,149
	45,776	0,342	0,159
	55,958	0,368	0,162
	66,110	0,368	0,165
40	75,768	0,377	0,171
	15,050	0,356	0,139
	25,220	0,345	0,147
	35,426	0,364	0,154
	45,687	0,378	0,161
	55,740	0,372	0,149
50	66,060	0,391	0,159
	75,820	0,410	0,159
	86,348	0,425	0,173
	16,746	0,362	0,153
	27,746	0,354	0,149
	35,970	0,362	0,156
50	45,659	0,358	0,156
	55,840	0,410	0,179
	66,020	0,440	0,190
	75,739	0,436	0,193
	86,30	0,421	0,173
	111,596	0,487	0,177

Tableau 2.20 : Coefficients élastiques  $\nu_{23}$  et  $\nu_{21}$  en fonction de la pression de confinement et du déviateur des contraintes (essais de chargement - déchargement avec relaxation)

### B - 3 VÉRIFICATION DE LA SYMÉTRIE DU TENSEUR ÉLASTIQUE

Nous vérifions la symétrie de la matrice élastique ou l'égalité  $\frac{\nu_{12}}{E_1} = \frac{\nu_{21}}{E_2}$ , en considérant un même état de contraintes ou très proche au sein du matériau, tableau 2.21. C'est à dire que dans le tableau 2.21 le couple (34,16/35,84) représente deux états de contraintes très proches : même pression de confinement ( $\sigma_3=5\text{MPa}$ ), au déviateur  $q=34,16$  nous calculons le rapport  $\frac{\nu_{12}}{E_1}$  et au déviateur  $q=35,84$  le rapport  $\frac{\nu_{21}}{E_2}$ . Ainsi, nous constatons malgré la dispersion des résultats expérimentaux que cette symétrie est assez bien vérifiée. Donc notre méthode de détermination est assez fiable par rapport à la méthode sans relaxation. Par conséquent, il serait intéressant d'avoir une formulation correcte des constantes d'élasticité en fonction de l'état de contrainte qui puisse vérifier la symétrie de la matrice

d'élasticité. En effet, les premières approximations des paramètres élastiques que nous avons réalisées dans ce paragraphe, à savoir l'évolution de  $E_1$  suivant la pression de confinement, la variation de  $\nu_{12}$  avec le déviateur des contraintes, tout en maintenant  $E_2$  et  $\nu_{21}$  constants s'éloignent de l'hypothèse de l'élasticité (tableau 2.22) qui est pourtant vérifiée expérimentalement (tableau 2.21), compte tenu de la dispersion des résultats.

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$q = \sigma_1 - \sigma_3$ (MPa) (90°)/(0°)	$\frac{\nu_{12}}{E_1} (10^{-5}/\text{MPa})$	$\frac{\nu_{21}}{E_2} (10^{-5}/\text{MPa})$
5	34,16/35,84	1,656	0,988
	41,98/45,89	1,759	1,102
30	15,58/17,82	1,448	0,919
	25,43/27,279	1,399	1,011
	35,63/35,798	1,499	1,089
	46,05/45,776	1,624	1,119
	55,84/55,958	1,548	1,171
	66,37/66,11	1,685	1,145
40	15,64/15,05	1,448	1,005
	25,84/25,22	1,399	0,974
	36,01/35,426	1,499	1,034
	45,80/45,687	1,624	1,067
	56,19/55,74	1,548	1,036
	65,77/66,06	1,685	1,141
50	15,39/16,746	1,351	0,937
	24,78/27,746	1,32	0,917
	35,60/35,97	1,316	0,937
	45,53/45,659	1,369	0,918
	56,11/55,84	1,368	1,051
	65,80/66,02	1,387	1,128
	75,51/75,739	1,462	-
	85,98/86,30	1,591	1,222

Tableau 2.21 : Valeurs expérimentales du rapport  $\frac{\nu_{ij}}{E_i} (10^{-5}/\text{MPa})$

Notons que dans le tableau 2.21 en considérant le déséquilibre infime, nous avons systématiquement  $\frac{\nu_{21}}{E_2} < \frac{\nu_{12}}{E_1}$ . Ceci peut être du à la précision des mesures de  $\nu_{21}$  et  $E_2$  qui sont indépendants de la pression de confinement. Cette inégalité peut aussi s'expliquer par

une anisotropie induite qui viendrait se superposer à l'anisotropie de structure ou par un endommagement du matériau.

$\sigma_3$ (MPa)	q(MPa)	$E_1$ (MPa) = $6723(1 + \sigma_3)^{0,20}$	$\nu_{12} =$ $0,123 + 0,0016q$	$\frac{\nu_{12}}{E_1}$ ( $10^{-5}$ /MPa)	$\frac{\nu_{21}}{E_2}$ ( $10^{-5}$ /MPa)
5	35,00	9620	0,179	1,861	1,024
	44,00	9620	0,193	2,006	1,024
30	16,70	13361	0,150	1,123	1,024
	26,35	13361	0,165	1,235	1,024
	35,72	13361	0,180	1,347	1,024
	46,00	13361	0,197	1,474	1,024
	56,00	13361	0,213	1,594	1,024
	66,24	13361	0,229	1,714	1,024
40	15,35	14129	0,148	1,047	1,024
	25,53	14129	0,164	1,161	1,024
	35,72	14129	0,180	1,274	1,024
	45,74	14129	0,196	1,387	1,024
	56,00	14129	0,213	1,508	1,024
	65,92	14129	0,228	1,614	1,024
50	16,07	14760	0,149	1,009	1,024
	26,26	14760	0,165	1,118	1,024
	35,79	14760	0,180	1,220	1,024
	45,59	14760	0,196	1,328	1,024
	55,98	14760	0,213	1,443	1,024
	65,91	14760	0,228	1,545	1,024
	75,63	14760	0,244	1,653	1,024
	86,14	14760	0,261	1,768	1,024

Tableau 2.22 : Valeurs théoriques du rapport  $\frac{\nu_{ij}}{E_i}$  ( $10^{-5}$ /MPa),  $\nu_{21} = 0,348$ ;  $E_2 = 34000$ MPa

#### B - 4 ÉVOLUTION DU MODULE DE CISAILLEMENT $G_{12}$

Les valeurs expérimentales du module de cisaillement déterminées avec la procédure que nous avons exposée précédemment sont présentées dans le tableau 2.23. Nous remarquons que ce module est sensiblement constant pour un essai triaxial donné, c'est à dire

qu'il est indépendant du déviateur. Nous prendrons donc la moyenne pour chaque essai, tableau 2.24. Nous avons aussi présenté dans les tableaux 2.23 et 2.24 l'approximation théorique de  $G_{12}$  selon l'équation 2.6. Le tableau 2.24 montre que le module de cisaillement  $G_{12}$  est une fonction de la pression de confinement.

La concordance entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus avec la formule empirique est très satisfaisante.

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$G_{12} = \frac{1}{\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} + 2\frac{\nu_{12}}{E_1}}$ (MPa)	$G_{12(45^\circ)}$ (MPa)
5	5117	5026
	5880	4330
	6097	5466
	6450	-
30	6785	-
	6883	-
	7165	-
	7141	-
	7365	-
	7208	-
40	7595	8236
	7865	8350
	8365	8244
	8115	8203
	7925	7804
	8213	-
50	8207	8744
	8289	9162
	8254	8899
	8325	9082
	8619	8494
	8590	7888
	8312	-
	8192	-

Tableau 2.23 : Valeurs expérimentales et théoriques du module de cisaillement  $G_{12}$  par essai (chargement - déchargement avec relaxation)

$P_c = \sigma_3$ (MPa)	$G_{12} = \frac{1}{\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} + 2\frac{\nu_{12}}{E_1}}$ (MPa)	$G_{12(45^\circ)}$ (MPa)
5	5886	4940
30	7091	-
40	8013	8167
50	8349	8713

Tableau 2.24 : Module de cisaillement  $G_{12}$  en fonction de la pression de confinement

#### B - 5 MODULES ÉLASTIQUES EN FONCTION DE L'ANGLE ( $\theta$ ) : $E(\theta)$

Le module  $E(\theta)$  est déterminé à partir des informations données par les jauges longitudinales. Les résultats expérimentaux sont données dans le tableau 2.25 et la figure 2.34.

$\theta^\circ$ P(MPa)	0°	30°	45°	60°	90°
5	30394	17322	13347	12501	10155
10	-	-	-	-	10247
30	31597	-	-	-	12788
40	35086	23633	25842(?)	16177	14685
50	37230	22818	20358	17600	15198

Tableau 2.25 : Valeurs expérimentales du module élastique  $E(\theta)$  en fonction de la pression de confinement

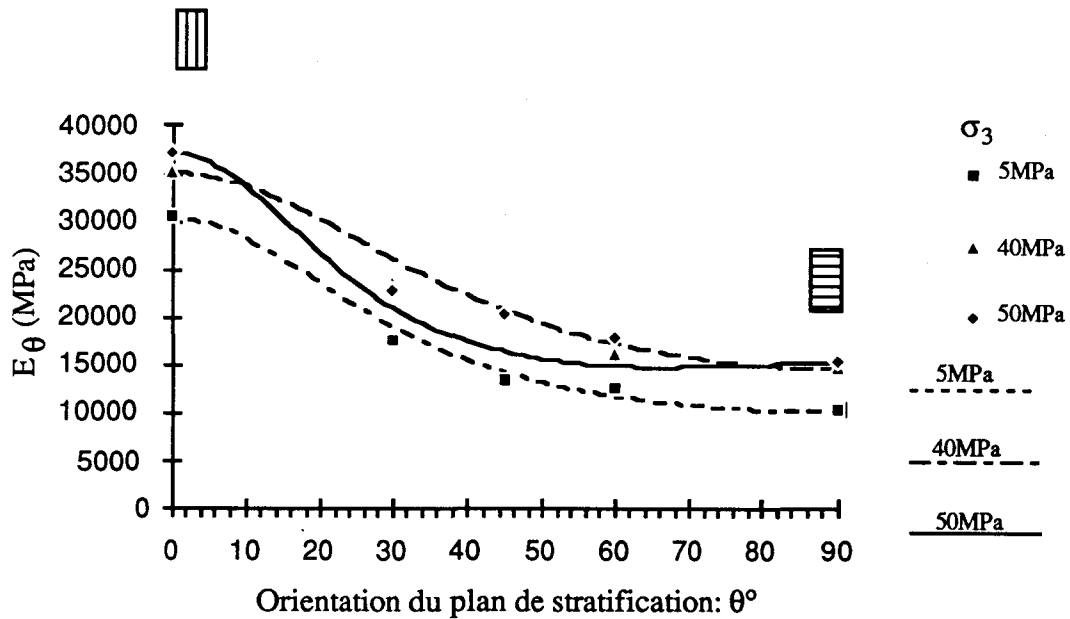


Figure 2.34 : Valeurs expérimentales et théoriques du module élastique en fonction de l'orientation

La figure 2.34 représente les points expérimentaux pour les pressions de confinement 5, 40 et 50 MPa, ainsi que les courbes théoriques obtenues par application de la théorie de l'élasticité infinitésimale linéaire anisotrope appliqué au cas de l'orthotropie de révolution, (cf. 1.3) :

$$(2.11) \quad \frac{1}{E_\theta} = \frac{\sin^4 \theta}{E_1} + \left[ \frac{1}{G_{12}} - 2 \frac{\nu_{12}}{E_1} \right] \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \frac{\cos^4 \theta}{E_2}$$

Ces courbes théoriques ont été déterminées à l'aide des résultats expérimentaux pour  $\theta=0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  pour un même état de contraintes. La bonne concordance entre les courbes théoriques et les résultats expérimentaux pour les autres orientations montre que la méthode de détermination des constantes élastiques proposée est correcte.

Nous remarquons que la rigidité de l'argilite de Tournemire décroît continûment de  $\theta=0^\circ$  à  $\theta=90^\circ$ .

La figure 2.35 indique l'évolution du module élastique en fonction de la pression de confinement pour les orientations  $\theta=0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$ . Le module est sensiblement stable pour les fortes pressions de confinement.



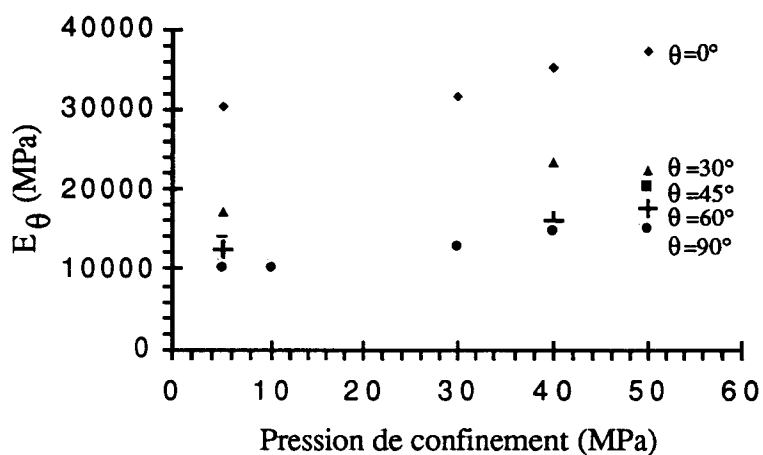


Figure 2.35 : Évolution des modules élastiques en fonction de la pression de confinement

Le tableau 2.26 donne l'évolution du rapport  $E_1/E_2$  en fonction de la pression de confinement. Les valeurs théoriques sont calculées à partir de  $E_1 = 6723(1 + \sigma_3)^{0,20}$  et  $E_2 = 33580$ MPa, figure 2.36. Nous observons une diminution de l'anisotropie élastique avec la pression de confinement. Expérimentalement ce rapport de module tend vers une valeur stable pour les fortes pressions de confinement.

$\sigma_3$ (MPa)	1	5	10	20	30	40	50
$E_1/E_2$ expérimental	-	0,334	-	-	0,405	0,419	0,408
$E_1/E_2$ théorique	0,230	0,286	0,323	0,368	0,398	0,421	0,440

Tableau 2.26 : Évolution du rapport  $E_1/E_2$

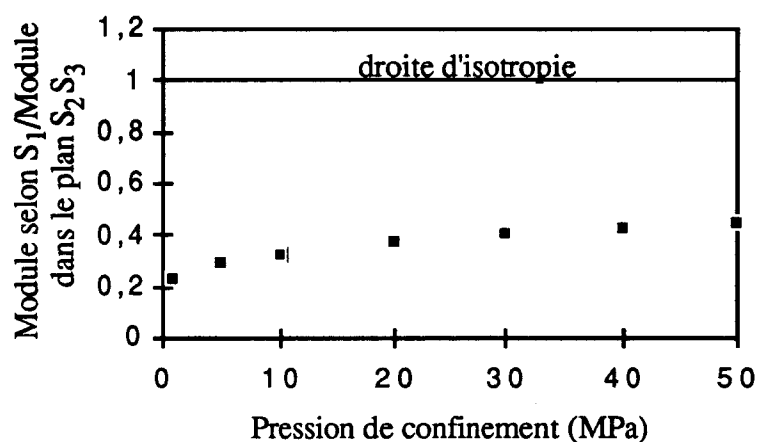


Figure 2.36 : Évolution du rapport  $E_1/E_2$  (Module selon  $S_1$ /Module dans le plan  $S_2S_3$ )

Nous constatons que dans les axes principaux de structure, de l'argilite de Tournemire, il existe bien une anisotropie de module, tel que pour les fortes pressions de confinement le rapport entre les modules d'élasticité  $E_{//}/E_{\perp}$  soit environ égal à 2,44.

## B - 6 REMARQUES

Au début de cette section nous avons signalé que la procédure de détermination présentée (méthode statique) devrait donner les mêmes coefficients que la méthode dynamique.

Malheureusement nous ne disposons pas de modules dynamiques et dans la bibliographie les études sur l'argilite de Tournemire sont très rares. Toutefois, Cuxac (1991) a déterminé des modules dynamiques sur l'argilite à partir d'échantillons cubiques. Il a obtenu les valeurs suivantes :  $E_1=7885\text{MPa}$ ,  $E_2=29290\text{MPa}$ ,  $G_{12}=5995$ ,  $\nu_{12}=0,05$ ,  $\nu_{23}=0,08$ . Nous remarquons que les modules  $E_1$ ,  $E_2$  et  $G_{12}$  sont du même ordre de grandeur que ceux déterminés par notre procédure, du moins pour les faibles pressions de confinement, mais ces coefficients de Poisson sont très faibles par rapport aux nôtres.

Nous constatons aussi que la méthode de détermination des paramètres élastiques avec des phases de relaxation est beaucoup plus fiable que celle sans relaxation.

### 2.5.5.2 ÉVOLUTION DE LA RÉSISTANCE À LA RUPTURE

Les valeurs expérimentales des contraintes à la rupture sont portées dans les tableaux 2.27 à 2.30.

De  $\theta=0^\circ$  à  $\theta=90^\circ$  la résistance varie continûment en passant par un minimum pour  $\theta$  compris entre  $30^\circ$  et  $60^\circ$  (figure 2.37). Cette allure semble assez générale pour les roches présentant une anisotropie macroscopique continue matérialisée par des plans de stratification ou de clivage, Donath (1972), Alliot et Boehler (1979), (voir aussi Chapitre I, Section II).

Notons que ces courbes ne présentent pas de palier caractérisant la rupture en matrice au sens de Hoek (1983), figure 1.12. En effet, pour avoir les éventuelles "épaules", il aurait fallu effectuer des essais au voisinage immédiat des orientations  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ .

Dans les tableaux le symbole (\*) caractérise un essai de chargement - déchargement, le symbole (\*\*) un essai de chargement - déchargement avec des paliers de relaxation et sans astérisque un essai triaxial monotone.

ESSAIS	$\sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Résistance moyenne en fonction de $\sigma_3$ (MPa)	ESSAIS	$\sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Résistance moyenne en fonction de $\sigma_3$ (MPa)
90/00/1*	30,17	38,39	90/20/1	87,00	82,50
90/00/2*	46,60		90/20/1*	78,00	
90/01/1	46,17	46,17	90/25/1	81,86	87,75
90/01/2	39,38		90/25/2	93,63	
90/01/3	50,34		90/30/1	101,24	88,34
90/01/1*	23,73(?)		90/30/1*	84,00	
90/01/2*	48,78		90/30/1**	79,77	
90/05/1	44,21		53,74	90/40/1	105,35
90/05/2	59,67	90/40/1*		96,00	
90/05/1*	57,20	90/40/1**		87,27	
90/05/1**	53,27	90/50/1		114,22	105
90/05/2**	54,35	90/50/2		128,82(?)	
90/10/1	62,26	64,73	90/50/1*	108,61	
90/10/2	64,29		90/50/1**	91,44	
90/10/1*	68,00				
90/10/1**	64,35				

Tableau 2.27 : Évolution de la résistance à la rupture en MN/m<sup>2</sup> de l'argilite de Tournemire suivant la pression de confinement pour  $\theta=90^\circ$

ESSAIS	$\sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Résistance moyenne en fonction de $\sigma_3$ (MPa)	ESSAIS	$\sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Résistance moyenne en fonction de $\sigma_3$ (MPa)
0/01/1	40,69	34,98	0/10/1	67,98	72,04
0/01/2	35,47		0/10/1*	76,09	
0/01/3	31,72		0/20/1*	85,08	85,08
0/01/1*	32,04		0/30/1**	106,69	106,69
0/01/2*	26,23(?)		0/40/1**	103,49	103,49
0/05/1*	56,13	55,20	0/50/1**	110,23	110,23
0/05/1**	54,26				

Tableau 2.28 : Évolution de la résistance à la rupture en MN/m<sup>2</sup> de l'argilite de Tournemire suivant la pression de confinement pour  $\theta=0^\circ$

ESSAIS	$\sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Résistance moyenne en fonction de $\sigma_3$ (MPa)	ESSAIS	$\sigma_1 - \sigma_3$ (MPa)	Résistance moyenne en fonction de $\sigma_3$ (MPa)
45/01/1	21,57	22,52	45/20/1*	58,03	58,03
45/01/2	18,89		45/40/1**	69,55	69,55
45/01/1*	21,30		45/50/1	82,99	80,01
45/01/2*	28,33		45/50/1**	77,03	
45/05/1**	36,63	36,63			

Tableau 2.29 : Évolution de la résistance à la rupture en MN/m<sup>2</sup> de l'argilite de Tournemire suivant la pression de confinement pour  $\theta=45^\circ$

$\sigma_3$ (MPa) \ $\theta^\circ$	0°	15°	20°	30°	45°	60°	75°	90°
1	34,98	18,26(?)	29,49	19,53	22,52	24,82	30,88	46,17
5	55,20	-	-	31,07	36,63	39,98	-	53,74
20	85,08	-	-	64,05	58,03	-	-	82,50
40	103,49	-	-	72,94	69,55	68,47	-	96,21
50	110,23	-	-	79,70	80,01	64,83(?)	-	105

Tableau 2.30 : Valeurs expérimentales de la résistance à la rupture de l'argilite de Tournemire  $q_r(\theta)$  en MPa

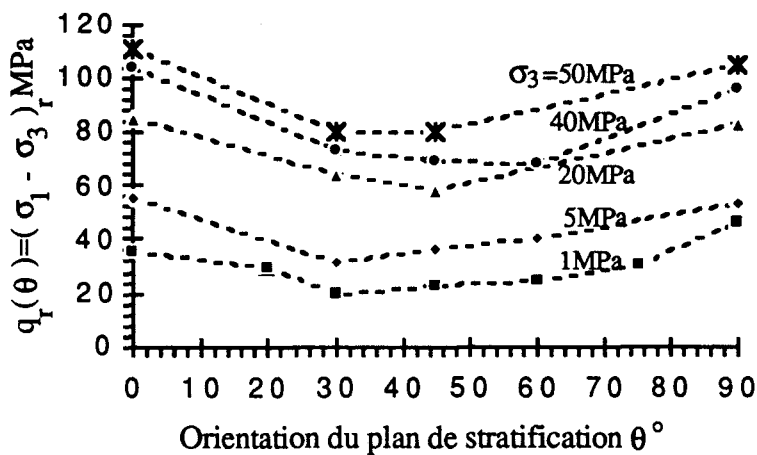
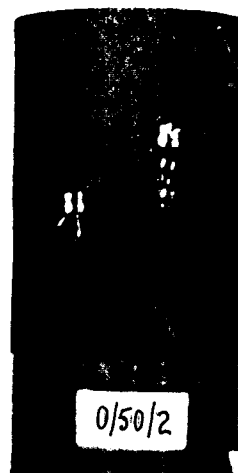


Figure 2.37 : Évolution des résistances à la rupture en fonction de l'orientation ( $\theta$ ), pour les différentes pressions de confinement

L'analyse du mécanisme de rupture (Photos 2.5) nous permet de tirer les mêmes conclusions que Donath (1963) (figure 1.9) ou McLamore et Gray (1964). En effet pour les angles  $15^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$  la rupture se produit généralement dans le plan de stratification, donc l'angle de rupture est égale à l'angle  $\theta$ ; pour les angles  $\theta=0^\circ-15^\circ$  et  $60^\circ-90^\circ$  la rupture se produit à travers les strates, formant un angle de  $45^\circ-60^\circ$  avec la direction de la contrainte principale maximale. Pour les faibles pressions de confinement et pour l'orientation  $\theta=0^\circ$ , nous avons constaté parfois une rupture par extension le long ou en travers des plans de stratification.



Essais triaxiaux conventionnels : Modes de rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos : angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/pression de confinement (MPa)/n° d'essai)



Essais triaxiaux conventionnels : Modes de rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos : angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/pression de confinement (MPa)/n° d'essai)

Afin d'étudier l'évolution de l'anisotropie des résistances en fonction de la pression de confinement, nous avons porté dans le tableau 2.31 les valeurs du rapport  $K = \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)_0}{(\sigma_1 - \sigma_3)_\theta}$  pour les orientations caractéristiques  $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ . En outre sur la figure 2.38 nous présentons l'évolution du coefficient d'anisotropie des résistances en compression  $\left( \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)_0}{(\sigma_1 - \sigma_3)_{45^\circ}} \right)$  de l'argilite de Tournemire en fonction de la pression de confinement et sur la figure 2.39 le rapport  $(\sigma_1 - \sigma_3)_0 / (\sigma_1 - \sigma_3)_{90^\circ}$ .

$\sigma_3$ (MPa) \ $\theta^\circ$	$0^\circ$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$
1	1	1,791	1,553	1,409	0,758
5	1	1,777	1,507	1,381	1,027
20	1	1,328	1,466	-	1,031
40	1	1,419	1,488	1,512	1,076
50	1	1,383	1,378	1,700(?)	1,050

Tableau 2.31 : Évolution du rapport  $K = \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)_0}{(\sigma_1 - \sigma_3)_\theta}$  pour les orientations caractéristiques

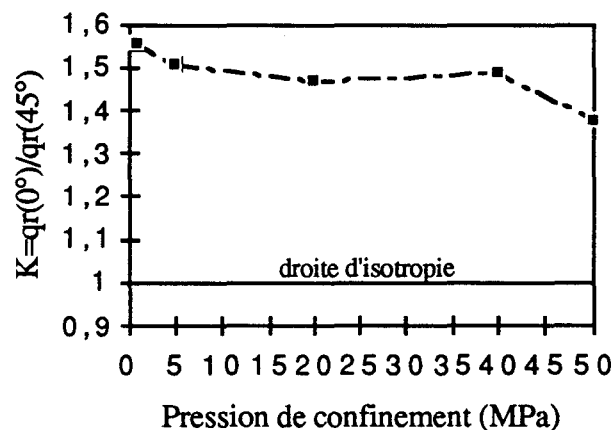


Figure 2.38 : Coefficient d'anisotropie des résistances en compression de l'argilite de Tournemire en fonction de la pression de confinement



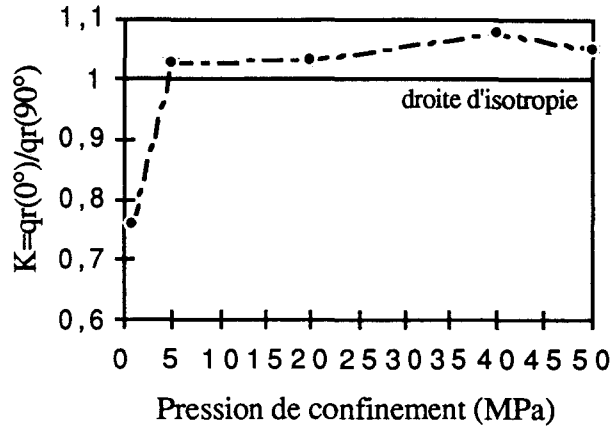


Figure 2.39 : Évolution du rapport K (résistance dans le plan ( $S_2S_3$ ) / résistance selon  $S_1$ ) en fonction de la pression de confinement

Nous remarquons d'abord que le coefficient d'anisotropie de l'argilite de Tournemire est environ 1,50. Cette valeur est proche du coefficient d'anisotropie du Green River shale qui est de 1,37 (Chenevert et Gatlin, 1965), du Green River shale I qui est de 1,62 (McLamore et Gray, 1964) et du coefficient d'anisotropie du Green River shale II qui est égale à 1,41 (McLamore et Gray, 1964).

La figure 2.39 montre que globalement l'argilite de Tournemire ne présente pas trop d'anisotropie de rupture dans les axes principaux de structure pour des pressions supérieures à 5MPa ( $\sigma_{//}/\sigma_{\perp} \cong 1,05$ ). Cependant, la différence des évolutions du rapport  $K = (\sigma_1 - \sigma_3)_{0^\circ} / (\sigma_1 - \sigma_3)_{\theta^\circ}$  (tableau 2.31) pour  $\theta=30^\circ-60^\circ$  et  $\theta=90^\circ$  indique qu'un seul paramètre n'est pas suffisant pour caractériser l'anisotropie des résistances de l'argilite de Tournemire.

Nous constatons que pour  $\theta=30^\circ-60^\circ$  le rapport  $K = (\sigma_1 - \sigma_3)_{0^\circ} / (\sigma_1 - \sigma_3)_{\theta^\circ}$  décroît lorsque la pression de confinement augmente. Il en résulte que l'anisotropie des résistances s'atténue avec la pression de confinement. Cependant, pour  $\theta=60^\circ$ , cette diminution de l'anisotropie de résistance à la rupture en fonction de la pression de confinement n'est pas évidente.

### 2.5.5.3 COHÉSION ET FROTTEMENT INTERNE EN FONCTION DE L'ORIENTATION

Nous présentons sur la figure 2.40 les cercles de Mohr correspondant aux résistances en compressions triaxiales pour les orientations  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ .

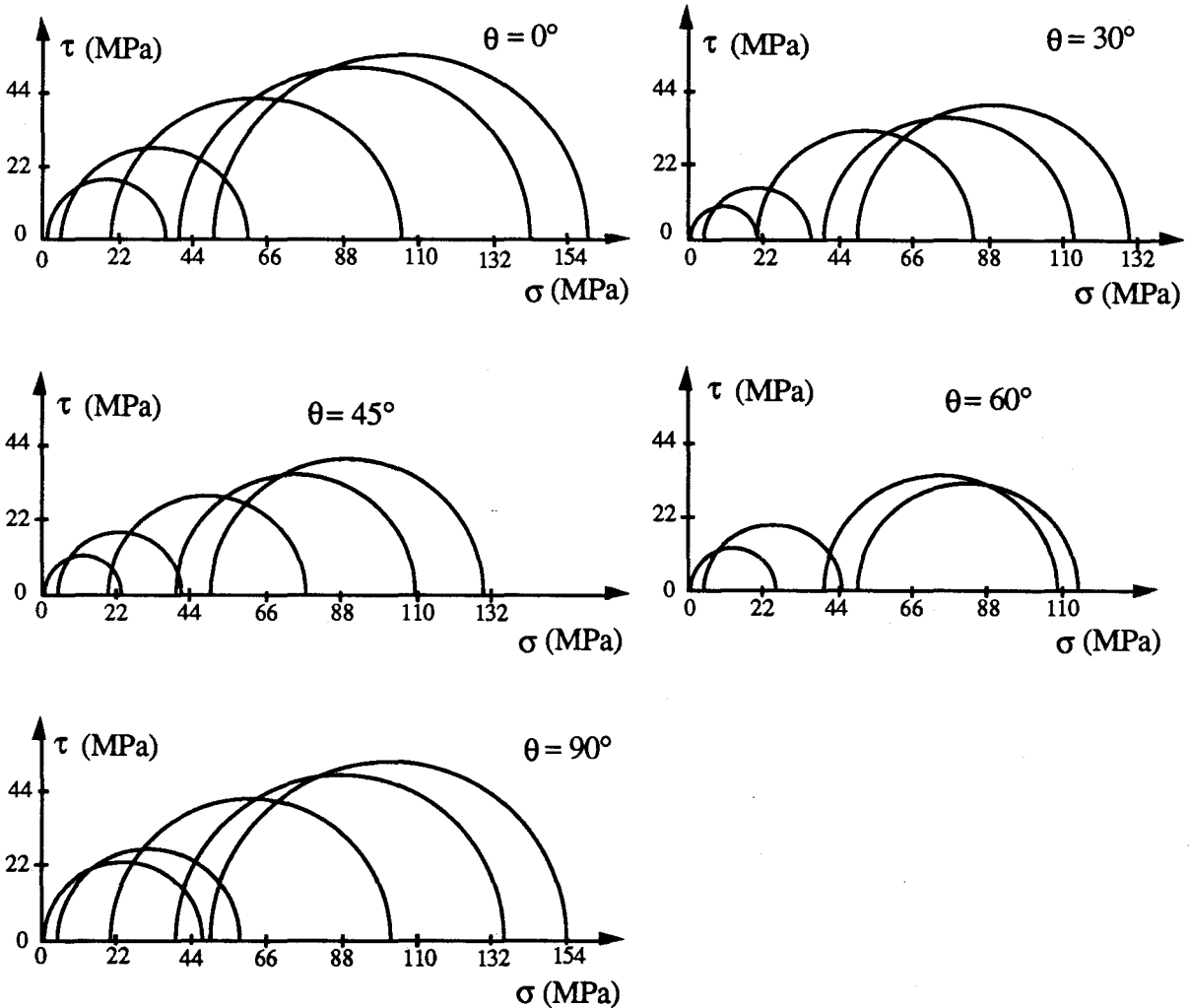


Figure 2.40 : Cercles de Mohr de l'argilite de Tournemire en fonction de l'orientation du plan de stratification

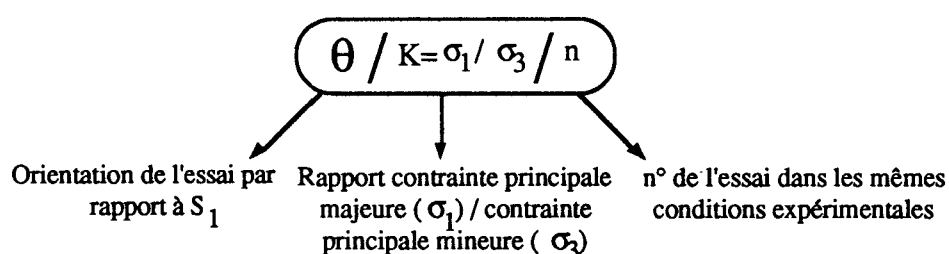
L'évolution des enveloppes de Mohr en fonction de l'orientation est due à l'anisotropie du matériau. D'une manière générale le "frottement interne" aussi bien que la "cohésion" varie fortement avec la pression de confinement. D'où la concavité des enveloppes des cercles de Mohr tournée vers les abscisses. Notons que quelque soit l'orientation, la courbe intrinsèque, tangente aux cercles de Mohr, est une parabole dans le plan de Mohr ( $\sigma, \tau$ ) ou un parabololoïde dans l'espace des contraintes.

## 2.6 ESSAIS DE CHARGEMENT PROPORTIONNEL ET D'EXTENSION LATÉRALE

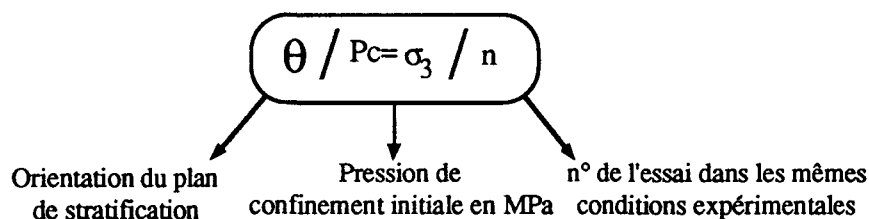
### 2.6.1 REPÉRAGE DES ESSAIS :

Tous les résultats expérimentaux des essais de chargement proportionnel et d'extension latérale sont donnés en Annexe(3). Les essais ont été menés sur des éprouvettes de diamètre 37mm et d'élanement environ égale à 2. Ces essais ont été effectués dans l'objectif de valider le modèle élastoplastique développé pour l'argilite de Tournemire.

Chaque test pour un chargement proportionnel a été identifié de la manière suivante :



Et l'identification de chaque test pour une extension latérale de la manière suivante:



Les essais sont effectués :

en *chargement proportionnel* pour les orientations  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ , les rapports de contraintes  $K=1,50; 2,50; 3,50; 5; 8$ .

en *extension latérale* pour les orientations  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ , les contraintes hydrostatiques initiales suivantes : 60, 50 et 30MPa.

### 2.6.2 DESCRIPTION DES ESSAIS :

#### ESSAI PROPORTIONNEL:

Les essais sont réalisés en force contrôlée avec une vitesse de chargement axial de

$$1,60 \cdot 10^{-2} \text{ kN/s} \left( \dot{\sigma} = 1,50 \cdot 10^{-2} \text{ MPa/s} \right).$$

Pour réaliser le cheminement de contraintes en chargement proportionnel, c'est à dire le rapport de contraintes  $\sigma_1 / \sigma_3$  constant au cours de l'essai triaxial, nous avons procédé de la manière suivante:

a) Conditions initiales :  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$

b) Le chargement est appliqué tel qu'on obtienne  $\Delta\sigma_1 = K \cdot \Delta\sigma_3$ . Ainsi, nous appliquons d'abord l'incrément de contrainte principale  $\Delta\sigma_3$  ( 5bars ou 10bars ) ensuite l'incrément de contrainte principale  $\Delta\sigma_1$  pour atteindre le cheminement de contraintes  $K = \sigma_1 / \sigma_3$  (figure 2.41); ainsi de suite, jusqu'à la rupture ( $K > 2,50$ ) ou à la limite de la pompe Gilson ( $\sigma_3 = 60\text{MPa}$ ). Dans ce dernier cas nous terminons l'essai en effectuant une extension latérale.

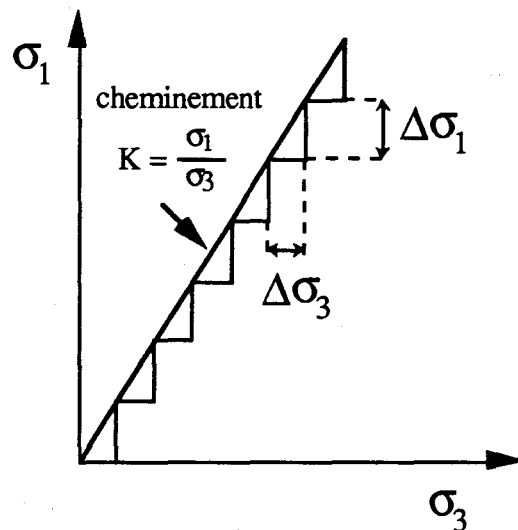


Figure 2.41 : Chemin de chargement de l'essai proportionnel

Nous avons procédé à une acquisition continue de l'état de contraintes et de déformations au cours du cheminement en escalier du chargement, au lieu de l'acquisition seulement des points se trouvant sur la droite  $K = \sigma_1 / \sigma_3$ . Ceci permet de suivre le comportement de la roche tout au long de l'essai. Cette manière de procéder est observable sur certaines courbes, figure 2.42.

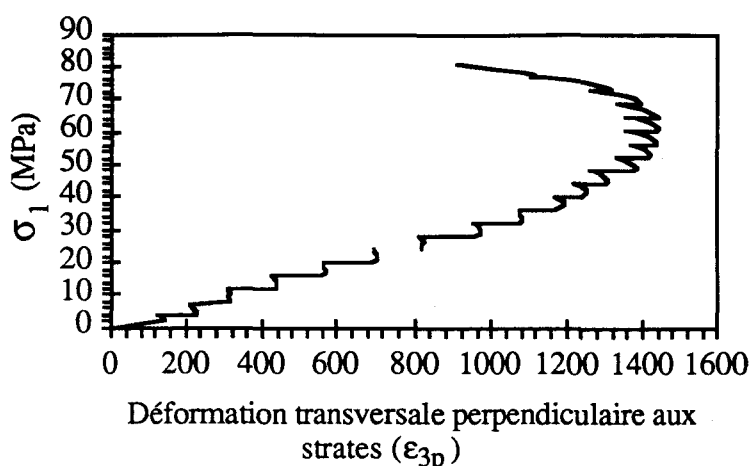


Figure 2.42 : Essai proportionnel à  $K=8.00$ , Orientation  $\theta=0^\circ$ , Courbe contrainte - déformation transversale perpendiculaire au plan de stratification

### EXTENSION LATÉRALE :

L'échantillon est d'abord soumis à un chargement de compression isotrope jusqu'à la pression de confinement dont on désire effectuer le déchargement latéral ( conditions initiales  $\sigma_1 = \sigma_3$  ). La contrainte principale  $\sigma_1$  est alors maintenue constante et on relâche progressivement la pression de confinement.

### 2.6.3 COMMENTAIRES DES RÉSULTATS OBTENUS

La Figure 2.43 représente les différents cheminements de contraintes et les points de rupture dans le plan  $(p, q)$  ou  $p = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}$  et  $q = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$ . On montre facilement que dans ce cas pour les essais proportionnels  $\frac{\Delta q}{\Delta p} = \frac{K-1}{K+1}$  (par exemple si  $K=2,5$  l'inclinaison du cheminement de contraintes par rapport à la droite hydrostatique est de  $23,20^\circ$ ) et pour les essais d'extension latérale  $\frac{\Delta q}{\Delta p} = -1$  (soit une inclinaison de  $-45^\circ$ ).

Nous obtenons dans ce plan  $(p, q)$  une enveloppe de rupture. Si nous prenons le critère de rupture classique de Mohr - Coulomb, nous obtenons un angle de frottement interne comprise entre  $24^\circ$  et  $32^\circ$ , et une cohésion comprise entre  $12\text{MPa}$  et  $13,3\text{MPa}$ .

Cette enveloppe de rupture se superpose assez bien à celle obtenue par les essais triaxiaux conventionnels. Ceci montre qu'il existe une surface de rupture unique pour les différents chemins de contraintes. L'observation des photos (2.6 et 2.7) montre que la rupture

se produit généralement à travers les strates pour les chemins proportionnels et dans les plans de stratification pour les essais d'extension latérale.

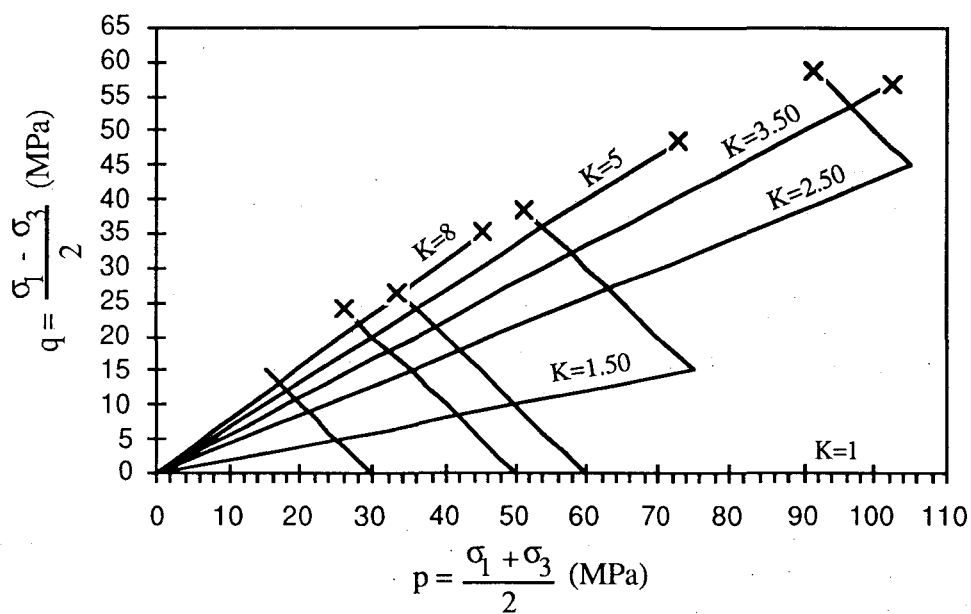


Figure 2.43a : Cheminement de contraintes et points de rupture ( $\theta=0^\circ$ )

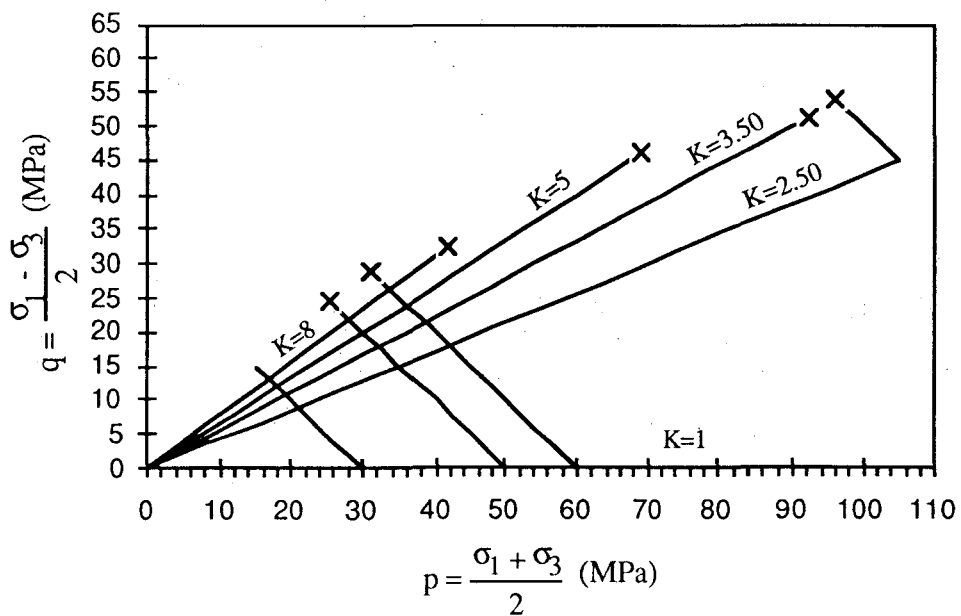
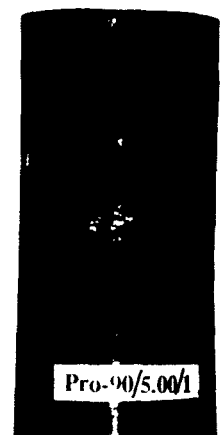
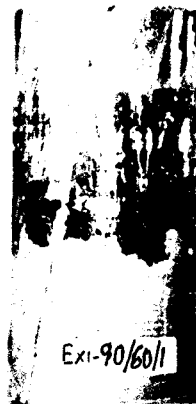


Figure 2.43b : Cheminement de contraintes et points de rupture ( $\theta=90^\circ$ )



Essais de chargement proportionnel : Modes de rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos : angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/rapport de contraintes

$$K = \frac{\sigma_1}{\sigma_3} / n^\circ \text{ d'essai}$$



Essais d'extension latérale : Modes rupture de l'argilite de Tournemire (repérage des photos :  
angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates/pression de confinement initiale  
(MPa)/n° d'essai)



Les essais proportionnels dont le rapport  $K$  est inférieur à 2,50 n'ont pas entraînés la rupture du matériau et l'argilite se comporte de la même façon que sous un état de contraintes hydrostatiques, (cf. 2.2). À  $K$  égal à 2,50 bien que nous n'ayons pas atteint la rupture lorsque la contrainte principale mineure ( $\sigma_3$ ) atteint 600bars, nous remarquons sur la figure 2.43 que l'état de contraintes est proche de l'enveloppe de rupture. D'ailleurs, dès que nous effectuons à partir de cet état de contrainte anisotrope ( $\sigma_3 = 600\text{bars}, \sigma_1 = K\sigma_3$ ) une extension latérale, nous obtenons rapidement la rupture de l'échantillon. Pour  $K$  supérieur à 2,50 le comportement de l'argilite de Tournemire tend vers un comportement sous compression uniaxiale et tous les essais réalisés ont atteint la rupture.

La figure 2.44 montre le comportement complexe de l'argilite de Tournemire sous chargement proportionnel lorsque la contrainte principale majeure ( $\sigma_1$ ) est appliquée dans les plans de stratification ( $\theta=0^\circ$ ) : la déformation transversale parallèle aux plans de faiblesses ( $\epsilon_{3//}$ ) change de signe mais son amplitude reste faible; par contre la déformation transversale perpendiculaire aux strates ( $\epsilon_{3p}$ ) et la déformation dans l'axe de la contrainte majeure ( $\epsilon_1$ ) change complètement de rôle. En effet  $\epsilon_1$  passe du simple ( $K=1,50$ ) au double ( $K=8$ ) pendant que ( $\epsilon_{3p}$ ) passe du double au simple.

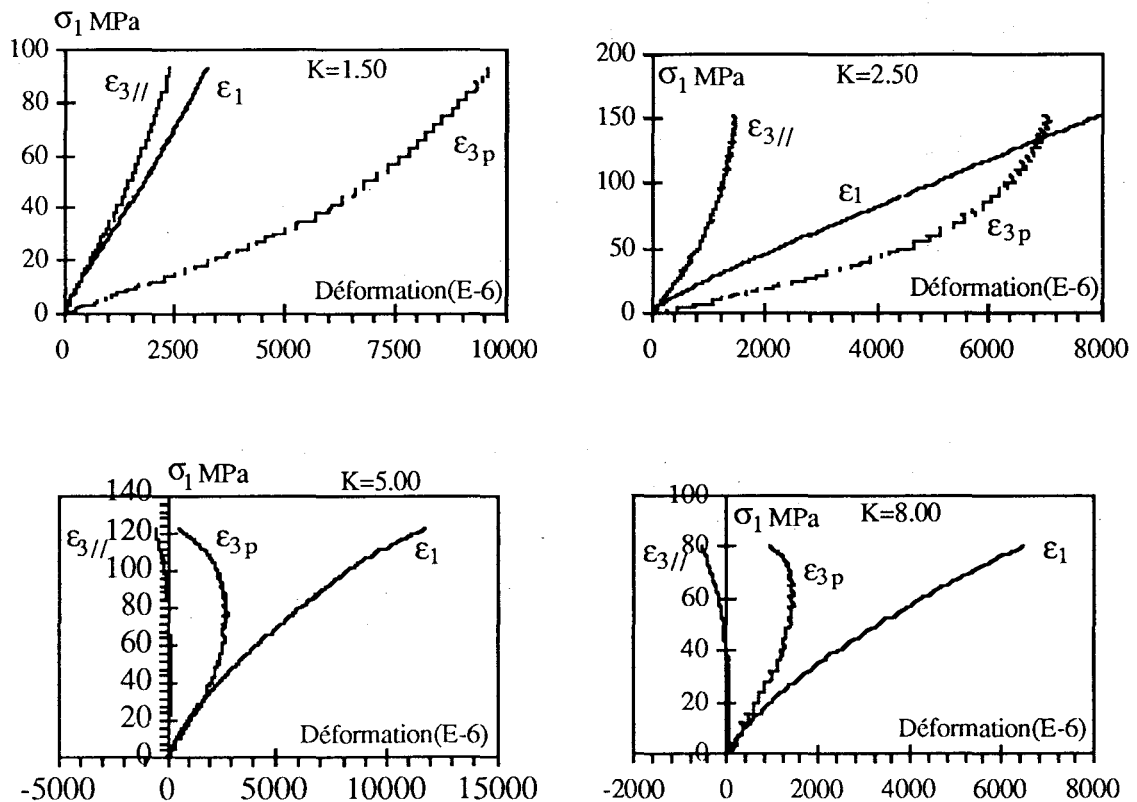


Figure 2.44 : Résultats représentatifs des essais proportionnels,  $K=1,50; 2,50; 5$  et  $8;$   
Orientation  $\theta=0^\circ$

L'analyse des essais d'extension latérale (figure 2.45) montre que la rupture est atteinte avec les pressions de confinement initiales de 50 et 60MPa (figure 2.43) Cependant, pour la pression initiale de 30MPa nous n'avons pas atteint la rupture, mais la figure 2.43 montre que l'enveloppe de rupture est proche.

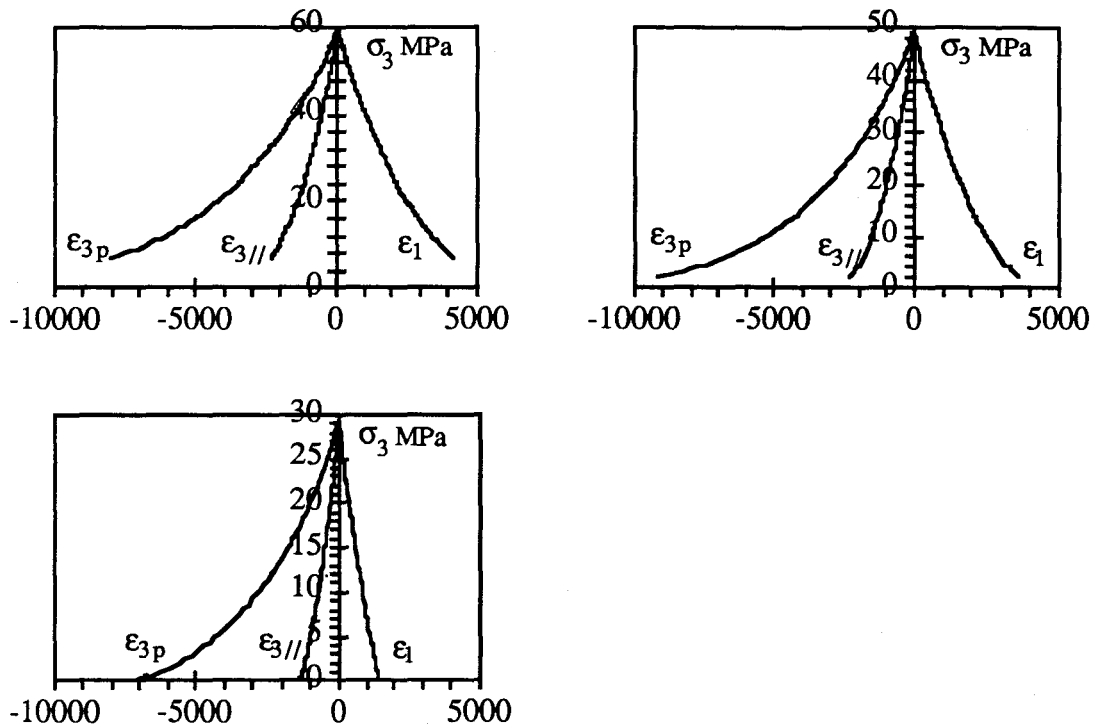


Figure 2.45 : Résultats représentatifs des essais d'extension latérale,  $P_c=60; 50$  et  $30$ MPa;  
Orientation  $\theta=0^\circ$

## 2.7 REMARQUES

Pour les essais "hors axes", repère de structure différent du repère principal des contraintes, la naissance d'efforts parasites aux extrémités de l'échantillon, du fait de l'inclinaison et du frottement sur les embases, ne permet pas d'obtenir des mesures exactes.

Certains auteurs comme Saada (1970), Alliot et al (1979), montrent que des déformations en "S" des échantillons sont caractéristiques de ce phénomène.

Sur aucun des essais "hors axes" réalisés sur l'argilite de Tournemire, nous avons constaté de forme en "S", voir Photos de rupture. Par conséquent, nous estimons que les données expérimentales pour ces types essais sont fiables.

## 2.8 CONCLUSIONS

Une série d'essais de compressibilité et de compression triaxiale a été réalisée sur l'argilite de Tournemire.

Les résultats obtenus permettent d'identifier un comportement élastoplastique isotrope transverse.

L'influence de l'orientation et de la pression de confinement sur les caractéristiques mécaniques a été mise en évidence.

Des cycles de chargement - déchargement avec ou sans palier de relaxation sont utilisés pour caractériser le comportement élastique de l'argilite. Ainsi, les paramètres élastiques relatives à la direction perpendiculaire au plan de stratification dépendent du chemin de chargement. Il serait peut-être intéressant de faire dériver la loi d'élasticité non linéaire avec les coefficients élastiques indépendants en fonction d'un potentiel scalaire (hyperélasticité).

Le coefficient d'anisotropie, rapport entre la résistance à la rupture pour  $\theta=90^\circ$  et  $\theta=45^\circ$ , est de l'ordre de 1,50. Cependant, l'anisotropie de rupture est négligeable dans les axes principaux de structure.

Finalement, cet ensemble de résultats expérimentaux cohérents doit permettre l'élaboration d'un modèle spécifique pour l'argilite de Tournemire et d'une manière générale la compréhension des roches sédimentaires argileuses anisotropes.

Le chapitre suivant sera ainsi consacré au développement d'un modèle Cam Clay étendu aux milieux anisotropes. Le choix d'un tel modèle a été guidé d'une part par le fait que les modèles Cam Clay sont destinés essentiellement à décrire le comportement des argiles, l'argilite de Tournemire étant une argile surconsolidée, et d'autre part par l'existence d'un travail préliminaire de Nova (1986) qui a étendu le Cam Clay original aux milieux anisotropes.

## CHAPITRE III

# MODÉLISATION DU COMPORTEMENT ÉLASTOPLASTIQUE DE L'ARGILITE DE TOURNEMIRE : ADAPTATION DU MODÈLE DE CAM CLAY ANISOTROPE



### 3.1 GÉNÉRALITÉS

La théorie de la plasticité est la théorie mathématique des déformations irréversibles, des solides plastiques, indépendantes du temps, à basses températures (Hill, 1950).

D'une manière générale un modèle élastoplastique s'appuie sur les trois concepts fondamentaux suivants :

- La surface de charge, qui généralise la notion de seuil de plasticité;
- La règle d'écrouissage, qui gouverne les variations éventuelles de forme, de dimension et de position de la surface de charge dans l'espace des contraintes;
- La règle d'écoulement plastique, qui définit la façon dont évolue les déformations plastiques.

Si  $d\varepsilon_{ij}$  représente l'incrément de déformation infinitésimale au cours d'un chargement continu d'un matériau, alors :

$$(3.1) \quad d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p$$

Où  $d\varepsilon_{ij}^e$  est la composante élastique ou réversible de la déformation et  $d\varepsilon_{ij}^p$  la composante plastique ou irréversible.

L'incrément de contrainte correspondant est déterminé à partir de la relation constitutive (1.1) ou (1.2) :

$$(3.2) \quad d\sigma_{ij} = C_{ijkl}d\varepsilon_{kl}^e = C_{ijkl}(d\varepsilon_{kl} - d\varepsilon_{kl}^p)$$

Où  $C_{ijkl}$  est le tenseur d'élasticité.

Soit  $f(\sigma_{ij}, \alpha)$  la surface de charge du modèle élastoplastique, où  $(\sigma_{ij}, \alpha)$  représente un état de chargement et d'écrouissage donnés. Notons que la force d'écrouissage  $\alpha$ , n'évolue que lorsqu'il y a évolution de la déformation plastique. Si  $(\sigma_{ij}, \alpha)$  est tel que  $f(\sigma_{ij}, \alpha) < 0$ ,  $(\sigma_{ij})$  est intérieur au domaine d'élasticité actuel. Dans ce cas le comportement du matériau est purement élastique. Lorsque  $(\sigma_{ij}, \alpha)$  est tel que  $f(\sigma_{ij}, \alpha) = 0$ ,  $(\sigma_{ij})$  se trouve sur la frontière du domaine. Nous distinguons alors deux cas, selon que le point matériel est en chargement ou en déchargement. Si l'état de contrainte actuel  $(\sigma_{ij})$  est situé sur la surface de charge et a tendance à sortir de cette surface (module plastique  $H$  positif), le matériau est dit en chargement. D'une façon plus mathématique, cette condition s'écrit :

$$H > 0$$

il y a chargement si :

$$(3.3) \quad \begin{cases} f(\sigma_{ij}, \alpha) = df(\sigma_{ij}, \alpha) = 0 \\ \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} > 0 \\ d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e + d\varepsilon_{ij}^p \end{cases}$$

il y a déchargement si

$$\begin{cases} f(\sigma_{ij}, \alpha) = 0 \\ \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} < 0 \\ d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon_{ij}^e \end{cases}$$

Les deux types d'écrouissage idéalisés sont : l'écrouissage isotrope ( $\alpha$  paramètre scalaire) et l'écrouissage cinématique ( $\alpha$  paramètre scalaire ou tensoriel). Dans le premier cas le domaine d'élasticité se transforme homothétiquement du domaine initial. Dans le deuxième cas les domaines d'élasticité successifs se déduisent du domaine initial par translation dans l'espace des contraintes.

L'incrément de déformation plastique, défini par la règle d'écoulement plastique est proportionnel au gradient du potentiel plastique  $g$  et ne dépend que du scalaire  $d\lambda$  :

$$(3.4) \quad d\varepsilon_{ij}^p = d\lambda \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}}$$

La règle d'écoulement est dite associée si le potentiel plastique et la surface de charge coïncident.

Nous rappelons que l'élaboration d'une loi de comportement élastoplastique consiste à construire successivement la loi de comportement élastique, le domaine d'élasticité initial, le potentiel plastique, la surface de rupture, la surface de charge et l'évolution de celle-ci par l'écrouissage.

La loi de comportement élastique est normalement construite à partir d'essais en déchargement - rechargement. Nous avons discuté de la détermination des paramètres élastiques dans le chapitre précédent.

Vu que, dans un essai triaxial de révolution l'état de contrainte est complètement déterminé par la contrainte moyenne ( $p$ ) et le déviateur ( $q$ ), le potentiel plastique est souvent déterminé sous forme d'une fonction  $g(p, q)$  ou  $g(p, \eta)$  avec  $\eta=q/p$ . Ainsi, l'on peut définir le taux de dilatance  $d$ , comme le rapport des taux de déformation plastique volumique  $d\varepsilon_v^p$  et déviatorique  $d\varepsilon_d^p$  :

$$(3.5) \quad d(p,q) = \frac{d\varepsilon_v^p}{d\varepsilon_d^p} = \left( \frac{\partial g}{\partial p} \right) / \left( \frac{\partial g}{\partial q} \right)$$

L'ensemble des résistances maximales, atteintes au cours des essais suivant les chemins de chargement différents, définit la surface de rupture dans l'espace des contraintes.

Avant de présenter le modèle Cam Clay original qui est la base de notre développement, faisons un rappel des modèles avec "cap", pour bien faire la distinction avec les modèles de l'université de Cambridge.

### 3.2 MODÈLES AVEC CAP

Les modèles avec "cap" sont suggérés par l'observation expérimentale selon laquelle lors d'une compression isotrope d'un sol ou d'une roche, d'une part des déformations irréversibles peuvent se développer et d'autre part le domaine élastique initial est pratiquement inexistant. Ainsi, chacune de ces lois a été développée en considérant une surface de rupture, en général fixe, dans l'espace des contraintes, mais fermée par une seconde surface appelée "cap" ou surface de fermeture, située entre la surface de rupture et l'axe hydrostatique (figure 3.1).

Rappelons que la difficulté numérique de ces modèles est le fait qu'il existe en général une discontinuité entre les tangentes au point de rencontre du "cap" et de la surface de rupture.

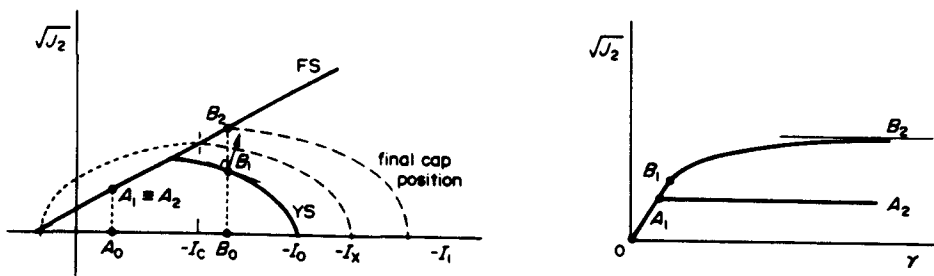


Figure 3.1 : Représentation d'une loi élastoplastique avec un "cap" dans le plan  $(I_1, \sqrt{J_2})$ ,

[d'après Cividini A., 1993]

La figure 3.1 montre deux courbes contrainte - déformation qualitatives données à l'aide d'un tel modèle pour deux chemins de contraintes A et B : pour le chemin A, le comportement est élastique jusqu'à ce que l'état de contrainte atteigne la surface de rupture où un comportement parfaitement plastique se produit; pour le chemin B, nous avons un

écrouissage positif du point  $B_1$  jusqu'au point  $B_2$  où se produit la rupture, souvent à déformation plastique volumique constante.

Nous verrons ultérieurement que les modèles à "état critique" peuvent être considérés comme une extension des modèles avec "cap".

### 3.3 MODÈLES DE L'ÉCOLE DE CAMBRIDGE

Ce sont des modèles élastoplastiques avec écrouissage, destinés essentiellement à décrire le comportement des argiles. C'est d'ailleurs à ce titre qu'il est naturel d'adapter un modèle Cam Clay pour décrire le comportement de l'argilite de Tournemire.

Ces lois sont fondées sur quatre éléments principaux : l'étude de l'essai de compression isotrope, le concept d'état critique, une expression du travail ou de la dissipation plastique et la règle de normalité, (Roscoe et al., 1958; Schofield et Wroth, 1968).

#### 3.3.1 HYPOTHÈSE D'ÉTAT CRITIQUE

La définition de cet état résulte d'observations expérimentales, selon lesquelles, en grandes déformations l'état des échantillons testés tend vers un état stationnaire ou une courbe unique dans l'espace  $(p, q, v)$  ou  $(p, q, e)$ .  $p$  et  $q$  représentent les parties sphérique et déviatorique du tenseur de contraintes,  $v$  le volume spécifique et  $e$  l'indice des vides.

Ainsi, si un élément de sol est soumis à une déformation déviatorique croissante, il tend vers l'état critique caractérisé par une variation de volume  $d\varepsilon_v$  nulle et un rapport de contraintes  $q/p$  constant :

$$(3.6) \quad d\varepsilon_q \geq 0, \quad d\varepsilon_v = 0, \quad q = Mp, \quad v = \Gamma - \lambda \ln(p/p_1)$$

Où  $p_1$  est une pression de référence (en général égale à l'unité des contraintes) et  $M, \lambda, \Gamma$  sont des paramètres du modèle.

Cette courbe d'état critique est parallèle à la courbe de consolidation isotrope obtenue au cours d'un essai de compression isotrope, figure 3.2.

#### 3.3.2 ÉTUDE DE L'ESSAI DE COMPRESSION ISOTROPE ( $q=0$ )

Dans le plan  $(e, \ln p)$  les courbes de l'essai de compression isotrope sont assimilées à des droites. On appelle "courbe  $\lambda$ ", ou "courbe de consolidation vierge", la courbe de chargement et "courbe  $\kappa$ " ou "courbe de déchargement - rechargement", la courbe schématisant un cycle de déchargement - rechargement.

Les courbes  $\lambda$  et  $\kappa$  sont définies par les équations suivantes :



$$(3.7) \quad \begin{array}{ll} - \text{courbe } \lambda & e = e_\lambda - \lambda \ln(p/p_1) \\ - \text{courbe } \kappa & e = e_\kappa - \kappa \ln(p/p_1) \end{array}$$

Où  $e_\lambda$  et  $e_\kappa$  correspondent aux valeurs obtenues pour la pression de référence  $p_1$ ;  $\lambda$  et  $\kappa$  sont deux paramètres de la loi.  $e_\kappa$  évolue au cours du chargement et est liée à la limite du domaine d'élasticité actuel. Donc,  $e_\kappa$  peut être utilisée comme paramètre d'écroutissage dans l'essai de compressibilité.

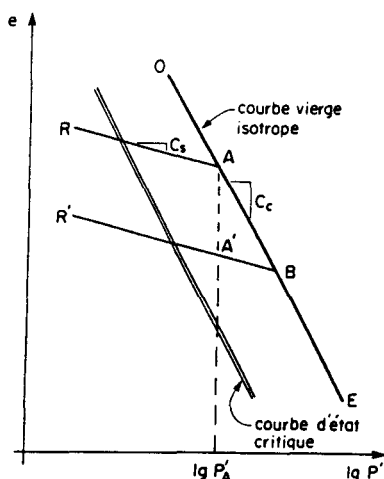


Figure 3.2 : Essai de compression isotrope avec des cycles de déchargement - rechargement

### 3.3.3 HYPOTHÈSE CONCERNANT LE TRAVAIL PLASTIQUE

Le travail effectué par l'incrément de déformation plastique  $(d\epsilon_v^P, d\epsilon_q^P)$  dans un état de contrainte  $(p, q)$  est égal au travail effectué par l'incrément  $(0, d\epsilon_q^P)$  à l'état critique correspondant  $(p, q = Mp)$ .

$$(3.8) \quad dw^P = \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}^P = p d\epsilon_v^P + q d\epsilon_q^P = Mp d\epsilon_q^P$$

Cette hypothèse utilisée dans le modèle Cam Clay original a été modifiée dans le modèle Cam Clay modifié de façon à obtenir de meilleures prédictions pour de faibles rapports  $q/p$ , (Burland et Roscoe, 1968).

### 3.3.4 SURFACE DE CHARGE DE LA LOI CAM CLAY ORIGINALE

Soit  $g(p, q)$  le potentiel plastique dans le plan  $(p, q)$ . Pour un état d'écroutissage donné,  $g$  reste constant et sa différentiation locale dans ce plan conduit à la relation :

$$(3.9) \quad \left(\frac{\partial g}{\partial p}\right) dp + \left(\frac{\partial g}{\partial q}\right) dq = 0$$

La substitution de cette relation dans l'équation (3.5) fournit l'équation différentielle suivante :

$$(3.10) \quad d(p,q) = \left(\frac{\partial g}{\partial p}\right) / \left(\frac{\partial g}{\partial q}\right) = -\frac{dq}{dp}$$

Pour intégrer cette équation, il suffit de trouver une expression du taux de dilatance. Cette recherche peut être menée de deux façons; soit directement par l'étude des variations des quantités  $d\varepsilon_v^p$  et  $d\varepsilon_q^p$  au cours d'un essai, soit en se donnant une expression de la dissipation plastique  $dw^p$  (Schofield et Wroth, 1968), (Nova et Wood, 1979).

Dans le cas du modèle Cam Clay original l'expression du travail plastique est donnée par l'équation (3.8). Ainsi, la règle de normalité permet de calculer la fonction de charge avec un écouissage isotrope :

$$(3.11) \quad f(p, q, p_c) = \frac{q}{p} + M \ln\left(\frac{p}{p_c}\right) = 0$$

Où  $p_c$  est une contrainte sur la courbe de consolidation vierge.

Dans le plan  $(p, q)$ , la surface de charge a une forme d'amande (figure 3.3). La contrainte  $p_c$  correspond au point d'intersection de cette surface avec l'axe  $p$ . La règle d'écrouissage est donnée par l'évolution de  $p_c$ .

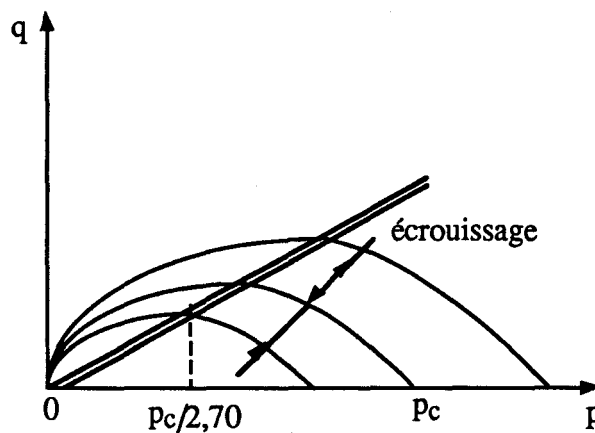


Figure 3.3 : Allure de la surface de charge pour le modèle Cam Clay original

### 3.4 COMPARAISON MODÈLES CAM CLAY MODÈLES AVEC CAP

Les modèles avec "état critique" peuvent être considérés comme une extension des modèles avec "cap".

La particularité principale des modèles de cambridge par rapport aux modèles avec "cap" est que les premiers sont capables de décrire l'écroutissement négatif et la zone de dilatance du matériau, figure 3;4. Ceci est obtenu en étendant la surface de charge dans la zone au dessus de la "surface de rupture", qui est défini comme la surface d'état critique.

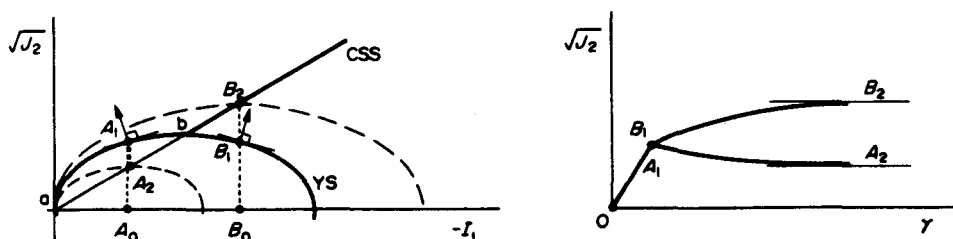


Figure 3.4 : Modèle de Cam Clay dans le plan  $(I_1, \sqrt{J_2})$ , [d'après Cividini A., 1993]

Sur la figure 3.4 nous constatons que pour le chemin de contrainte B, qui concerne les sols modérément surconsolidés ou les roches fragiles, les modèles avec cap et les modèles Cam Clay donnent la même réponse. En effet, ce chemin se situe en dessous de la surface de rupture ou de l'état critique. Par contre, le chemin de contrainte A, qui concerne les sols surconsolidés et les roches dures, le modèle avec cap présente un comportement parfaitement plastique, alors que le Cam Clay présente un comportement radoucissant.

### 3.5 VERSION DE BASE DU MODÈLE CAM CLAY ANISOTROPE (Nova, 1986)

#### 3.5.1 HYPOTHÈSES

Les hypothèses de bases de ce modèle sont déjà définies dans les généralités. Nous rappelons que tout incrément de déformation est la somme d'une contribution réversible ou élastique, et d'une contribution irréversible ou plastique, équation (3.1).

### 3.5.2 DÉFORMATION ÉLASTIQUE

Nous avons montré au Chapitre I que le comportement élastique d'un corps homogène anisotrope de révolution satisfait la loi de Hooke généralisée. Ainsi dans le repère structural (cf. figure 3.5 où  $\vec{S}_1$  est normal au plan d'isotropie), la relation constitutive a la forme suivante :

$$(3.12) \quad \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \gamma_{23} \\ \gamma_{31} \\ \gamma_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & -\frac{\nu_{21}}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu_{23})}{E_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \tau_{23} \\ \tau_{31} \\ \tau_{12} \end{pmatrix}$$

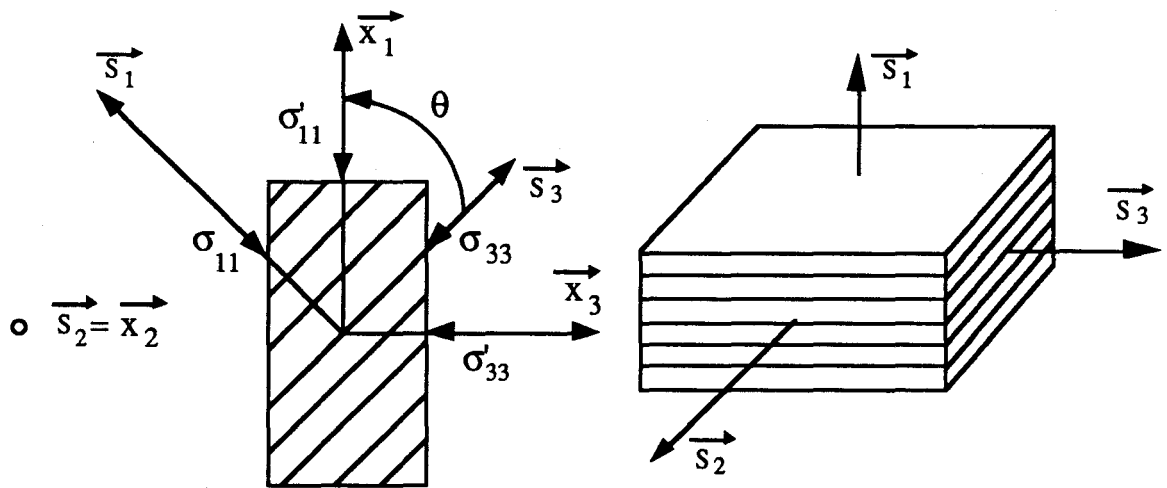


Figure 3.5 : Définition de la rotation de repère

La loi de Hooke généralisée dans le repère principal des contraintes (au cours d'un essai triaxial),  $(\vec{X}_1, \vec{X}_2, \vec{X}_3)$ , est obtenue en utilisant l'équation 1.17 :  $\alpha_1 = \cos\theta$ ,  $\alpha_2 = 0$ ,  $\alpha_3 = -\sin\theta$ ,  $\beta_1 = 0$ ,  $\beta_2 = 1$ ,  $\beta_3 = 0$ ,  $\gamma_1 = \sin\theta$ ,  $\gamma_2 = 0$ ,  $\gamma_3 = \cos\theta$ .

Enfin, rappelons que pour un milieu orthotrope de révolution, dans le repère  $(\vec{X}_1, \vec{X}_2, \vec{X}_3)$ , pour une orientation  $\theta$  fixée, cinq coefficients de la matrice des coefficients élastiques sont indépendants  $(E_1, E_2, G_{12}, \nu_{23}, \nu_{12})$ .

### 3.5.3 DÉFORMATION PLASTIQUE

Dans un premier temps, nous allons tester la validité du modèle de Cam Clay étendu aux milieux anisotropes. Ensuite, nous proposerons des modifications en fonction des défauts observés.

#### 3.5.3.1 - SURFACE DE CHARGE

La surface de charge est une extension de celle du modèle Cam Clay original, équation (3.11).

La prise en compte de l'anisotropie nécessite une généralisation de l'équation (3.11) dans l'espace des contraintes tridimensionnel. La manière la plus simple d'y parvenir est de supposer, pour un milieu isotrope, que la surface de charge peut être obtenue par rotation de l'équation (3.11) autour de l'axe hydrostatique.

Si  $S_{ij}$  est la contrainte déviatorique, et  $\eta_{ij} = \frac{S_{ij}}{p}$ , nous obtenons :

$$(3.12) \quad f = \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} \eta_{ij} \right]^{\frac{1}{2}} + M \operatorname{Ln} \left( \frac{p}{p_c} \right) = 0$$

Car  $q = \sqrt{3J_2} = \sqrt{\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}}$  où  $J_2$  est le deuxième invariant du tenseur déviatorique.

Pour prendre en compte l'anisotropie structurale du milieu (cf figure 3.5), une procédure similaire à celle proposée par Hill (1950) pour étendre le critère de Von Misès aux milieux orthotropes sera suivie.

Faisons un bref rappel de cette procédure : "Dans un milieu isotrope, Von Misès considère que la surface caractéristique est atteinte lorsque le deuxième invariant du tenseur déviatorique ( $J_2$ ) atteint une valeur caractéristique du matériau, soit :

$$(3.13) \quad J_2 = \frac{1}{2} S_{ij} S_{ij} = k^2$$

ou

$$\left( \sigma_{22} - \sigma_{33} \right)^2 + \left( \sigma_{33} - \sigma_{11} \right)^2 + \left( \sigma_{11} - \sigma_{22} \right)^2 + 6 \left( \tau_{23}^2 + \tau_{31}^2 + \tau_{12}^2 \right) = 6k^2$$

L'idée principale de R. Hill est de définir une surface de charge pour un milieu anisotrope, en particulier orthotrope, de telle sorte que cette surface de charge se réduise au critère de Von Misès lorsque l'anisotropie du matériau tend vers 0.

Ainsi, la surface de charge est prise égale à une forme quadratique dans l'espace des contraintes déviatoriques de base liée au repère structural, soit :

(3.14)

$$\left( C_{ijhk} S_{ij} \right) S_{hk} = 1 \quad C_{ijhk} = C_{hkij} = C_{jihk} = C_{ijkh}$$

ou

$$F(\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + G(\sigma_{33} - \sigma_{11})^2 + H(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 2L\tau_{23}^2 + 2M\tau_{31}^2 + 2N\tau_{12}^2 = 1$$

F, G, H, L, M, N sont des paramètres scalaires qui caractérisent l'état d'écroutissage anisotrope.

Les termes linéaires des contraintes sont exclus car l'effet Bauschinger n'est pas pris en compte : les seuils de plasticité sont identiques en traction et en compression.

Les termes quadratiques où une contrainte de cisaillement intervient linéairement sont rejetés à cause de la symétrie du problème".

Soit le tenseur d'ordre 4 satisfaisant aux règles de symétrie suivantes :

$$(3.15) \quad A_{ijrs} = A_{rsij} = A_{ijsr} = A_{jirs}$$

et invariant lorsqu'on effectue une rotation des axes dans le plan d'isotropie  $(S_2, S_3)$ . Ceci est une conséquence directe de l'hypothèse d'isotropie du plan  $(S_2, S_3)$ .

On démontre que la majorité des tenseurs satisfaisant aux propriétés ci-dessus sont définis dans le repère structural  $(S_1, S_2, S_3)$  par la matrice tronquée (A) de la manière suivante :

$$(3.16) \quad (A) = \begin{pmatrix} a & b & b & 0 & 0 & 0 \\ b & d & e & 0 & 0 & 0 \\ b & e & d & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2(d-e) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 4c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 4c \end{pmatrix}$$

Où a, b, c, d et e sont des paramètres caractéristiques du matériau.

En effet,

$$(3.17) \quad \varepsilon_{ij} = C_{ijk} \sigma_{hk} = \begin{cases} C_{ij11}\sigma_{11} + C_{ij12}\sigma_{12} + C_{ij13}\sigma_{13} \\ + C_{ij21}\sigma_{21} + C_{ij22}\sigma_{22} + C_{ij23}\sigma_{23} \\ + C_{ij31}\sigma_{31} + C_{ij32}\sigma_{32} + C_{ij33}\sigma_{33} \end{cases}$$

La symétrie du tenseur de contraintes implique :

$$(3.18) \quad \varepsilon_{ij} = C_{ij11}\sigma_{11} + C_{ij22}\sigma_{22} + C_{ij33}\sigma_{33} + 2C_{ij23}\sigma_{23} + 2C_{ij13}\sigma_{13} + 2C_{ij12}\sigma_{12}$$

La symétrie du tenseur de déformation entraîne dans le repère  $(S_1, S_2, S_3)$  :

$$(3.19) \quad \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{31} \\ 2\varepsilon_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{1111} & C_{1122} & C_{1133} & 0 & 0 & 0 \\ C_{1122} & C_{2222} & C_{2233} & 0 & 0 & 0 \\ C_{1133} & C_{2233} & C_{3333} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4C_{2323} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 4C_{1212} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 4C_{1212} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{31} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix}$$

$$\text{avec : } 4C_{2323} = 2(C_{2222} - C_{2233})$$

Par conséquent, si nous posons :  $C_{1111} = a$ ,  $C_{1122} = b$ ,  $C_{2222} = d$ ,  $C_{2233} = e$ ,  $C_{1212} = c$ , nous obtenons la matrice (A), ci - dessus.

L'équation (3.12) peut être transformée de la manière suivante :

$$(3.20) \quad f = \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right]^{\frac{1}{2}} + M \text{Ln} \left( \frac{P}{P_c} \right)$$

Il est évident que cette équation se réduit à l'équation (3.12) lorsque  $a=d=1$ ,  $b=e=0$ ,  $c=1/2$ . En effet, le tenseur unité d'ordre 4,  $I_{ijrs}$ , est obtenu dans ce cas :

$$(3.21) \quad I_{ijrs} \equiv \frac{1}{2} (\delta_{ir} \delta_{js} + \delta_{is} \delta_{jr})$$

$\delta_{ij}$  : symbole de Krönecker.

Par conséquent :  $\eta_{ij} I_{ijrs} \eta_{rs} \equiv \eta_{ij} \eta_{ij}$

Ainsi, il suffit d'avoir  $A_{ijrs} = I_{ijrs}$  pour retrouver la formulation pour un milieu isotrope.

A partir de l'équation (3.20) nous constatons que seulement quatre des cinq paramètres caractérisant le tenseur  $A_{ijrs}$  sont indépendants, d'où par souci de commodité, nous supposons  $d=1$ , et pour simplifier davantage en essayant d'avoir le minimum de paramètres  $e=0$ ; donc les termes liés au plan isotrope transverse ( $S_2, S_3$ ) sont identiques à ceux d'un milieu isotrope. C'est à dire que le tenseur  $A_{ijrs}$  est pris de telle sorte que le Cam Clay isotrope initial soit satisfait dans le plan d'isotropie du matériau.

Les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont des constantes supplémentaires du matériau, pour caractériser l'anisotropie de la roche et peuvent être déterminés expérimentalement.

### 3.5.3.2 - RÈGLE D'ÉCROUISSAGE

La déformation volumique plastique représente l'état actuel du matériau au cours de l'écoulement plastique.

Sur la base des données expérimentales d'Allirot et Boehler (1979), Nova suppose que:

$$(3.22) \quad p_c = p_{co} \text{Exp} \left( \frac{\epsilon_v^p}{\lambda^p} \right)$$

Où  $p_{co}$  est la limite d'élasticité initiale,  $\lambda^p$  une constante caractéristique de l'écrouissage,  $\epsilon_v^p$  la déformation volumique plastique.

Dans un premier temps, nous utiliserons cette expression pour décrire l'évolution de l'écrouissage de l'argilite de Tournemire. En effet, nous constaterons que le paramètre  $\lambda^p$  est une fonction de l'orientation du plan de stratification. Par conséquent, nous serons amenés à utiliser, ultérieurement, une loi d'écrouissage plus adéquate.



### 3.5.3.3 - POTENTIEL PLASTIQUE

Par souci de simplicité, l'hypothèse d'associativité (potentiel plastique confondu à la surface de charge) a été retenue par Nova. En fait, ceci limite le nombre de paramètres du modèle et évite le choix d'une fonction différente pour le potentiel plastique qui serait plutôt délicat par manque de données expérimentales conséquentes.

La règle de consistance de Prager qui indique que la contrainte est et reste sur la surface de charge, s'écrit alors :

$$(3.23) \quad df = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma} + \frac{\partial f}{\partial p_c} \dot{p}_c = 0$$

Par définition du potentiel plastique et de l'hypothèse d'associativité, l'incrément de déformation plastique est donné par :

$$(3.24) \quad \dot{\varepsilon}_{ij}^p = C_{ijhk}^p \dot{\sigma}_{hk} \equiv \Lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}$$

Où  $\Lambda$  est le multiplicateur plastique et  $C_{ijhk}^p$  un tenseur d'ordre 4 des coefficients de déformabilité plastique.

Calculons  $\Lambda$  à partir des équations (3.23) et (3.24) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma}_{hk} + \frac{\partial f}{\partial p_c} \dot{p}_c = 0 &\Rightarrow \dot{p}_c = - \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma}_{hk}}{\frac{\partial f}{\partial p_c}} \\ \dot{p}_c = \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_v^p} \dot{\varepsilon}_v^p = \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \frac{\partial \varepsilon_{hk}^p}{\partial \varepsilon_v^p} \dot{\varepsilon}_v^p = \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \dot{\varepsilon}_{hk}^p \\ \dot{p}_c = \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \dot{\varepsilon}_{hk}^p = \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \Lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} &\quad \left( \dot{\varepsilon}_{hk}^p = \Lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \right) \\ \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \Lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} = - \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma}_{hk}}{\frac{\partial f}{\partial p_c}} & \\ \Lambda = - \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma}_{hk}}{\frac{\partial f}{\partial p_c} \frac{\partial \varepsilon_{hk}^p}{\partial \sigma_{hk}} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_{hk}^p}} & \end{aligned}$$

D'où l'expression de  $\Lambda$  :

$$(3.25) \quad \Lambda = - \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma}_{hk}}{\frac{\partial f}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_v^p} \left( \frac{\partial \varepsilon_v^p}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \right)}$$

Nous pouvons alors calculer  $C_{ijhk}^p$ , car :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = C_{ijhk}^p \dot{\sigma}_{hk} = - \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \dot{\sigma}_{hk}}{\frac{\partial f}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_v^p} \left( \frac{\partial \varepsilon_v^p}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \right)} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}$$

D'où :

$$(3.26) \quad C_{ijhk}^p = - \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}}}{\frac{\partial f}{\partial p_c} \frac{\partial p_c}{\partial \varepsilon_v^p} \left( \frac{\partial \varepsilon_v^p}{\partial \varepsilon_{hk}^p} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \right)}$$

Calculons les expressions des dérivées :

$$f = \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right]^{\frac{1}{2}} + M \text{Ln} \left( \frac{p}{p_c} \right) = 0$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} = \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} \left\{ \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} + \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} [M \text{Ln} p - M \text{Ln} p_c]$$

Posons :

$$\begin{cases} X = \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} \left\{ \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \\ Y = \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} [MLnp - MLnp_c] \end{cases}$$

Nous obtenons l'expression de Y :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} [MLnp] &= \frac{M}{3} \frac{\delta_{hk}}{p} \\ \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} [-MLnp_c] &= 0 \end{aligned} \right\} Y = \frac{1}{3} M \frac{\delta_{hk}}{p}$$

Calculons maintenant celle de X :

$$X = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right] \right\} \left( \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right] = \frac{3}{2} \left( \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \sigma_{hk}} A_{ijrs} \eta_{rs} + \eta_{ij} A_{ijrs} \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} \right)$$

$$X = \frac{1}{2} \left[ \frac{3}{2} 2 \eta_{lm} A_{lmrs} \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} \right] \left( \frac{3}{2} \eta_{lm} A_{lmrs} \eta_{rs} \right)^{-1/2}$$

$$X = \frac{\frac{3}{2} A_{lmrs} \eta_{lm}}{\left[ \frac{3}{2} \eta_{lm} A_{lmrs} \eta_{rs} \right]^{1/2}} \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} &= \frac{\partial \left( \frac{S_{rs}}{p} \right)}{\partial \sigma_{hk}} = \frac{\partial S_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} \frac{1}{p} + S_{rs} \frac{\partial}{\partial \sigma_{hk}} \left( \frac{1}{p} \right) \\ \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} &= \frac{\partial S_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} \frac{1}{p} + S_{rs} \frac{\frac{\partial p}{\partial \sigma_{hk}}}{p^2} = \frac{\frac{\partial S_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} - \frac{S_{rs}}{p} \frac{\delta_{hk}}{3}}{p} \\ \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} &= \frac{\left( \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} \delta_{rs} \delta_{hk} \right) - \eta_{rs} \frac{\delta_{hk}}{3}}{p} \\ \frac{\partial \eta_{rs}}{\partial \sigma_{hk}} &= \frac{1}{p} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right] \end{aligned}$$

Finalement, nous obtenons X sous la forme suivante :

$$X = \frac{3}{2} \frac{A_{lmrs} \eta_{lm}}{p A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right]$$

Avec

$$A_{\eta\eta} = \left[ \frac{3}{2} \eta_{lm} A_{lmrs} \eta_{rs} \right]^{1/2}$$

Par conséquent, l'expression de la dérivé de la surface de charge est :

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} = \frac{3}{2} \frac{A_{lmrs} \eta_{lm}}{p A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right] + \frac{1}{3} M \frac{\delta_{hk}}{p}$$

Si nous posons :

$$q_{hk} = \frac{3}{2} \frac{A_{lmrs} \eta_{lm}}{A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right] + \frac{1}{3} M \delta_{hk}$$

Alors 
$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} = \frac{q_{hk}}{p}$$

Le calcul des autres dérivées qui interviennent dans l'expression de tenseur de plasticité  $C_{ijhk}^p$  nous donne :

$$\frac{\partial f}{\partial p_c} = -M \frac{1}{p_c}$$

$$p_c = p_{co} \text{Exp} \left( \frac{\epsilon_v^p}{\lambda^p} \right) \quad \frac{\partial p_c}{\partial \epsilon_v^p} = \frac{p_{co}}{\lambda^p} \text{Exp} \left( \frac{\epsilon_v^p}{\lambda^p} \right)$$

$$\frac{\partial p_c}{\partial \epsilon_v^p} = \frac{p_c}{\lambda^p}$$

$$\frac{\partial \epsilon_v^p}{\partial \epsilon_{hk}^p} = \frac{\partial \epsilon_{hh}^p}{\partial \epsilon_{hk}^p} = \delta_{hk}$$

Ainsi, l'équation (3.26) s'écrit :

$$(3.27) \quad C_{ijhk}^p = - \frac{\frac{q_{ij} q_{hk}}{p \ p}}{\left( -\frac{M}{p} \right) \left( \frac{p_c}{\lambda^p} \right) \left[ \delta_{hk} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hk}} \right]}$$

$$\text{Soit} \quad C_{ijhk}^p = \frac{q_{ij} q_{hk}}{\frac{M p^2}{\lambda^p} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{hh}}}$$

Il nous reste à calculer  $\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hh}}$ , soit :

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hh}} = \frac{1}{p} \left\{ \frac{\frac{3}{2} A_{lmrs} \eta_{rs}}{A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right] + \frac{1}{3} M \right\}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hh}} = \frac{1}{p} \left\{ \frac{\frac{3}{2} A_{lmrs} \eta_{rs}}{A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rs} - \delta_{rs} - \eta_{rs} \right] + M \right\}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hh}} = \frac{1}{p} \left[ M - \frac{\frac{3}{2} A_{lmrs} \eta_{rs} \eta_{rs}}{A_{\eta\eta}} \right]$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{hh}} = \frac{1}{p} [M - A_{\eta\eta}]$$

En résumé, nous avons :

$$(3.28) \quad C_{ijhk}^p = \frac{q_{ij}q_{hk}}{H}$$

Où

$$(3.29) \quad H = \frac{Mp}{\lambda^p} (M - A_{\eta\eta}) \quad \text{est le module plastique}$$

$$(3.30) \quad q_{hk} = \frac{3}{2} \frac{A_{lmrs} \eta_{lm}}{A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right] + \frac{1}{3} M \delta_{hk}$$

$$(3.31) \quad A_{\eta\eta} = \left[ \frac{3}{2} \eta_{lm} A_{lmrs} \eta_{rs} \right]^{1/2}$$

Les déformations élastique et plastique peuvent être calculées pour n'importe quel chemin de chargement une fois les paramètres  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\nu_{12}$ ,  $\nu_{23}$ ,  $G_{12}$ ,  $\lambda^p$ ,  $p_{co}$ ,  $M$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  calculés:

$$(3.32) \quad \dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^p = (C_{ijhk}^e + C_{ijhk}^p) \dot{\sigma}_{hk}$$

Où  $C_{ijhk}^e$  et  $C_{ijhk}^p$  sont respectivement le tenseur d'élasticité et de plasticité anisotrope de révolution dans le repère des contraintes principales  $(\vec{X}_1, \vec{X}_2, \vec{X}_3)$ .

### 3.5.4 CRITÈRE DE RUPTURE

Quand le module plastique  $H$  est positif, la surface de charge se développe avec l'incrément de contrainte dirigé suivant la normale extérieure à la surface de charge actuelle; le comportement du matériau est alors irréversible et ductile.

Pour  $H = 0$ , l'écroutissage n'est plus possible et une déformation déviatorique infinie peut se produire par simple application d'un incrément de contrainte infinitésimal.

Toutefois, à la différence du Cam Clay original, nous supposons un comportement purement fragile pour  $H$  négatif.

En outre, le champ de déplacements à l'intérieur de l'échantillon n'est pas uniforme, mais concentré dans une bande de cisaillement mince où la rupture intervient. N'importe quelle description basée sur les concepts de la mécanique des milieux continus d'une telle situation serait probablement injustifiée et peut être trompeuse.

Pour éviter ceci, Nova suppose une rupture brutale des échantillons, cas de l'argilite de Tournemire, lorsque la surface de charge atteint le domaine où  $H$  est négatif. Cette hypothèse s'accorde avec les données expérimentales d'Allirot et Boehler (1979).

La figure 3.6 illustre la différence de comportement dans le domaine ductile et fragile. Le comportement de la roche est supposé élastique à l'intérieur de la surface de charge actuelle (chemins AB et CD).

Au point B le premier échantillon se rompt de façon abrupte étant donné que  $H < 0$ . Au point D le deuxième échantillon a atteint sa limite d'élasticité et la surface de charge actuelle peut se dilater vu que  $H > 0$ . Ainsi, cet échantillon peut être chargé jusqu'au point E correspondant à  $H = 0$ , et théoriquement à des déformations infinies (rupture).

L'analyse de l'équation (3.31) montre que la surface pour laquelle  $H = 0$ , qui est la surface de rupture pour la région ductile, est donnée par un cône, qui n'est pas centré sur l'axe hydrostatique à cause de l'anisotropie de la roche. Pour un milieu isotrope, cette surface se réduit simplement au critère de Drücker - Prager. En effet, si nous remplaçons dans l'équation (3.31) le tenseur  $A_{ijhk}$  par le tenseur unité  $I_{ijhk}$  nous obtenons :

$$(3.33) \quad \sqrt{J_2} = \frac{M}{3\sqrt{3}} I_1$$

Soit

$$(3.34) \quad f = \sqrt{J_2} - \frac{M}{3\sqrt{3}} I_1 = 0$$

Par ailleurs, le critère de Drücker - Prager s'écrit sous la forme :

$$(3.35) \quad f = \sqrt{J_2} - \alpha I_1 - \kappa = 0$$

Avec  $J_2$  : deuxième invariant du tenseur déviatorique des contraintes

$I_1$  : premier invariant du tenseur des contraintes

$\alpha$  et  $\kappa$  : des constantes du matériau

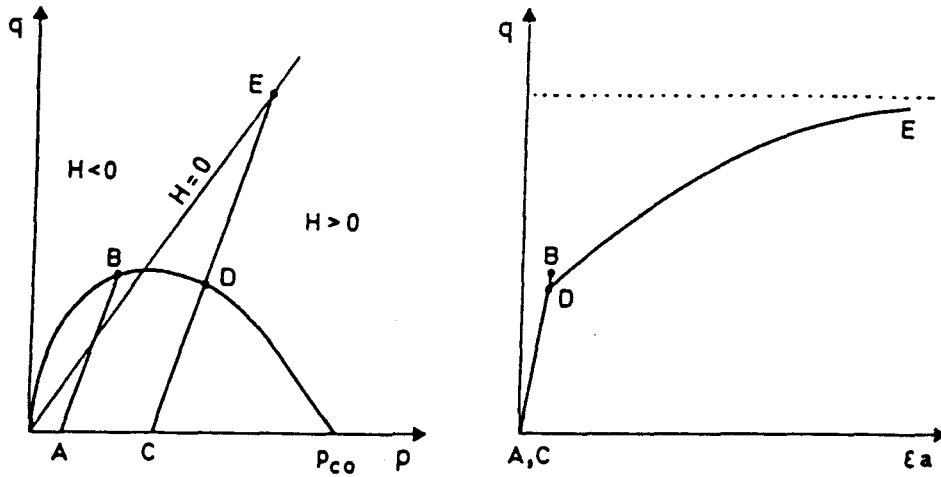


Figure 3.6 : Définition des domaines fragile et ductile du modèle [d'après Nova, 1986]

### 3.5.5 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES ÉLASTIQUES

Nous ne reviendrons pas sur les méthodes de détermination des paramètres car nous les avons développées au chapitre précédent. Cependant, nous indiquons les expressions des cinq coefficients indépendants du tenseur d'élasticité.

Dans un premier temps nous nous sommes contentés des modules principaux déterminés à partir des essais de chargement - déchargement sans phases de relaxation. En effet, bien que les modules principaux déterminés à partir des essais de chargement - déchargement avec phases de relaxation soient plus précis, ces essais ont été réalisés vers la fin de ce travail de recherche.

Ainsi,  $E_1$ ,  $\nu_{12}$ ,  $G_{12}$  sont respectivement décrits par les équations (2.1), (2.2) et (2.8), soient :

$$E_1 = 2778(1 + \sigma_3/P_a)^{0,24}$$

$$\nu_{12} = \nu_i(\sigma_3) \text{Exp}(\alpha(\sigma_3)q/P_a)$$

$$1/G_{12} = 1/E_1 + 1/E_2 + 2\nu_{12}/E_1$$

En outre,

$$E_2 = 21900 \text{MPa} \text{ et } \nu_{23} = 0,14.$$



Notons que dans les simulations à l'aide de son modèle, Nova (1986) a fait l'hypothèse de l'élasticité linéaire pour décrire le partie élastique, alors que nous utilisons l'élasticité linéaire incrémentale ou hypoélasticité.

### 3.5.6 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES M, a, b et c

Les paramètres M, a, b et c caractérisent la surface de charge et le critère de rupture du matériau. De ce fait, ils sont déterminés à partir des résistances à la rupture du matériau, pour diverses orientations, en compression triaxiale.

Posons  $\eta = \frac{q}{p}$ , nous avons :

$$(3.36) \quad \eta_{11} = \frac{S_{11}}{p} = \frac{2}{3} \eta \quad \text{et} \quad \eta_{22} = \eta_{33} = -\frac{\eta}{3}$$

Nous avons vu que la rupture intervient lorsque  $H=0$ , soit  $M = A_{\eta\eta} = \left[ \frac{3}{2} \eta_{lm} A_{lmrs} \eta_{rs} \right]^{1/2}$  où  $A_{lmrs}$  est le tenseur de plasticité anisotrope de révolution dans le repère de contraintes  $(\vec{X}_1, \vec{X}_2, \vec{X}_3)$ . On a :

$$(3.37) \quad \begin{aligned} \frac{2}{3} M^2 = & A_{1111} \eta_{11}^2 + A_{2222} \eta_{22}^2 + A_{3333} \eta_{33}^2 + 2 A_{1122} \eta_{11} \eta_{22} \\ & + 2 A_{1133} \eta_{11} \eta_{33} + 2 A_{2233} \eta_{22} \eta_{33} \end{aligned}$$

En compression triaxiale lorsque H tend vers 0,  $\eta$  tend vers une valeur limite  $\eta_L$ . Par conséquent, nous obtenons :

$$(3.38) \quad \eta_L = \frac{\sqrt{6}M}{\left[ 4A_{1111} + 2A_{2233} + A_{2222} + A_{3333} - 4A_{1133} - 4A_{1122} \right]^{1/2}}$$

Pour des raisons de commodité que nous verrons, nous exprimons  $\eta_L$  en fonction de l'angle complémentaire de  $\theta$ . Soit  $\beta$  cet angle.  $\beta$  est alors l'angle entre l'axe de chargement et la normale aux strates. En considérant la rotation de repère associé à  $\beta$ , les coefficients  $A_{lmrs}$  dans le repère  $(\vec{X}_1, \vec{X}_2, \vec{X}_3)$  sont (cf. éq. 1.17) :

$$\begin{aligned}
A_{1111} &= a \cos^4 \beta + \sin^4 \beta + 2(b+2c) \sin^2 \beta \cos^2 \beta \\
A_{2233} &= b \sin^2 \beta \\
A_{2222} &= 1 \\
(3.40) \quad A_{3333} &= a \sin^4 \beta + \cos^4 \beta + 2(b+2c) \sin^2 \beta \cos^2 \beta \\
A_{1122} &= b \cos^2 \beta \\
A_{1133} &= (a+1-4c) \sin^2 \beta \cos^2 \beta + b(\sin^4 \beta + \cos^4 \beta)
\end{aligned}$$

Finalement :

$$(3.41) \quad \eta_L = \frac{\sqrt{6M}}{\left[2(2a-4b+1)\cos^2 \beta + 9(2b-a+4c-1)\sin^2 \beta \cos^2 \beta + (5+a-2b)\sin^2 \beta\right]^{1/2}}$$

Donc  $\eta_L$  a la forme suivante : 
$$\eta_L = \frac{\sqrt{6M}}{F(\beta)}$$

Cherchons les extremums de la fonction  $\eta_L$  en annulant la dérivée de son dénominateur par rapport à  $\beta$  :

$$F'(\beta) = \frac{6 \sin \beta \cos \beta \left[(-2b+a-6c+2) + 3(2b-a+4c-1)\cos^2 \beta\right]}{\left[2(2a-4b+1)\cos^2 \beta + 9(2b-a+4c-1)\sin^2 \beta \cos^2 \beta + (5+a-2b)\sin^2 \beta\right]^{1/2}}$$

Par conséquent  $F'(\beta) = 0$  si et seulement si :

$$\begin{aligned}
(3.42) \quad & \beta = 0^\circ \\
& \text{ou} \quad \beta = 90^\circ \\
& \text{ou} \quad \beta = \text{tg}^{-1} \left[ \frac{6c+4b-2a-1}{6c+2b-a-2} \right]^{1/2} = \beta^*
\end{aligned}$$

Calculons pour ces orientations, la valeur du rapport de contraintes  $\eta_L$  :

. Pour  $\beta = 0^\circ$

$$(3.43) \quad \eta_0 = \frac{\sqrt{6M}}{[4a+2-8b]^{1/2}}$$

. Pour  $\beta = 90^\circ$

$$(3.44) \quad \eta_{90} = \frac{\sqrt{6}M}{[5+a-2b]^{1/2}}$$

$$\cdot \text{ Pour } \beta = \text{tg}^{-1} \left[ \frac{6c+4b-2a-1}{6c+2b-a-2} \right]^{1/2} = \beta^*$$

$$\eta_{\beta^*} = \frac{\sqrt{6}M}{F(\beta^*)}$$

$$\text{ou} \quad F(\beta^*) = \sqrt{6} \left[ 1 + \frac{(2c-1)(18c+8b-4a-5)}{6(4c+2b-a-1)} \right]^{1/2}$$

Et un développement limité d'ordre 1 donne :

$$F(\beta^*) \equiv \sqrt{6}$$

Donc

$$(3.45) \quad \eta_{\beta^*} = M$$

Il faut noter que si nous utilisons l'angle  $\theta$  dans la démonstration, l'expression de  $\eta_{\beta^*}$  en fonction des constantes  $a$ ,  $b$  et  $c$  sera différente et sa réduction en fraction simple devient difficile.

Si  $\eta_{\beta^*}$  est le minimum local alors  $\eta_0$  et  $\eta_{90}$  sont nécessairement les maximums locaux et vice versa.

Les données expérimentales des essais triaxiaux sur l'argilite de Tournemire, pour diverses orientations et pour plusieurs pressions de confinement (tableau 2.30, figure 2.37) montrent que  $\beta^*$  est au voisinage de  $60^\circ$ .

Suivons alors la méthode de détermination complète des paramètres pour la pression de confinement de 1MPa. Ceci est la même pour les autres pressions de confinement.

Ainsi, pour l'orientation  $\beta=60^\circ$  (ou  $\theta=30^\circ$ ) et pour la pression de confinement de 1MPa,  $\eta_{\beta^*} = M = 2,60$ . Le paramètre  $M$  est théoriquement valable pour toutes les pressions de confinement, car la courbe d'état critique est unique.

De l'équation (3.43), nous déduisons la valeur de  $(a-2b)$ , soit  $(a-2b) = 0,775$ . En substituant la valeur de  $M$  et la valeur de  $(a-2b)$  dans l'équation (3.42), nous obtenons le paramètre  $c = 0,50$ .

Connaissant,  $M$ ,  $c$ ,  $(a-2b)$ , un calcul itératif à partir de l'équation (3.41), nous permet de choisir  $a = 0,80$  et  $b = 0,01$ .

### 3.5.7 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES $\lambda^P$ et $p_{co}$

Les valeurs de  $\lambda^P$  et  $p_{co}$  peuvent être déterminées à partir des données d'essai de compression hydrostatique. En effet, si la pression de compression isotrope  $p$  est inférieure ou égale à la limite d'élasticité  $p_{co}$ , la déformation volumique ( $\epsilon_v$ ) est donnée par :

$$(3.46) \quad \epsilon_v = \frac{p}{K} \quad \text{où} \quad K = \frac{1}{E_1} + \frac{2}{E_2} - 4 \frac{\nu_{12}}{E_1} - 2 \frac{\nu_{23}}{E_2} \quad \text{est le module de compressibilité.}$$

Et si la pression  $p$  est supérieure à  $p_{co}$  :

$$(3.47) \quad \epsilon_v = \frac{p}{K} + \epsilon_v^P \quad \text{tel que} \quad p_c = p_{co} \text{Exp}\left(\frac{\epsilon_v^P}{\lambda^P}\right)$$

Où  $p_c$  est la fonction d'écroûissage dépendant de la déformation volumique plastique  $\epsilon_v^P$ .

Pour l'argilite de Tournemire, les valeurs de  $\lambda^P$  et  $p_{co}$  déterminées à partir des essais hydrostatiques, tel que  $p_c$  soit une fonction de  $\epsilon_v^P$ , donnent de mauvaises prédictions sur les chemins triaxiaux classiques (état de contraintes décomposable en un état de contraintes sphériques et déviatoriques). Par conséquent, les valeurs de  $\lambda^P$  et  $p_{co}$  utilisées dans le modèle ont été déduites des essais de compression triaxiale par simple calage. Ceci n'a pas une conséquence significative pour la résolution des problèmes d'ingénieurs car le chemin hydrostatique est rarement rencontré. Nous obtenons  $\lambda^P = 0,0002$  et  $p_{co} = 2\text{MPa}$  pour tout angle  $\theta$  à l'exception de  $\theta=90^\circ$  pour lequel  $\lambda^P = 0,002$ . Le paramètre d'écroûissage  $\lambda^P$  est donc une fonction de l'orientation du plan de stratification. D'où la proposition éventuelle d'une loi d'écroûissage plus évoluée.

Bien que les paramètres  $\lambda^P$  et  $p_{co}$  aient été déterminés à partir des essais triaxiaux, nous présentons dans la figure 3.7 les valeurs expérimentales et théoriques de l'argilite en compression hydrostatique. Nous constatons que la simulation est satisfaisante.

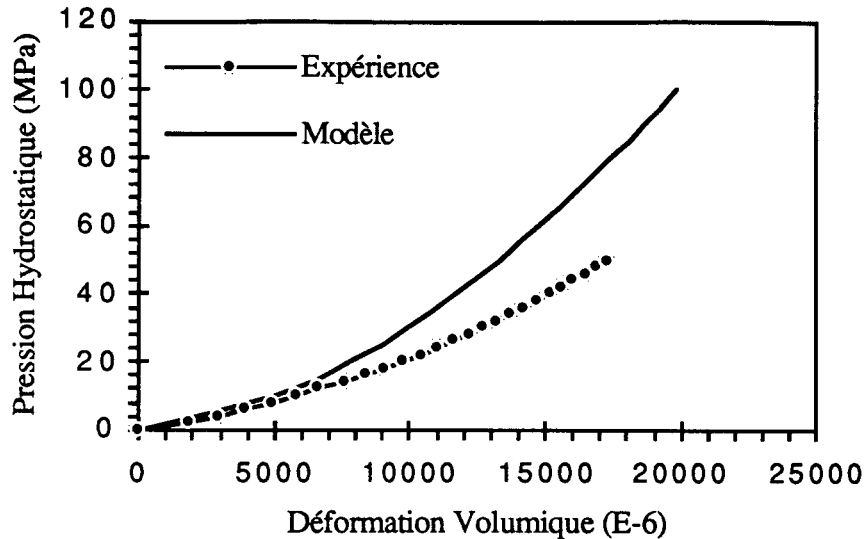


Figure 3.7 : Valeurs expérimentales et théoriques pour l'argilite de Tournemire en compression hydrostatique ( $\lambda^p = 0,002$  et  $p_{co} = 2\text{MPa}$ ).

### 3.5.8 TEST DU MODÈLE DE BASE SUR DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Avant tout développement éventuel, nous avons testé le modèle proposé par Nova sur des chemins homogènes.

Les figures 3.8 et 3.9 représentent les comparaisons entre les résistances à la rupture expérimentales obtenues à partir des différents chemins et la courbe de rupture théorique pour  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ . La surface de charge est également présentée sur ces figures. Nous obtenons un bon accord pour les basses pressions de confinement et une surestimation importante de la résistance à la rupture par le modèle pour les pressions de confinement élevées. En effet, les états de contraintes à la rupture ne sont pas alignées sur une droite dans le plan  $(p, q)$ , ce qui est classique en mécanique des roches. Cela signifie aussi que le paramètre de rupture  $M$  pourrait dépendre de la pression de confinement.

#### REMARQUE :

Par rapport à la figure 2.43, sur les figures 3.8 et 3.9 nous avons  $p = \frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3}$  et  $q = \sigma_1 - \sigma_3$ . Par conséquent, pour les essais triaxiaux où  $\Delta\sigma_3 = 0$  pendant que  $\Delta\sigma_1$  augmente, on montre que  $\frac{\Delta q}{\Delta p} = 3$ , soit une inclinaison de  $71,57^\circ$  du cheminement de contraintes par rapport à l'axe hydrostatique; pour les essais d'extension latérale où  $\Delta\sigma_1 = 0$  et  $\Delta\sigma_3$  diminue on a  $\frac{\Delta q}{\Delta p} = -\frac{3}{2}$  soit une inclinaison de  $(-56,31^\circ)$  et enfin pour les essais proportionnels  $\Delta\sigma_1 = K \Delta\sigma_3$ , on obtient  $\frac{\Delta q}{\Delta p} = \frac{3(K-1)}{K+2}$ , par exemple si  $K=2,50$  l'inclinaison est de  $45^\circ$ .

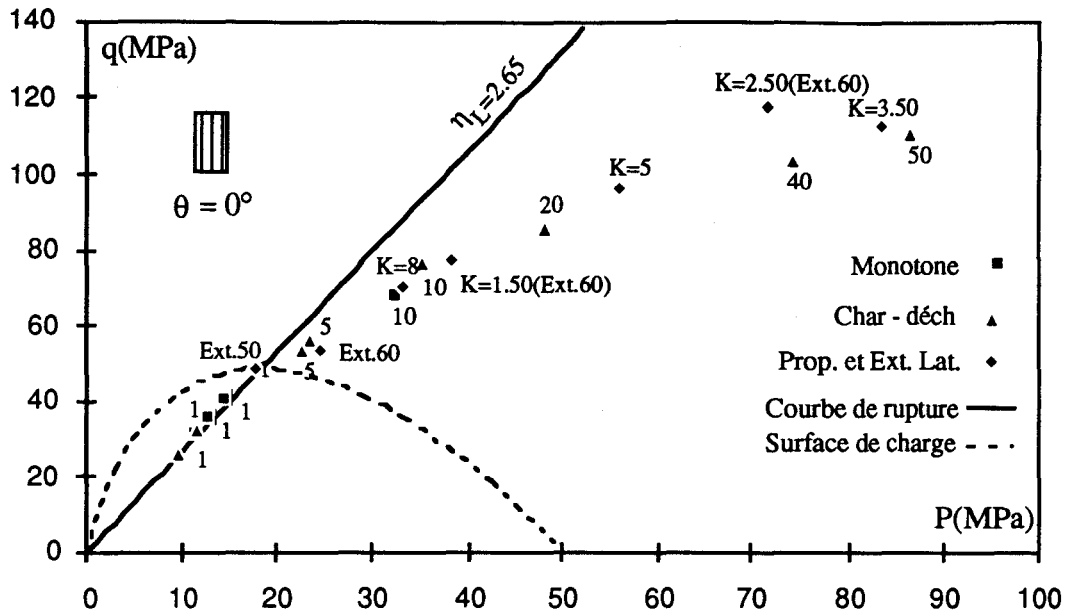


Figure 3.8 : Surface de charge et courbe de rupture pour l'orientation  $\theta=0^\circ$ , (chaque chiffre à coté d'un point représente la pression de confinement en MPa,  $K$  est le rapport de contrainte en essai proportionnel et Ext exprime l'extension latérale avec la pression initiale en MPa)

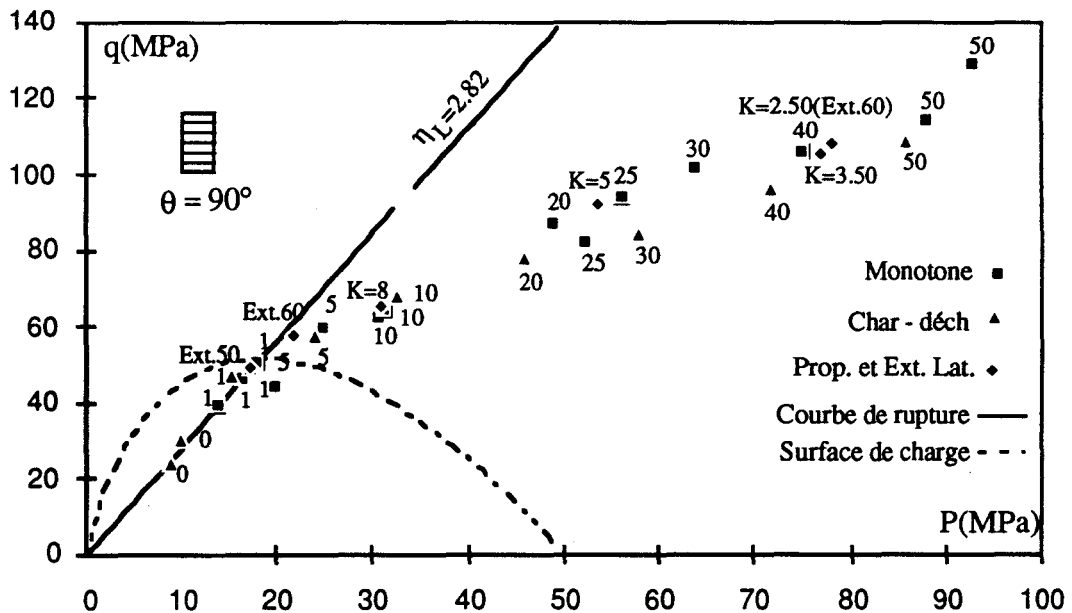
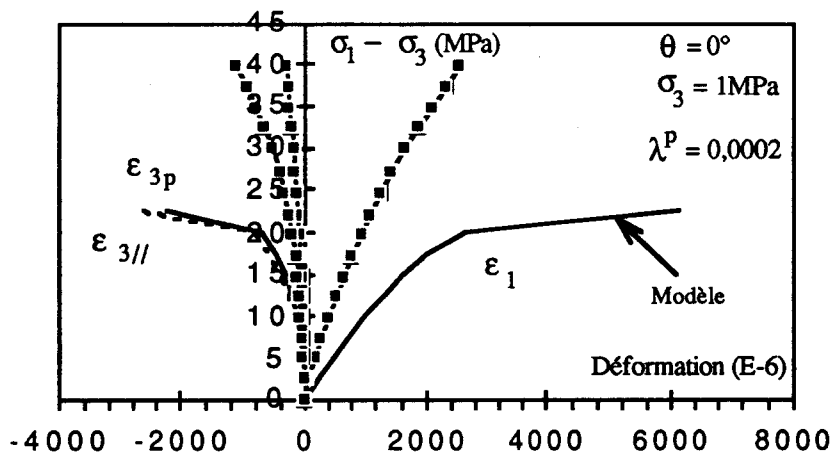
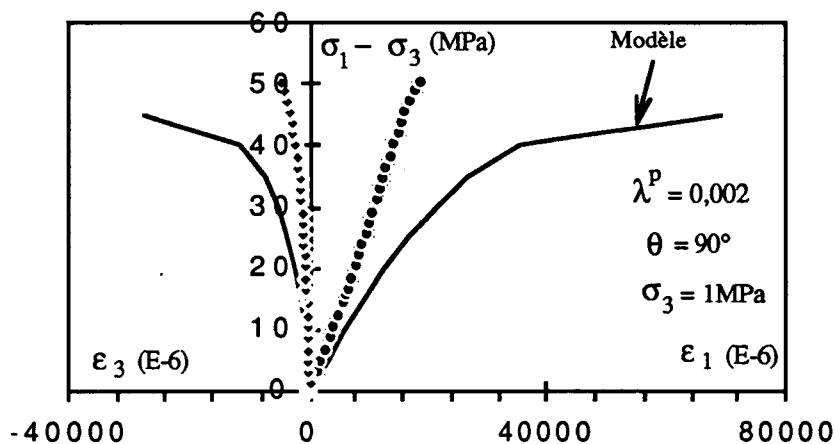


Figure 3.9 : Surface de charge et courbe de rupture pour l'orientation  $\theta=90^\circ$ , (chaque chiffre à coté d'un point représente la pression de confinement en MPa,  $K$  est le rapport de contrainte en essai proportionnel et Ext exprime l'extension latérale avec la pression initiale en MPa)

Nous avons testé le modèle de base sur des chemins de contraintes homogènes en utilisant les paramètres constitutifs précédemment obtenus. Il s'agit d'essais triaxiaux classiques, d'essais triaxiaux proportionnels et d'essais d'extension latérale.

### 3.5.8.1 - ESSAIS TRIAXIAUX

La figure 3.10 représente les graphes donnés par les résultats expérimentaux et ceux de la simulation numérique du modèle de base.



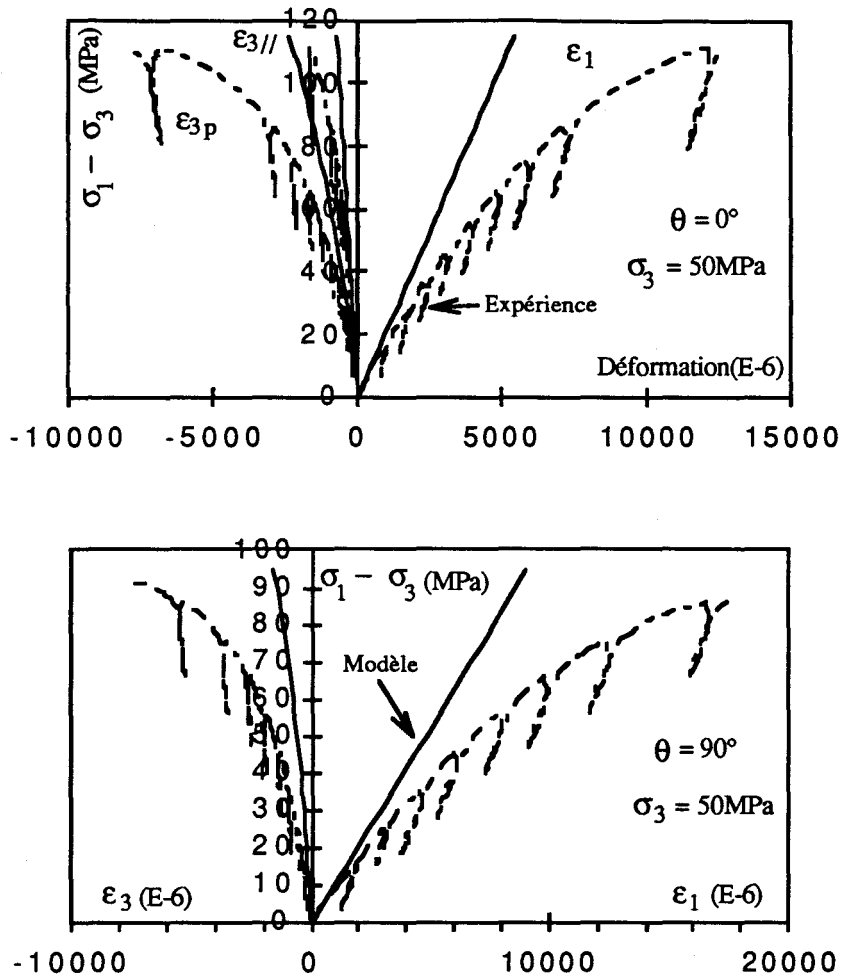


Figure 3.10 : Comparaison entre courbes théoriques et expérimentales pour des chemins de chargement triaxiaux conventionnels (Modèle de base).

Nous constatons que le modèle décrit systématiquement un comportement à la rupture ductile pour les faibles pressions de confinement : le multiplicateur plastique tend vers l'infini lorsque le module de plasticité  $H$  tend vers 0. Expérimentalement le module plastique tend vers une valeur critique  $H_{cr}$  : il n'a pas été obtenu de palier de contrainte mais au contraire un pic avec un comportement à la rupture nettement fragile.

De même, les prédictions pour les pressions de confinement élevés (50MPa) ne sont pas bonnes : les courbures des courbes ne sont absolument pas simulées. On a l'impression que le modèle ne tient pas assez compte de la plasticité. En outre le modèle n'a pas permis de prévoir la rupture. Ceci a été prévu au début de ce paragraphe (cf. figure 3.9).



### 3.5.8.2 - ESSAIS PROPORTIONNELS

Nous avons vu que dans cet essai triaxial, la pression de confinement  $\sigma_3$  est proportionnelle à la contrainte axiale  $\sigma_1$ ,  $K = \sigma_1/\sigma_3$ . Nous allons présenter les comparaisons entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique pour deux valeurs de  $K$ ,  $K=1,5$  (chemin proche de l'axe hydrostatique) et  $K=5$  (chemin plus proche de l'essai de compression simple). Les figures 3.11 et 3.12 donnent ces résultats respectivement pour  $\theta=0^\circ$  et pour  $\theta=90^\circ$ .

Pour  $\theta=90^\circ$ , et  $K=1,5$  les corrélations sont excellentes tant au niveau des déformations axiales que transversales. Dans l'essais à  $K=5$  les corrélations sont moins bonnes (courbure inversée), en outre la rupture a été obtenue au cours de l'essai, alors que le modèle ne l'a pas donné.

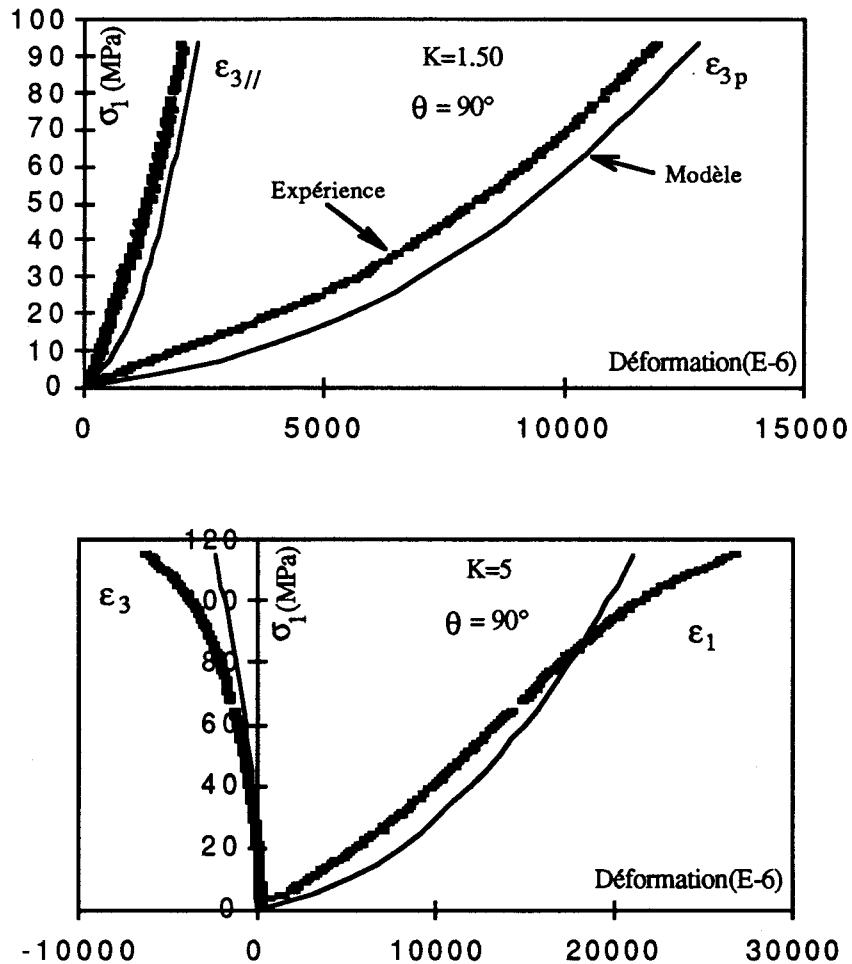


Figure 3.11 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels ( $K = 1,5$  et  $K = 5$ ) à  $\theta=90^\circ$

Pour  $\theta=0^\circ$ , les conclusions sont globalement les mêmes. Pour  $K=1,5$  les déformations dans le plan de stratification  $\epsilon_{3//}$  et  $\epsilon_1$  sont qualitativement et quantitativement assez bien simulées. Par contre, la prédiction du modèle de la déformation perpendiculaire aux strates est très petite par rapport à l'expérience. Pour  $K=5$  à l'exception de la déformation parallèle aux strates  $\epsilon_{3//}$  qui est simulée d'une manière satisfaisante, les prédictions pour les autres déformations sont loin des données expérimentales.

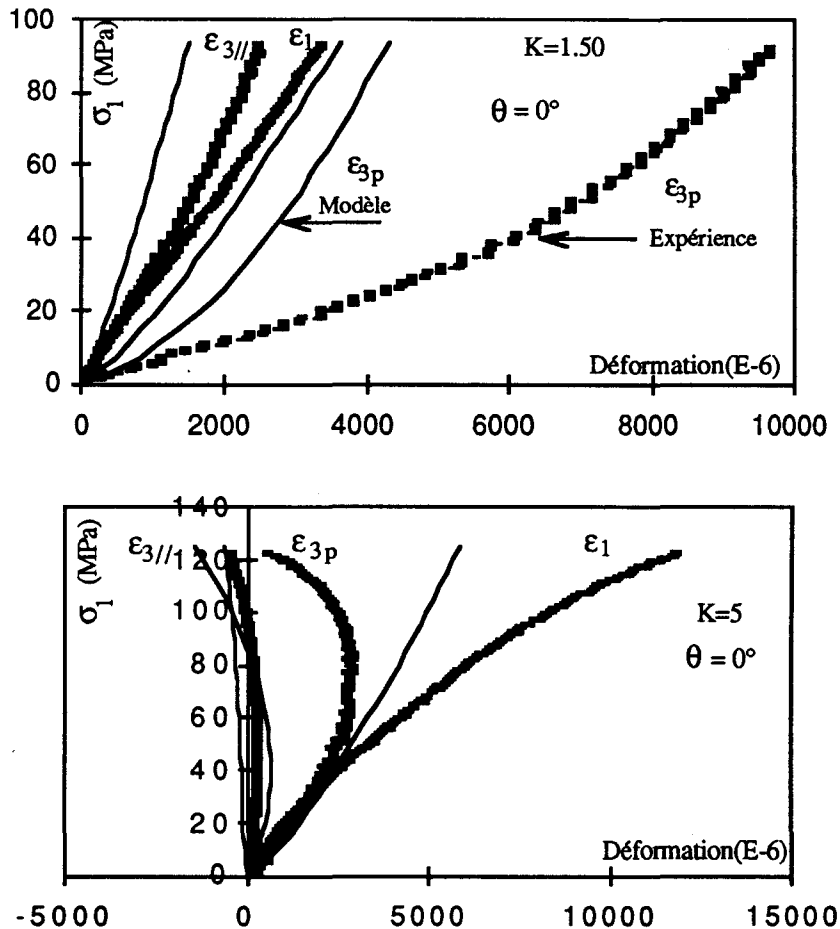


Figure 3.12 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels ( $K = 1,5$  et  $K = 5$ ) à  $\theta=0^\circ$

### 3.5.8.3 - ESSAIS D'EXTENSION LATÉRALE

Dans cet essai triaxial on procède tout d'abord à un chargement hydrostatique jusqu'à une valeur de pression égale à  $p_{init}$ . Ensuite l'on garde la contrainte axiale  $\sigma_1$  égale à  $p_{init}$  tout en déchargeant la contrainte de confinement  $\sigma_3$ . Ce chemin est assez proche du chemin de contrainte réel au bord d'un puits lorsqu'on fait chuter la pression dans ce puits. Les résultats présentés ici sont réalisés à l'aide de cette procédure expérimentale (cf. 2.7). Remarquons que l'on peut effectuer un chargement déviatorique avant de décharger la pression de confinement.

La figure 3.13 donne des comparaisons entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique, pour une pression de confinement initiale de 50MPa et pour les deux orientations caractéristiques  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ . On remarque dans les deux cas, que les simulations numériques ne semblent rendre compte que d'un comportement élastique.

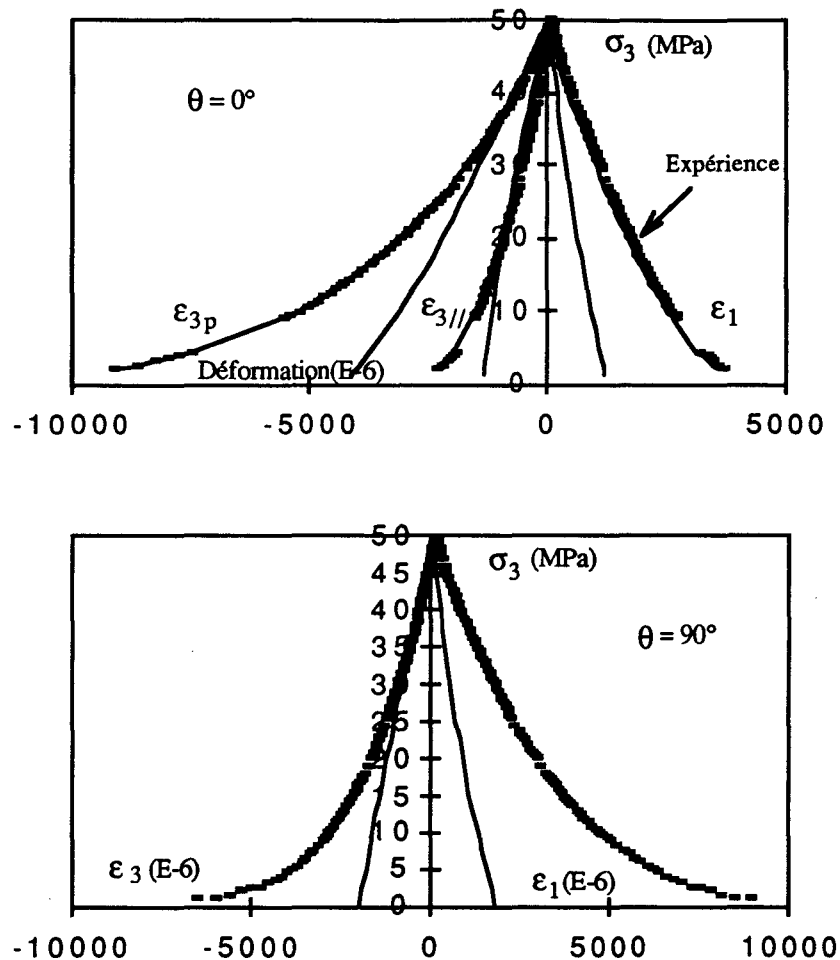


Figure 3.13 : Comparaisons entre courbes théoriques et expérimentales d'essais d'extension latérale avec une pression de confinement initiale de 50MPa.

Il s'agit alors de développer des modifications du modèle pour rendre compte de la fragilité et de la non linéarité du comportement à la rupture de l'argilite de Tournemire.

Comme la majorité des géomatériaux sont non standards, nous avons décidé d'utiliser une loi d'écoulement non associée. Ce potentiel doit permettre de décrire le comportement quelque soit l'état de contrainte. Mais, étant donnée que la divergence est plus importante pour les faibles pressions de confinement, nous avons choisi de caler le modèle pour ces pressions de confinement, en particulier pour 1MPa.

## 3.6 ADAPTATIONS DU MODÈLE

### 3.6.1 POTENTIEL PLASTIQUE

Nous définissons le potentiel plastique  $g$  de sorte qu'il ait la même forme que la surface de charge :

$$(3.48) \quad g = \left[ \frac{3}{2} \eta_{ij} A'_{ijrs} \eta_{rs} \right]^{\frac{1}{2}} + M' \text{Ln} \left( \frac{p}{p_c} \right)$$

Ainsi, dans cette équation  $A'_{ijrs}$  est un tenseur d'ordre 4 similaire au tenseur  $A_{ijrs}$  et obtenu en substituant  $a, b, c$  par  $a', b', c'$ . Par simplicité, nous avons supposé  $c'=c$  et  $M'=M$ . Les paramètres  $a', b'$  et  $c'$  sont déterminés par calage numérique à partir des paramètres  $a, b$  et  $c$ . Nous obtenons  $a'=0,60$  et  $b'=0,03$ .

Une démonstration analogue à celle effectuée dans la version de base nous donne le tenseur de plasticité sous la forme suivante :

$$(3.49) \quad C_{ijhk}^p = \frac{q_{ij} q_{hk}}{H}$$

Où

$$(3.50) \quad H = \frac{Mp}{\lambda^p} (M - A'_{\eta\eta}) \quad \text{est le module plastique}$$

$$(3.51) \quad q_{hk} = \frac{\frac{3}{2} A_{lmrs} \eta_{lm}}{A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{rh} \delta_{sk} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{hk} \right] + \frac{1}{3} M \delta_{hk}$$

$$(3.52) \quad q_{ij} = \frac{\frac{3}{2} A'_{lmrs} \eta_{lm}}{A_{\eta\eta}} \left[ \delta_{ri} \delta_{sj} - \frac{1}{3} (\delta_{rs} + \eta_{rs}) \delta_{ij} \right] + \frac{1}{3} M \delta_{ij}$$

$$(3.53) \quad A_{\eta\eta} = \left[ \frac{3}{2} \eta_{lm} A_{lmrs} \eta_{rs} \right]^{1/2}$$

$$(3.54) \quad A'_{\eta\eta} = \left[ \frac{3}{2} \eta_{lm} A'_{lmrs} \eta_{rs} \right]^{1/2}$$

### 3.6.2 CRITÈRE DE RUPTURE

Nous ne raisonnons plus sur la base du module de plasticité H pour caractériser la rupture. Mais sur un critère de rupture, en l'occurrence le critère de Drücker - Prager (équation 3.35). Ainsi, nous avons vu que ce critère peut s'exprimer pour un milieu continu, isotrope, élastoplastique, de la manière suivante :

$$(3.55) \quad \sqrt{\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}} - M \frac{I_1}{3} = 0$$

Une procédure similaire à celle introduisant l'anisotropie de structure dans le critère de plasticité permet de généraliser cette équation pour caractériser la rupture d'un milieu anisotrope :

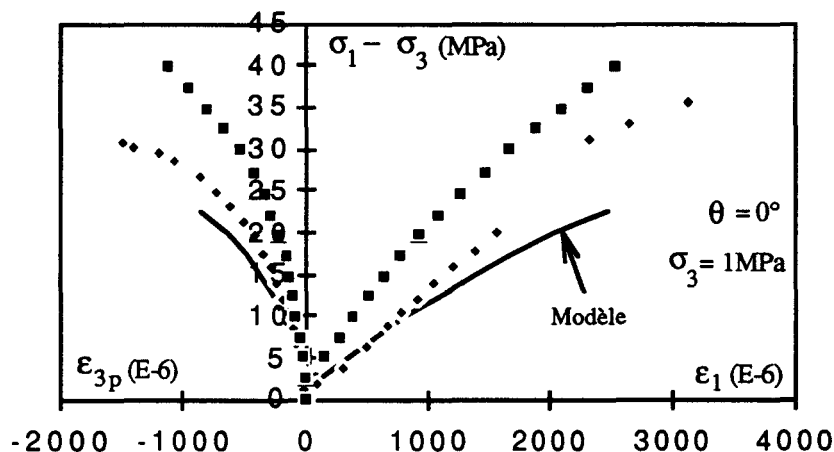
$$(3.56) \quad \left( \frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs} \right)^{\frac{1}{2}} = M$$

Où  $\eta_{ij}$  est défini précédemment, mais caractérise ici l'état de contrainte à la rupture et le tenseur  $A_{ijrs}$  est identique à celui de la fonction de charge.

La détermination des paramètres a, b, c et M se fait comme pour le modèle de base.

### 3.6.3 VÉRIFICATION DU MODÈLE NON ASSOCIÉ AVEC CRITÈRE DE RUPTURE LINÉAIRE

Nous présentons dans la figure 3.14 le résultat des simulations des essais utilisés pour déterminer les valeurs des paramètres.



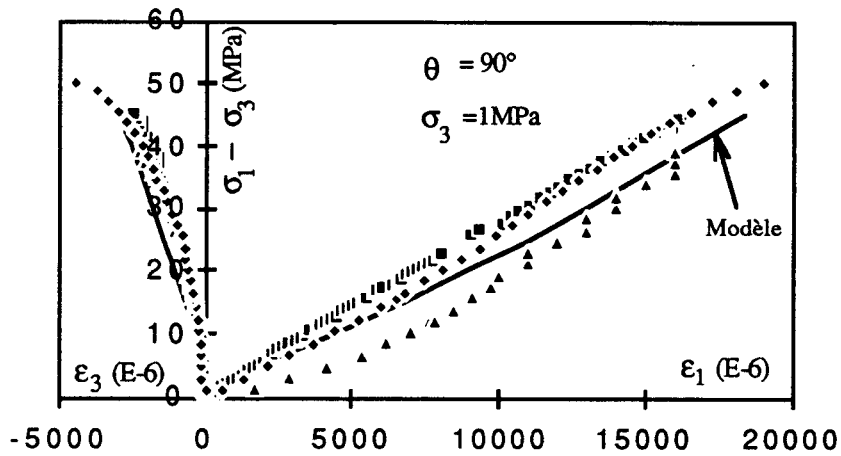
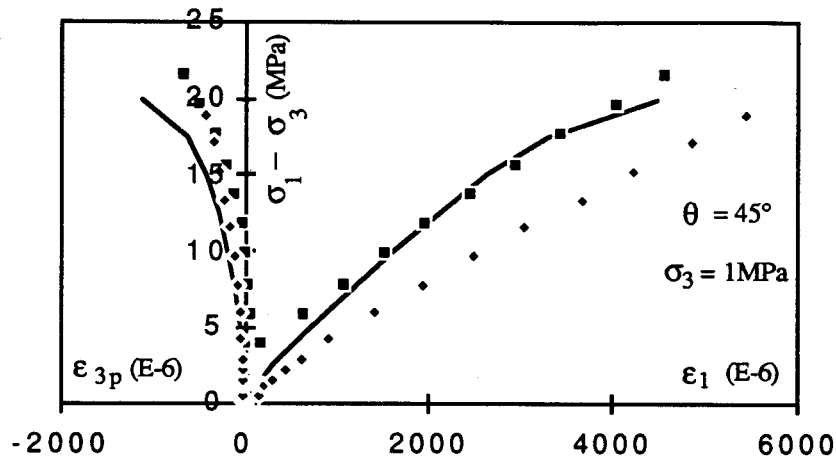


Figure 3.14 : Simulation des essais de calage des paramètres

Le modèle modifié décrit bien qualitativement et quantitativement (sauf pour  $\theta=0^\circ$ ) le comportement du matériau.

Nous avons repris la simulation des essais triaxiaux. A part les essais de calage, à pression de confinement de 1MPa, nous retrouvons exactement les mêmes simulations donc les mêmes problèmes. En particulier, pour les essais triaxiaux à 50MPa le modèle ne tient pas assez compte de la plasticité du matériau et la rupture n'est jamais atteinte.

Par conséquent, pour bien décrire la non linéarité de la rupture et la déformation plastique, nous avons proposé de faire évoluer le paramètre M en fonction de la pression de confinement  $\sigma_3$ . Vu que  $\sigma_3 = p - \frac{q}{3}$ , M est donc une fonction à la fois de la contrainte moyenne p et du déviateur des contraintes q. Nous rappelons que le paramètre M introduit la notion d'état critique dans les modèles Cam Clay et doit théoriquement rester constant.

### 3.6.4 CRITÈRE DE RUPTURE NON LINÉAIRE

Le critère de rupture est toujours représenté par la relation (3.56), mais cette fois ci les paramètres de rupture  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $M$  sont déterminés en fonction de la pression de confinement. Les valeurs obtenues pour les différentes pressions de confinement sont données dans le tableau 3.1. Ainsi, sur la figure 3.15 nous présentons les valeurs expérimentales et théoriques de la résistance à la rupture en fonction de la pression de confinement.

Pression de confinement (MPa)	M	a	b	c
1	2,60	0,80	0,01	0,50
5	2,02	0,80	0,10	0,47
20	1,48	0,80	0,11	0,47
40	1,13	0,80	0,11	0,47
50	1,04	0,80	0,12	0,46

Tableau 3.1 : Paramètres  $M$ ,  $a$ ,  $b$  et  $c$  en fonction de la pression de confinement

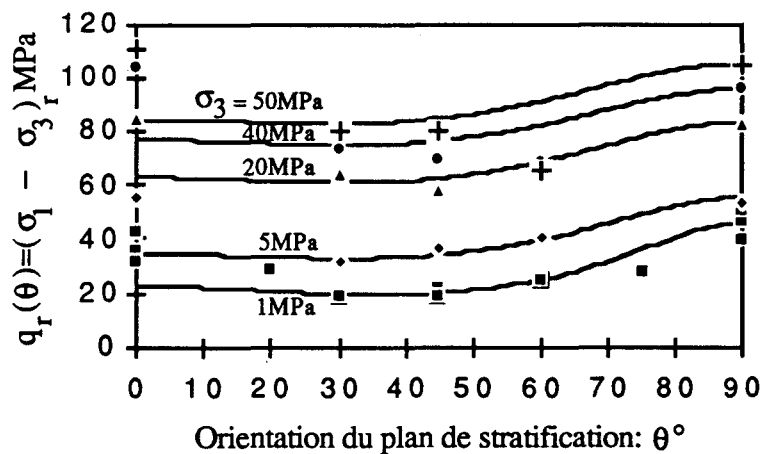


Figure 3.15 : Valeurs expérimentales et théoriques de la résistance à la rupture  $q_r$  (MPa) en fonction de la pression de confinement

Pour réduire le nombre de paramètres nous supposons les paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  constants et seulement  $M$  évoluant avec la pression de confinement. Nous avons choisi pour  $a$ ,  $b$  et  $c$  les valeurs déterminées à la pression de confinement de 1MPa :  $a=0,80$ ;  $b=0,01$ ;  $c=0,50$ . Les données expérimentales nous permettent de proposer l'expression suivante pour décrire l'évolution de  $M$  (figure 3.16) :

$$(3.57) \quad M = 2,91 - 0,477 \text{Ln}(1 + \sigma_3)$$

Où  $\sigma_3$  représente la pression de confinement.

Le critère de rupture (3.56) devient alors :

$$(3.58) \quad \sqrt{\frac{3}{2} \eta_{ij} A_{ijrs} \eta_{rs}} = 2,91 - 0,477 \text{Ln} \left[ 1 + \left( p - \frac{q}{3} \right) \right]$$

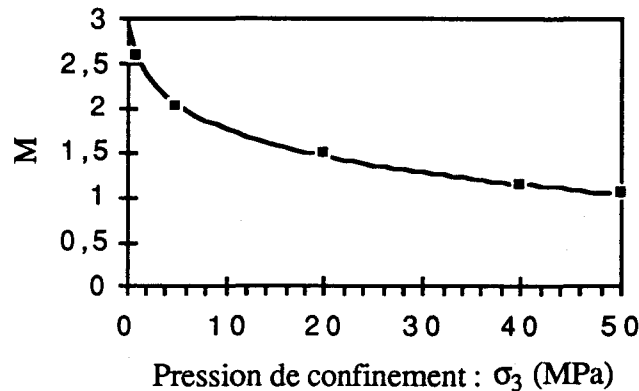


Figure 3.16 : Valeurs expérimentales et théoriques du paramètre de rupture M

### 3.6.5 TEST DU MODÈLE DANS SA VERSION FINALE

Pour connaître la qualité de la version finale nous avons repris les simulations précédentes.

#### 3.6.5.1 ESSAIS TRIAXIAUX

Pour les essais avec la pression de confinement de 1MPa il est clair qu'on retrouve les simulations du modèle avec la deuxième version.

La figure 3.17 représente la comparaison entre l'expérience et la simulation numérique pour une pression de confinement de 50MPa, par conséquent très éloignée de la pression de 1MPa ayant servi au calcul des paramètres a, b, c et au calage des paramètres a', b' et c'. Le



comportement à la rupture fragile est bien simulé. Nous constatons que la simulation numérique est assez satisfaisante :

Pour  $\theta=90^\circ$ , le modèle décrit correctement le comportement de l'argilite de Tournemire.

Pour  $\theta=45^\circ$ , le comportement à la rupture fragile est bien simulé, mais les déformations prédites sont inférieures aux valeurs expérimentales. En particulier, lorsqu'on tend vers la rupture l'écart entre la simulation numérique et l'expérience devient important.

Pour  $\theta=0^\circ$ , le comportement à la rupture fragile est bien simulé qualitativement, cependant la résistance à la rupture prédite est assez précoce. Les prédictions des déformations sont satisfaisantes.

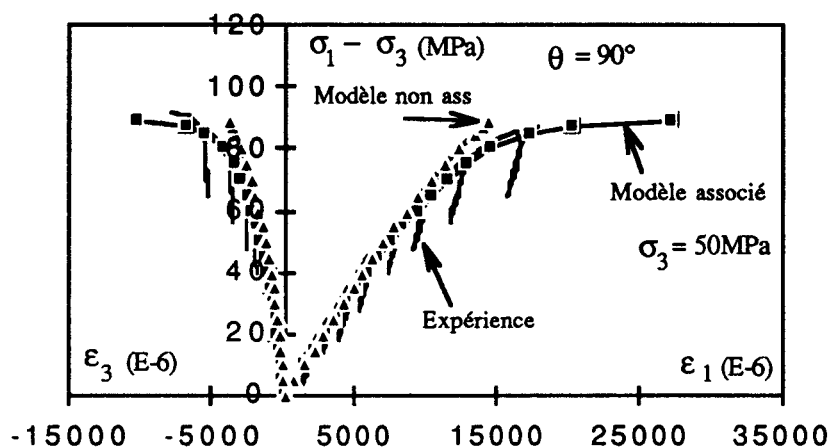
Nous avons vu dans le chapitre précédent que pour les fortes pressions de confinement l'anisotropie de rupture est négligeable, en particulier dans les axes de structure. Nous avons aussi constaté que l'argilite de Tournemire passe du comportement fragile à ductile pour les pressions de confinement élevées.

Par conséquent, nous avons simulé les essais à 50MPa en considérant le modèle modifié associé. C'est à dire  $a=a'=0,80$ ;  $b=b'=0,01$ ;  $c=c'=0,50$  et  $M$  évoluant avec la pression de confinement suivant l'équation (3.57). Nous obtenons de ce fait des corrélations excellentes :

Pour  $\theta=90^\circ$ , la simulation numérique et l'expérience se superpose parfaitement.

Pour  $\theta=45^\circ$ , les déformations axiales expérimentale et théorique sont confondues. Les prédictions des déformations perpendiculaire et parallèle aux strates sont assez proches. Mais, malgré ceci, la simulation de la déformation perpendiculaire au plan de stratification est satisfaisante.

Pour  $\theta=0^\circ$ , le modèle prédit un comportement à la rupture ductile et une résistance à la rupture inférieure à la valeur expérimentale. Cependant, pour cette orientation, qualitativement le modèle est toujours satisfaisant.



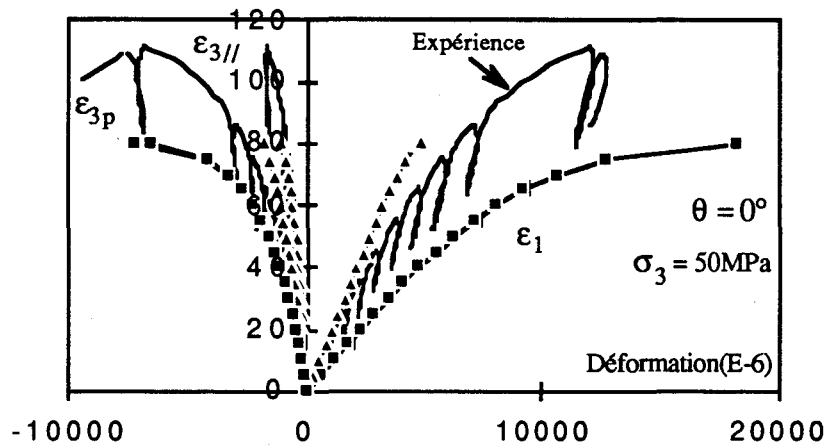
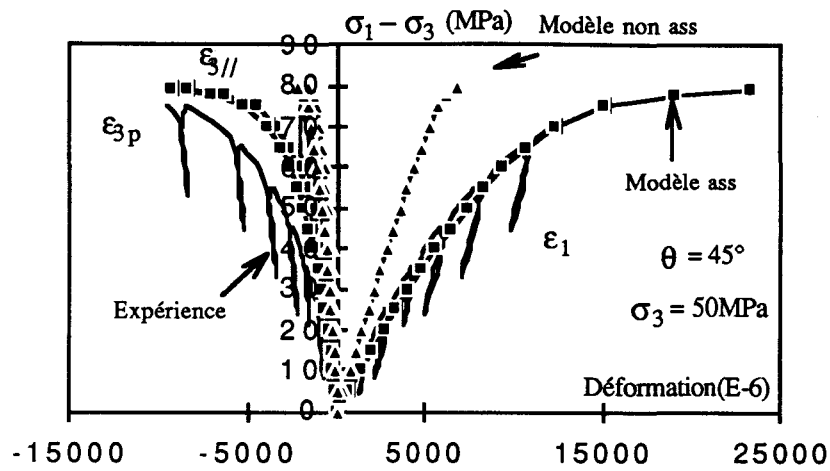


Figure 3.17 : Comparaisons entre courbes théoriques et expérimentales pour des chemins de chargement triaxiaux conventionnels

### 3.6.5.2 ESSAIS PROPORTIONNELS

La simulation des essais proportionnels est présentée dans les figures 3.18 et 3.19. Pour  $\theta=90^\circ$  et  $K=1,50$  nous obtenons encore une simulation assez correcte. Pour les essais à  $K=5$  nous obtenons la bonne courbure de la courbe. Cependant, la surface de rupture est atteinte d'une manière précoce et brutale. Par rapport au modèle de base ceci convient qualitativement.

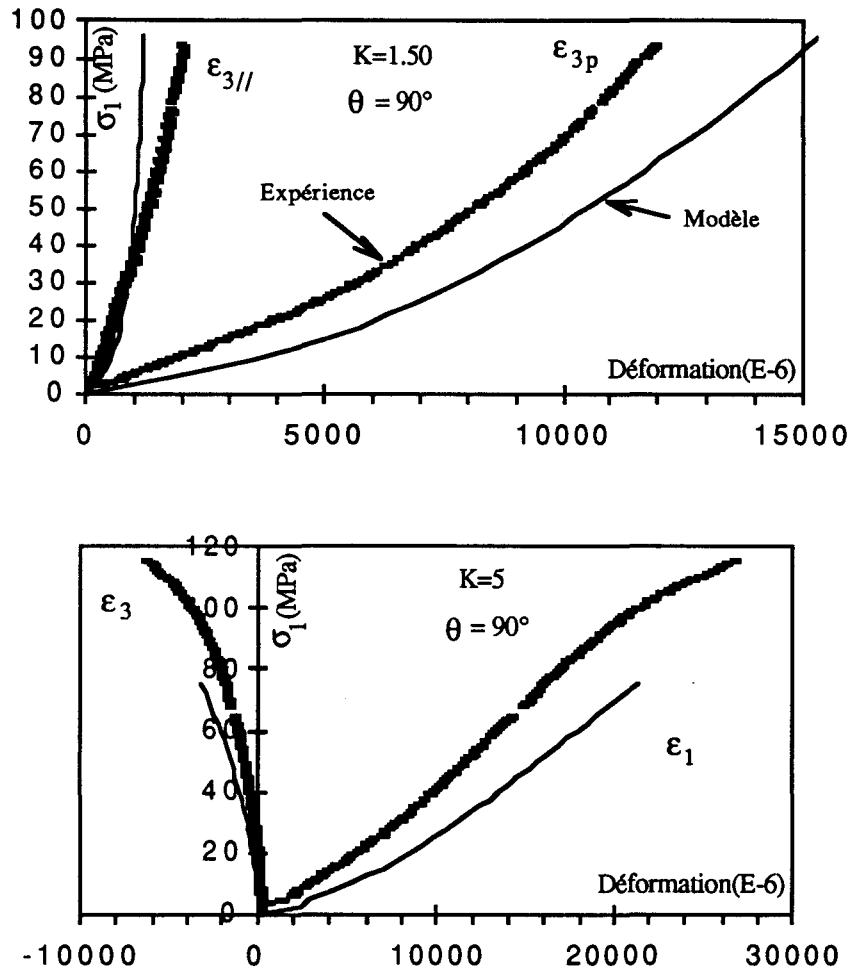


Figure 3.18 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels ( $K = 1,5$  et  $K = 5$ ) à  $\theta=90^\circ$  (Modèle final)

Pour  $\theta=0^\circ$ , à  $K=1,50$  les déformations dans le plan de stratification sont bien simulées. Par contre le modèle prédit des déformations perpendiculaires aux strates beaucoup plus faible. Ainsi, nous avons essayé de voir ce que donnerait pour ce chemin de contraintes l'hypothèse de l'associativité. La concordance entre les résultats expérimentaux et le modèle est satisfaisante. À  $K=5$ , Les corrélations sont assez bien mais la rupture très précoce.

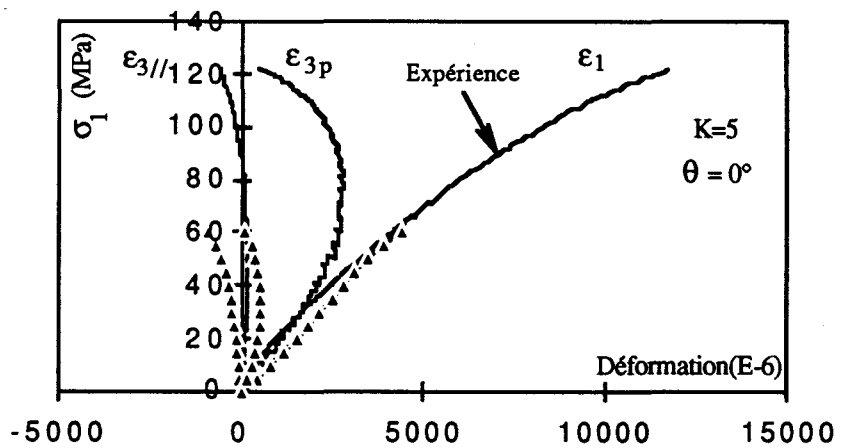
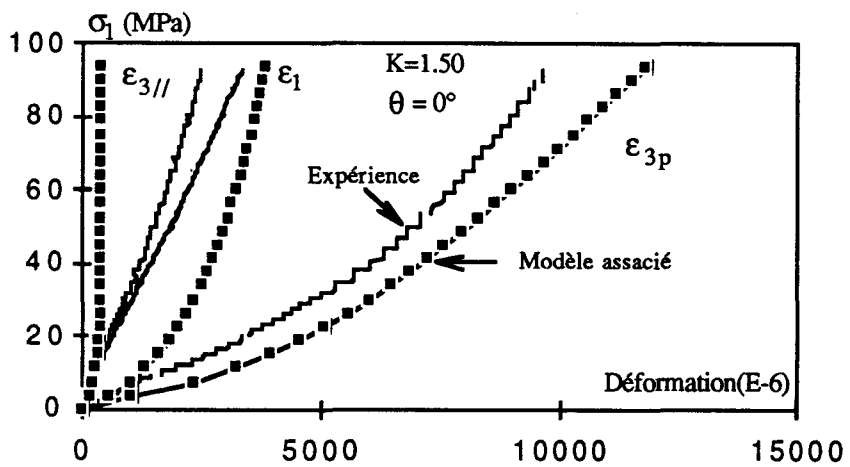
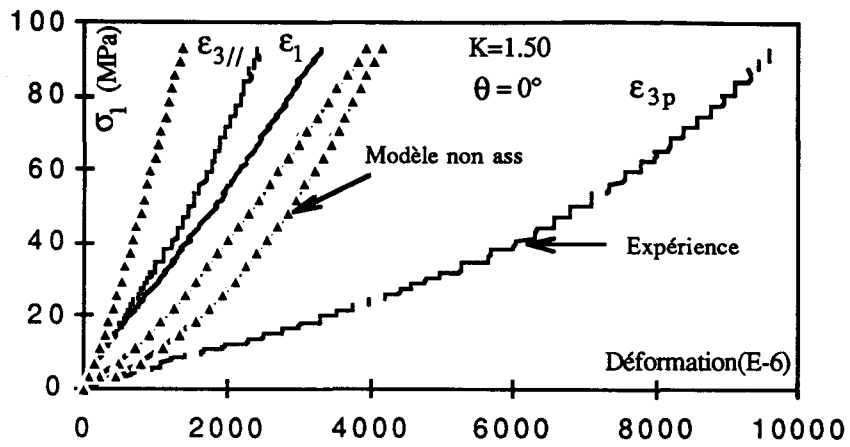


Figure 3.19 : Comparaison expérience - simulation numérique pour deux essais proportionnels ( $K = 1,5$  et  $K = 5$ ) à  $\theta=0^\circ$  (Modèle final)

### 3.6.5.3 ESSAIS D'EXTENSION LATÉRALE

La figure 3.20 donne les comparaisons pour la pression de confinement initiale de 50MPa pour les deux orientations  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ . Nous obtenons pratiquement les mêmes simulations qu'avec les versions précédentes. Tout se passe comme si le chemin de contraintes se développe dans le domaine élastique, ce qui est prévisible. En effet, traçons la surface de charge pour la fin du chargement hydrostatique, donc avant le déchargement de la pression de confinement (figure 3.21). Remarquons alors que le chemin de déchargement est complètement à l'intérieur de la surface de charge, ce qui va donc conduire à une réponse élastique du modèle en contradiction avec les constatations expérimentales. Pour remédier à ce problème on pourrait ajouter dans le modèle un deuxième mécanisme de comportement ou revoir la forme de la surface de charge.

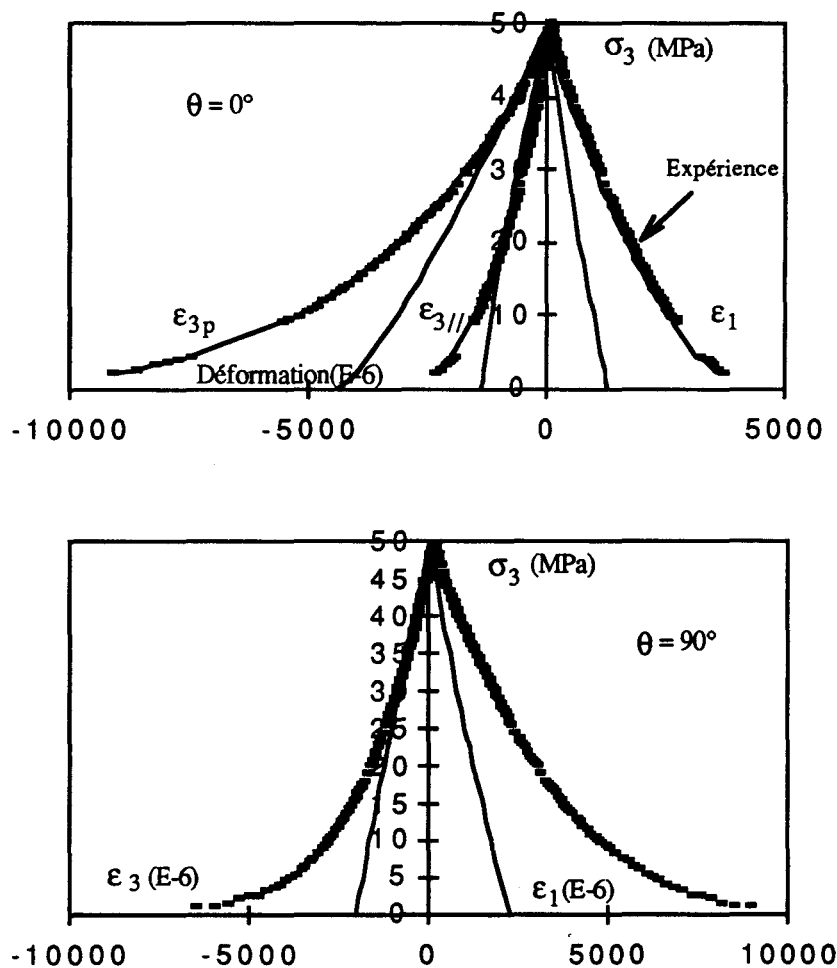


Figure 3.20 : Comparaisons entre courbes théoriques et expérimentales pour des essais d'extension latérale avec une pression de confinement initiale de 50MPa, version finale

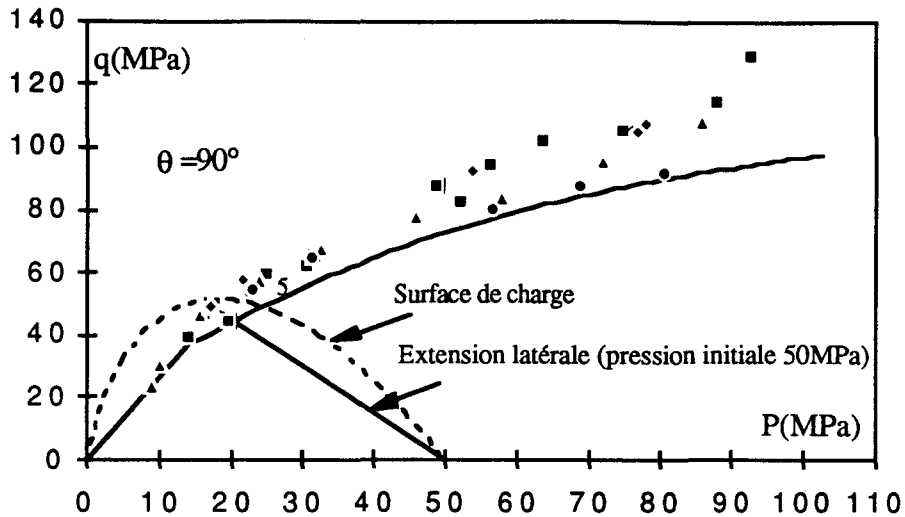


Figure 3.21 : Représentation dans le plan (p, q) des contraintes de rupture des différents essais triaxiaux à  $\theta=90^\circ$ , de la surface de charge et du chemin de contraintes pour une extension latérale de pression de confinement initiale 50MPa.

### 3.8 CONCLUSION

Nous avons adapté le modèle de Cam Clay anisotrope proposé par Nova au cas de l'argilite de Tournemire. Un potentiel plastique a été proposé. Cependant, pour les hautes pressions de confinement une loi d'écoulement associée suffit. En effet, le potentiel plastique tend vers la surface de charge lorsque la pression de confinement augmente. Nous avons aussi proposé un critère de rupture pour décrire la non linéarité du comportement à la rupture de l'argilite de Tournemire. Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et le modèle de Nova (1986) modifié sont satisfaisantes.

## CHAPITRE IV

# APPLICATIONS DU MODÈLE CAM CLAY ANISOTROPE POUR L'ÉTUDE DE LA STABILITÉ DE FORAGES PÉTROLIERS DANS L'ARGILITE DE TOURNEMIRE

Après l'étude du comportement de l'argilite de Tournemire (Chapitre 2), la formulation d'un modèle et sa validation sur chemin homogène (Chapitre 3), il est souhaitable de passer à un pré - stade industriel. Ceci passe par l'introduction du modèle dans un code de calcul pour l'application aux ouvrages réels.

Cependant, avant de passer à cette ultime phase où les conditions aux limites, mal connues, et la complexité de la structure peuvent masquer les erreurs dues à la modélisation du comportement, il est nécessaire de valider le modèle sur ouvrage type en laboratoire où les conditions aux limites sont parfaitement définies.

## 4.1 INTRODUCTION

Dans le domaine de l'exploitation pétrolière, le problème de la stabilité du trou de forage est d'une importance cruciale à cause des facteurs économiques. En effet, pour développer un champ pétrolier, de dizaine de puits doivent être forés, chaque puits traversant sur plusieurs centaines de mètres des matériaux argileux anisotropes. Les problèmes de forages sont alors fréquents et coûteux, particulièrement dans le cas des puits offshore. En outre, pernicieusement l'anisotropie de l'argilite peut causer la déviation du puits de forage. Cette déviation spontanée est largement variable et imprévisible. Elle est observable et à l'origine de certaines pertes de puits pétroliers, Maury (1993).

L'étude de la stabilité d'un ouvrage souterrain nécessite la connaissance des contraintes in situ et la redistribution de ces contraintes autour de cet ouvrage.

Avant d'analyser la complexité de la distribution de contraintes, passons en revue les principales méthodes de mesures de contraintes in situ effectuées à partir de forages. Elles sont au nombre de quatre (Baudemont et al, 1988) :

- La déformation "naturelle" des trous de forages ou l'ovalisation des trous de forages. Ce phénomène est dû à la fracturation et à l'effritement des parois du puits. Le principe de la méthode est d'estimer la direction des contraintes in situ à partir de la détection et de la caractérisation des parties ovalisées d'un trou de forage. L'élongation du trou, résultant de l'écaillage des parois, s'effectue généralement perpendiculairement à la direction de la contrainte horizontale maximale.

- La fracturation hydraulique provoquée. Cette méthode nécessite un appareillage comprenant un compresseur agissant sur une portion du forage délimitée par des packers. En faisant l'hypothèse que la pression instantanée de fermeture en tête de puits est égale à la contrainte effective minimale en place, on peut calculer les contraintes principales, Bouteica et Sarda (1987).

- Le surcarottage. La méthode de mesure consiste : à forer un premier cylindre qui a pour conséquence de générer une concentration de contrainte locale; à insérer un appareil de mesure détectant les déplacements tant radiaux que longitudinaux; à effectuer un surcarottage de la cellule en place afin de relâcher complètement les contraintes autour de la cellule.

- La relaxation des carottes de sondages. C'est une variante du surcarottage appliquée aux forages profonds. Dès que les carottes sont récupérées en surface, les variations de leur diamètre sont mesurées. Dans les cas de forages verticaux dans des roches homogènes une relation est établie entre la déformation enregistrée sur la carotte et l'orientation et la magnitude des contraintes horizontales, Teufel (1983).



Dans une formation anisotrope comme l'argilite de Tournemire, la distribution de contraintes est complexe pour plusieurs raisons, dont les principaux sont :

- L'orientation du champ de contraintes in situ peut être différente de l'orientation des axes principaux de structure du massif. En d'autre terme, le repère principal des contraintes et le repère principal des déformations ne coïncide pas sauf si le repère des contraintes est confondu avec le repère structural.

- D'une manière générale, les conditions de déformation plane ne sont pas satisfaites. Amadei (1983) a montré qu'en utilisant les conditions habituelles de déformation plane (par exemple  $\epsilon_{11} = \gamma_{12} = \gamma_{13} = 0$ ), dans le cas des milieux anisotropes, la solution analytique impose l'orientation du trou de forage dans la direction principale de contrainte. Par conséquent, un concept général de déformation plane (Amadei (1983), Lekhnitskii (1963)) est utilisé pour la résolution des problèmes dans les formations anisotropes. La notion essentielle de ce concept est que toutes les composantes de contrainte, de déformation, de déplacement, des forces de volume et de surface sont supposées identiques dans tous les plans perpendiculaires à l'axe du trou. Si nous reprenons l'exemple ci - dessus, cela veut dire que  $\epsilon_{11}=0$ , mais  $\gamma_{12}$  et  $\gamma_{13}$  peuvent prendre des valeurs non nulles.

- La distribution de contraintes dépend des propriétés élastiques du matériau. Ce qui n'est pas le cas dans les milieux isotropes. Par exemple, pour une roche isotrope transverse considérons le module de cisaillement dans le plan isotrope. Pour des faibles valeurs de ce coefficient élastique, la solution analytique de Lekhnitskii montre des fortes concentrations de contraintes dans les zones où la paroi du trou est tangente aux strates, Panet (1993). La rupture se produit généralement par flambage dans ces zones (figure 4.1).

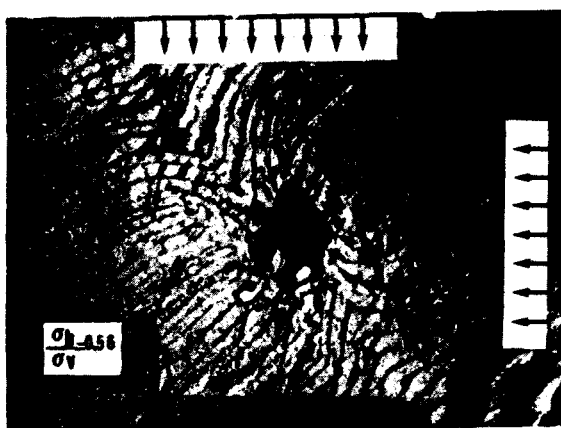


Figure 4.1: Rupture de paroi d'un trou dans un bloc de "shale" (30x30x40 cm<sup>3</sup>), rotation du repère structural autour de l'axe du puits 45°, [d'après Bandis et al, 1989]

## 4.2 ENVIRONNEMENT DES PUITES PÉTROLIERS

L'environnement d'un forage impose des conditions aux limites telles que le rôle de la boue de forage et les effets de la température. Cependant, tous les paramètres nécessaires pour l'analyse de la stabilité sont difficile à rassembler. Ceci impose dans la pratique une étude paramétrique, Guenot et Santarelli (1988).

Les contraintes in situ, imposées par le milieu sont concentrées autour du puits. La boue est utilisée pour chasser les cuttings et appliquer une pression de soutènement à la paroi. La manière dont cette pression est appliquée joue un rôle important dans l'évolution de la stabilité. Finalement, le forage en grandes profondeurs se déroule dans des roches dont la température est élevée. Le fluide de circulation refroidit le puits dans la partie inférieure et réchauffe la partie supérieure du trou de forage. Des gradients de température apparaissent autour du puits et génèrent des contraintes thermiques; le refroidissement correspond à des contraintes de traction et le chauffage à des contraintes de compression.

Nous constatons que le chargement d'un puits pétrolier est complexe et affecté par beaucoup de paramètres.

## 4.3 MÉCANISMES DE RUPTURES AUTOUR DE GALERIES ISOLÉES

La majorité de ce paragraphe est un extrait du rapport de la commission de la Société Internationale de Mécanique des Roches sur les mécanismes de ruptures autour d'ouvrages souterrains, Maury (1987).

Sous le terme "rupture", deux types de manifestations sont considérés : la rupture de la roche autour de l'excavation avec apparition de discontinuités macroscopiques, ou rejet important le long de discontinuités existantes; le cas de déformations permanentes importantes même continues a été également inclus, bien qu'il ne s'agisse pas à proprement parler de ruptures. La commission a également considéré sous le terme "rupture", le résultat d'un comportement inhabituel et imprévu de la roche aboutissant à une interruption de construction ou de fonctionnement d'un ouvrage, pour ne pas laisser échapper de ruptures d'importance pratique considérable, dont le comportement du massif est responsable même s'il n'a été que apparent ou peu détecté.

### 4.3.1 CAS DE STABILITÉ ANORMALE EN LABORATOIRE

D'assez nombreux essais ont été réalisés sur tubes épais avec des dimensions extérieures suffisantes pour représenter le problème du trou en milieu infini. Les contraintes tangentielles  $\sigma_\theta$  en paroi ont été estimées par la théorie élastique courante à partir de la valeur du chargement extérieur correspondant à l'apparition de la rupture à la paroi. En appelant  $\sigma_p$  la résistance en compression monoaxiale, ou triaxiale, selon que la pression interne est nulle ou non, tous les auteurs ont noté des rapports anormalement élevés de  $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_p}$  (= Ns), c'est à dire des contraintes théoriques en paroi excédant largement, de 2 à 8 fois, la résistance "conventionnelle", tableau 4.1.

Auteurs	Roche	Pression interne (MPa)	Ns
Geerstma (1978)	Grès	?	1/16
Guenot (1979)	Charbon	0	2
Berest et al (1979)	Craie	0	1,8/2,6
Haimson et al (1986)	Calcaire	0	1,6/3,6
Bandis et al (1986)	Artificielle	0	1,5/3
Simonyants et al (1970)	Marbre	0/60	5/8
	Dolomie	0/60	2/4
Santarelli (1987)	Grès 1	0	2,4
	Grès 2	0	2,8
	Dolomie	0	2

Tableau 4.1 : Essais de rupture sur cylindres creux [d'après Guenot, 1987]

Sur la plupart des matériaux testés, grès, calcaires, craies sèches, marbres, granite, la plupart des auteurs ont remarqué qu'il n'y avait pas de zones annulaires travaillant en grandes déformations continues évoquant une déformation plastique (nous verrons que ceci n'est pas le cas de l'argilite), mais une rupture avec apparition de surface de discontinuités et déplacements éventuels (écaïlles) dont la matrice rocheuse reste apparemment intacte (figure 4.2).



Figure 4.2 : Rupture de paroi sur cylindre creux de calcaire [d'après Guenot, 1989]

#### 4.3.2 RÉSULTATS ACQUIS DANS LE DOMAINE PÉTROLIER

Les différences essentielles des forages pétroliers avec les galeries et mines sont, outre leur diamètre, leur orientation et inclinaison variables, leur forme géométrique parfaite au départ, leur pression interne établie grâce au poids de la colonne de boue dont on peut choisir la densité, les variations thermiques liées à l'approfondissement et l'écoulement de la boue.

La figure 4.3 montre les contraintes conventionnelles autour d'un puits et d'un tunnel et un exemple de mode de rupture en paroi où la contrainte intermédiaire est axiale. L'intersection des surfaces de rupture est parallèle à la direction de la contrainte axiale.

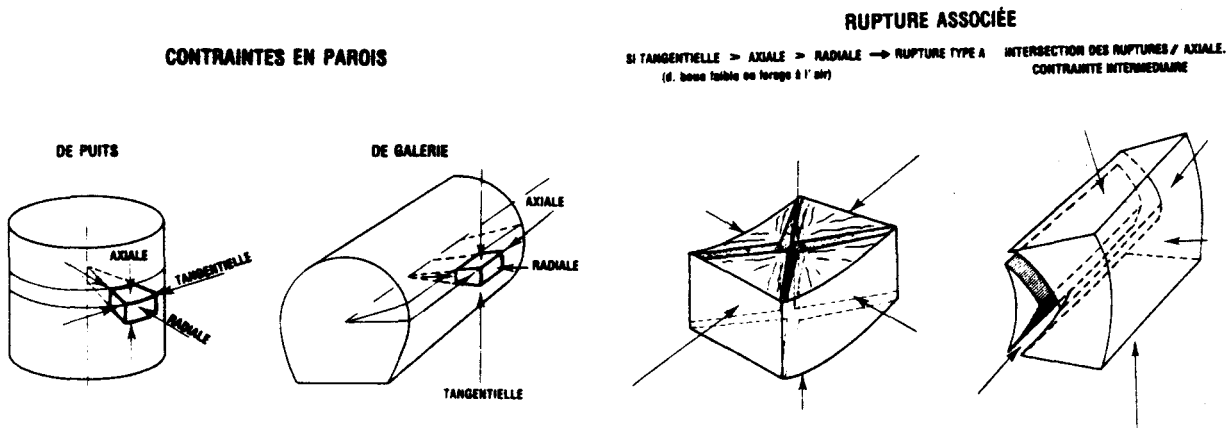


Figure 4.3 : Schéma montrant les contraintes conventionnelles autour d'un puits et d'un tunnel et exemple de mode de rupture en paroi, [d'après Maury, 1987]

Il ressort des conclusions de cette commission sur les mécanismes de ruptures autour d'ouvrages souterrains (figure 4.4), dans l'hypothèse où il n'y a pas d'écoulement, qu'en appelant  $\sigma_r$ ,  $\sigma_t$ ,  $\sigma_l$  respectivement les contraintes radiale, tangentielle et axiale (ou longitudinale),

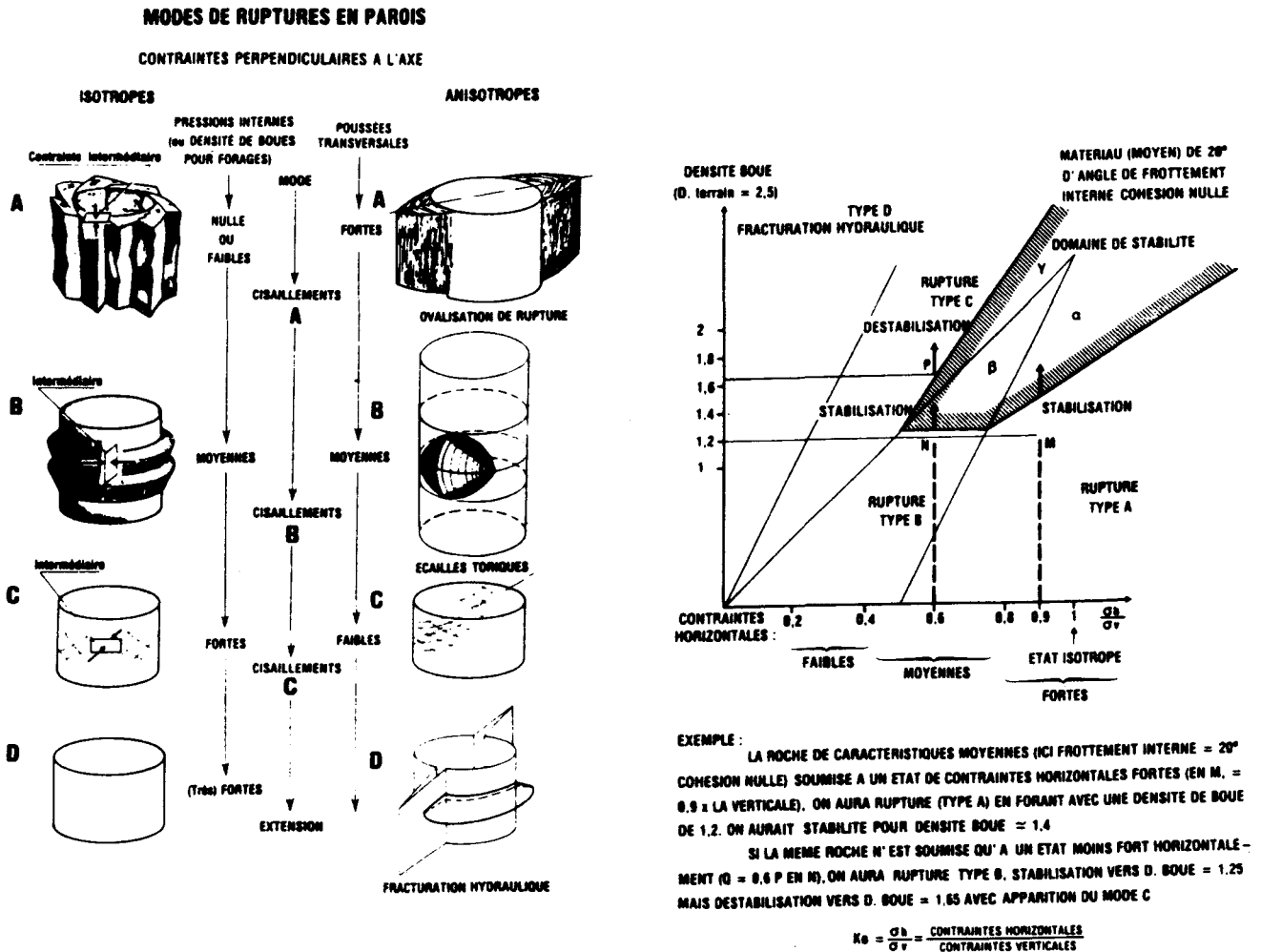


Figure 4.4 : Schémas montrant en détail les modes de rupture autour d'un puits de forage (à gauche) et diagramme de stabilité pour un puits vertical (à droite), [d'après Maury, 1987]

- en cas de pression interne faible ou nulle (cas des galeries de génie civil et mines) on a une disposition de contraintes du type :  $\sigma_r < \sigma_l < \sigma_t$ , dite "α",
- si la pression interne augmente, à contraintes latérales in situ constantes (ou en résumé que le rapport des deux croisse) on arrive à une disposition  $\sigma_r < \sigma_t < \sigma_l$  dite "β",
- si ce rapport croît encore, on a la disposition  $\sigma_t < \sigma_r < \sigma_l$  dite "γ".

Si maintenant on admet que la rupture se fait en cisaillement selon un critère type courbe intrinsèque (Mohr - Coulomb à cohésion nulle et frottement interne de 20°, Guenot (1987)), la disposition α poussée à l'excès (tangentielle excessive, radiale insuffisante) conduira à une

rupture dite en "mode A" avec lignes de ruptures conjuguées dont l'intersection se fait selon la direction de la contrainte intermédiaire (axiale), les écailles auront la forme de pelures d'oignons, isotropes ou anisotropes selon le champ latéral.

De même, la disposition  $\beta$ , excessive, conduira à un type de rupture différent, dit en "mode B", donnant des écailles torique sur la périphérie entière du trou (en champ latéral isotrope) ou sur un secteur seulement (anisotrope), l'intersection des lignes de ruptures se faisant selon la contrainte intermédiaire maintenant tangentielle.

Ensuite, la disposition  $\gamma$  devrait aboutir à une mosaïque de lignes de cisaillement en parement, rupture dite en "mode C", la contrainte intermédiaire étant alors radiale.

Enfin, en champ latéral isotrope, on arrive à la génération de contraintes de traction en paroi et rupture, dite en "mode D", en extension; en champ anisotrope ces ruptures peuvent apparaître beaucoup plus tôt. Leur analyse complète est beaucoup plus complexe.

Il est intéressant de noter que si des écailles type pelures d'oignons ont été vues en essais de laboratoires et en galeries, des écailles toriques ont été obtenues récemment en laboratoire et même dans les "retombées" de forage pétrolier, morceaux écaillées provenant de ruptures des parois du forage; celles - ci sont très nettes dans le cas d'argilites anisotropes (nous verrons ça plus en détail dans la suite). Les lignes de cisaillement correspondant au mode C auraient été vues en essais types pressiométriques.

Il semble que dans la grande majorité des cas, la rupture s'initie à l'intérieur des parements, point B sur la figure 4.5. En effet, si nous supposons la théorie de l'élasticité ou un critère de type Coulomb, la question qu'on se pose est de savoir comment la rupture apparaît à la paroi aux points C et C', alors que la concentration de contraintes est maximale au point A ? D'où la formulation de nouvelles hypothèses dont la plus répandue est l'évolution du module élastique avec la pression de confinement ( ou la contrainte radiale), Santarelli (1987). Ceci permet de prévoir la contrainte (tangentielle) maximale à l'intérieur des parements (point B). Le mode de rupture qui apparaît à ce point B dépend naturellement du comportement de la roche, en "extensions" dans les cas (a) ou (c) et en "cisaillement" dans les cas (b) ou (d).

Un diagramme de stabilité pour un état de contraintes anisotrope a été réalisé par Van Dyck, cité dans Maury (1993).

Il semble que les observations in situ montrent qu'en général il n'existe pas de déformation plastique autour des puits pétroliers. D'où la préférence pour les modèles pseudo - élastiques. Étant donnée que l'argilite de Tournemire est une roche très plastique, nous présentons le diagramme de stabilité élastoplastique proposé par Detournay et al (1988), figure

4.6. Ce diagramme décrit le comportement de roche à propriétés plastiques autour de tunnel circulaire.

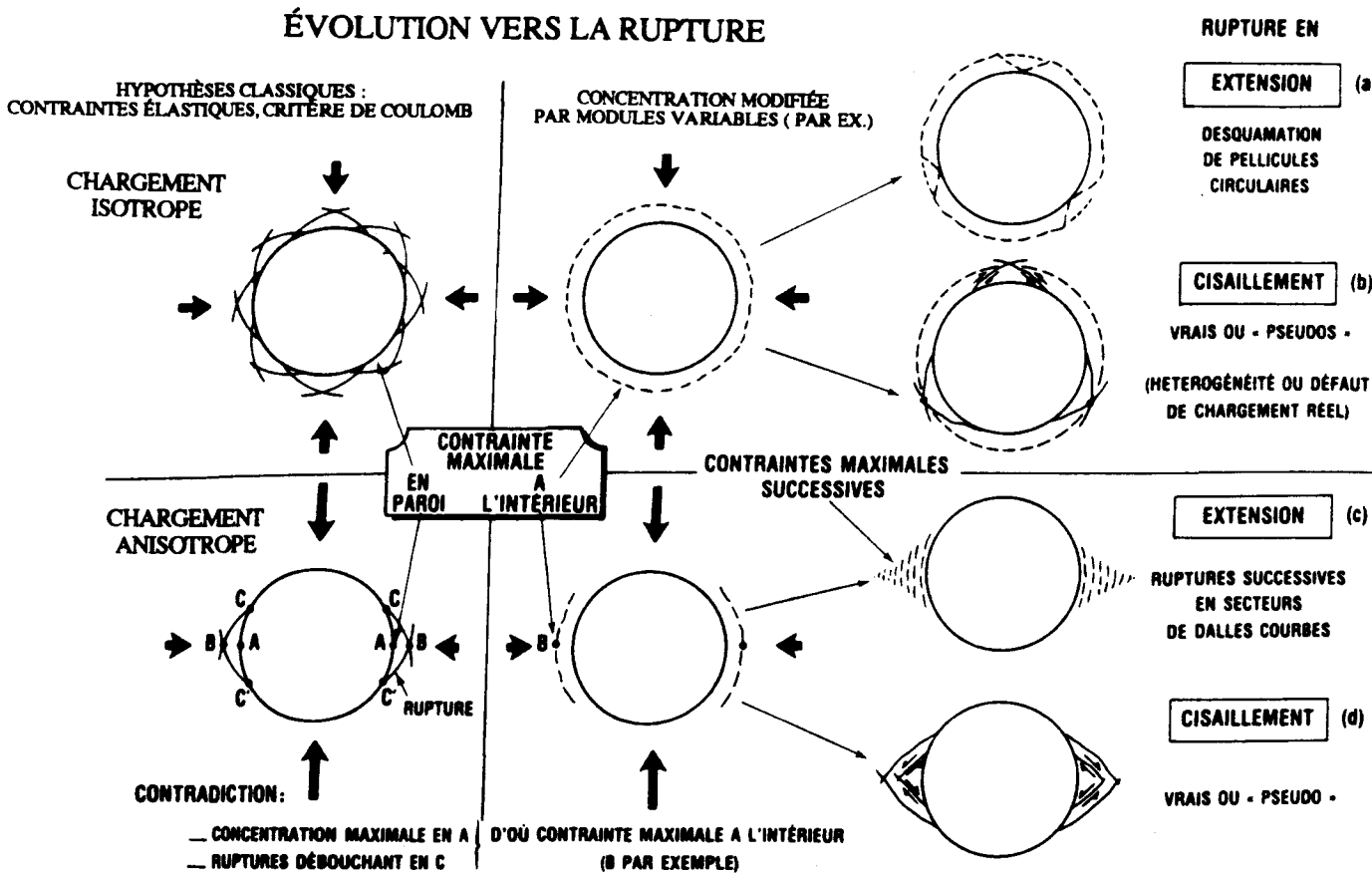


Figure 4.5 : Schémas montrant les nouveaux concepts pour la compréhension des ruptures en paroi, [d'après Maury, 1987]

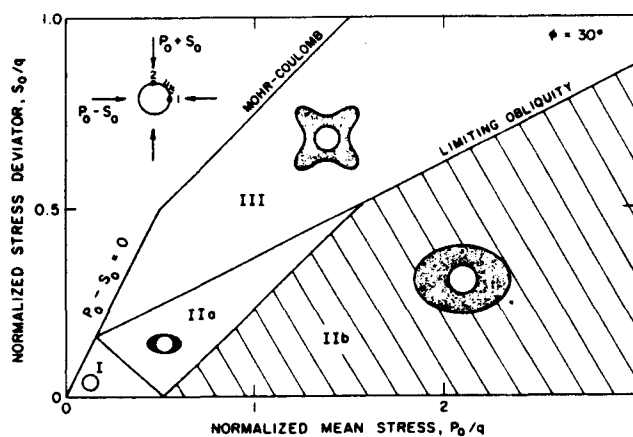


Figure 4.6 : Relation entre état de contraintes initial et modes de rupture autour d'un tunnel circulaire [d'après Detournay et al, 1988]

$P_0$  et  $S_0$  sont respectivement la contrainte moyenne in situ et le déviateur de contraintes in situ dans le plan perpendiculaire à l'axe du tunnel, et  $q$  désigne la résistance en compression uniaxiale. Les quatre régions sont définies comme suit :

- Région I : la roche a un comportement élastique linéaire. L'état de contraintes reste dans le domaine élastique.

- Région IIa : à l'intérieure de cette région la rupture se produit dans la direction de la contrainte mineure.

- Région IIb : le tunnel sera complètement encerclé par une zone plastique continue ovale.

- Région III : dans cette zone, le domaine plastique se développe autour du tunnel en forme de papillon.

#### 4.4 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX D'ESSAIS SUR BLOCS D'ARGILITE DE TOURNEMIRE RÉALISÉS SUR LA PRESSE TRIAXIALE VRAIE DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

La presse triaxiale vraie de l'Université de Lille (Photo 4.1 et figure 4.7) se compose d'un "Biaxiale" dans le plan horizontal permettant d'appliquer, sur le bloc cubique testé, les deux contraintes principales et d'une deuxième partie qui permet d'appliquer dans l'axe vertical la troisième contrainte principale. La contrainte dans chaque axe est appliquée par l'intermédiaire d'un vérin, le bloc est poussé sur une face pendant que la face opposée est fixe.

Onze tests de stabilité de puits ont été réalisés sur ce grand triaxial, Sibai et Henry (1993).

Différents chemins de chargements et différentes orientations du puits par rapport à la structure de l'argilite de Tournemire ont été testés.

Nous présentons ici quelques résultats significatives de ces essais.

La taille des blocs testés est de  $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ . Le diamètre de forage est égal à 53 mm.

Le trou de forage est réalisé avant d'appliquer les contraintes.



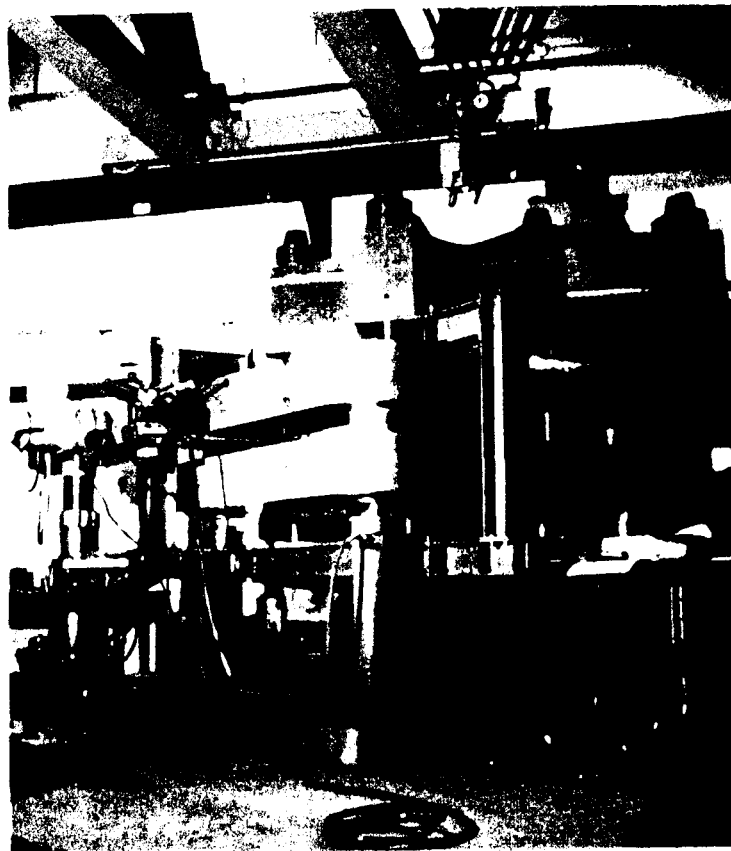


Photo 4.1 : Vue générale de la presse triaxiale vraie de l'Université de Lille

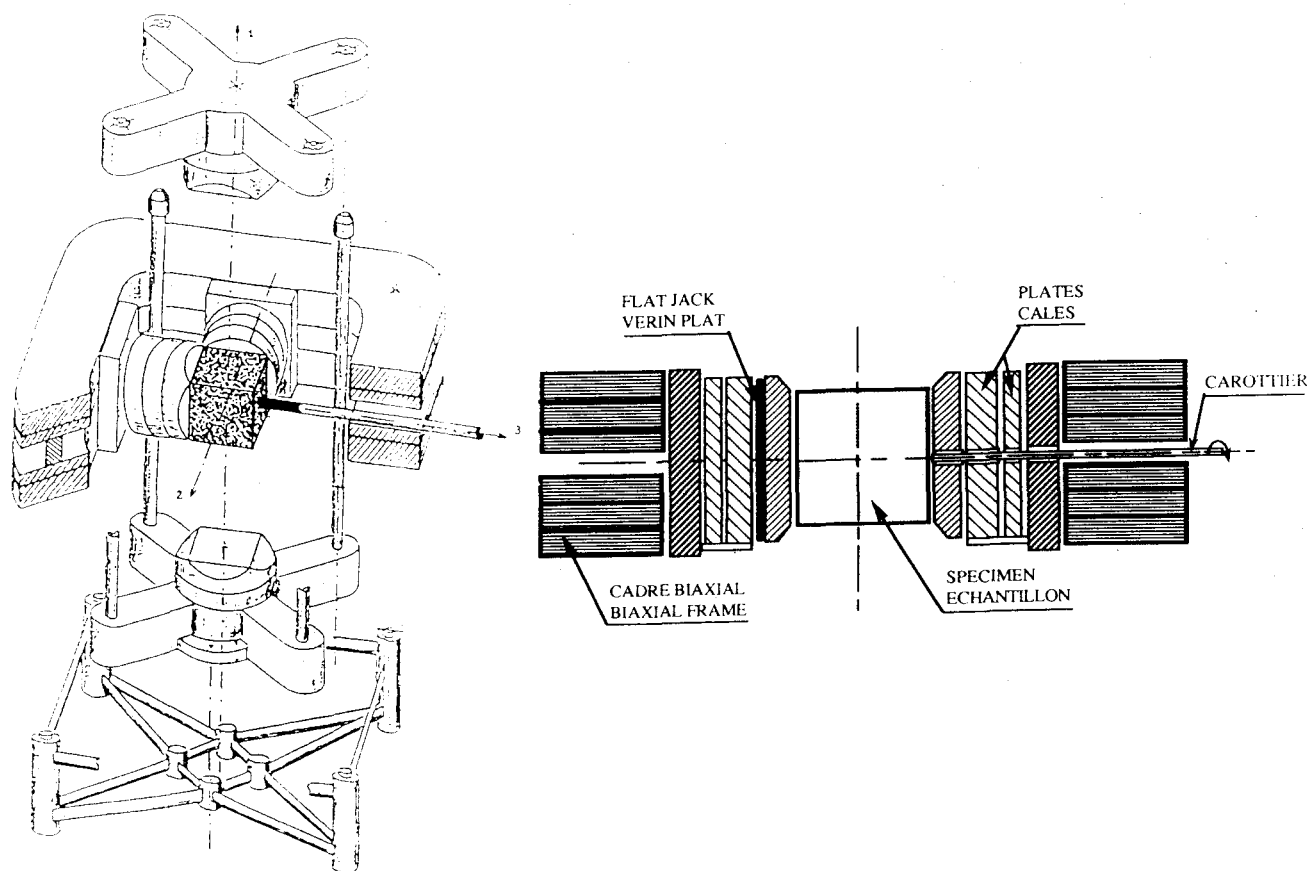


Figure 4.7 : Schéma de fonctionnement du Triaxial Vrai

Les essais sans pression interne ont été réalisés avec une sonde de mesure de convergence placée dans le trou de forage (photo 4.2). Cette sonde permet de mesurer la variation de longueur de huit diamètres, situés dans des plans différents, inclinés de  $22,5^\circ$  (figure 4.8).

Pour réaliser les essais avec une pression interne appliquée à la paroi du trou de forage, une sonde de fracturation hydraulique spécifique est utilisée à la place de la sonde classique de mesure de convergence.

La sonde de fracturation comprend un packer à chaque extrémité et quatre capteurs LVDT dans sa partie centrale pour mesurer la convergence du trou dans des orientations faisant  $45^\circ$  entre elles (Photo 4.3).

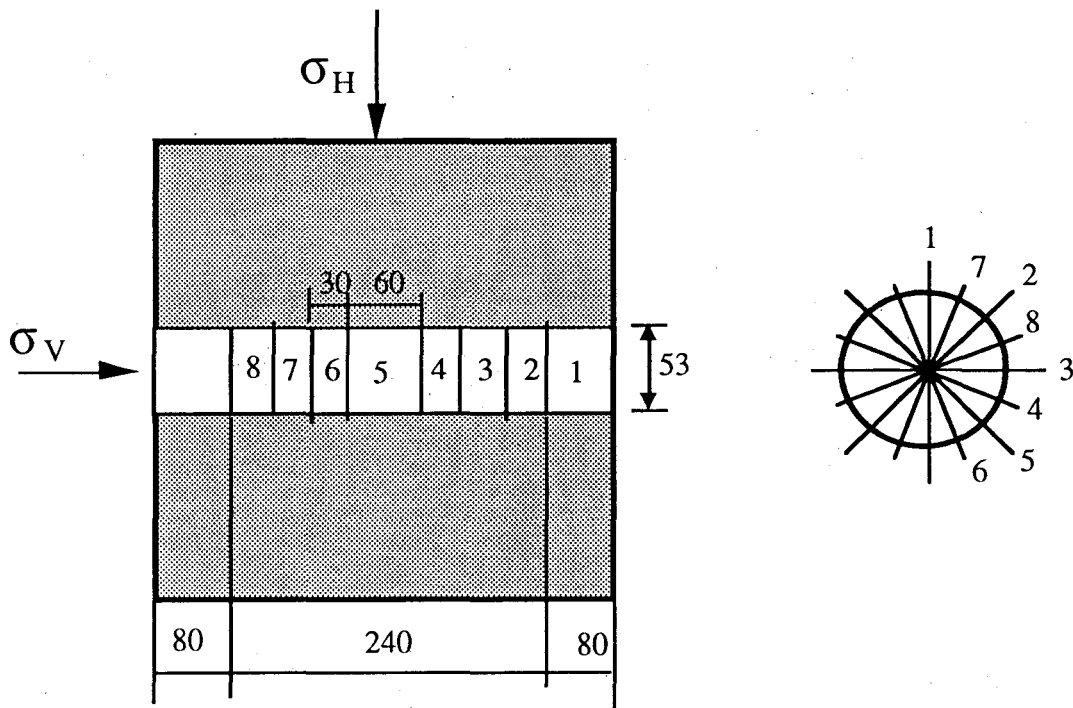


Figure 4.8 : Plans et directions de mesures de la sonde

Nous noterons  $\sigma_v$  la contrainte verticale in situ,  $\sigma_H$  la contrainte horizontale maximale in situ et  $\sigma_h$  la contrainte horizontale mineure in situ.

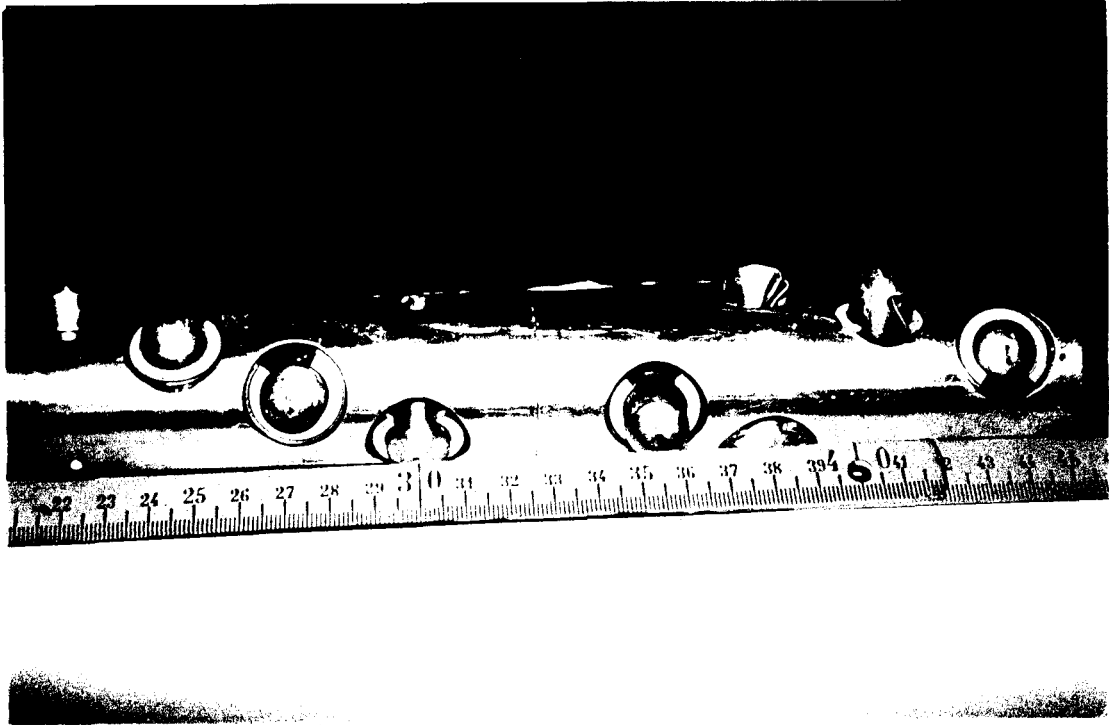


Photo 4.2 : Sonde de mesure de la convergence dans un trou de forage sans pression interne



Photo 4.3 : Appareil de fracturation hydraulique dans un trou de forage après un essai

#### 4.4.1 ESSAI N°7

Le plan de stratification est perpendiculaire à la direction de la contrainte  $\sigma_v$ . Le trou de forage est incliné dans le plan  $\sigma_H\sigma_v$  avec un angle de  $25^\circ$  par rapport à la direction de la contrainte  $\sigma_H$  (figure 4.9).

Les contraintes (externes et internes) sont appliquées, au bloc, progressivement de façon proportionnelle. C'est à dire, si la contrainte  $\sigma_v$  est utilisée comme référence, alors  $\sigma_H = 0,90\sigma_v$ ,  $\sigma_h = 0,60\sigma_v$  et l'évolution des contraintes internes (packers, puits) en fonction de  $\sigma_v$  est donnée par la figure 4.10.

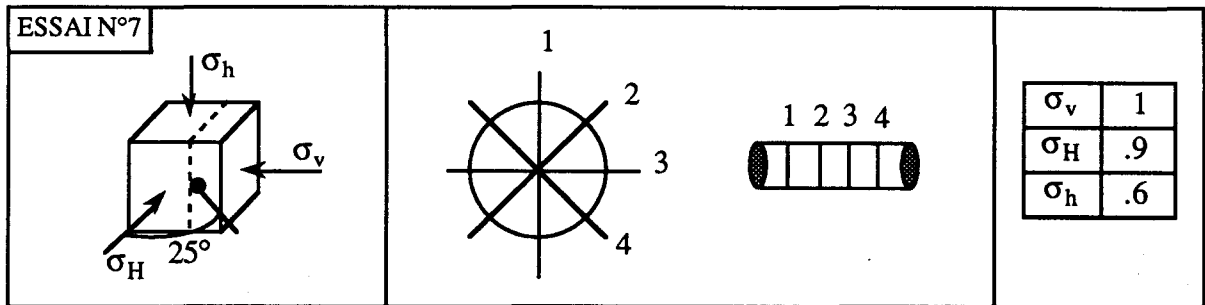


Figure 4.9 : Définition de l'essai n°7

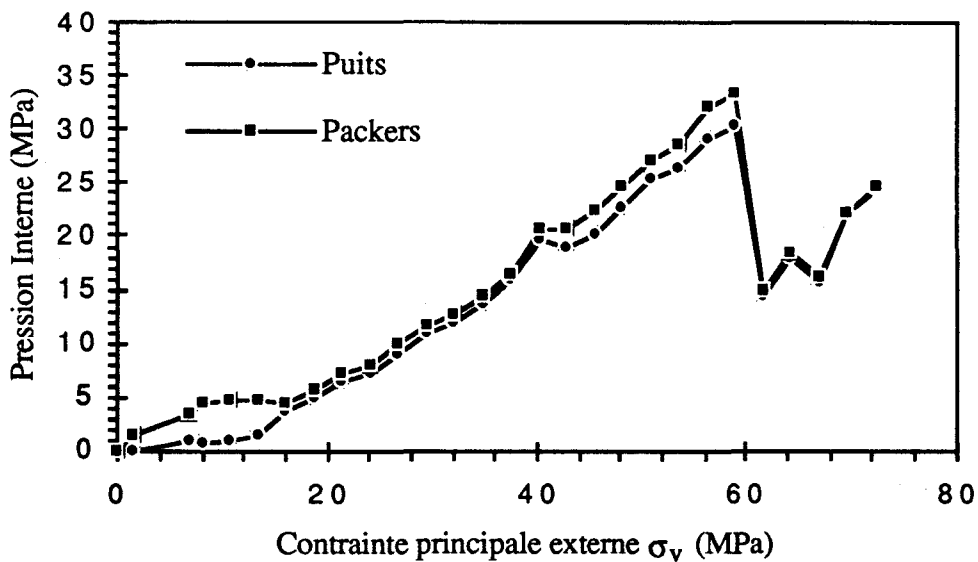


Figure 4.10 : Chemins de contraintes au cours de l'essai n°7

Au voisinage de la contrainte  $\sigma_v$  égale à 60MPa, nous obtenons la pression de fracturation. Il se produit alors une chute de la pression interne (packers et puits), figure 4.10.

Malgré cette rupture de paroi, l'essai est continué pour accentuer la zone plastique autour du puits (photo 4.4 et 4.5).

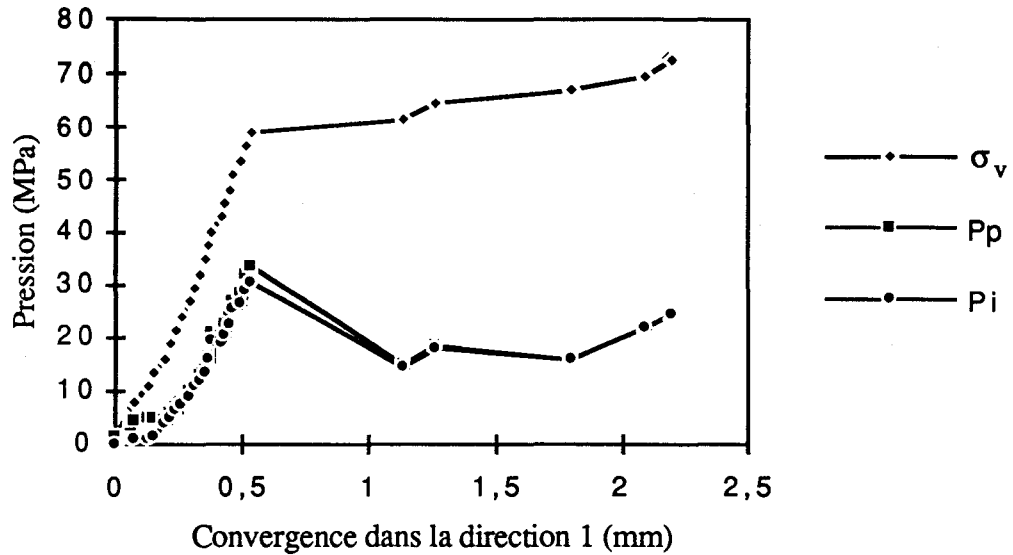


Figure 4.11 : Convergence dans la direction (1) du trou de forage en fonction de la contrainte  $\sigma_v$  et des pressions internes : packers ( $P_p$ ) et chambre ( $P_i$ )

Nous constatons une zone plastique assez nette autour du trou de forage. Cette zone plastique se compose de lignes de cisaillements et s'est développé dans la direction de la contrainte mineure  $\sigma_h$ . Bien que dans la classification ISRM l'écoulement ne soit pas pris en compte, en première approximation, nous pouvons supposer que cette rupture est une rupture en mode A.

Dans le diagramme de stabilité de Detournay et al (1988) cette rupture se situe plutôt dans la région IIb.

Nous remarquons aussi (photo 4.5(b)) que la profondeur de pénétration de la zone plastique dans la roche est très importante par rapport au diamètre du trou de forage, environ 2 fois le diamètre.

Par ailleurs, à la fin de l'essai, il s'est produit deux plans de fracturation hydraulique : un parallèle aux strates (photo 4.4) et un deuxième perpendiculaire au plan de stratification (photo 4.6).



Photo 4.4 : Vue générale du bloc juste après l'essai. Notez le plan de fracturation et la zone plastique autour du trou de forage



(a)

(b)

Photo 4.5 : (a) Détails de la zone plastique, (b) zone plastique après imprégnation dans du silicone : notez les lignes de cisaillement



Photo 4.6 : Plan de fracturation perpendiculaire au plan de stratification

#### 4.4.2 ESSAI N°3

Dans cet essai, le plan de stratification est perpendiculaire à la direction de la contrainte  $\sigma_v$  et le trou de forage est dans le plan  $\sigma_v\sigma_H$  avec un angle de  $25^\circ$  par rapport à la direction de la contrainte  $\sigma_v$  (figure 4.12).

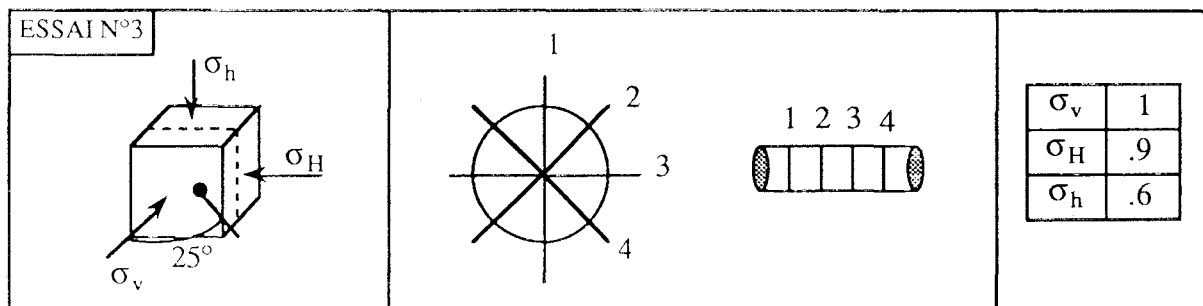


Figure 4.12 : Définition de l'essai n°3

Les trois contraintes externes appliquées au bloc sont accrues progressivement de façon proportionnelles :  $\sigma_v$ ,  $\sigma_H = 0,90\sigma_v$ ,  $\sigma_h = 0,60\sigma_v$ .

Le chemin de contraintes utilisé peut être divisé en six parties (figure 4.13) :

- Partie A :**
- . Les contraintes externes ( $\sigma_v, \sigma_H, \sigma_h$ ) augmentent proportionnellement jusqu'à  $\sigma_v = 18,7\text{MPa}$
  - . La pression des packers ( $P_p$ ) croît approximativement selon la relation  $(\sigma_h(\text{MPa}) - 2)$  jusqu'à atteindre la valeur de 11MPa
  - . La pression à l'intérieur de la zone délimitée par les packers ou pression d'injection dans la chambre ( $P_i$ ) reste égale à zéro
- Partie B :**
- .  $\sigma_v, \sigma_H, \sigma_h$  augment proportionnellement jusqu'à l'état de contrainte où  $\sigma_v = 37,5\text{MPa}$
  - .  $P_p = 11\text{MPa}$
  - .  $P_i = 0$
- Partie C :**
- . Les contraintes externes sont gardées constantes :  $\sigma_v = 40,2\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 36,18\text{MPa}$  et  $\sigma_h = 24,12\text{MPa}$
  - . Les pressions internes  $P_p$  et  $P_i (= P_p - 2)$  sont augmentées jusqu'à la rupture
- Partie D :**
- .  $\sigma_v, \sigma_H, \sigma_h$  augmentent jusqu'à  $\sigma_v = 50,9\text{MPa}$   
(Les pressions internes  $P_p$  et  $P_i$  augmentent légèrement)
- Partie E :**
- .  $\sigma_v, \sigma_H, \sigma_h$  constantes
  - .  $P_i$  et  $P_p$  augmentent jusqu'à une nouvelle chute de pression interne
- Partie F :**
- .  $\sigma_v, \sigma_H, \sigma_h$  augmentent jusqu'à  $\sigma_v = 58,9\text{MPa}$
  - .  $P_p = P_i = 0$

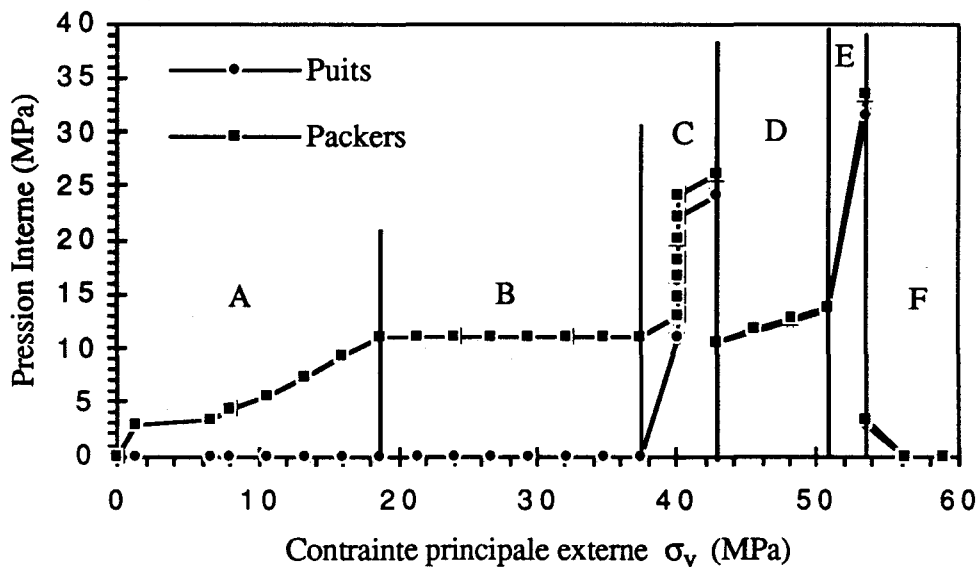


Figure 4.13 : Chemins de contraintes au cours de l'essai n°3



Il est facile de constater que le chemin de contraintes suivi a permis de réaliser deux ruptures par fracturation hydraulique correspondant à deux états de contraintes externes différents.

La première chute de pression interne a été détectée par les capteurs de mesure de convergence (figure 4.14). Cette rupture se situe au voisinage de la contrainte  $\sigma_v = 30\text{MPa}$  avec  $P_i=0$  et  $P_p=11\text{MPa}$ . Après cette rupture les capteurs semblent atteindre leur course maximale.

La deuxième chute de pression interne (figure 4.13) se produit à  $\sigma_v = 42,88\text{MPa}$ ,  $P_i=24\text{MPa}$  et  $P_p=26\text{MPa}$ .

L'intérêt de cet essai est avant tout de montrer le mode de rupture obtenu (photo 4.7). La forme du trou de forage après l'essai permet de supposer une rupture en cisaillement de mode B selon la classification ISRM.

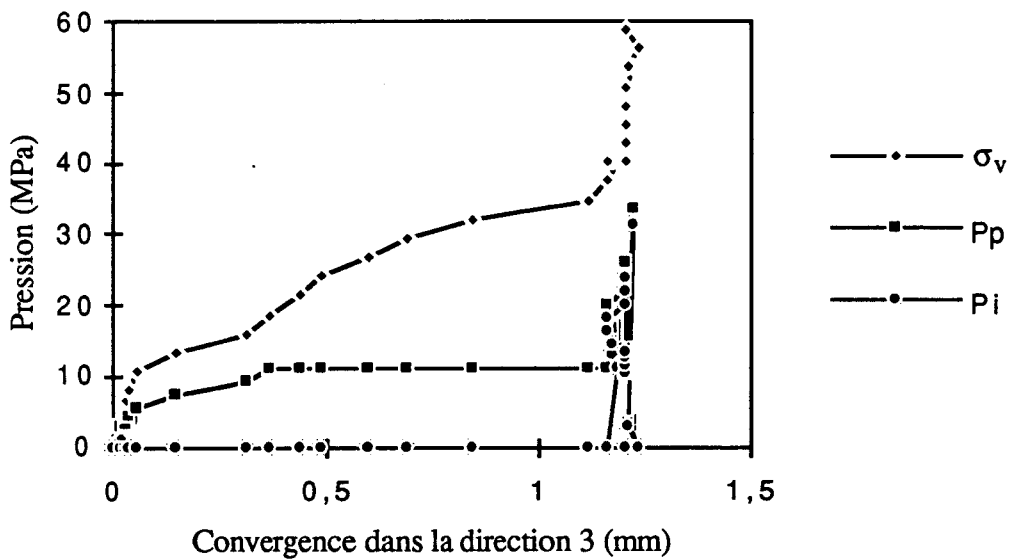


Figure 4.14 : Convergence dans la direction (3) du trou de forage en fonction de la contrainte  $\sigma_v$  et des pressions internes : packers ( $P_p$ ) et chambre ( $P_i$ )



Photo 4.7 : Détails de la rupture de paroi du forage (mode B), essai n°3

#### 4.4.3 ESSAIS SANS PRESSION INTERNE

Quatre essais sans pression interne ont été réalisés sur des blocs d'argilite de Tournemire. Différentes orientations du trou de forage par rapport au repère structural ont été testés (figure 4.15). Les trois contraintes externes  $\sigma_v$ ,  $\sigma_H$  et  $\sigma_h$  sont appliquées progressivement de manière proportionnelle, tel que  $\sigma_H = 0,80\sigma_v$  et  $\sigma_h = 0,70\sigma_v$ .

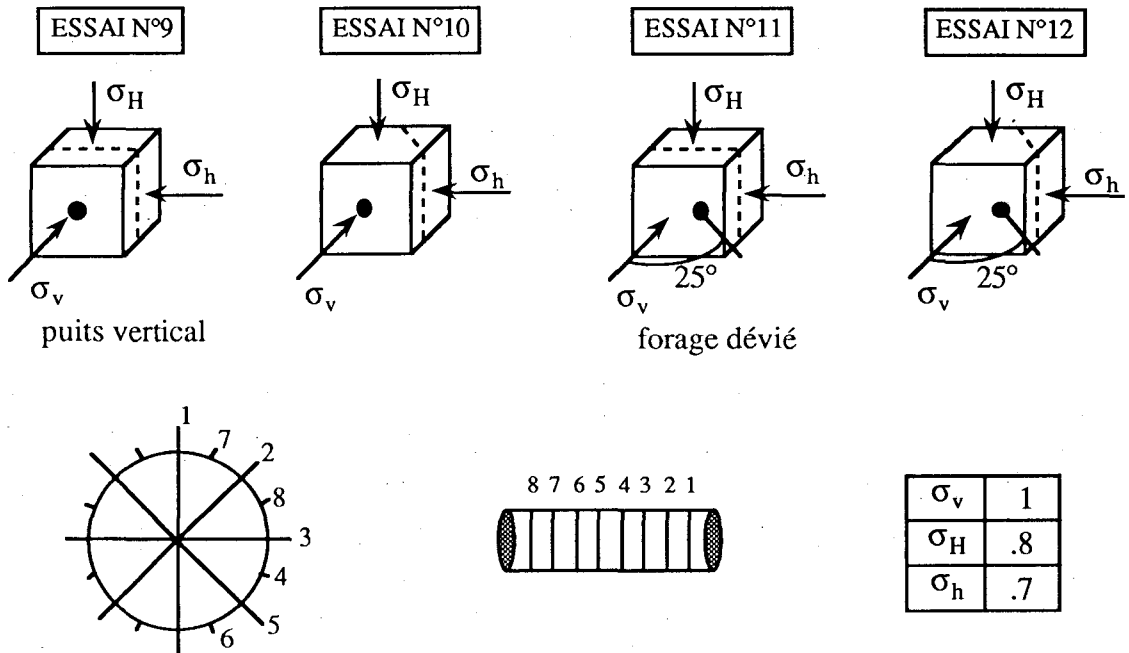


Figure 4.15 : Définition des essais et position des capteurs de mesure de convergence

D'une manière générale, la rupture est détectée par l'accélération de la convergence.

##### 4.4.3.1 ESSAI N°9

Le plan de stratification est perpendiculaire à la direction de  $\sigma_v$ . Le trou de forage est parallèle à  $\sigma_v$ . Par conséquent, le plan perpendiculaire à l'axe du trou est isotrope.

Nous constatons que la rupture se produit dans la direction de la contrainte mineure  $\sigma_h$  (photo 4.8).

Le capteur de convergence (3) placé dans la direction de  $\sigma_h$  change de signe au voisinage de la rupture (figure 4.16). Ceci peut s'expliquer par une chute d'écaïlle à l'endroit où s'appuie ce capteur.

La rupture se produit au voisinage de  $\sigma_v = 60\text{MPa}$  car l'accélération des déplacements radiaux se produit au niveau de cet état de contraintes.

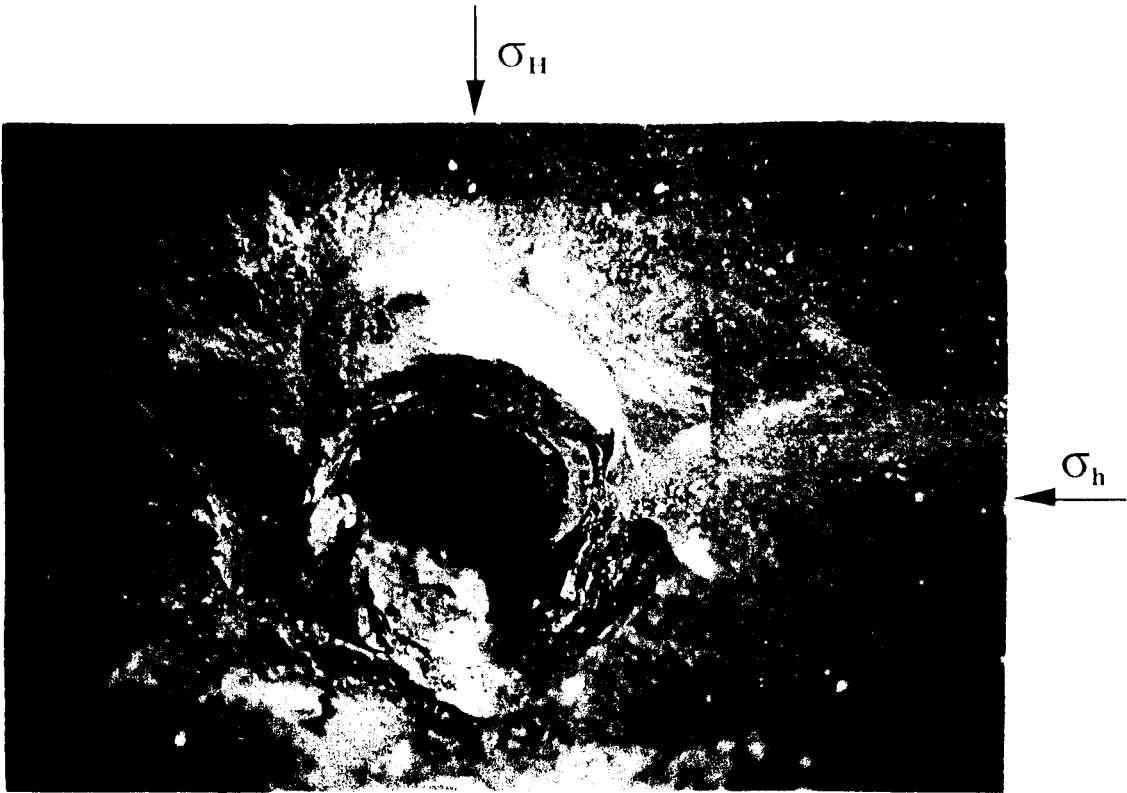


Photo 4.8 : zone plastifiée autour du puits causée par un état de contraintes externes  $\sigma_v = 60\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 48\text{MPa}$ ,  $\sigma_h = 42\text{MPa}$  et une pression interne nulle

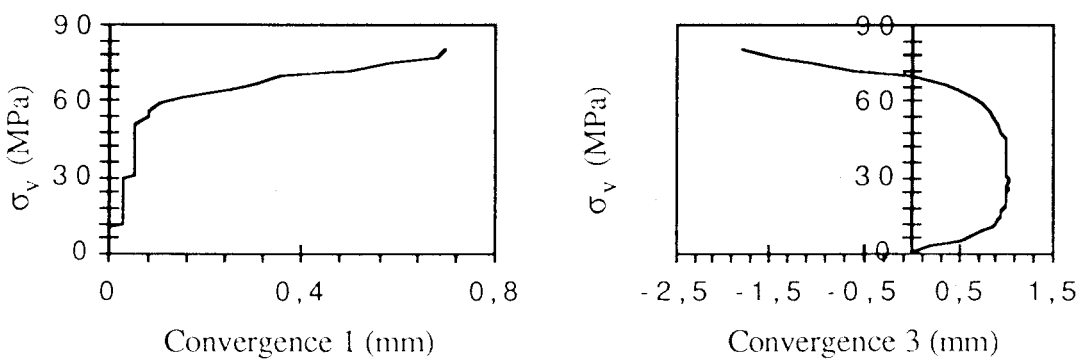


Figure 4.16 : Convergences du trou de forage en fonction de la contrainte  $\sigma_v$

#### 4.4.3.2 ESSAI N°10

Le plan de stratification est incliné avec un angle de  $30^\circ$  sur la direction de la contrainte  $\sigma_v$ . Le trou de forage est parallèle à la contrainte  $\sigma_v$ .

La figure 4.16 représente les convergences en fonction de la contrainte  $\sigma_v$ . Le point de rupture est difficile à repérer à cause de l'accroissement continu des courbes de convergence sans accélération nette.

Néanmoins, la rupture nous semble être au voisinage de l'état de contrainte  $\sigma_v = 70\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 56\text{MPa}$  et  $\sigma_h = 49\text{MPa}$ .

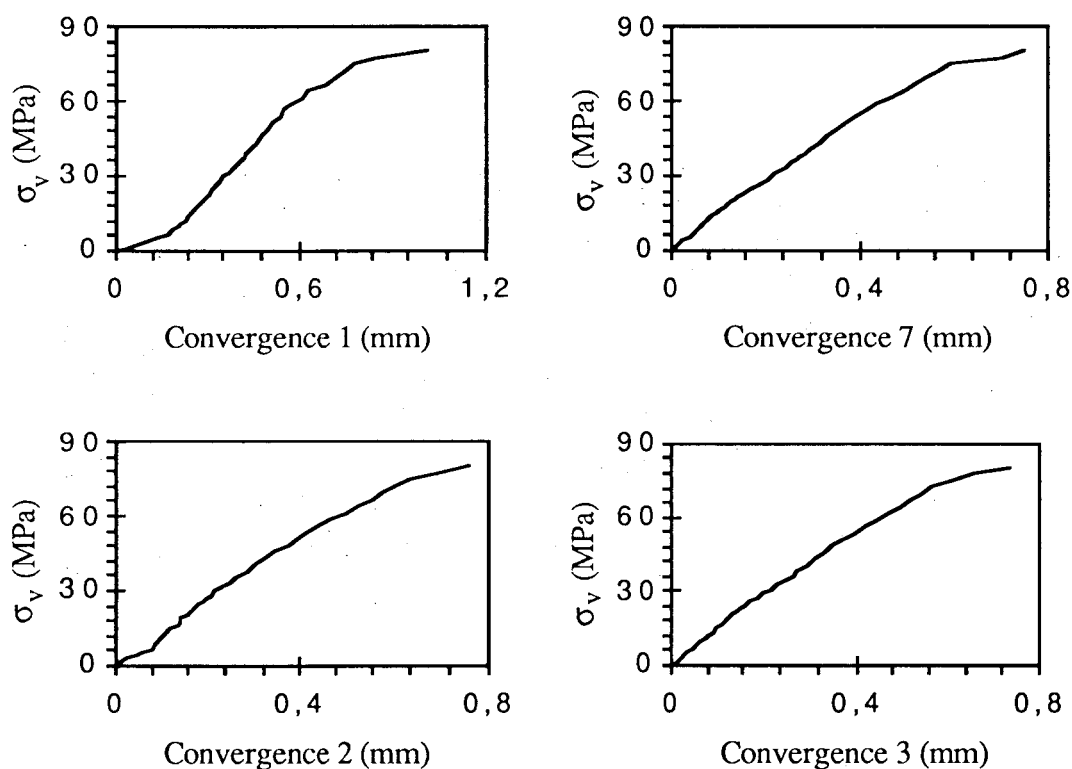


Figure 4.17 : Convergences du trou de forage en fonction de la contrainte  $\sigma_v$

Nous pouvons observer la manifestation de la rupture par la superposition et l'entrecroisement des écailles dans le trou de forage (photo 4.9). Ce mode de rupture a été observé aussi dans les essais n°11 et n°12.

L'anisotropie de structure ne semble pas influencer d'une manière significative le mode de rupture comme dans le cas de la figure 4.1.

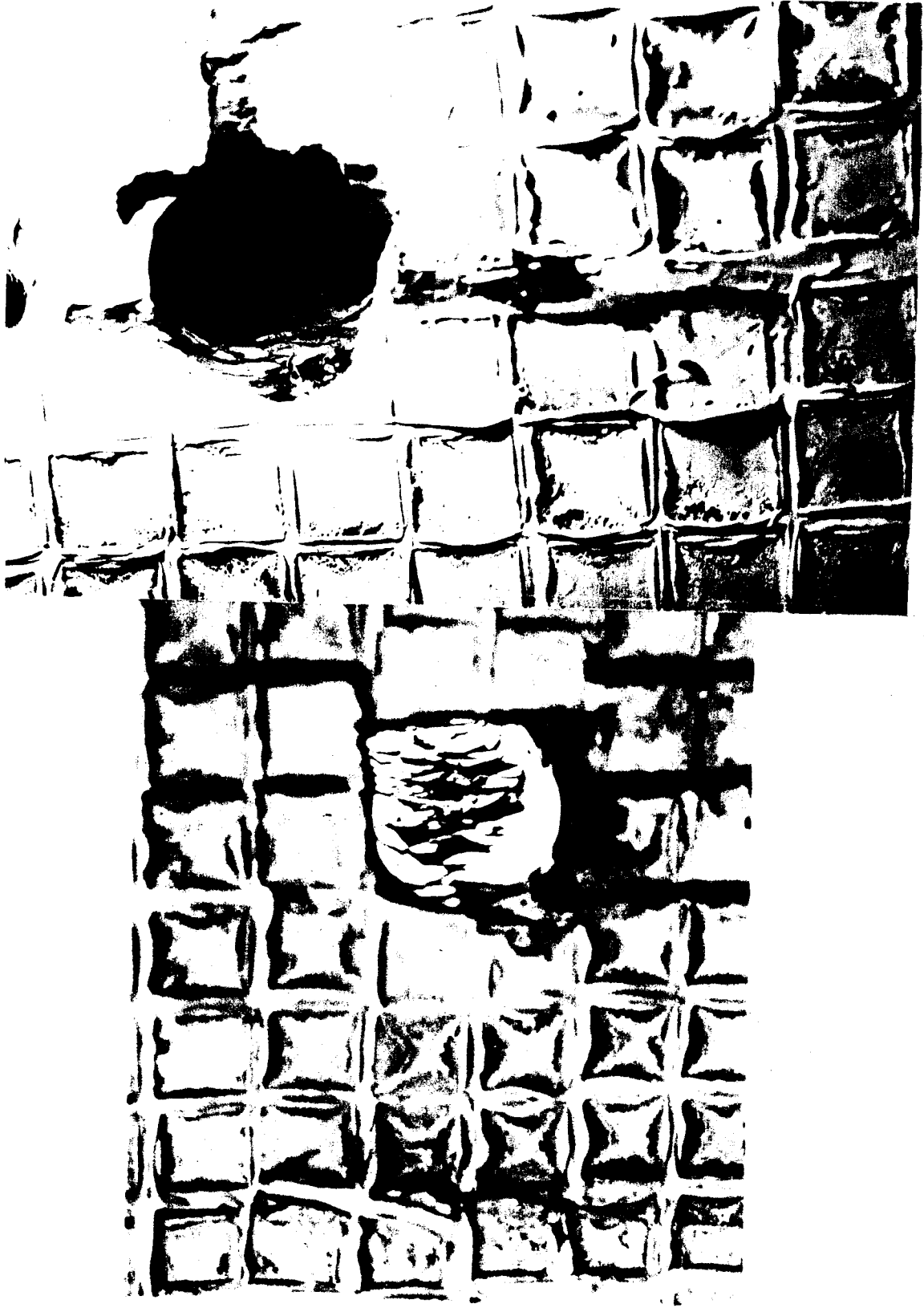


Photo 4.9 : Rupture autour du puits causée par un état de contraintes externes  $\sigma_v = 70\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 56\text{MPa}$ ,  $\sigma_h = 49\text{MPa}$  et une pression interne nulle (essai n°10)

#### 4.4.3.3 ESSAI N°11

Dans ce test le plan de stratification est perpendiculaire à la direction de la contrainte  $\sigma_v$ . Le puits de forage est incliné dans le plan  $\sigma_v\sigma_h$  avec un angle de  $25^\circ$  par rapport à la direction de  $\sigma_v$ .

Les courbes de convergence montrent que la rupture se produit au voisinage de l'état de contrainte  $\sigma_v = 55\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 44\text{MPa}$  et  $\sigma_h = 38,5\text{MPa}$  (figure 4.18).

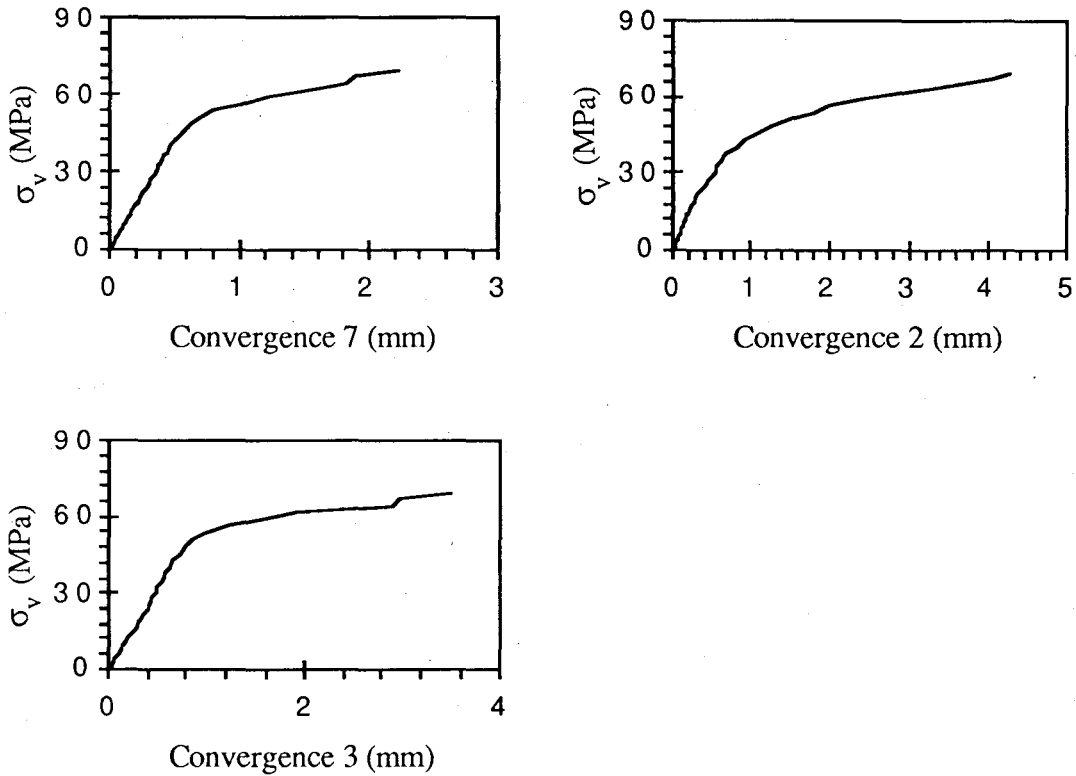


Figure 4.18 : Convergences du puits en fonction de la contrainte  $\sigma_v$  (Essai n°11)

#### 4.4.3.4 ESSAI N°12

Le plan d'isotropie est incliné avec un angle de  $30^\circ$  sur la direction de  $\sigma_v$ . En outre le puits est incliné dans le plan  $\sigma_v\sigma_h$  avec un angle de  $25^\circ$  par rapport à la direction de  $\sigma_v$ .

La figure 4.19 montre que la rupture se produit pour l'état de contrainte  $\sigma_v = 45\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 36\text{MPa}$  et  $\sigma_h = 31,5\text{MPa}$ . En effet, les capteurs de mesure de convergence dans les directions 3 et 2 présentent des augmentations rapides des déplacements radiaux au niveau de cet état de contraintes.

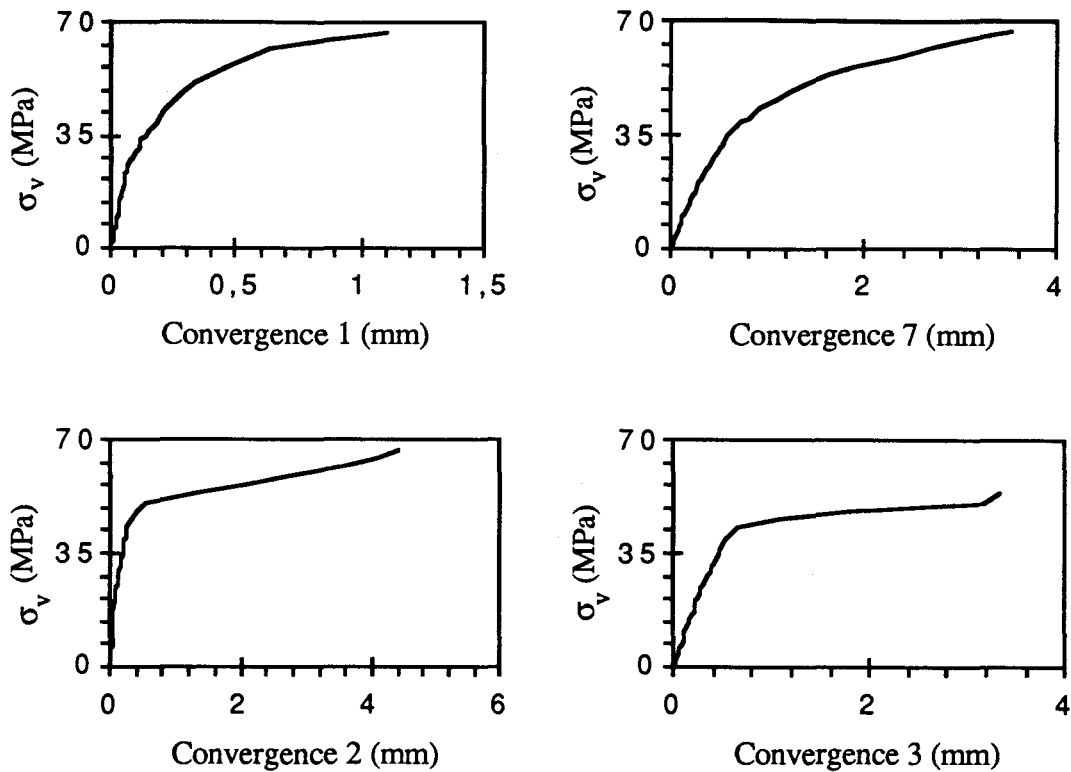


Figure 4.19 : Convergences du puits en fonction de la contrainte  $\sigma_v$  (Essai n°12)

#### 4.4.3.5 REMARQUE

Si ces essais sont repris avec une pression interne, le comportement à la rupture sera naturellement modifié. Le comportement à la rupture évolue de fragile à ductile avec la pression de confinement. Dans la figure 4.20 nous donnons un exemple de l'influence de la pression interne. Il s'agit d'essais sur cylindre creux réalisés sur le grès de Berea et le calcaire d'Indiana, Ewy et Cook (1990).



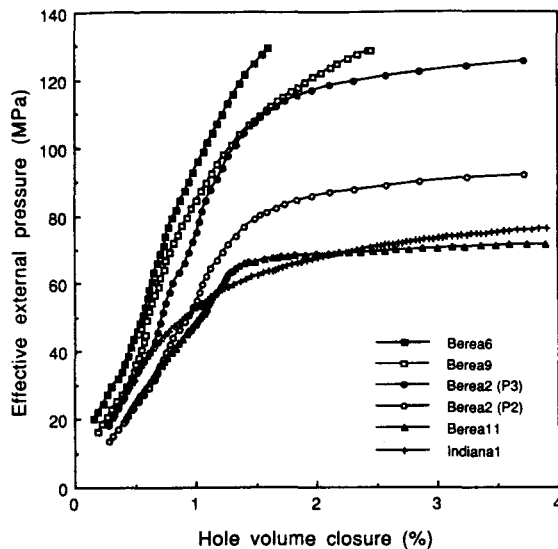


Figure 4.20 : Déformation de cylindre creux due en augmentant la pression externe tout en maintenant la pression interne nulle (Berea11, Indiana1), la pression interne égale à 10,5MPa (Berea6), la pression interne égale à 5MPa (Berea9), [d'après Ewy et Cook, 1990]

## 4.5 VALIDATION SUR CHEMINS NON HOMOGÈNES

Pour connaître la réponse du modèle sur chemins non homogènes, il est nécessaire d'introduire celui-ci dans un code de calcul par éléments finis puis de valider les résultats obtenus par ce code. L'argilite étant un matériau anisotrope, il est préférable que le code de calcul numérique soit tridimensionnel (3D).

La confrontation entre la simulation numérique à partir du code de calcul et l'expérimentation sur bloc portera sur :

- Les mesures de convergence autour du forage pour un état de contraintes appliquées,
- La valeur des contraintes appliquées conduisant à l'instabilité du forage.

### 4.5.1 INTRODUCTION DU MODÈLE CAM CLAY ANISOTROPE DANS LE CODE DE CALCUL PAR ÉLÉMENTS FINIS CESAR - LCPC ET VALIDATION

Le modèle de Nova (1986) modifié, sans prise en compte de la non linéarité du comportement à la rupture, c'est à dire le paramètre M constant (cf. chapitre 3), a été introduit dans le progiciel CESAR dans la partie 3D de celui-ci.

Nous n'avons pas introduit directement le modèle finale car le développement du modèle et son implantation dans le code CESAR se déroulaient parallèlement. D'autre part, nous avons considéré l'élasticité linéaire dans la partie élastique du modèle élastoplastique. Les cinq paramètres élastiques indépendants utilisés sont :  $E_1 = 5200\text{MPa}$ ,  $E_2 = 21900\text{MPa}$ ,  $\nu_{12} = 0,06$ ,  $\nu_{23} = 0,14$  et  $G_{12} = 3817\text{MPa}$ .

Nous rappelons que le code de calcul par les éléments finis CESAR a été élaboré au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.

Nous ne reviendrons pas sur la méthode des éléments finis qui est maintenant devenu un outil assez commun pour les mécaniciens. Cependant, les techniques de discrétisation, la définition des différents types d'éléments finis, les techniques d'assemblage et de résolution sont décrites dans les traités d'éléments finis (Desai et Abel (1972), Zienkiewicz (1977), Owen et Hinton (1980), Dhatt et Touzot (1984)). Par ailleurs, pour plus de détails concernant l'implantation du modèle cam clay anisotrope, on peut se reporter à Niandou et Aubry (1993). En effet, cette partie a fait l'objet d'une collaboration avec la société d'étude et de transfert de technologie Geodesign.

Il est apparu que la partie 3D du logiciel n'avait pas été correctement testée en plasticité, et qu'elle possédait un certains nombres d'erreurs. Ces erreurs ont du être détectées et corrigées ce qui a pris un temps non négligeable compte - tenu de l'absence de notice suffisamment claire.

Pour valider les résultats obtenus par ce code modifié, un certain nombre d'essais homogènes simulés dans le chapitre 3 ont été repris avec CESAR. La figure 4.21 donne une comparaison des deux méthodes de simulations : la parfaite cohérence des résultats permet de valider les modifications apportées à CESAR 3D.

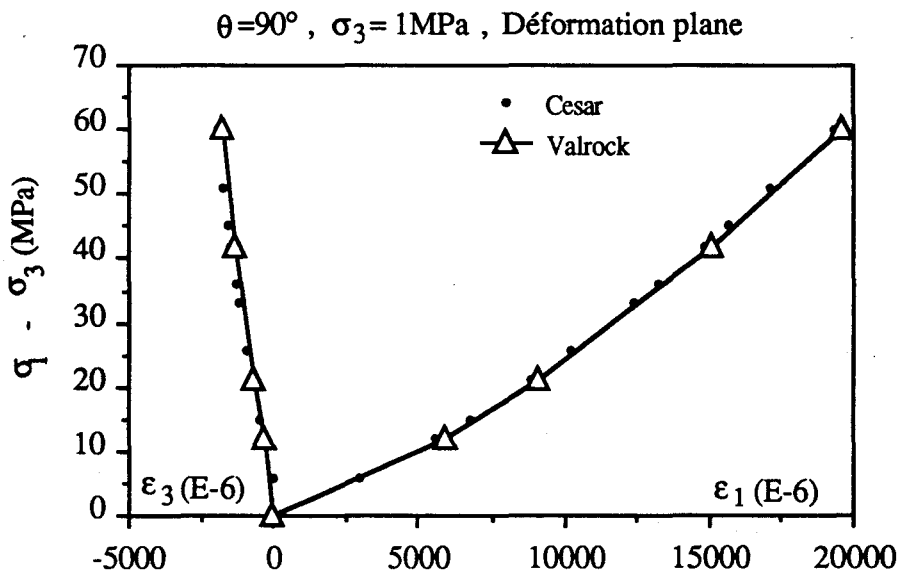
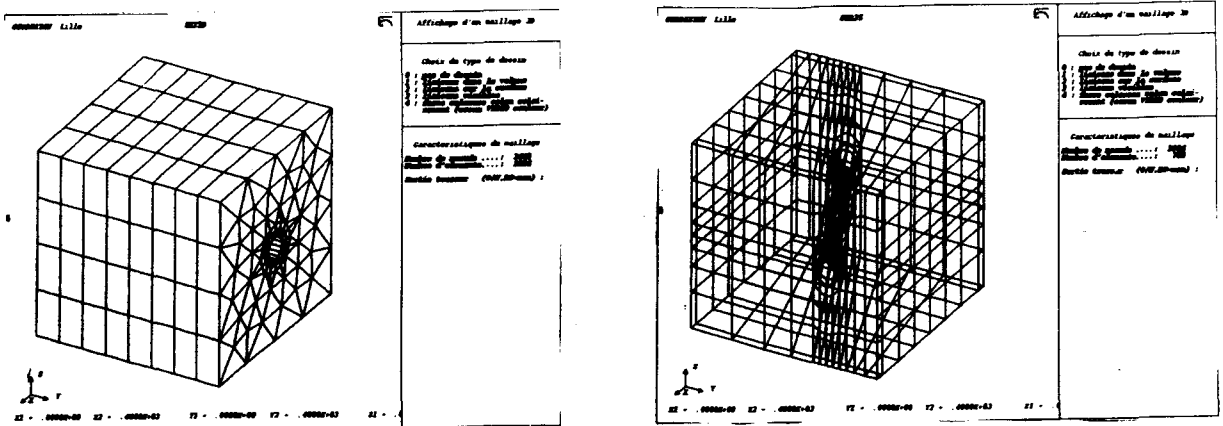


Figure 4.21 : Comparaison des calculs effectués par VALROCK (chemins homogènes) et par CESAR modifié

## 4.5.2 MODÉLISATION DES ESSAIS SUR BLOCS

Du point de vue simulation numérique du comportement des blocs, un mailleur 3D a été mis au point pour tenir compte des configurations d'essai. Ainsi deux modèles de maillage ont été utilisés : un maillage dit "2D" lorsque le puits est perpendiculaire à une face du bloc (figure 4.22a) et un maillage dit "3D" lorsque le puits est incliné (figure 4.22b).

Un sous programme spécifique a ensuite été mis au point pour calculer les convergences des parois de puits.



(a)

Nombre de noeuds : 3648  
Nombre d'éléments : 1024 (768 MTP15  
et 256 MTH20)

Où MTP15 est un pentaèdre à 15 noeuds et MTH20 un hexaèdre à 20 noeuds

(b)

Nombre de noeuds : 3984  
Nombre d'éléments : 768  
(768 MTH20)

Figure 4.22 : Mailleurs (a) "2D" et (b) "3D" mis au point pour l'étude du comportement des blocs

Le problème majeur a été de choisir le type de conditions aux limites à imposer au bloc. Rappelons que dans la partie "Biaxial" du triaxial vrai le bloc est poussé par deux ensembles de vérins dans un coin de ce "Biaxial" (figure 4.7). Ce coin du Biaxial est très massif et nous semble beaucoup plus raide que le bloc d'argilite, aussi nous avons considéré que pour ces côtés nous étions plus proches de conditions de déplacements imposés que de contraintes imposées.

En ce qui concerne les faces du bloc sur lesquels viennent s'appuyer les vérins, nous considérons que nous avons des possibilités de rotation des plaques d'appui par la présence de quatre vérins dans le bloc de poussée. Aussi nous avons fait l'hypothèse cette fois que nous étions plus proches de conditions de contraintes imposées. En résumé, les conditions aux

limites utilisées sont schématisées par la figure 4.23. La même disposition a été utilisée pour le troisième axe. Ce type de conditions aux limites enlève naturellement toute symétrie au problème.

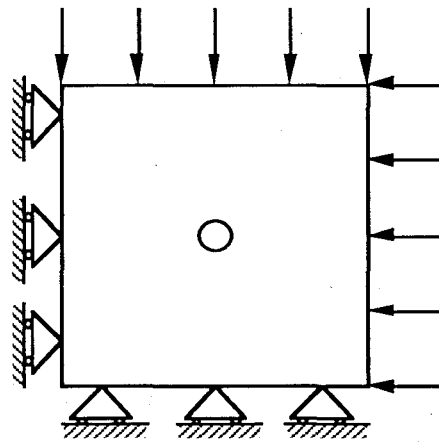


Figure 4.23 : Représentation schématique des conditions aux limites imposées au modèle numérique du bloc

### 4.5.3 UTILISATION DU CAM CLAY ANISOTROPE

#### 4.5.3.1 RÉSULTAT DE LA MODÉLISATION

Tous les essais ont été simulés, Niandou et Aubry (1993). Les figures 4.24 et 4.29 présentent un exemple de résultats. Lorsque le puits a été monté en pression, il a été reporté sur les courbes de convergence, la pression dans le puits ( $P_i$ ) ou dans les packers ( $P_p$ ) (exemple figure 4.24).

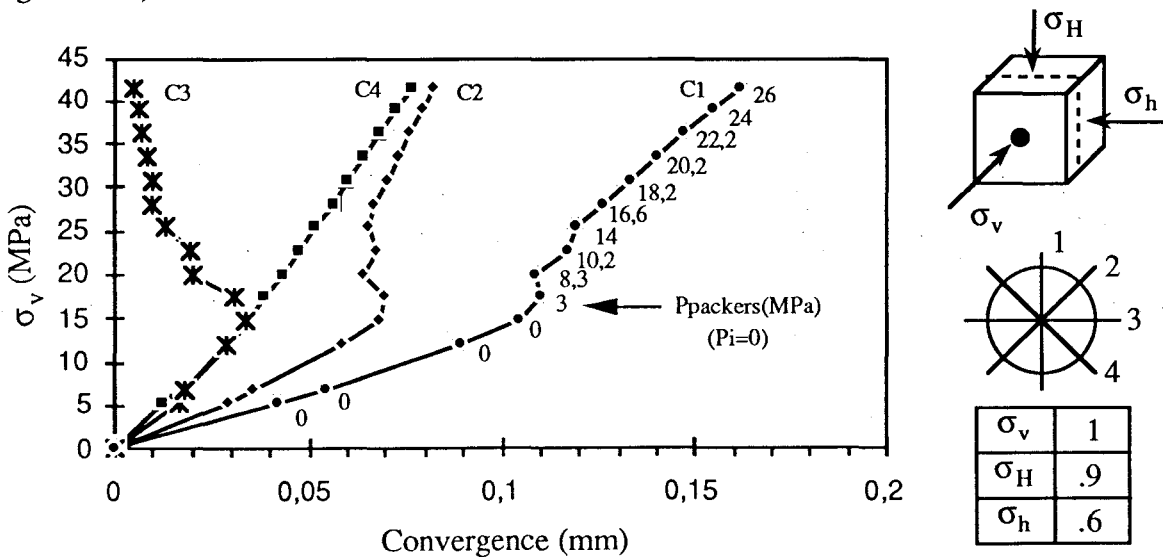


Figure 4.24 : Résultats des simulations de convergence pour l'essai n° 2

La figure 4.25 représente la distribution de contraintes principales et de déformations

plastiques autour du trou de forage de l'essai n°2, pour l'état de contraintes appliquées  $\sigma_v = 41,5\text{MPa}$ ,  $\sigma_H = 37,4\text{MPa}$ ,  $\sigma_h = 24,9\text{MPa}$ ,  $P_p=26\text{MPa}$  et  $P_i=0$  (incrément 14).

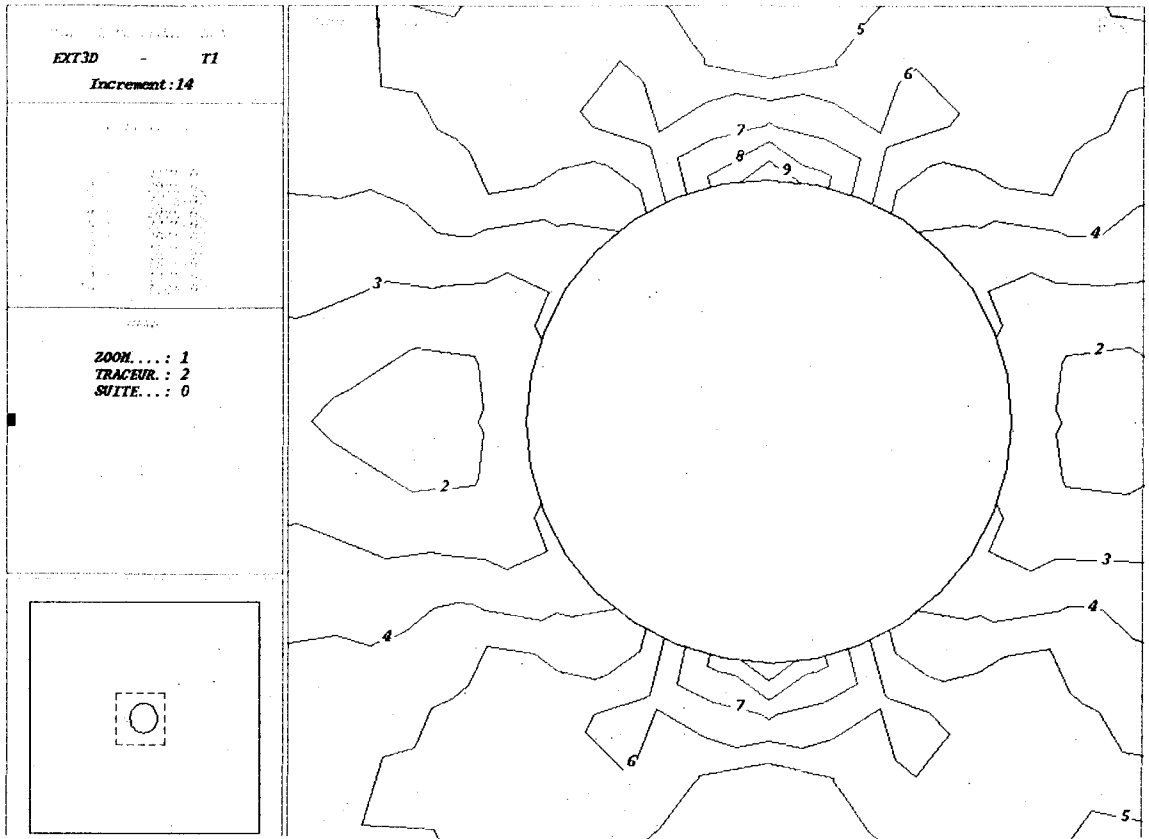


Fig. 4.25a : Contrainte principale S1 sensiblement équivalente à la contrainte interne (Essai n°2)

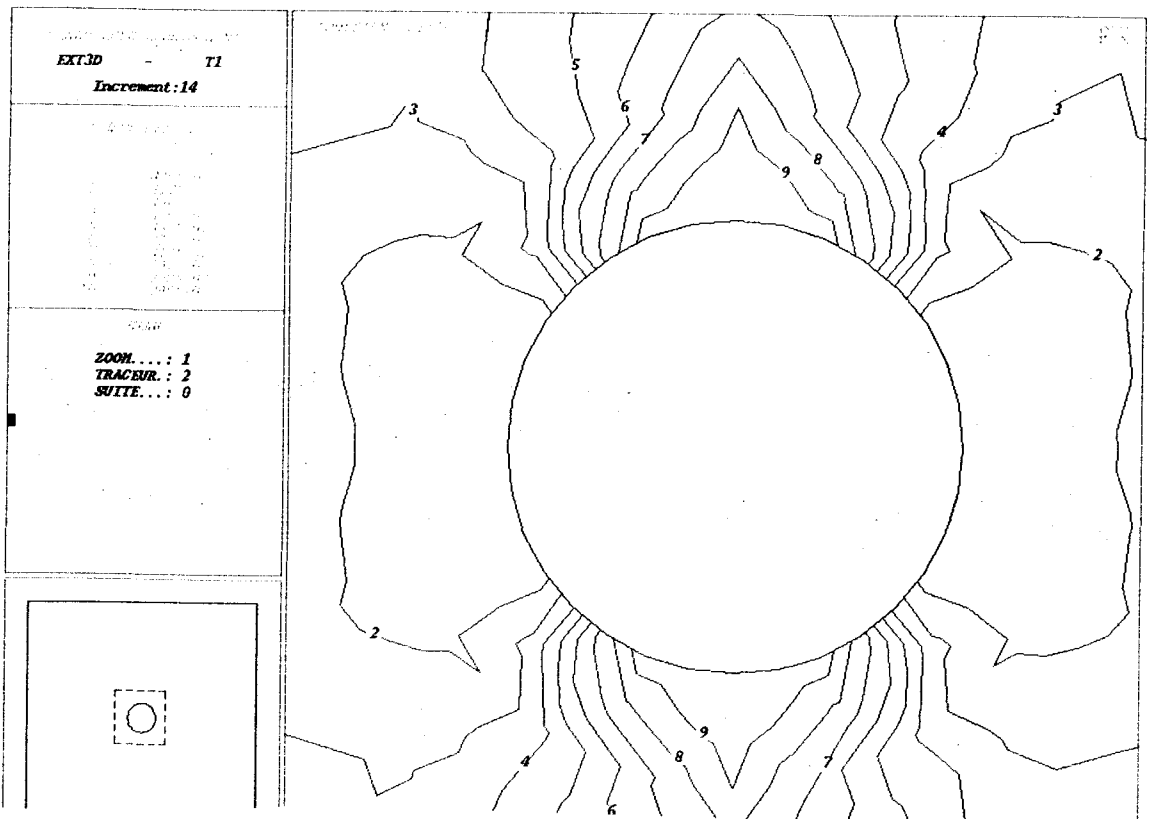


Figure 4.25b : Contrainte principale S2 sensiblement équivalente à la contrainte appliquée dans l'axe du puits (Essai n°2)

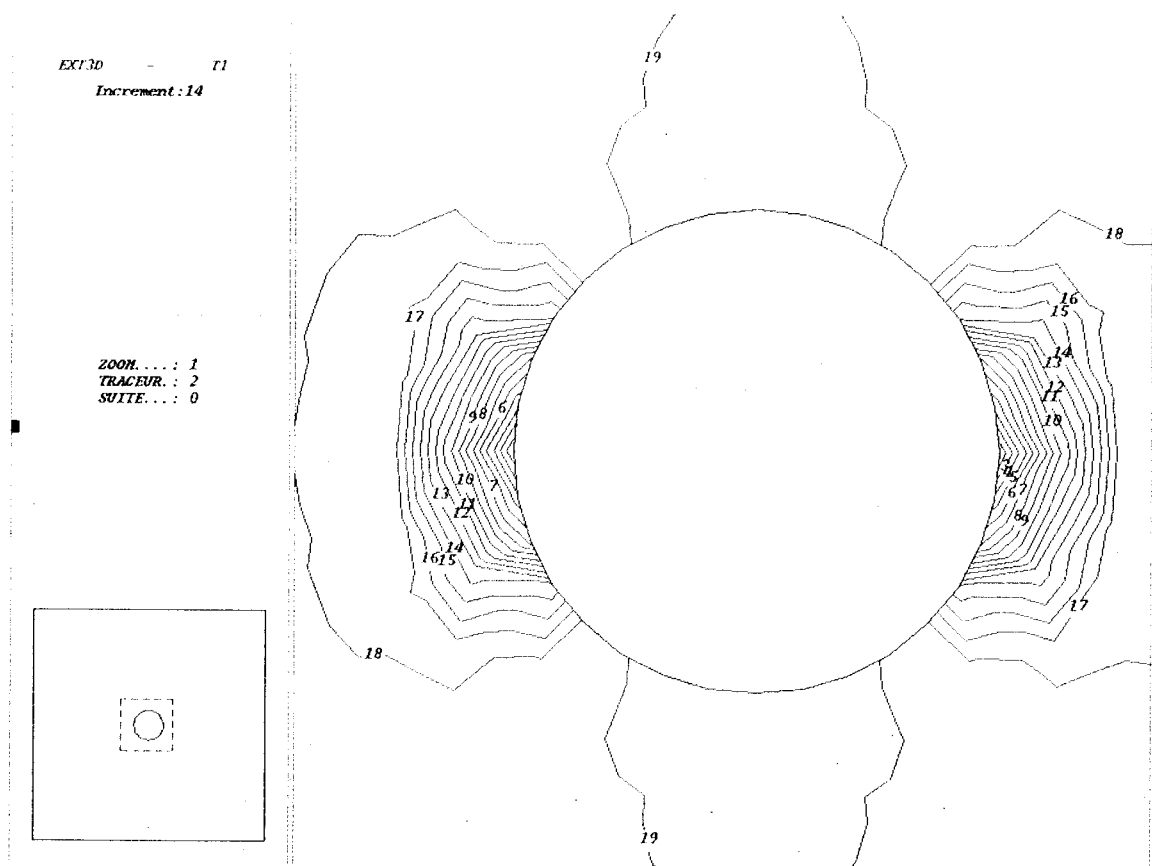


Fig. 4.25c : Contrainte principale S3 sensiblement égale à la contrainte tangentielle (Essai n°2)

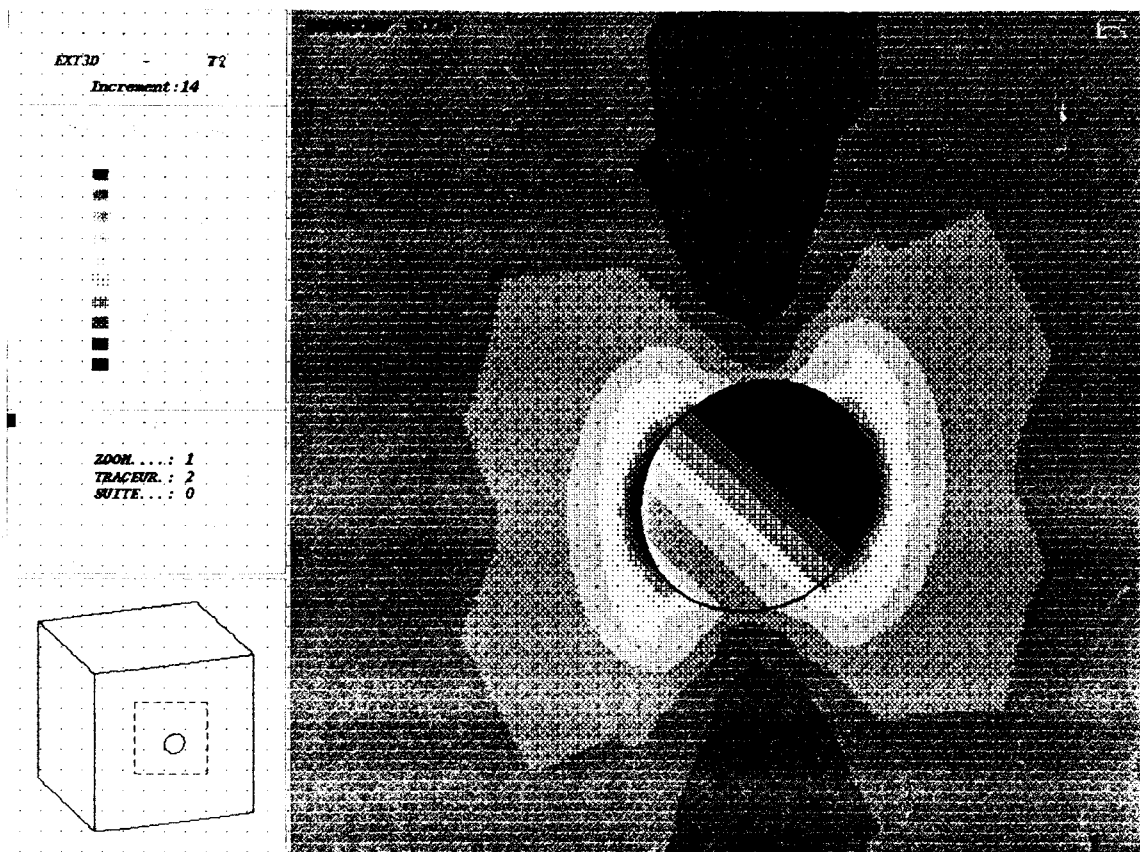


Figure 4.25d : Déformations plastiques autour du trou de forage (Essai n°2)

L'essai n°2 représente un cas de figure simple où d'une part le repère de structure est confondu avec le repère principal de contraintes et d'autre part l'axe du trou de forage perpendiculaire aux strates et parallèle à la contrainte principale  $\sigma_v$ . Par conséquent, nous avons comparé la distribution de contraintes principales (S1, S2, S3) autour du puits avec les contraintes appliquées. Ainsi, nous avons constaté que la contrainte principale S1 est sensiblement égale à la pression interne et la contrainte S2 sensiblement équivalente à  $\sigma_v$  (figure 4.26). Donc, nous déduisons tout naturellement que S3 est égale à la contrainte tangentielle. Ceci est d'autant plus vrai lorsque la pression interne est nulle, cas de l'essai n°9 (figure 4.27).

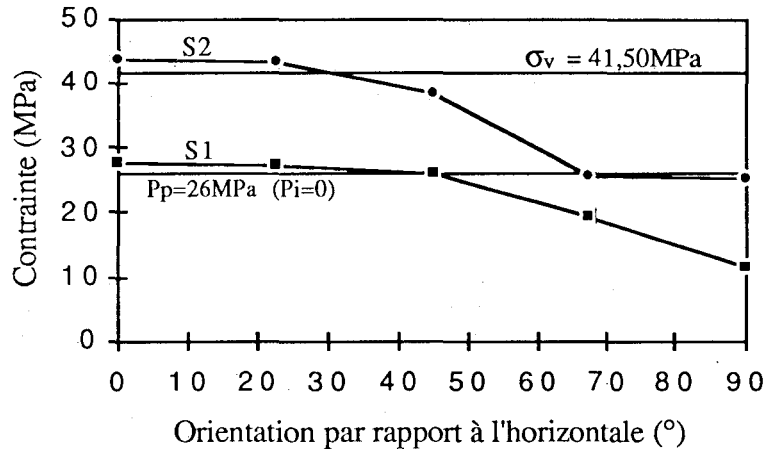


Figure 4.26 : Comparaisons entre les contraintes S1, S2 autour du puits, la contrainte externe  $\sigma_v$  et la pression interne  $P_p$ , essai n°2.

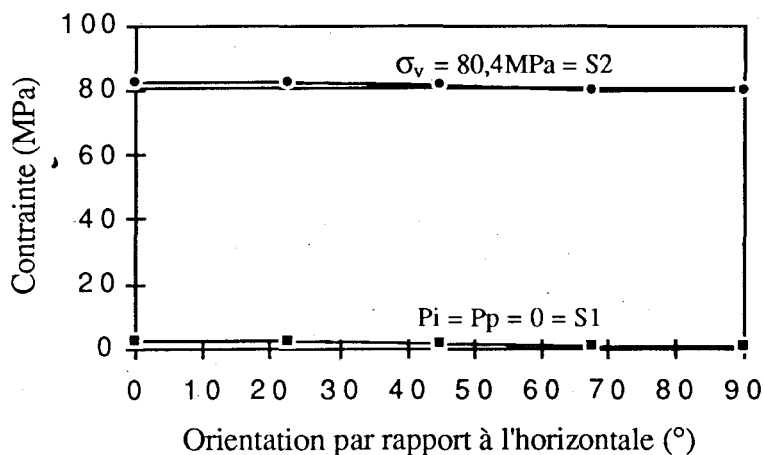


Figure 4.27 : Comparaisons entre les contraintes S1, S2 autour du puits, la contrainte externe  $\sigma_v$  et la pression interne, essai n°9.

Nous vérifions également que les déformations plastiques apparaissent dans la direction de la contrainte mineure  $\sigma_h$  (direction 3), là où la concentration de contraintes tangentielles

"S3" est la plus importante.

Sur la figure 4.24, nous constatons que lors de l'application de la pression interne la convergence dans la direction 3 change de sens de progression. En effet, nous savons dans le cas général, que la pression interne sert de soutènement au puits (figure 4.28).

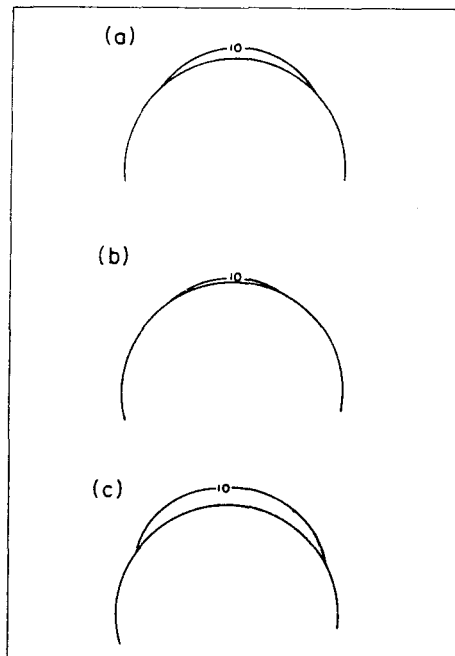


Figure 4.28 : Effet d'un excès de pression de boue de forage sur la taille des zones écaillées :

(a)  $\Delta P = \text{pression de boue} - \text{pression interstitielle} = 0$

(b)  $\Delta P = 2,5 \text{ MPa}$ , c)  $\Delta P = -2,5 \text{ MPa}$

[D'après Zoback et al (1985), Cité dans Baudemont et al (1988)]

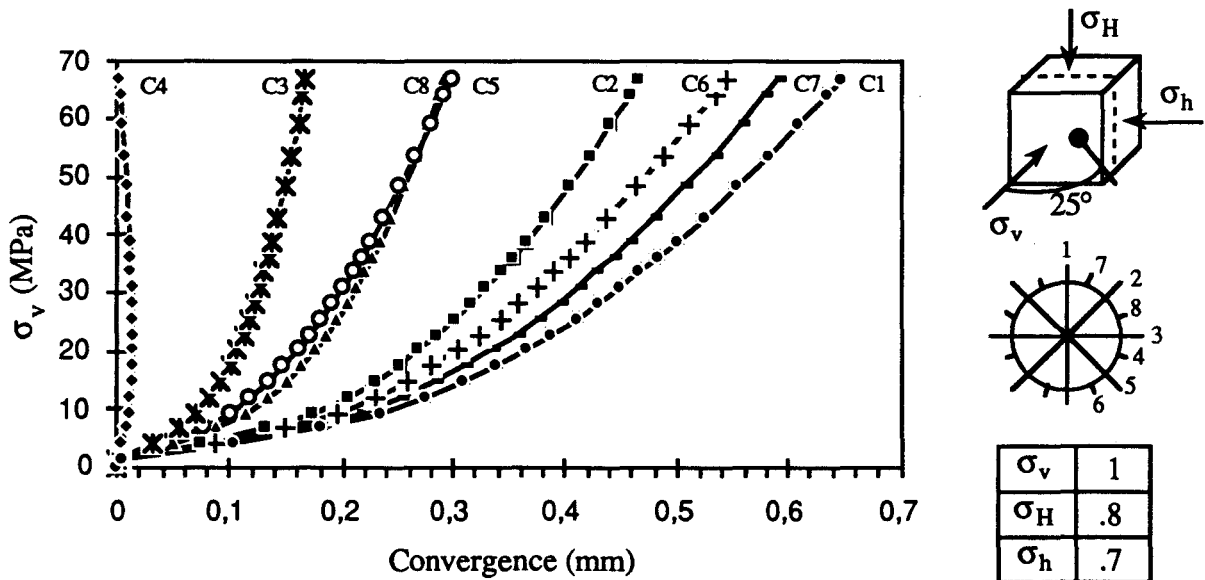


Figure 4.29 : Résultats des simulations de convergence pour l'essai n° 11



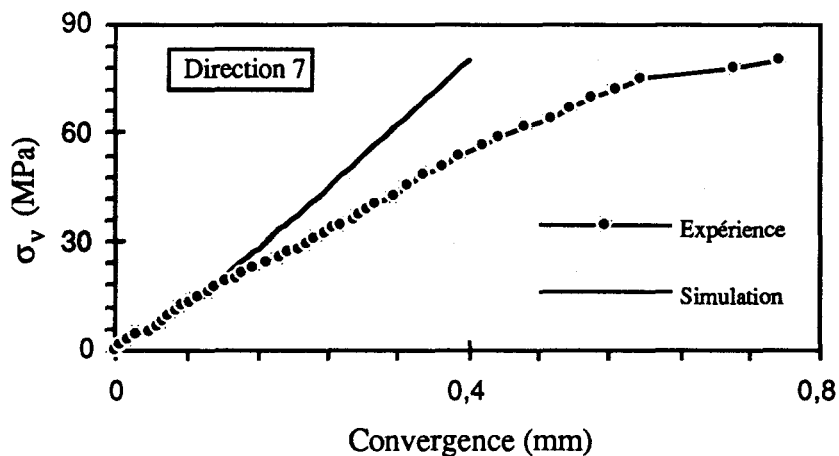
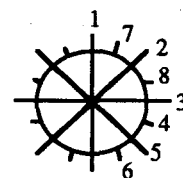
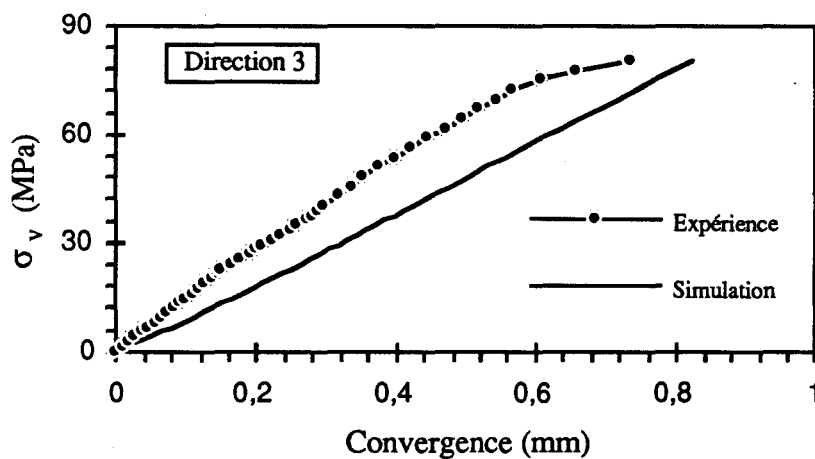
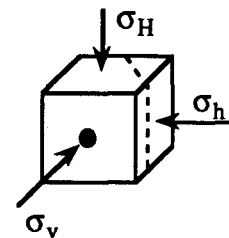
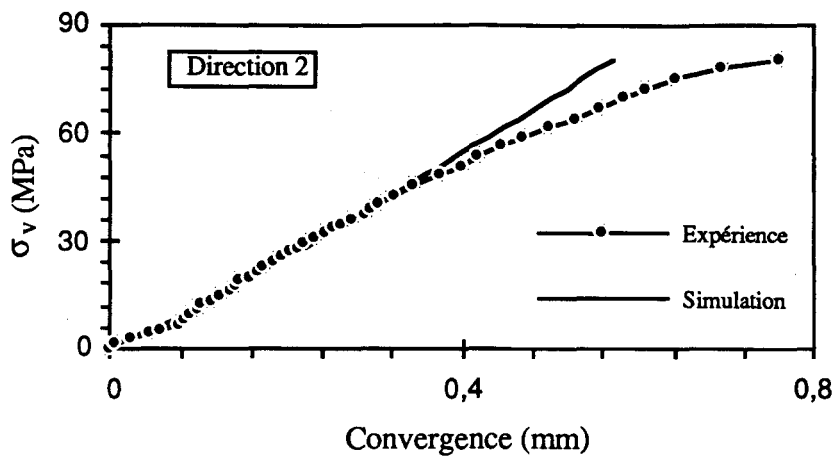
Sur l'ensemble des résultats des simulations, nous n'avons jamais pu mettre en évidence un début d'accélération des convergences, prémices d'un début de rupture ou d'un début de plastification. Ceci rejoint les remarques déjà faites au chapitre précédent, sur la mauvaise qualité de la réponse du modèle en déchargement latéral. Il est important aussi de noter les courbures inversées des courbes de l'essai n°11 comme dans le cas de l'essai proportionnel où  $K=5$  et  $\theta=90^\circ$  (figure 3.12). Nous avons vu que ce problème était résolu en faisant évoluer le paramètre  $M$  en fonction de la pression de confinement.

#### 4.5.3.2 COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous allons maintenant comparer les résultats de simulation avec l'expérience pour deux essais sur cube. La première comparaison aura lieu pour un essai ne faisant pas trop apparaître de plasticité autour du puits (essai n°10 par exemple), afin de vérifier la qualité du modèle lorsqu'on n'atteint pas la rupture. La seconde comparaison sera pour un essai avec forte déformation plastique afin de voir si le modèle est capable de traduire cette accélération de déformation plastique (essai n°12 par exemple).

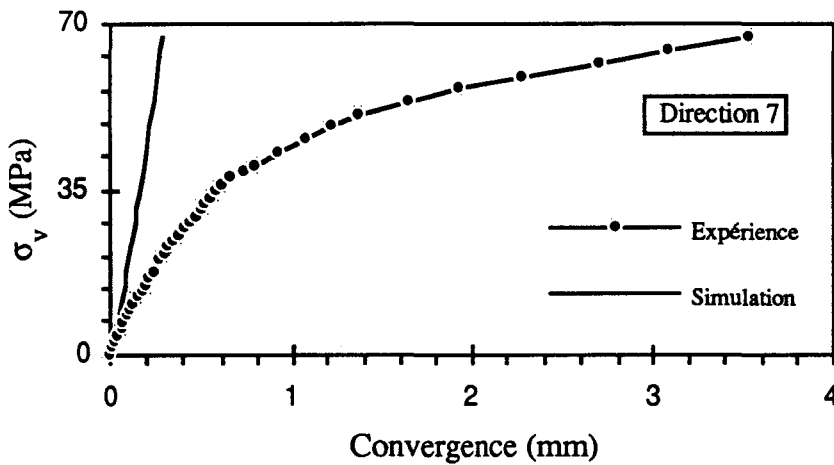
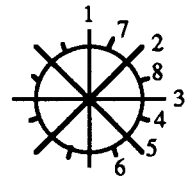
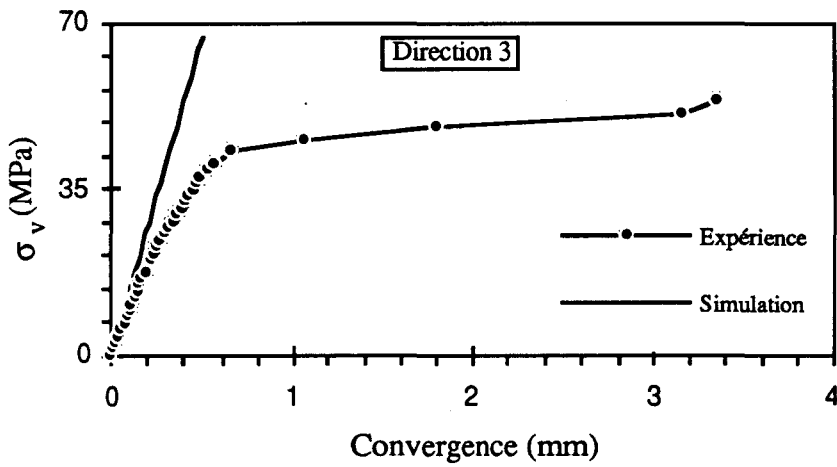
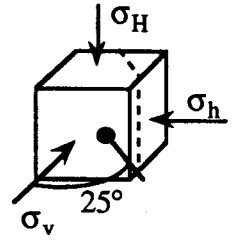
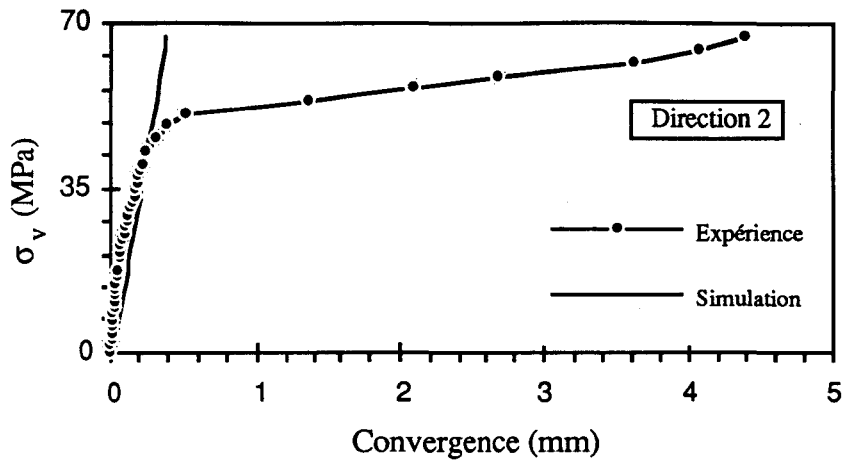
La figure 4.30 présente la première comparaison pour trois orientations différentes. Les bonnes corrélations jusqu'à une contrainte de 60 MPa (début d'accélération des convergences) permet de juger de la qualité du modèle lorsque les déformations plastiques ne sont pas trop importantes et de sa bonne intégration numérique pour résoudre un problème réellement 3D comme l'est l'essai 10.

La figure 4.31 présente la deuxième comparaison des convergences pour les mêmes orientations que précédemment. Là encore l'on remarquera l'excellente corrélation pour les faibles déformations plastiques. Par contre le modèle ne traduit absolument pas la brusque accélération des convergences observée vers 48 MPa. Il serait intéressant de voir la réponse du modèle dans sa version finale sur ce chemin de contraintes.



$\sigma_v$	1
$\sigma_H$	.8
$\sigma_h$	.7

Figure 4.30 : Convergences : comparaison simulation - expérience pour les orientations 2, 3 et 7 (Essai 10)



$\sigma_v$	1
$\sigma_H$	.8
$\sigma_h$	.7

Figure 4.31 : Convergences : comparaison simulation - expérience pour les orientations 2, 3 et 7 (Essai 12)

### 4.5.3.3 COMPARAISONS ENTRE LE MODÈLE ÉLASTOPLASTIQUE ET LA PARTIE ÉLASTIQUE LINÉAIRE

Nous avons voulu savoir s'il existe une différence significative entre la réponse du modèle élastoplastique et sa partie élastique linéaire.

La figure 4.32 donne les convergences dans les deux cas pour un essai où les convergences sont à peu près linéaires avec le chargement, ce qui est à peu près le cas de l'essai n°9. On remarquera dans ce cas que les convergences calculées par l'élasticité sont assez proches de celles obtenues avec le modèle de cam clay anisotrope. Ceci montre clairement que la réponse de ce modèle est quasi élastique pour ce type de sollicitation.

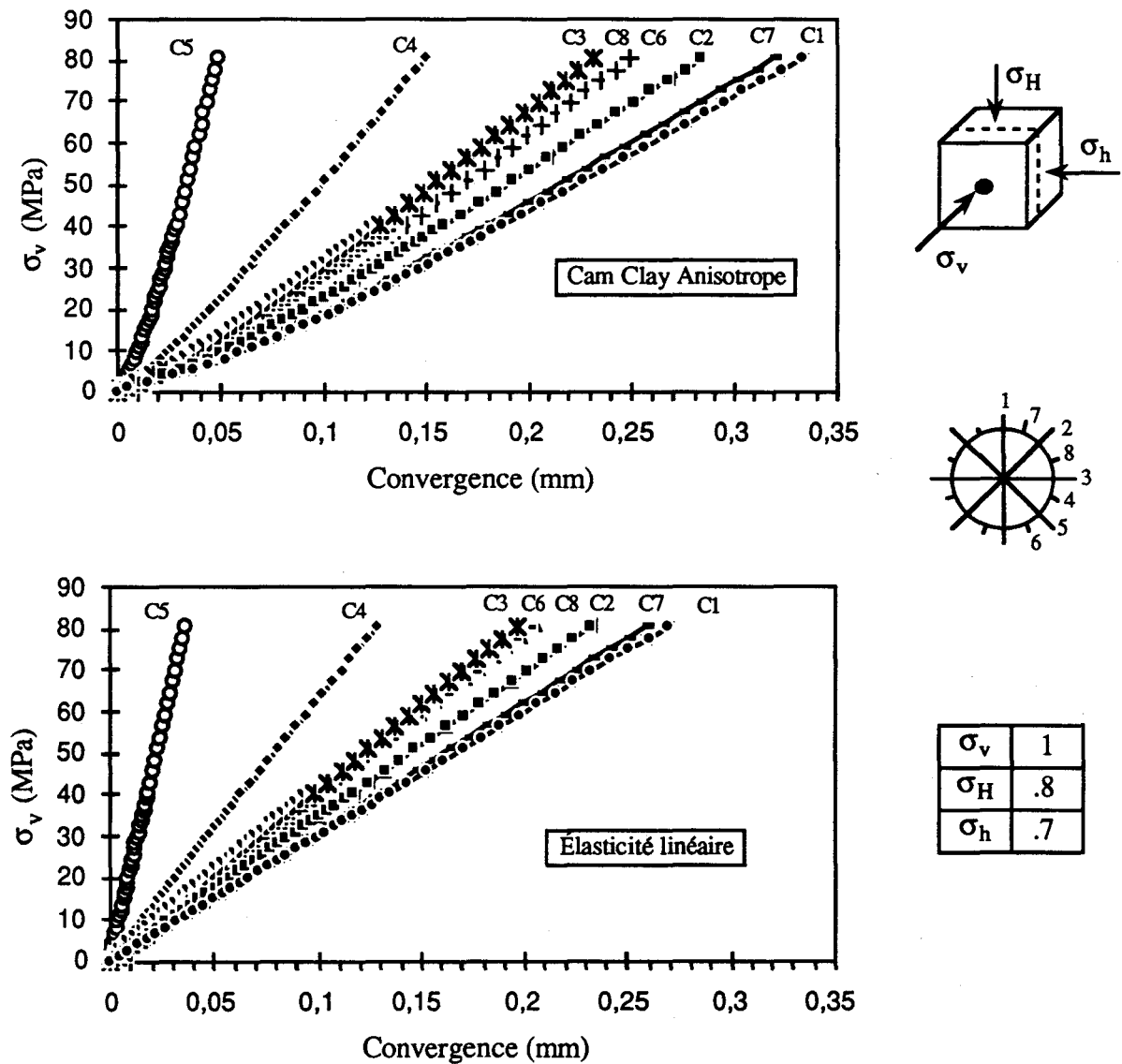


Figure 4.32 : Comparaison des convergences respectivement pour les hypothèses élastoplastiques et élastique pour l'essai n°9

Prenons un autre cas d'essai où la réponse du modèle élastoplastique n'est pas linéaire comme dans l'essai n°11 par exemple. Les résultats comparatifs sont synthétisés dans la figure 4.33. Cette fois ci du fait de la réponse non linéaire au début du chargement, les deux calculs ne peuvent plus représenter une réalité quelconque.

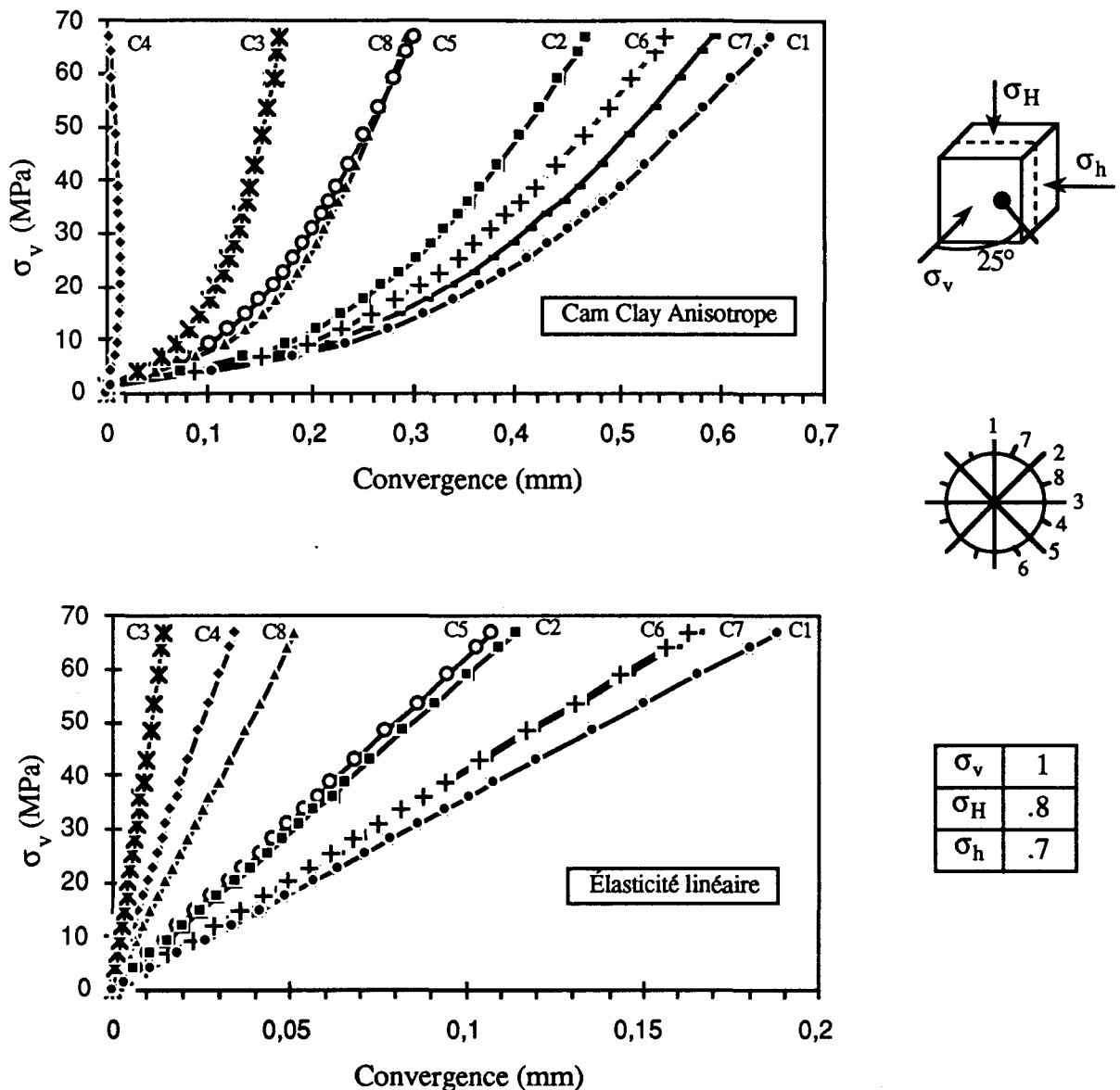


Figure 4.33 : Comparaison des convergences respectivement pour les hypothèses élastoplastiques et élastique pour l'essai n°11

Continuons cette comparaison en étudiant la distribution de contrainte tangentielle autour du puits pour l'essai 9. Nous avons vu que pour cet essai la contrainte tangentielle est égale à la contrainte principale  $S_3$ , paragraphe 4.5.3.1 (figure 4.27). La figure 4.34 représente la distribution de contrainte tangentielle autour du puits pour le calcul élastique linéaire et le modèle élastoplastique. Nous venons de voir que la réponse du modèle était quasiment élastique, on peut donc s'attendre à ce que les modèles élastoplastique et élastique donnent à

peu près les mêmes résultats. C'est effectivement ce qui est obtenu. Cependant, la valeur de la contrainte tangentielle pour le modèle élastoplastique est supérieure à celle de l'élasticité linéaire. Généralement, c'est le contraire qui se produit. En effet, lorsqu'il y a formation d'une zone plastique ou rompue, les fortes compressions sont reportées plus loin à l'intérieur du massif, c'est à dire à l'extérieur de la zone rompue. Le terrain continue ainsi à participer à l'effort de soutènement (Bouvard - Lecoanet et al, 1992).

Il serait intéressant de voir la réponse du modèle final (cf. Chapitre 3) pour ce chemin de contrainte. Comme nous n'avons pas eu le temps nécessaire pour apporter les modifications que cela impliquent, nous avons simplement diminuer la valeur du paramètre  $M (=1,20)$ . Ainsi, nous obtenons la figure 4.35 qui semble se conformer aux résultats classiques. Notons cependant que le calcul a divergé juste après le premier incrément.

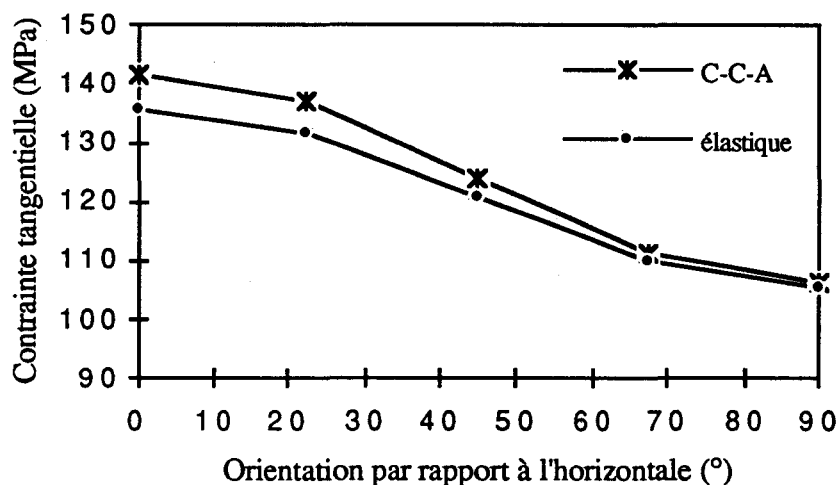


Figure 4.34 : Distribution de la contrainte tangentielle autour du puits (Essai n° 9), comparaison entre le calcul élastique linéaire et le modèle élastoplastique

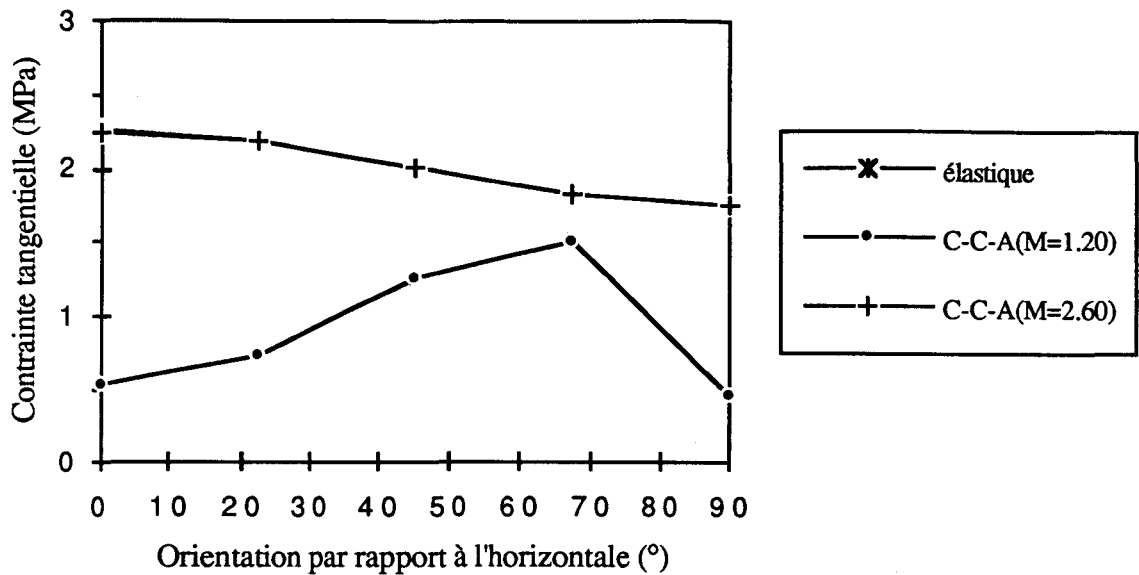


Figure 4.35 : Distribution de la contrainte tangentielle autour du puits (Essai n° 9), comparaison entre le calcul élastique linéaire et le modèle élastoplastique

#### 4.5.4 CONCLUSION

Cette étude comparative montre que :

- Le modèle de cam clay anisotrope sans prise en compte de la non linéarité du comportement à la rupture (deuxième version), a une réponse quasi élastique pour simuler les essais sur blocs effectués. Ceci a été aussi constaté dans la validation sur chemins homogènes. D'où la version finale où le paramètre M évolue.

- Le calcul élastique ne peut être envisagé pour calculer des distributions de contraintes autour de puits lorsqu'on mobilise la plasticité. Ce dernier point devra être étudié en détail.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous rappelons que l'instabilité de forages pétroliers dans les roches argileuses surconsolidées a, au fil des années, causé des problèmes importants, entraînant des coûts d'exploitation plus élevés. Ainsi, le présent travail est une contribution à la compréhension du comportement de ces formations argileuses.

L'étude expérimentale du comportement de l'argilite de Tournemire, montre que cette roche est :

### *Anisotrope :*

En effet, les essais de compressibilité ont permis de mettre en évidence un comportement isotrope transverse ou orthotrope de révolution pour l'argilite de Tournemire, où le plan isotrope est le plan de stratification.

L'anisotropie de module est telle que le rapport entre le module d'Young dans la surface de révolution ou le plan de stratification et celui dans l'axe de révolution soit égal à 2,44 ( $E_{//}/E_{\perp} = 2,44$ ).

Le coefficient d'anisotropie ou rapport entre la résistance à la rupture pour  $\theta=90^{\circ}$  et celle pour  $\theta=45^{\circ}$  est environ 1,50. Cette valeur est voisine de celles qu'on trouve dans la littérature concernant les shales : le Green River shale à un coefficient d'anisotropie de 1,37; le Green River shale I 1,62 et le Green River shale II 1,41 ( voir références page 83). Cependant, dans les axes principaux de structure pour les pressions de confinement supérieures à 5MPa, l'anisotropie de rupture est négligeable ( $\sigma_{//}/\sigma_{\perp} \cong 1,05$ ).

L'analyse du mécanisme de rupture de l'argilite de Tournemire a permis de tirer les mêmes conclusions que Donath (1963) et McLamore et Gray (1964) : pour les angles  $15^{\circ} \leq \theta \leq 60^{\circ}$  la rupture se produit généralement dans le plan de stratification, donc l'angle de rupture est égal à l'angle  $\theta$ ; pour les angles ( $\theta$ ) compris d'une part entre  $0^{\circ}$  et  $15^{\circ}$  et d'autre part entre  $60^{\circ}$  et  $90^{\circ}$ , la rupture se produit à travers les strates, formant un angle de  $45^{\circ}$  à  $60^{\circ}$  avec la direction de la contrainte principale maximale. En outre, pour les faibles pressions de confinement et pour l'orientation  $\theta=0^{\circ}$ , des ruptures par extension le long ou en travers des plans de stratification ont été constaté.

Les essais effectués sur la grande presse triaxiale vraie n'ont pas montré de ruptures par flambement significatives qui est généralement rencontré dans les roches fortement anisotropes. En effet, ceci peut s'explique par le fait que l'anisotropie de ruptures de l'argilite de Tournemire est assez faible. Cependant, nous avons obtenu des zones plastiques assez importantes autour des puits. L'observation de certains modes de rupture obtenus, rappelle le mode A et le mode B selon la classification de la Société Internationale de Mécanique des Roches



### *Élastoplastique :*

Les essais triaxiaux avec des cycles de chargement - déchargement montrent le caractère très plastique de l'argilite de Tournemire : la déformation plastique à la fin d'un cycle est environ 50% de la déformation due à la contrainte maximale de ce cycle. L'étude du domaine élastique montre l'influence sur les coefficients élastiques de la pression de confinement et de l'angle  $\theta$  entre l'axe de chargement et le plan de stratification. Plus particulièrement, les paramètres élastiques relatives à la direction perpendiculaire au plan de stratification dépendent du chemin de chargement. Cette étude du domaine élastique a permis aussi de montrer la nécessité de déterminer les paramètres élastiques d'un matériau élastoplastique par des essais de chargement - déchargement avec des paliers de relaxation.

Les données expérimentales sur l'argilite de Tournemire montrent aussi que cette roche a un comportement proche de celui des sols. Aussi, pour sa modélisation un modèle Cam Clay anisotrope proposé par Nova (1986) a été développé. L'implantation de ce modèle dans le code de calcul par les éléments finis CÉSAR - LCPC a permis de simuler des problèmes aux limites telle que la stabilité de puits pétroliers qui était le but de ce travail de recherche. Malheureusement, le modèle modifié n'a pas été implanté dans sa version finale, car le développement et l'implantation se faisait parallèlement. Ceci sera fait ultérieurement, d'autant plus que les défauts rencontrés au cours de la simulation des blocs sont identiques à ceux présentés par la validation sur chemins homogènes. Nous avons vu qu'une partie de ces problèmes est résolue par le modèle dans sa version finale. En effet, le modèle même dans sa version finale n'arrive pas à simuler le cheminement de l'extension latérale. Ceci s'explique simplement par le fait que ce chemin se développe à l'intérieur du domaine élastique. Il existera donc un problème pour ce chemin de contraintes qui est rencontré souvent dans les forages. Une solution serait de proposer un deuxième mécanisme au risque d'alourdir le modèle ou revoir la forme de la surface de charge.

Toute fois, la simulation de stabilité de forages sur les blocs d'argilite où des déformations plastiques importantes ne sont pas mobilisées est satisfaisante. Ainsi, cette modélisation numérique a permis de mettre en évidence la possibilité d'analyser la stabilité d'un trou de forage dans l'argilite de Tournemire à l'aide d'un modèle élastoplastique à écrouissage implanté dans un code de calcul par les éléments finis.

Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier d'une part l'écrouissage exact d'un matériau tel que l'argilite et d'autre part l'influence du degré de saturation sur ses caractéristiques mécaniques.

Enfin, nous signalons qu'un autre modèle pour l'étude du comportement de l'argilite de Tournemire est entrain de se mettre en place dans notre laboratoire en collaboration avec l'Université de Bucarest, CAZACU (1993).

## BIBLIOGRAPHIE

ALLIROT D., BOEHLER J. P., SAWCZUK A. (1977) Irreversible deformation of an anisotropic rock under hydrostatic pressure. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr.* Vol.14, pp. 77-83.

ALLIROT D. et BOEHLER J. P. (1979) Évolution des propriétés mécaniques d'une roche stratifiée sous pression de confinement. In *Proc. 4th Int. Congr. Rock Mechanics, Montreux*, Vol.1, pp. 15-22 Balkema, Rotterdam.

AMADEI B. (1983) *Rock anisotropy and the theory of stress measurements.* Springs-Verlag, Heidelberg.

AMADEI B., SAVAGE W. Z., SWOLFS H. S. (1987) Gravitational stresses in anisotropic rock masses. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr.* Vol.24, No 1, pp. 5-14.

AADNOY B. S. (1988) Modelling of the stability of highly inclined boreholes in anisotropic rock formations. *SPE Drilling Engineering*, pp. 259-268.

BRAY J. W. (1967) A study of jointed and fractured rock. *Rock Mechanics and Engineering Geology*, Vol.V/2-3, pp.117-136.

BARRON K. (1971) Brittle fracture initiation in and ultimate failure of rocks. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci*, Vol.8, No 6, pp. 553-575

BIENIAWSKI Z. T. (1974) Estimating the strength of rock materials. *J. S. Afr. Inst. Min. Metall.* 74, No.8, pp. 312-320.

BARLA G. (1974) *Rock anisotropy. Theory and laboratory test.* Rock mechanics, Müller L. (Editor), (course held at the Department of Mechanics of Solids, Udine, Italy), pp. 131-169. Spring-Verlag, Vienna.

BOEHLER J. P. et SAWCZUK A. (1977) On yielding of oriented solids. *Acta Mechanica*, Vol.27, pp. 185-206.

BIENIAWSKI Z. T. (1978) A critical assessment of selected in situ tests for rock mass deformability and stress measurements. *Proc. 19th Symposium on Rock Mechanics*, University of Nevada.

BOEHLER J. P. (1978) Lois de comportement anisotrope des milieux continus. Journal de Mécanique Vol.17, N°2, pp.153-190.

BOEHLER J. P., RACLIN J. (1982) Écrouissage anisotrope des matériaux orthotropes prédéformés. Journal de Mécanique théorique et appliquée. Numéro Spécial, pp. 23-44.

BOUTECA M., SARDA J. P. (1987) État de l'art en fracturation hydraulique. Revue de l'institut française du pétrole. Vol.42, No.1, Janvier-Février 1987.

BAUDEMONT D., RUHLAND M., GAUER P., JANOT P. (1988) L'ovalisation des trous de forages. Revue de l'institut français du pétrole. Vol.43, No.3, Mai-Juin 1988.

BANDIS S. C., VARDAKIS G., BARTON N., ADDIS M. A. (1989) Instability and stress transformation around underground excavations in highly stressed anisotropic media. Rock at Great Depth. Eds. Maury V. and Fourmaintraux D., Balkema, Rotterdam, pp. 507-515.

BOUVARD-LECOANET A., COLOMBET G., ESTEULLE F. (1992) Ouvrages souterrains : Conception - Réalisation - Entretien. 2ème Édition, Presses des Ponts et Chaussées.

CHENEVERT M. E. and GATLIN C. (1965) Mechanical anisotropies of laminated sedimentary rocks. Soc. Petrol. Eng. J. 5, pp. 67-77.

CUXAC P. (1991) Propagation et atténuation des ondes ultrasoniques dans des roches fissurées et anisotropes. Thèse de doctorat, INPL (ENSG de Nancy).

CIVIDINI A. (1993) Constitutive behavior and numerical modeling. In Comprehensive Rock Engineering. Vol.1 : Fundamentals. Pergamon Press. Oxford. pp 395-426.

CRISTESCU N. D. (1993) Rock rheology. In Comprehensive Rock Engineering. Vol.1 : Fundamentals. Pergamon Press. Oxford. pp 523-544.

CAZACU O. (1993) Modélisation du comportement des roches anisotropes. Rapport de Première Année de Thèse. Laboratoire de Mécanique de Lille URA 1441 CNRS.

DRÜCKER D. C., PRAGER W. (1952) Soil mechanics and plastic analysis or limit design. Quarterly of applied mathematics, Vol.10, pp. 157-175.

- DONATH F. A. and COHEN C. I. (1960) Anisotropy and failure rocks (abstract). Geol. Soc. Am. Bull. 71, 1851.
- DONATH F. A. (1961) Experimental study of shear failure in anisotropic rocks. Bull. Geol. Soc. Am., Vol.72, pp. 985-990.
- DONATH F. A. (1963) Fundamental problems in dynamic structural geology. In the Earth Sciences (Edited by T. W. Donnelly), pp. 83-103. The University of Chicago Press, Chicago.
- DONATH F. A. (1964) Strength variation and deformational behavior in anisotropic rock. In State of stress in the Earth's crust. Judd W. R. (Editor), pp. 281-297. Elsevier, Amsterdam.
- DONATH F. A. (1972) Effects of cohesion and granularity on deformational behavior of anisotropic rock. In Studies in mineralogy and precambrian geology (Edited by B. R. Doc and D. K. Smith), Vol.135, pp. 95-128. Geological Society of America, Boulder. co.
- DESAI C. S., ABEL J. F. (1972) Introduction to the finite element method. A numerical method for engineering analysis. Van Nostrand Reinhold company, London.
- DAFALIAS Y. F. (1979) Anisotropic hardening of initially orthotropic materials. ZAMM 59, pp.437-446.
- DHATT G., TOUZOT G. (1984) Une présentation de la méthode des éléments finis. 2ème édition. Maloine Editeur, Paris.
- DAFALIAS Y. F. (1987) Anisotropic critical state clay plasticity model. In Constitutive Laws for Engineering Materials. Theory and Applications (Eds. Desai C. S. et al). Elsevier Science Publishing co, Inc.
- DETOURNAY E., ST JOHN C. M. (1988) Design charts for a deep circular tunnel under non-uniform loading. Rock Mechanics and Rock Engineering 21, pp. 119-137.
- DOMINIQUE F., ANDRÉ P., ANDRÉ Z. (1992) Comportement mécanique des matériaux. Élasticité et Plasticité. 2ème Éd. Hermès, Paris.
- EISSA E. S. A. (1980) Stress analysis of underground excavations in isotropic and stratified rock using the boundary element method. Ph.D dissertation, Imperial College, London.

EWY R. T., COOK N. G. W. (1990) Deformation and fracture around cylindrical openings in rock : I, observations and analysis of deformations; II, initiation, growth and interaction of fractures. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomch. Abstr.* Vol.27, No.5, pp. 387-427.

FOUCAUT A., RAOULT J.F. (1980) *Dictionnaire de géologie*. 3ème édition. Masson, Paris.

FOURMAINTRAUX D. (1990) Le site de Tournemire et les argilites du Toarcien, Comité Français de Mécanique des Roches, réunion du 3/10/1990, Paris.

GRIGGS D. and MILLER W. B. (1951) Deformation of Yule marble : Part I - Compression and extension experiments on dry Yule marble at 10000 atmospheres confining pressure, room temperature. *Geol. Soc. Am. Bull.* 62, pp. 853-862.

GOODMAN R. E. (1976) *Methods of geological engineering*. West publ.

GUYADER J., DENIS A. (1986) Propagation des ondes dans les roches anisotropes sous contraintes. Evaluation de la qualité des schistes ardoisiers. *Bull. Ass. Internat. Géol. Ing.* n°33, pp. 49-55

GUENOT A. (1987) Contraintes et ruptures autour des forages pétroliers. In *Proc. 6th Congr. Int. Soc. Rock Mech.*, Montreal (Edited by G. Herget and S. Vangpaisal), Vol.1, pp. 109-118. Balkema, Rotterdam.

GUENOT A., SANTARELLI F. J. (1988) Borehole stability : a new challenge for an old problem. *Proc. 29th U. S. Symp. on Rock Mech.*, pp. 453-460. Balkema, Rotterdam.

GUENOT A. (1989) Borehole breakouts and stress fields. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* Vol.26, No.34, pp. 185-195.

HILL R. (1950) *The mathematical theory of plasticity*. Clarendon press.

HOBBS D. W. (1960) The strength and stress - strain characteristics of Oakdale Coal under triaxial compression. *Geol. Mag.* 97, pp. 422-435.

HOEK E. (1968) Brittle failure of rock. In *Rock Mechanics in Engineering Practice* (eds. K. G. Stag & O. C. Zienkiewicz). pp. 99-124, London : Wiley.

HOEK E. and BROWN E. T. (1980) Empirical strength criterion for rock masses. *Journal of the Geotechnical Engineering Division, ASCE*, Vol.106, No GT9, pp. 1013-1035.

HOEK E. and BROWN E. T. (1982) Underground excavations in rock. The institution of Mining and Metallurgy, London.

HOEK E. (1983) Strength of jointed rock masses. *Géotechnique* 33, No.3, pp. 187-223.

HUET C., BOURGOIN S., RICHEMOND (1984) Rhéologie des matériaux anisotropes. 19ème Colloque annuel du groupe français de rhéologie. Éditions Cepadues.

HOMAND F., MOREL E., HENRY J. P., CUXAC P., HAMMADE E. (1993) Characterization of the moduli of elasticity of an anisotropic rock using dynamic and static methods. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, Vol.30, No.5, pp. 527-535.

HOEK E. (1964) Fracture of anisotropic rock. *J. S. Afr. Inst. Min. Metall.*, Vol.64, No.10, pp. 501-518.

IKOGOU S. (1990) Étude expérimentale et modélisation du comportement d'un grès. Thèse de doctorat, Université des sciences et techniques de Lille.

JAEGER J. C. (1960) Shear failure of anisotropic rocks. *Geol. Mag.* Vol.97, pp.65-72.

JAEGER J. C. and COOK N. G. W. (1971) Fundamentals of rock mechanics. Chapman and Hall, London.

KAISER P. K., GUENOT A. and MORGENSTERN N. R. (1985) Deformation of small tunnels : behaviour during failure. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*22, pp. 141-152.

KACHANOV M. (1992) Effective elastic properties of cracked solids : critical review of some basic concepts. *Appl. Mech. Rev.* Vol. 45, n°8, pp. 305-335.

KWASNIEWSKI M. A. (1993) Mechanical behavior of anisotropic rocks. In *Comprehensive Rock Engineering. Vol 1 : Fundamentals.* Pergamon Press, Oxford. pp. 285-312.

LOVE A. E. H. (1920) A treatise on the mathematical theory of elasticity. Cambridge, University Press.

LEKHNITSKII S. G. (1963) Theory of elasticity of an anisotropic elastic body. Holden Day, Inc. San Francisco.

LADANYI B. et ARCHAMBAULT G. (1972) Évaluation de la résistance au cisaillement d'un massif rocheux fragmenté. Proc. 24th. Int. Geol. Congress, Montreal, Sect.13D, pp. 249-260.

LERAU J., SAINT - LEU C. and SIRIEYS P. (1981) Anisotropie de la dilatance des roches schisteuses. Rock Mechanics 13, pp. 185-196.

LEMAITRE J., CHABOCHE J. L. (1985) Mécanique des matériaux solides. Dunod, Paris.

McCLINTOCK F. A. and WALSH J. B. (1962) Friction on Griffith cracks in rocks under pressure. Proc. 4th U. S. Natl. Congress of Applied Mechanics, (ASME), Vol.II, pp. 1015-1021.

McLAMORE R. and GRAY K. E. (1967) The mechanical behavior of anisotropic sedimentary rocks. Journal of Engineering for Industry, Trans. of the ASME, Vol.89, pp. 62-73.

MASURE P. (1970) Comportement mécanique des roches à anisotropie planaire discontinue. In Proc. 2nd Int. Congr. Rock Mechanics, Belgrade, Vol.I, pp. 197-207.

MAURY V. (1987) Observations, recherches and recent results about failure mechanisms around single openings. Report of the rock failure mechanism around underground openings ISRM Comm. In Proc. 6th Int. Soc. Rock Mech. Congr. Montreal (Edited by G. Herget and S. Vangpaisal), Vol.2, pp. 119-1128. Balkema, Rotterdam.

MEFTAH K., MAGNAN J. P. (1988) Anisotropie de la résistance, de la déformabilité et de la perméabilité des sols. État des connaissances. Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Rapport des laboratoires, série Géotechnique n° GT31.

MAURY V. (1993) An Overview of Tunnel, Underground Excavation and Boreholes Collapse Mechanisms. In Comprehensive Rock Engineering (Ed. J. A. HUDSON). Vol. IV : Excavation, Support and Monitoring. Pergamon Press, Oxford. pp. 369-412.

NOVA R., WOOD D. M. (1979) A constitutive model for sand in triaxial compression. Int. J for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics 3, pp.255-278.

NOVA R. & SACCHI G. A. (1979) A generalized failure condition for orthotropic solids. Euramech 115-Mechanical behaviour of anisotropic solids Villard de Lans.

- NOVA R. (1980) The failure of transversely isotropic rocks in triaxial compression. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, Vol.17, No.6, pp. 325-332.
- NOVA R. (1986) An extended Cam - Clay model for soft anisotropic rocks. *Computers and Geotechnics* 2, pp. 69-88.
- NIANDOU H, SHAO J. F. & HENRY J. P. (1993) Anisotropic yield and failure of shale. *Assessment and Prevention of Failure Phenomena in Rock Engineering*, Pasamehmetoglu et al (eds). Balkema, Rotterdam, pp. 107-112.
- NIANDOU H., SHAO J. F., FOURMAINTRAUX D., DARDEAU C. (1993) Adaptation of an extended anisotropic cam clay model for modelling of Tournemire shale behaviour. *Geotechnical Engineering of Hard Soils - Soft Rocks*, Anagnostopoulos et al (eds). Balkema, Rotterdam, pp. 1631-1638.
- NIANDOU H., AUBRY C. (1993) Implantation d'un modèle élastoplastique anisotrope pour l'argilite dans le progiciel de calcul CESAR-LCPC. *Rapport Scientifique. Geodesign, Laboratoire de Mécanique de Lille URA 1441 CNRS, Cité Scientifique.*
- NIANDOU H. (1993) "Etude du comportement rhéologique d'une argilite et modélisation". *Onzième Journées Universitaires de Génie Civil (AUGC), Nîmes*, pp. 65-72
- NIANDOU H., SHAO J. F. & HENRY J. P. (1993) "Etude du comportement rhéologique d'une argilite et modélisation". *Actes du onzième Congrès Français de Mécanique (AUM), Villeneuve d'Ascq, Volume 4*, pp. 489-492
- OWEN D. R. J., HINTON E. (1980) *Finite elements in plasticity. Theory and practice.* Pineridge Press Limited, Swansea, U. K.
- PICKERING D. J. (1970) Anisotropic elastic parameters for soils. *Geotechnique*, Vol.20, No.3, pp. 271-276.
- PARISEAU W. G. (1972) Plasticity theory for anisotropic rocks and soils. *Proc. 10th Symposium on Rock Mechanics (AIME)*, pp. 267-295.
- PANET M. (1993) Understanding deformations in tunnels. In *Comprehensive Rock Engineering* (Ed. J. A. HUDSON). Vol 1 : Fundamentals. Pergamon Press, Oxford. pp. 663-690.



ROSCOE K. H., SCHOFIELD A. N., WROTH C. P. (1958) On the yielding of soils, *Géotechnique*, Vol.8, No.1, pp. 22-53.

RAMAMURTHY T. (1993) Strength and modulus responses of anisotropic rocks. In *Comprehensive Rock Engineering* (Ed. J. A. HUDSON). Vol I : Fundamentals. Pergamon Press, Oxford. pp. 313-329.

SCHOFIELD A. N., WROTH C. P. (1968) *Critical state soil mechanics*. McGraw Hill, New-York.

SAADA A. S. (1970) Testing of anisotropic clay soils. *J. Soil Mech. and Found. Div.*, 96 SM5, pp. 1847-1852

SANTARELLI F. J. (1987) Theoretical and experimental investigation of the stability of the axisymmetric wellbore. Ph.D thesis, University of London.

SIBAI M., HENRY J. P. (1993) Étude de stabilité de forage sur bloc d'argilite. Rapport Technique (contrat STAR92). Laboratoire de Mécanique de Lille URA 1441 CNRS (Cité Scientifique).

SHAO J.F., NIANDOU H. & CAZACU O. (1993) "Modélisation élastoplastique du comportement d'une argilite". Comité Français de Mécanique des Roches, séance du 3 Juin 1993. Paris

SCHMITT L. (1994) Étude du soutènement hydraulique des puits pétroliers dans les argilites par l'essai triaxial à confinement fluide direct. Thèse de doctorat INPL (ENSG de Nancy).

TEUFEL L. W. (1983) Determination of in-situ stress from anelastic strain recovery measurements of oriented core. *Soc. Petroleum Eng. Dept. of Energy*. 11649.

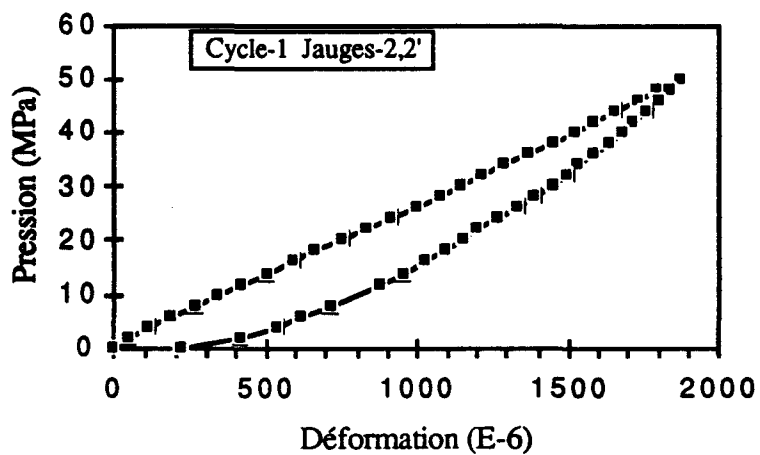
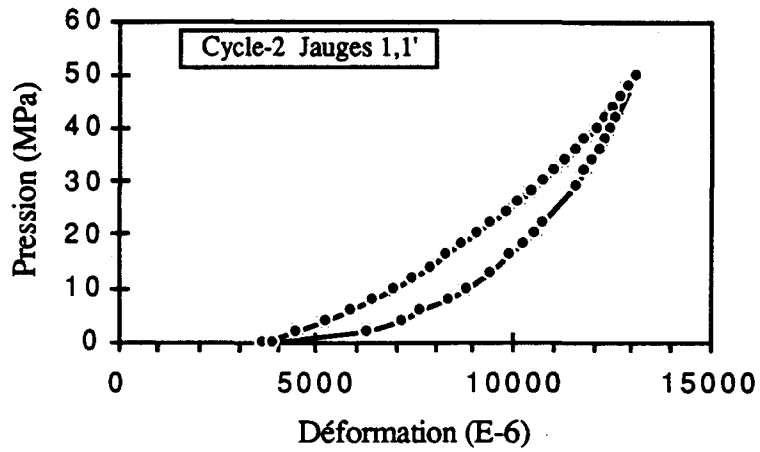
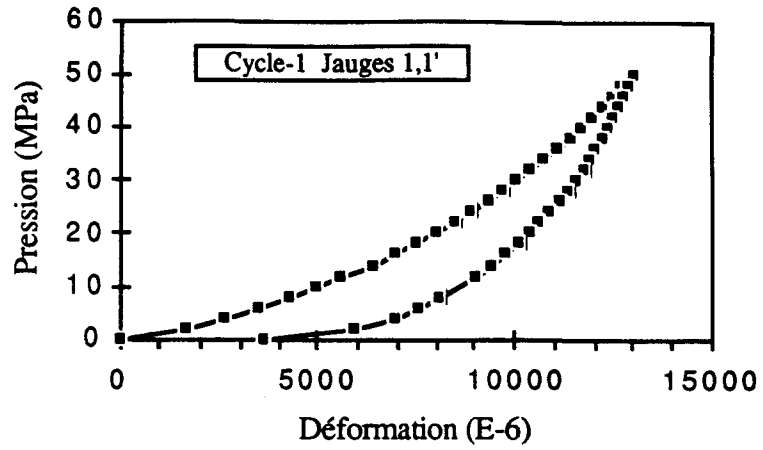
WALSH J. B. and BRACE W. F. (1964) A fracture criterion for brittle anisotropic rock. *Journal of Geophysical Research*, Vol.69, No.16, pp. 3449-3456.

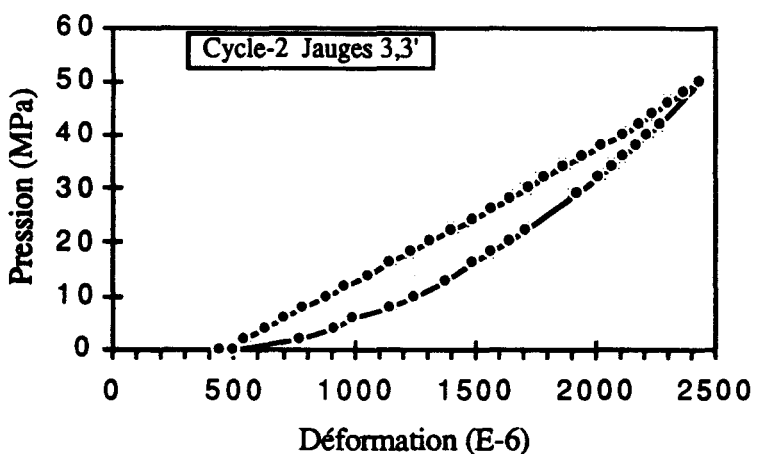
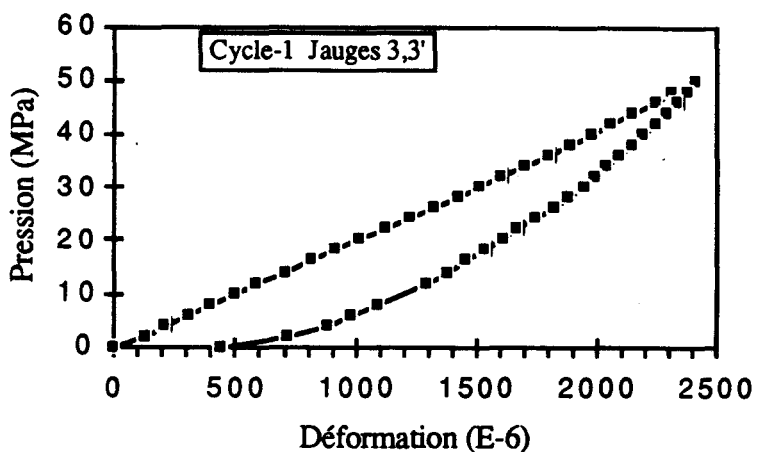
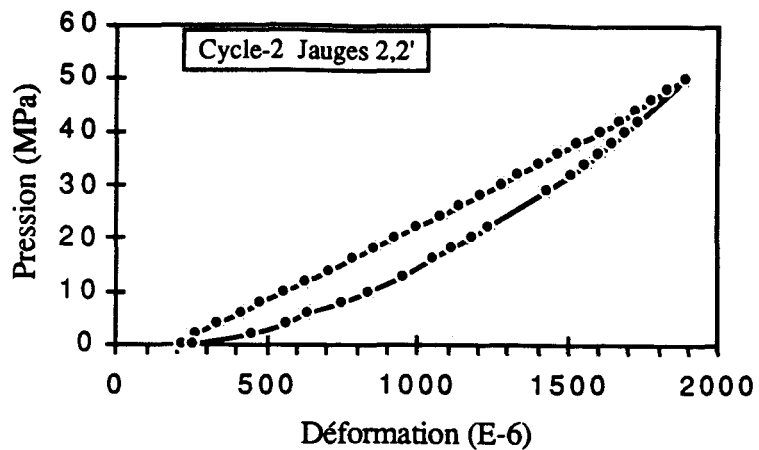
ZIENKIEWICZ O. C. (1977) *The finite element method*. 3rd edition, McGraw Hill Book Company, U. K.

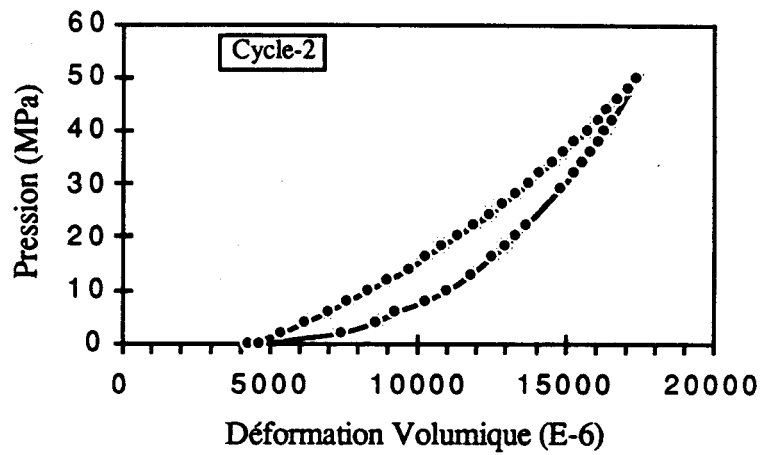
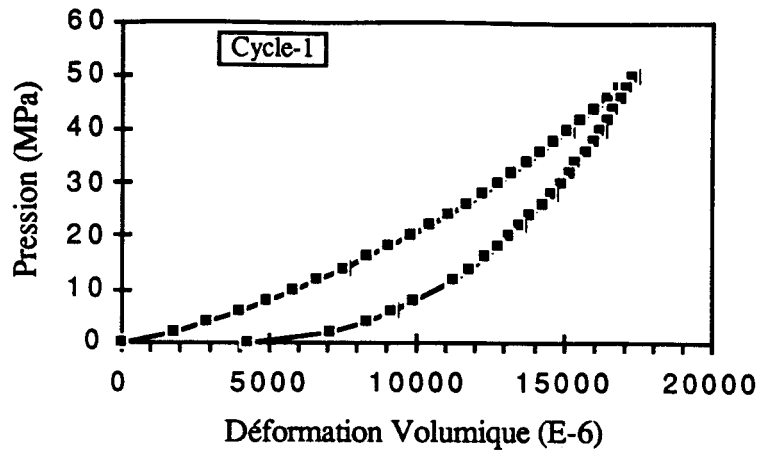
**ANNEXE N°1**

**ESSAIS DE COMPRESSIBILITÉ**

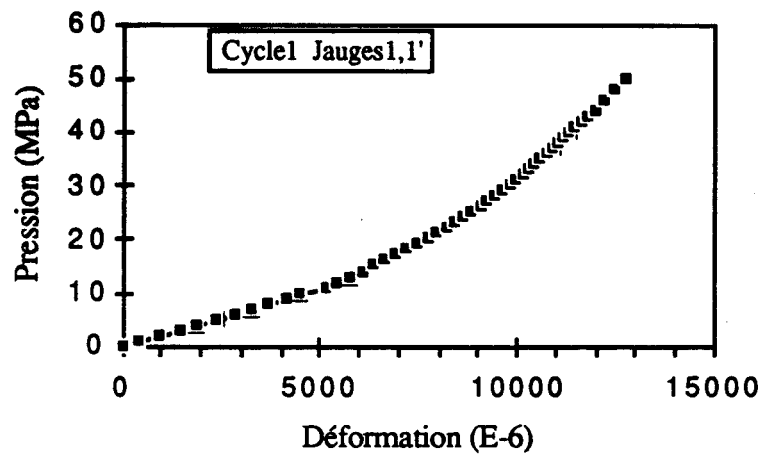
# ESSAIS DE COMPRESSIBILITÉ N°1

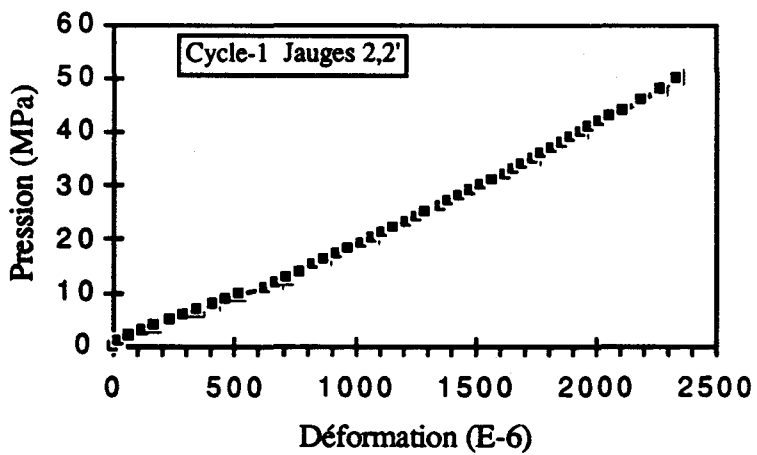
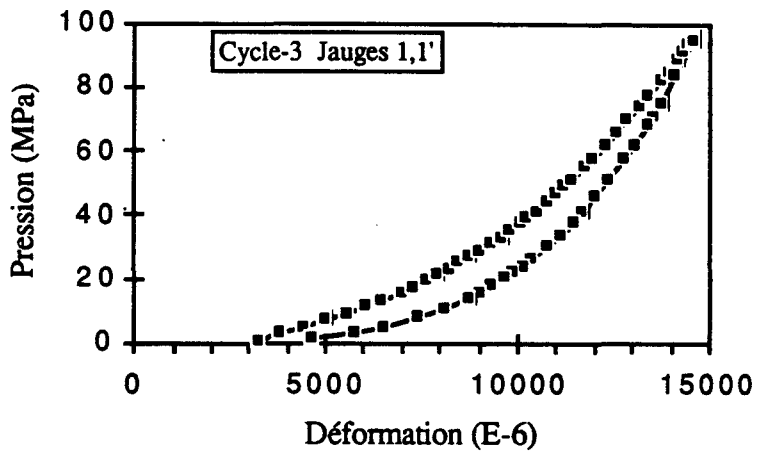
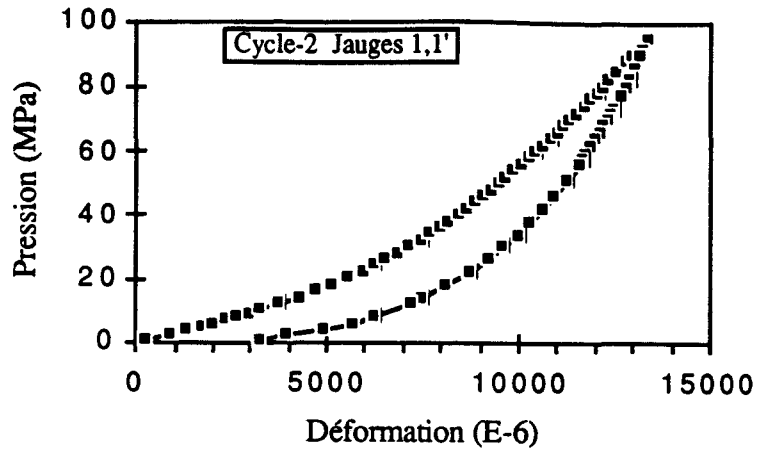


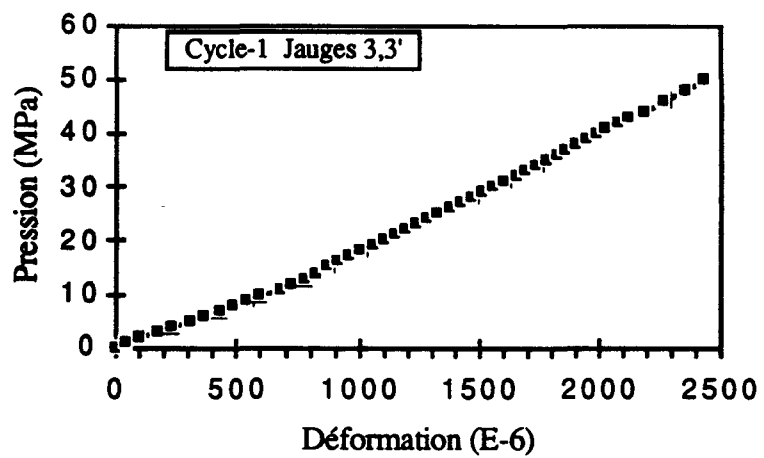
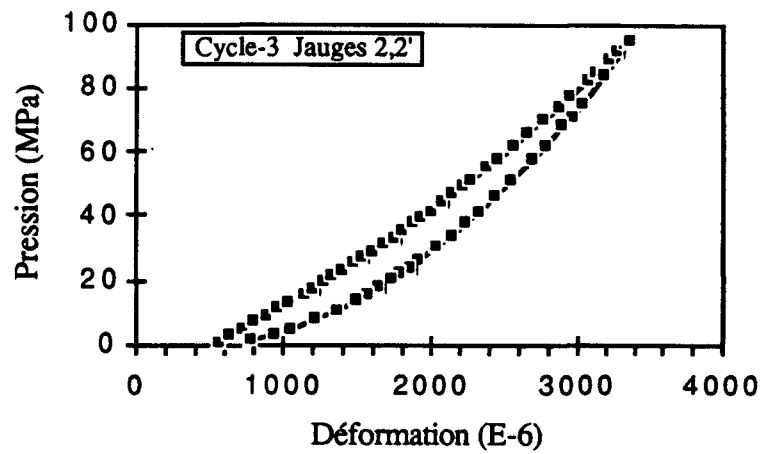
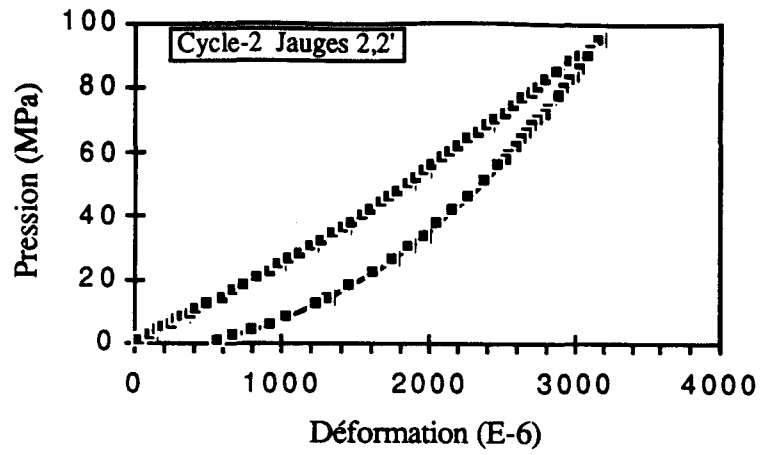


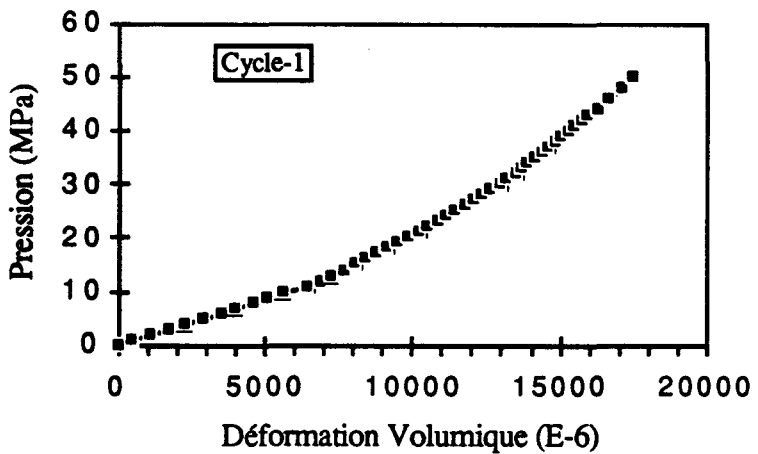
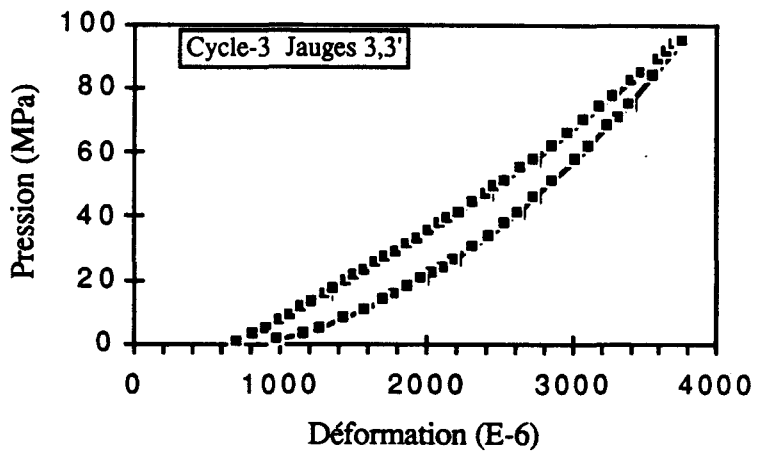
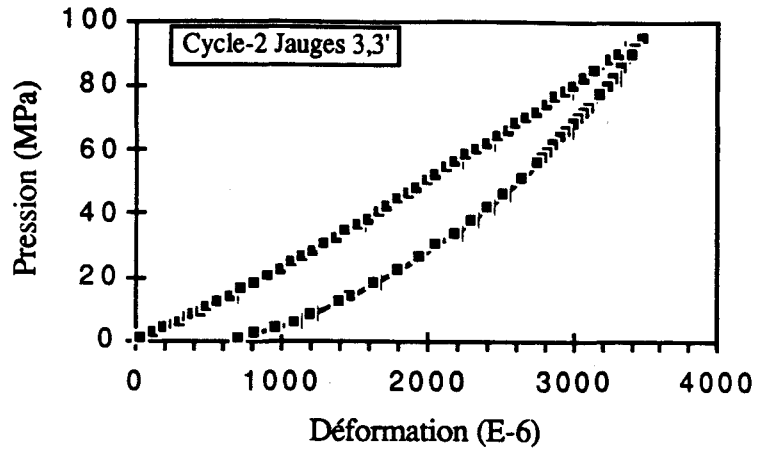


### ESSAIS DE COMPRESSIBILITÉ N°II

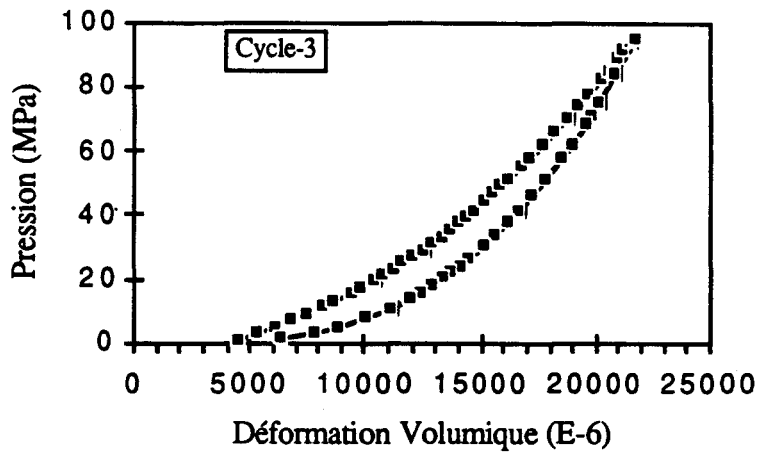
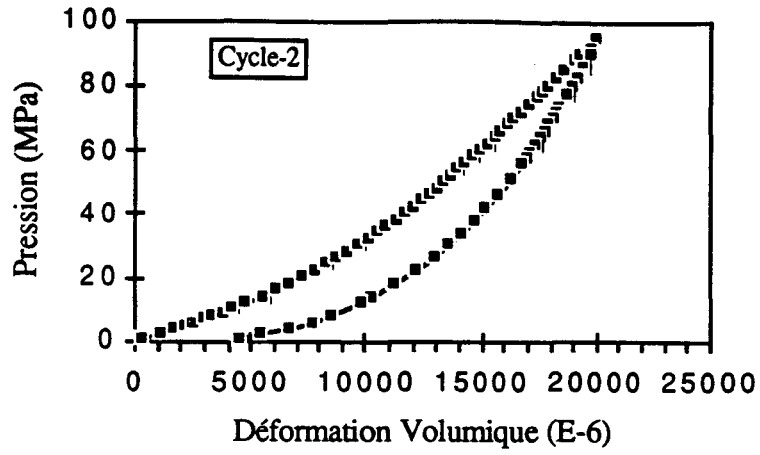




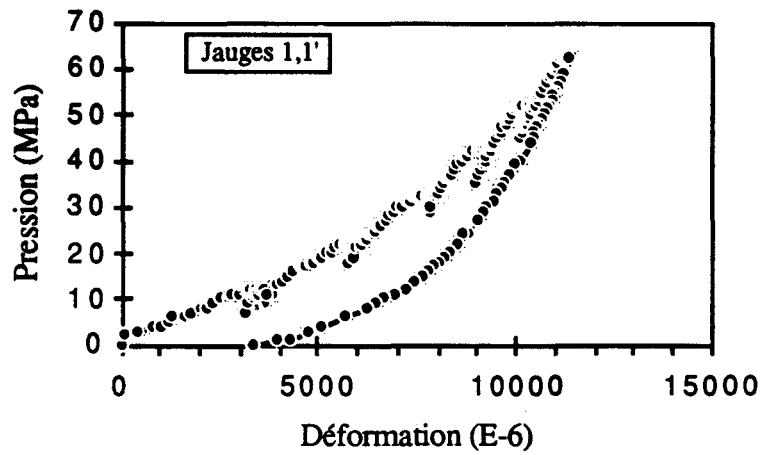


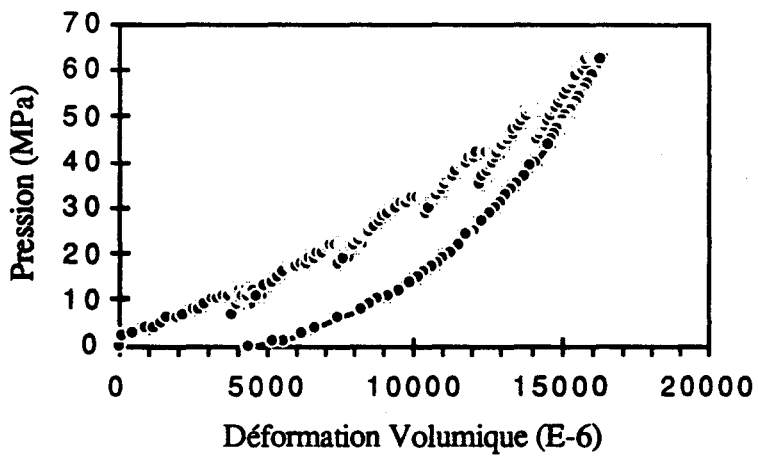
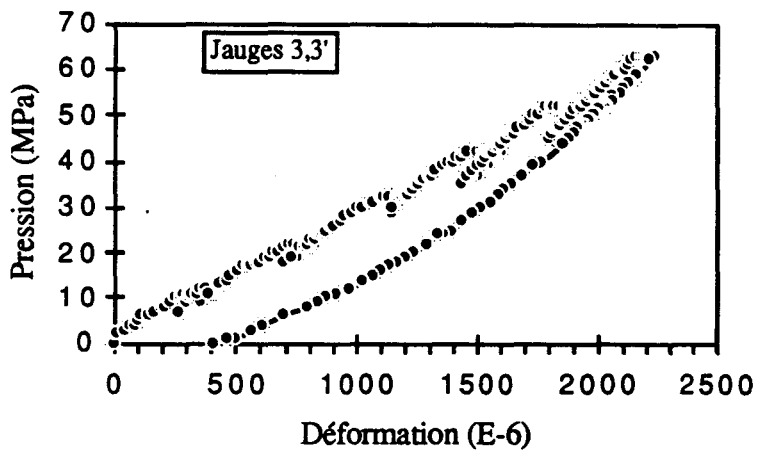
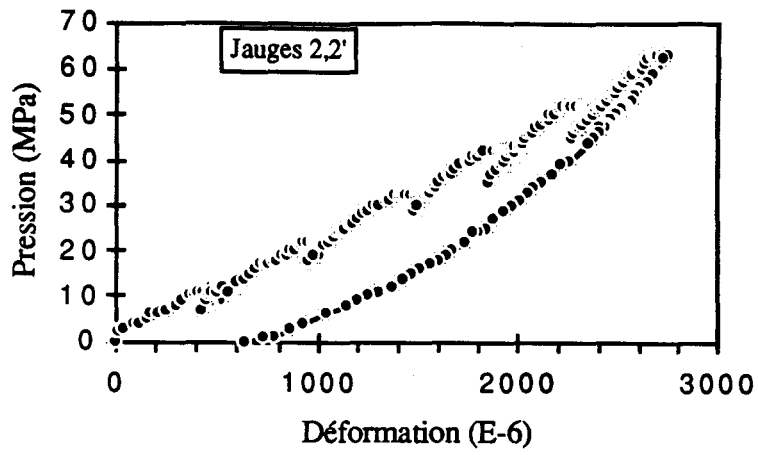






**ESSAIS DE COMPRESSIBILITÉ N°III**

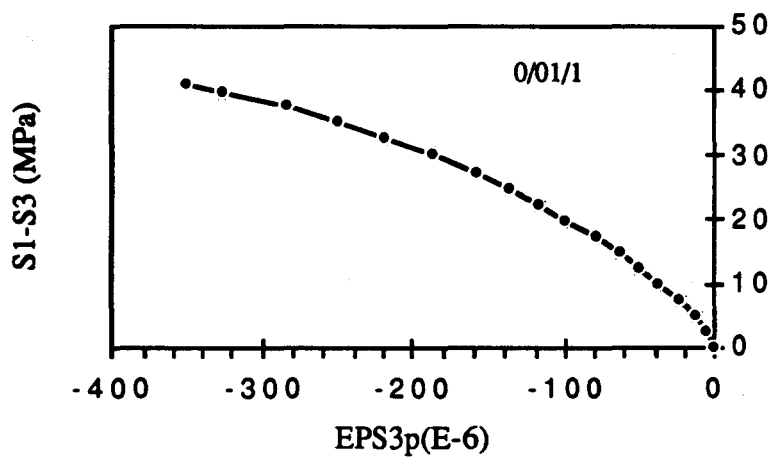
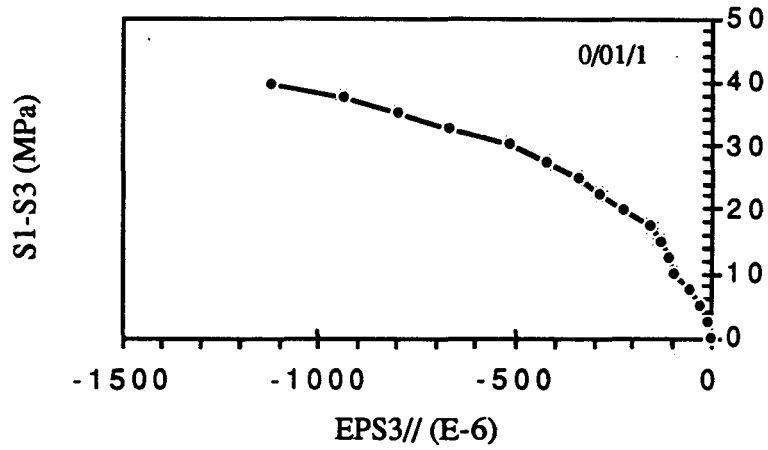
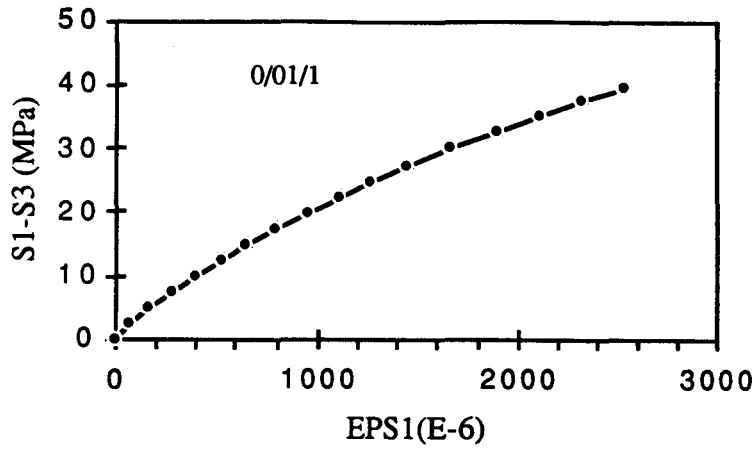


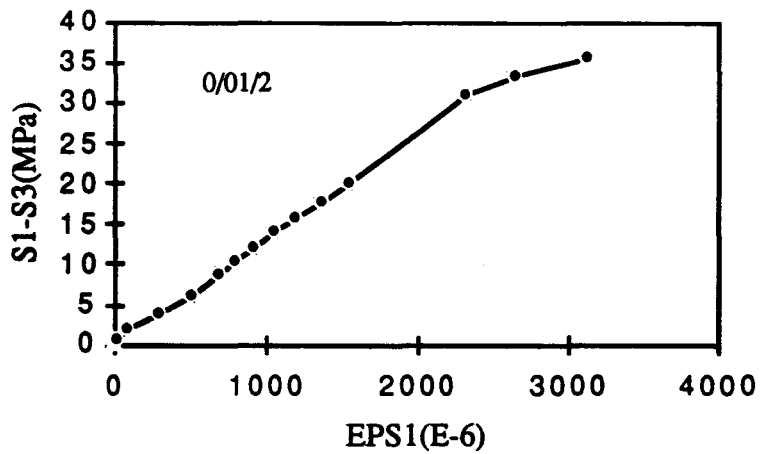
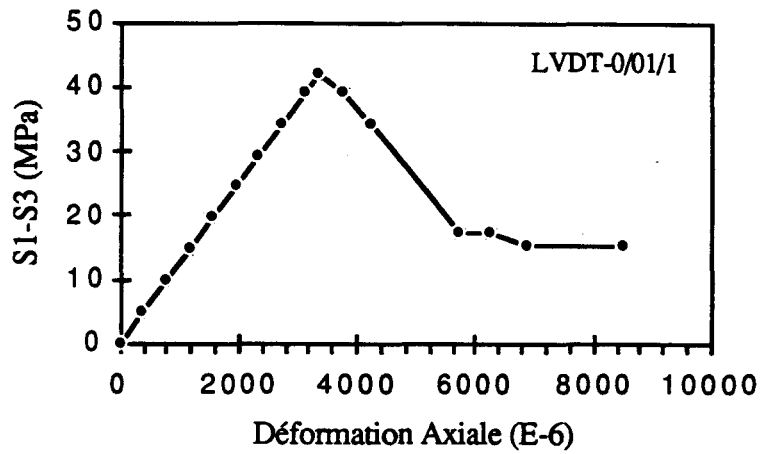
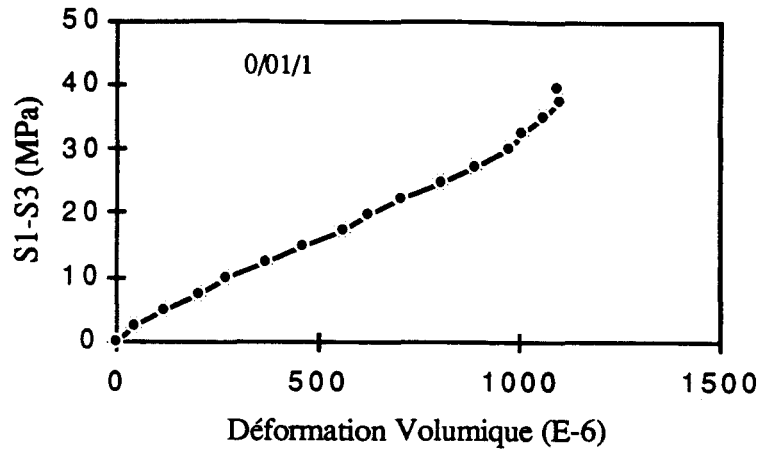


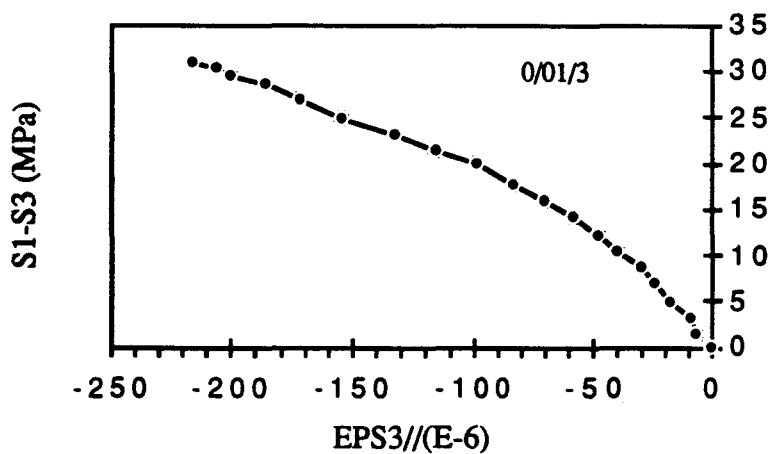
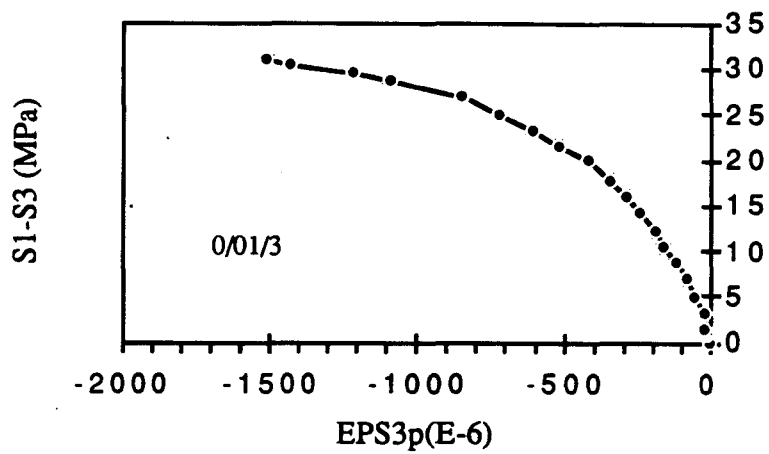
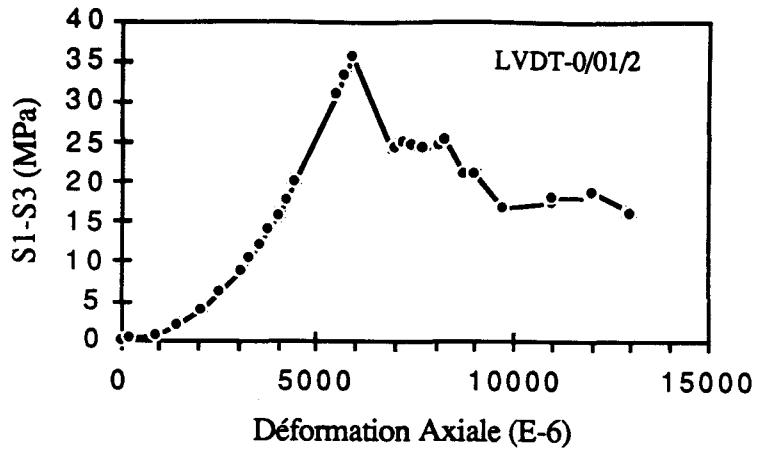
**ANNEXE N°2**

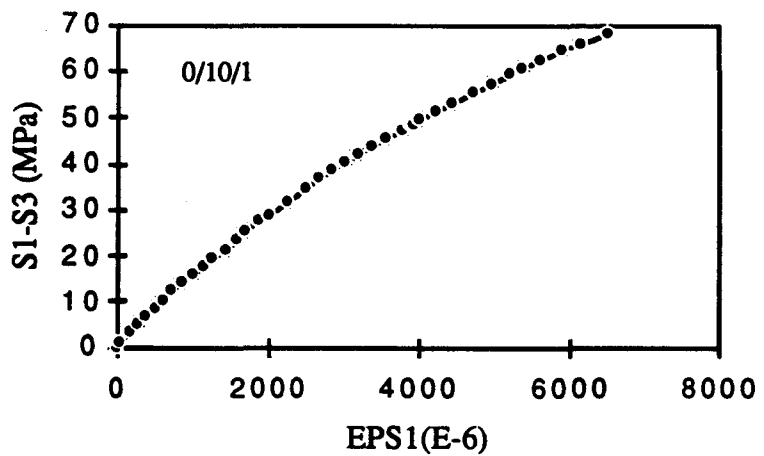
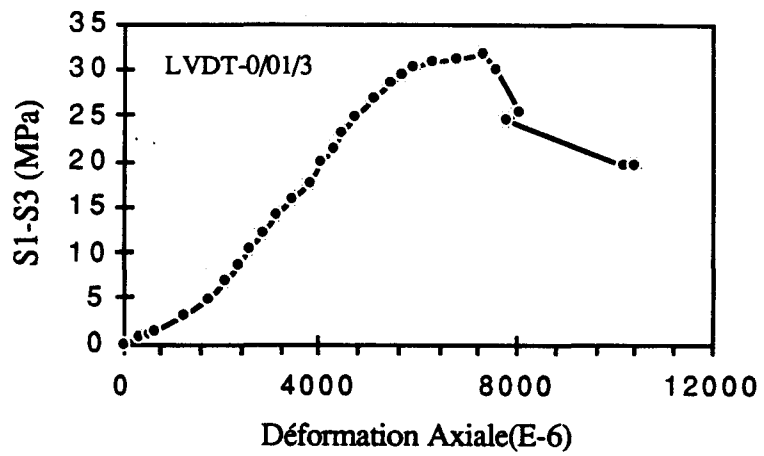
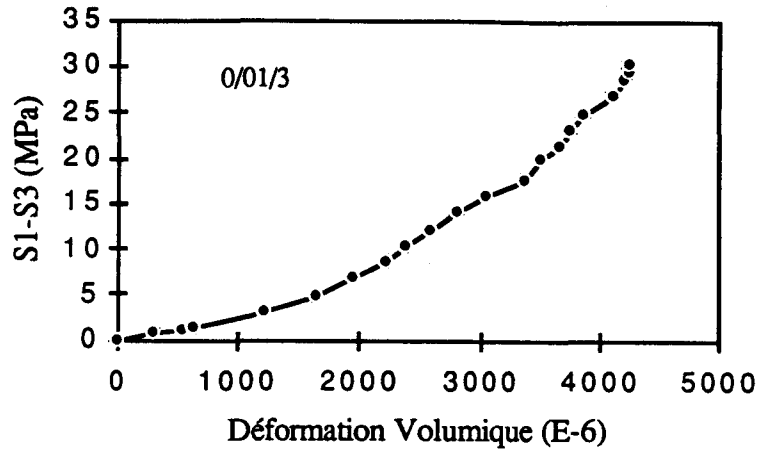
**ESSAIS TRIAXIAUX**

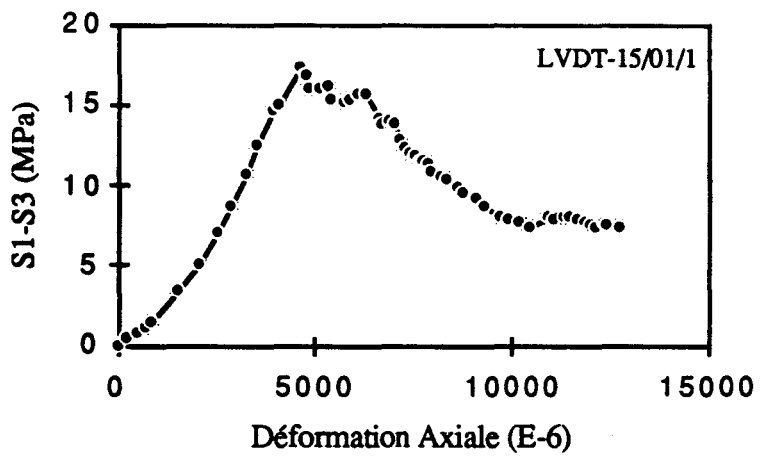
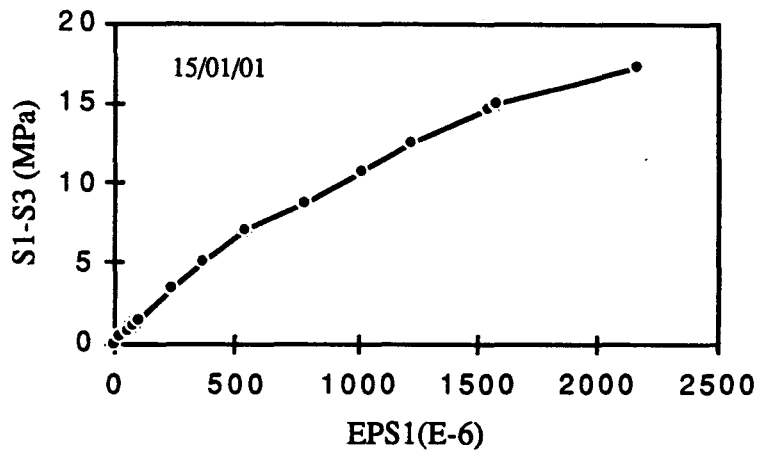
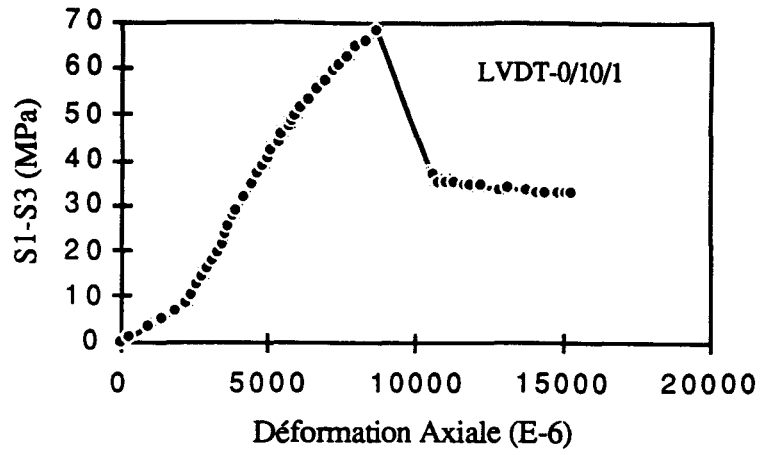
# ESSAIS TRIAXIAUX MONOTONES



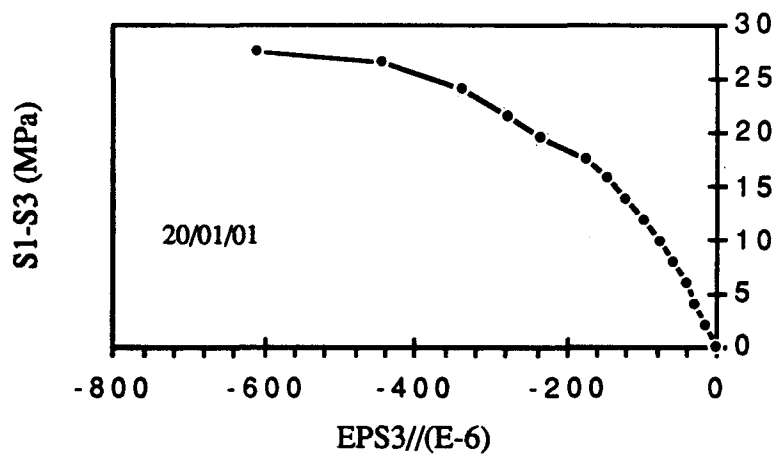
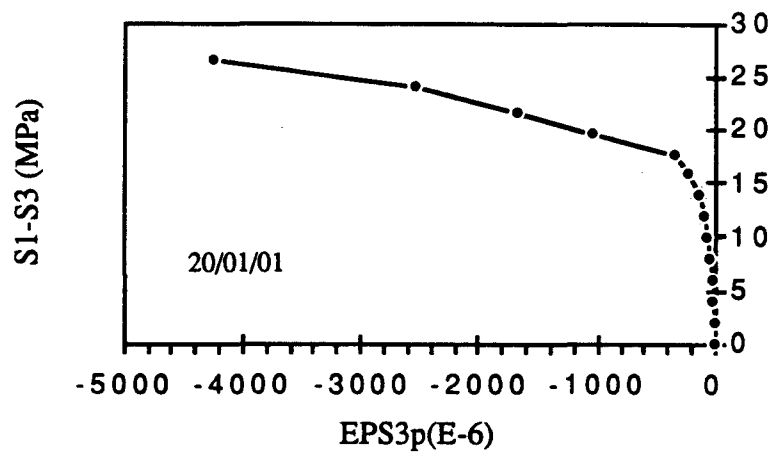
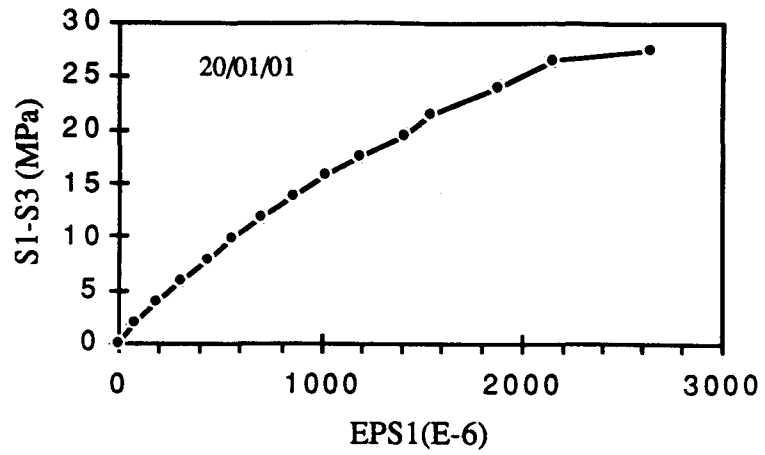


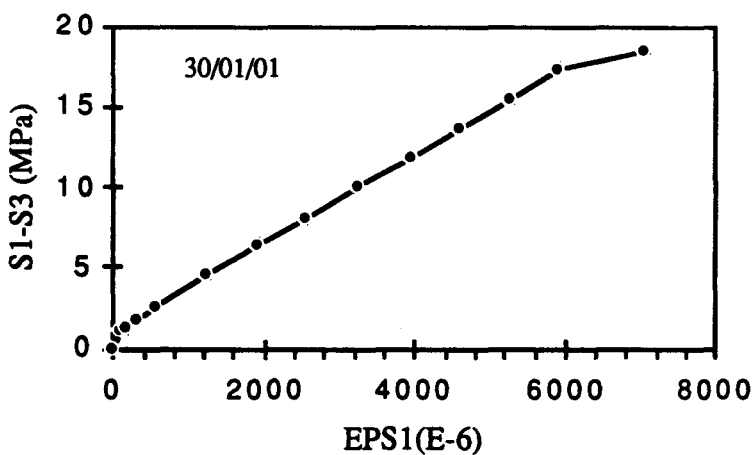
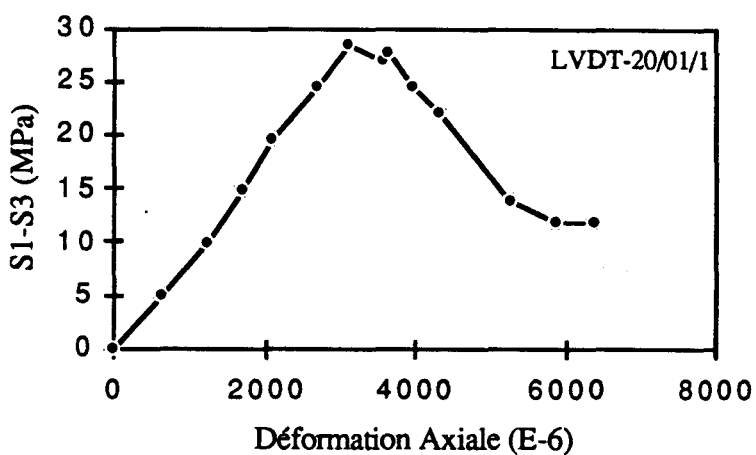
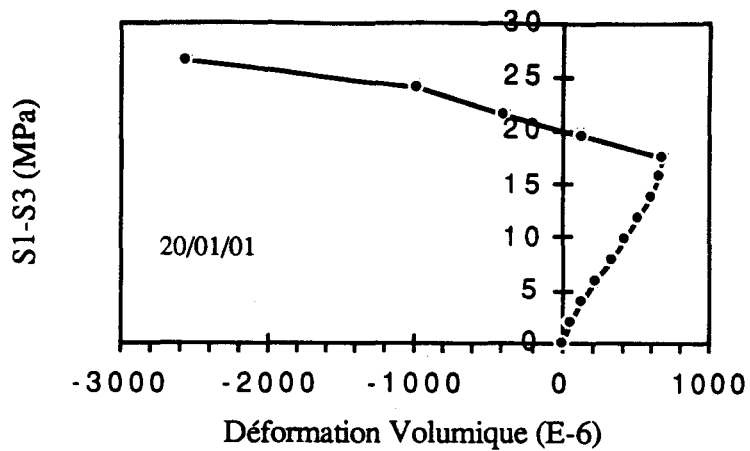


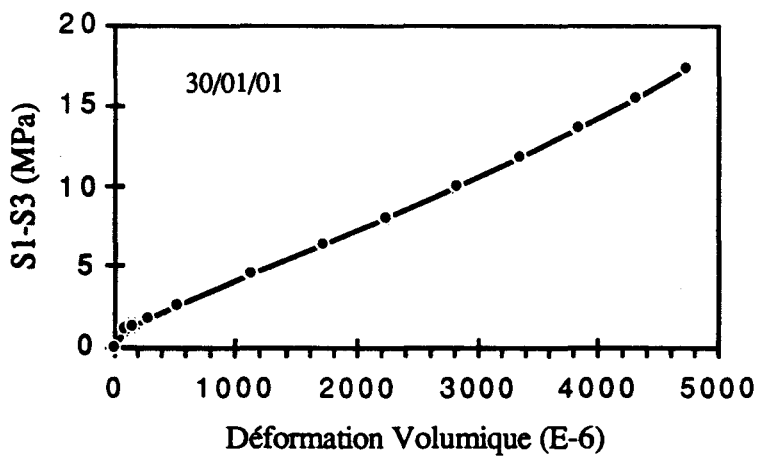
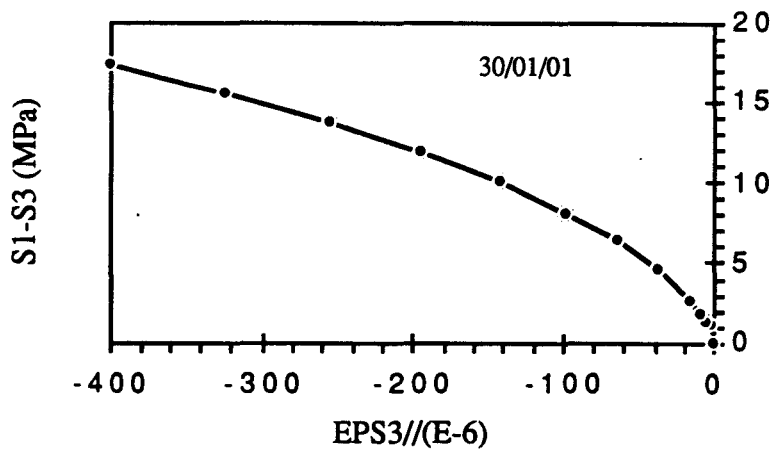
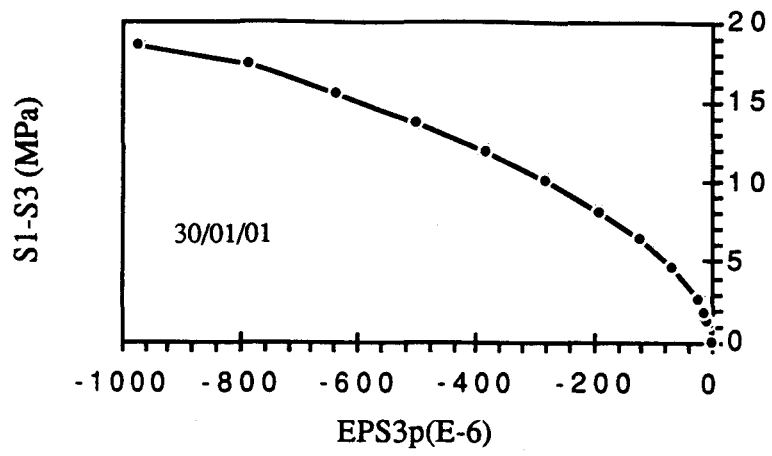


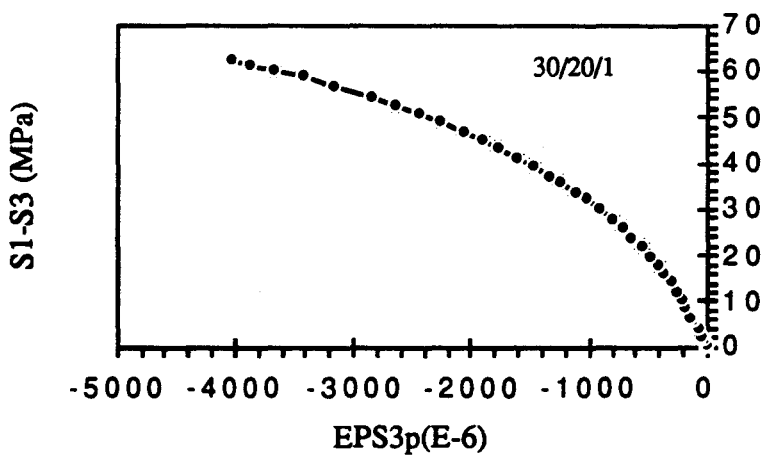
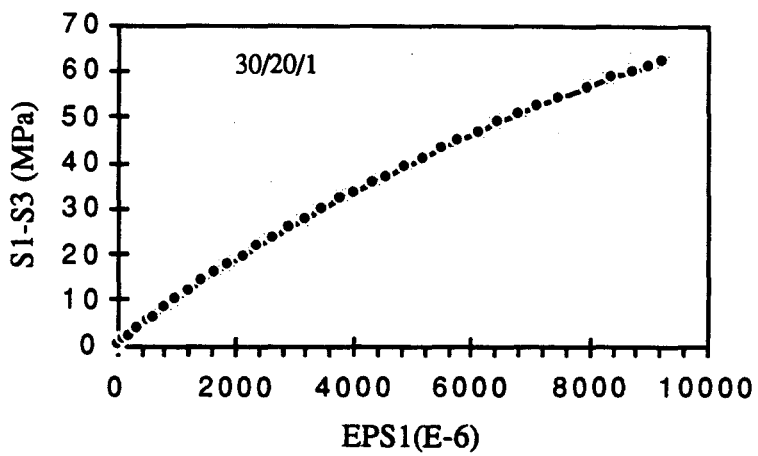
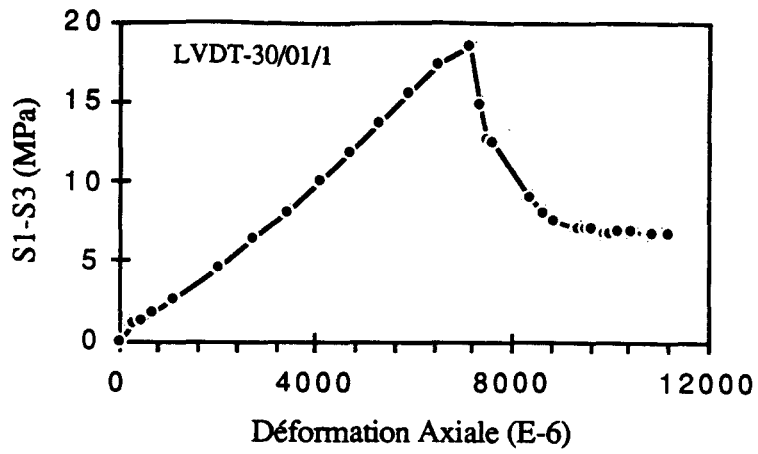


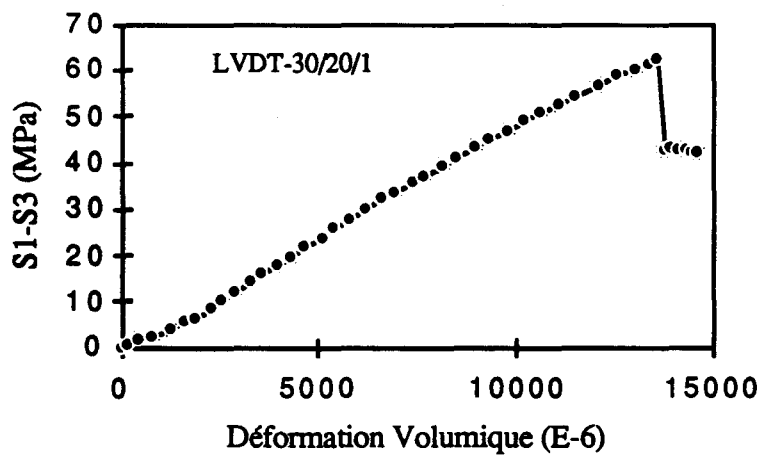
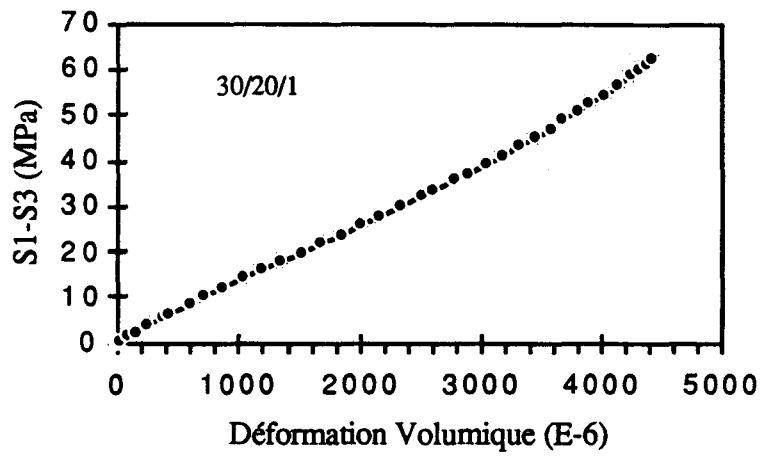
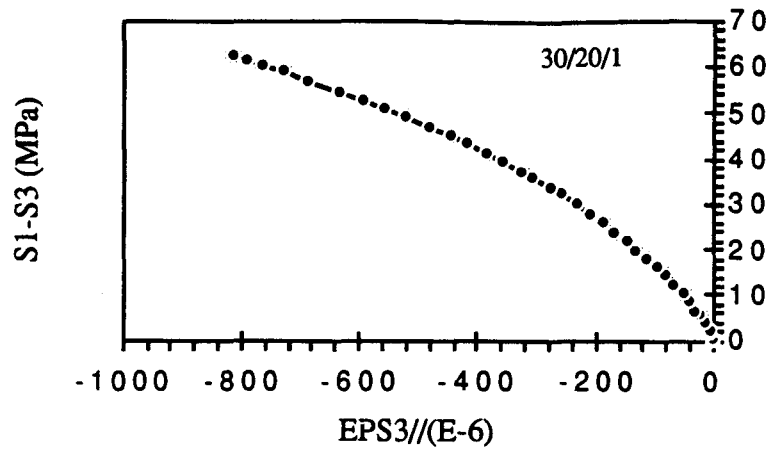


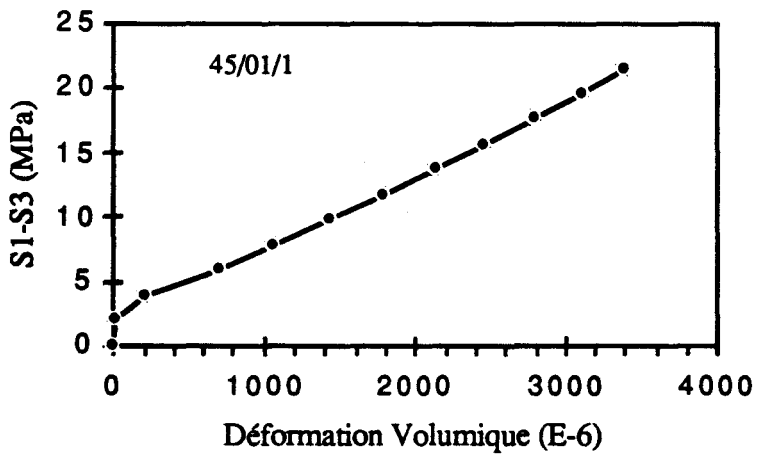
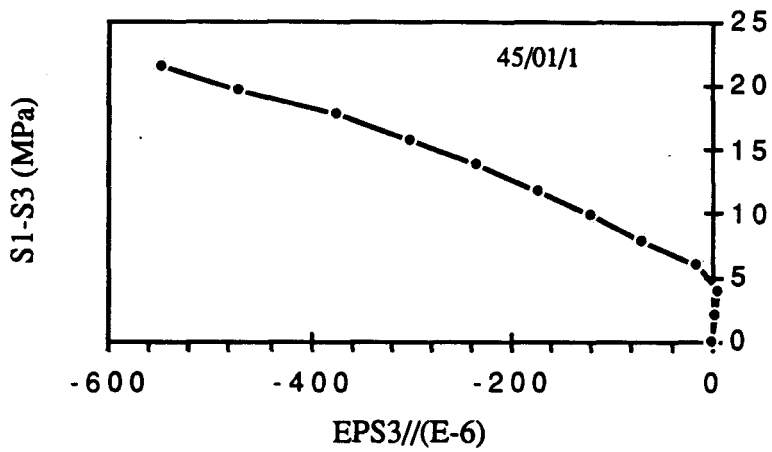
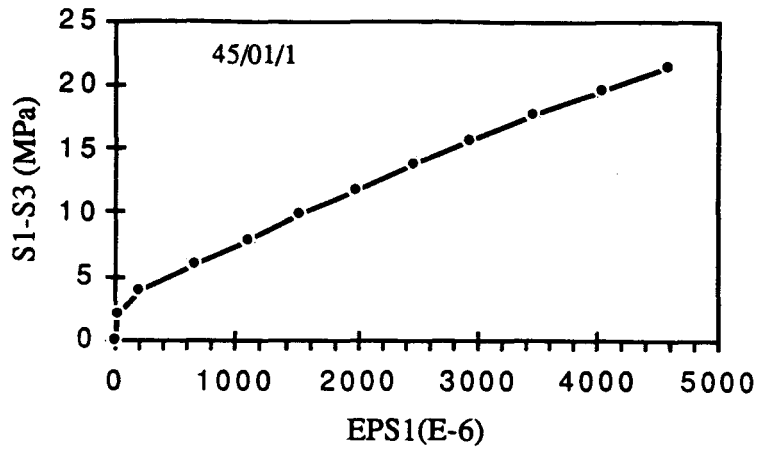


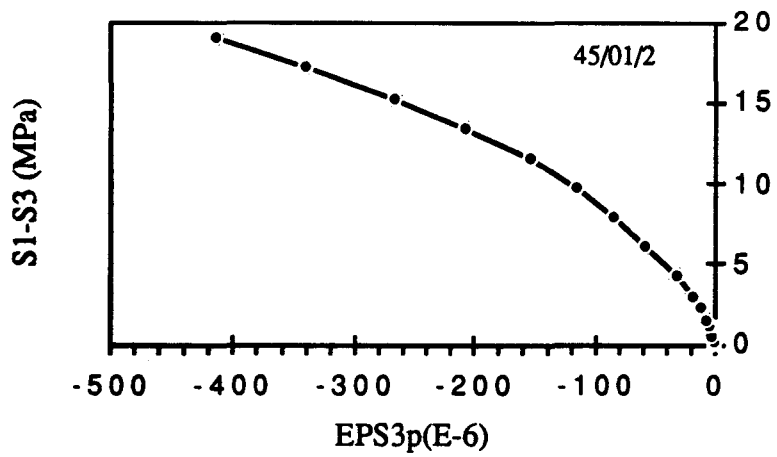
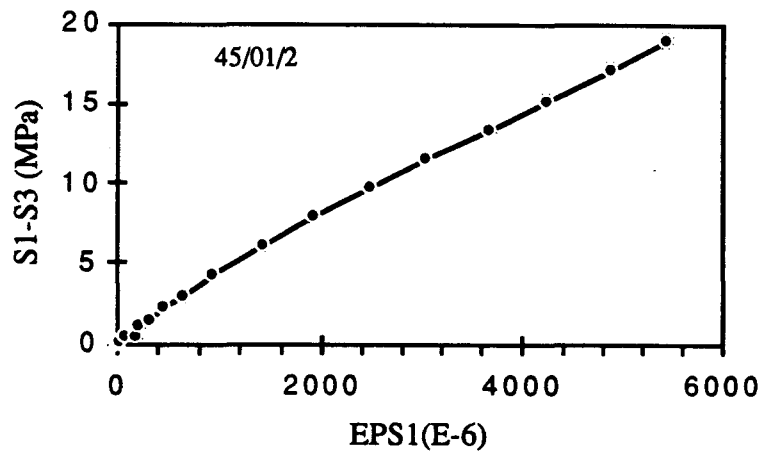
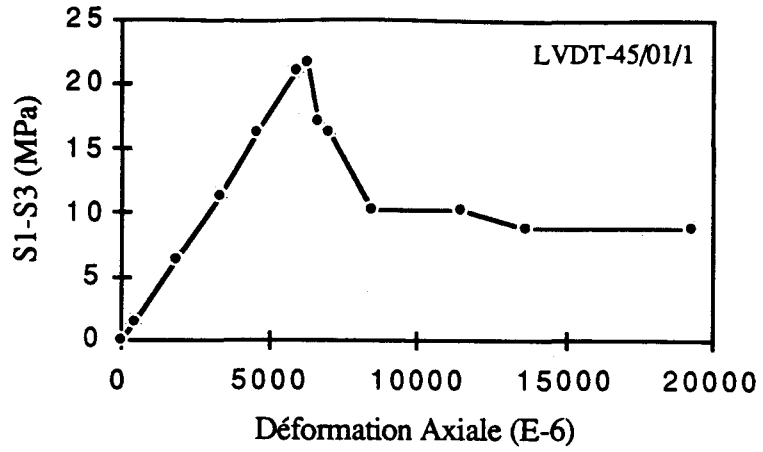


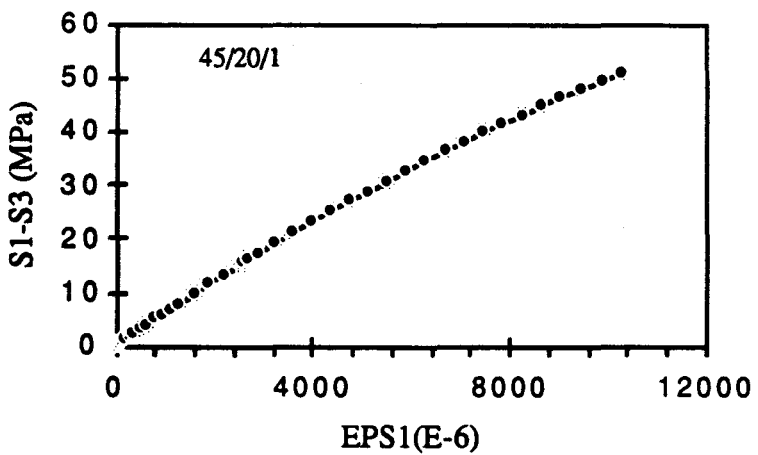
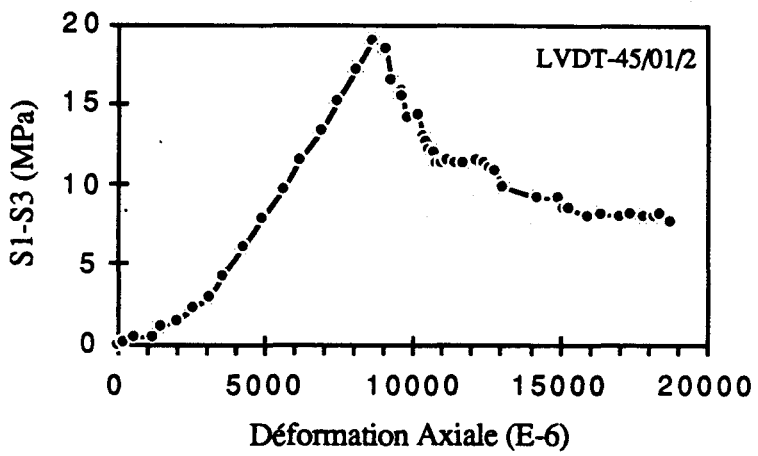
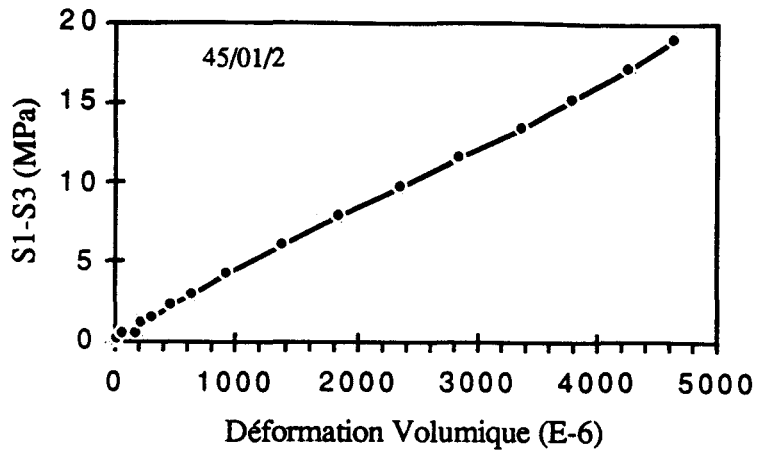




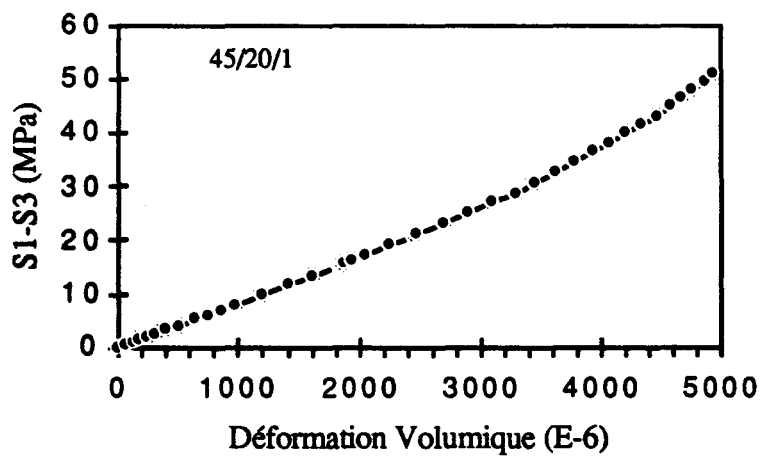
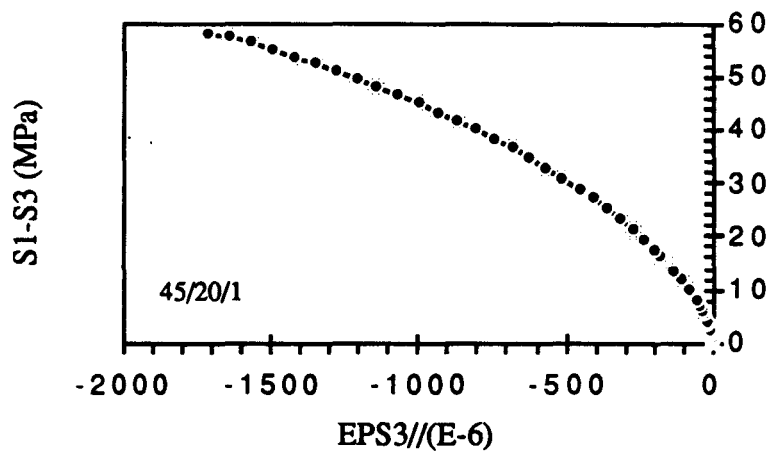
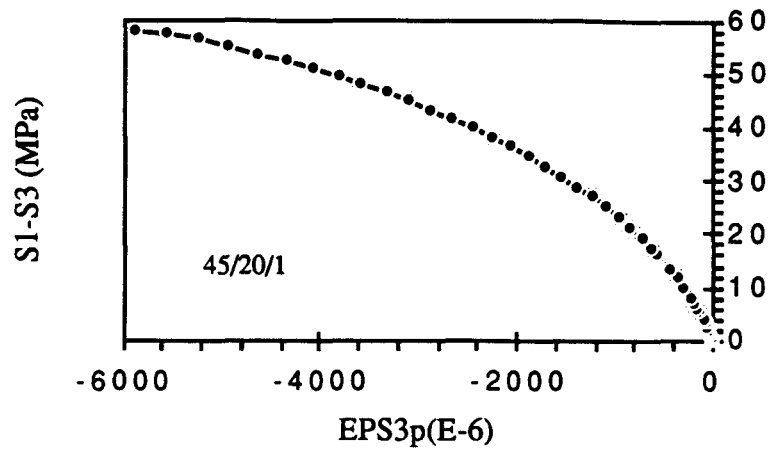


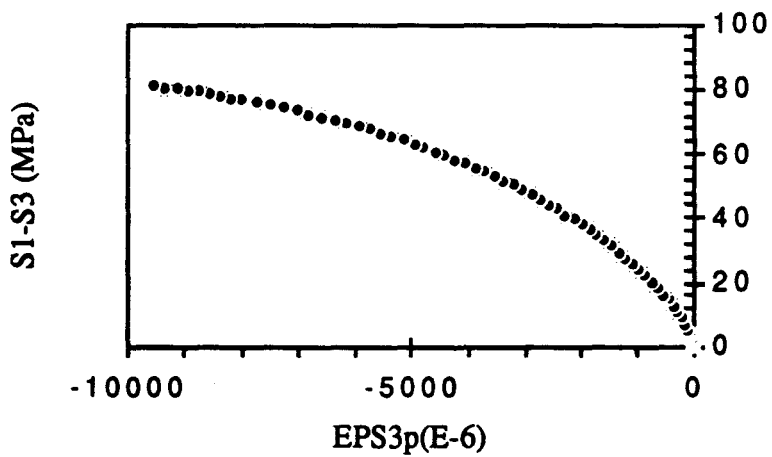
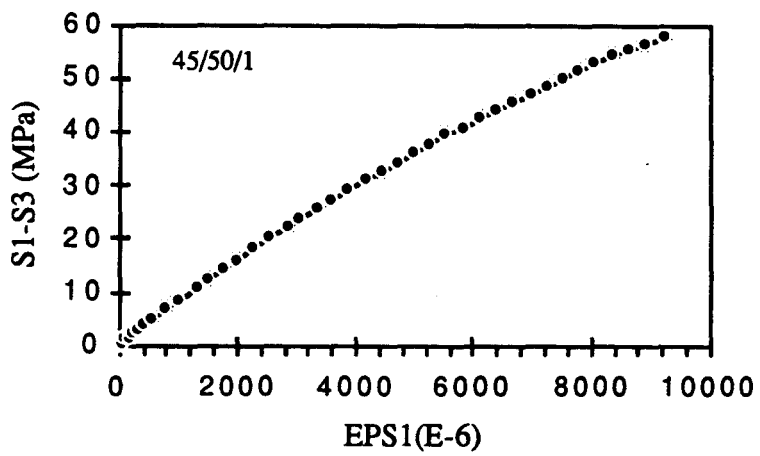
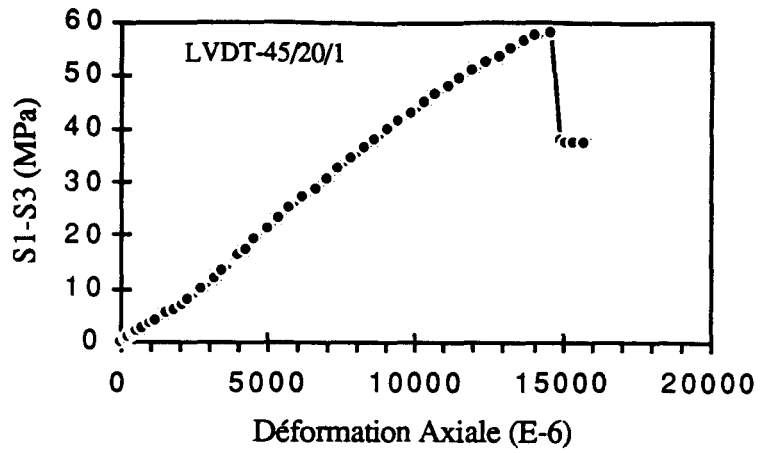


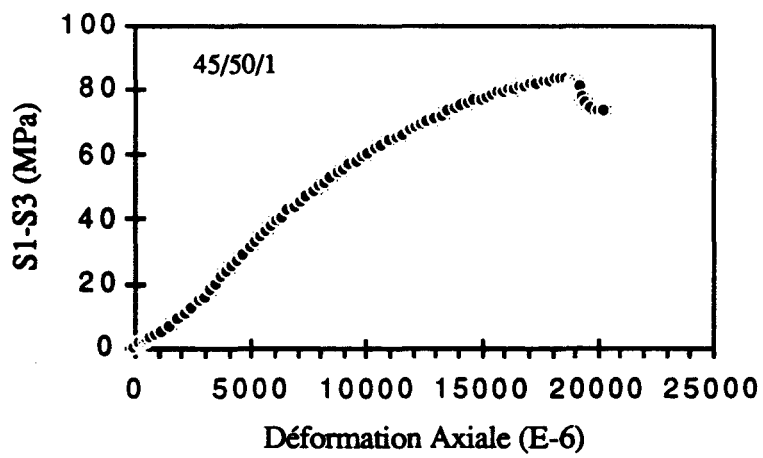
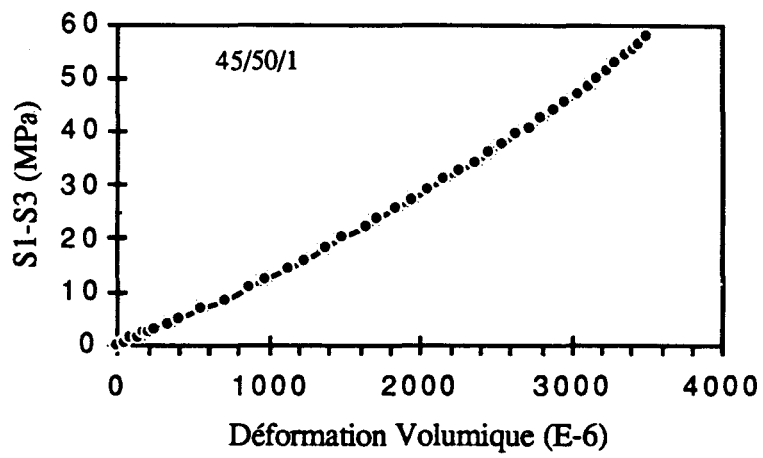
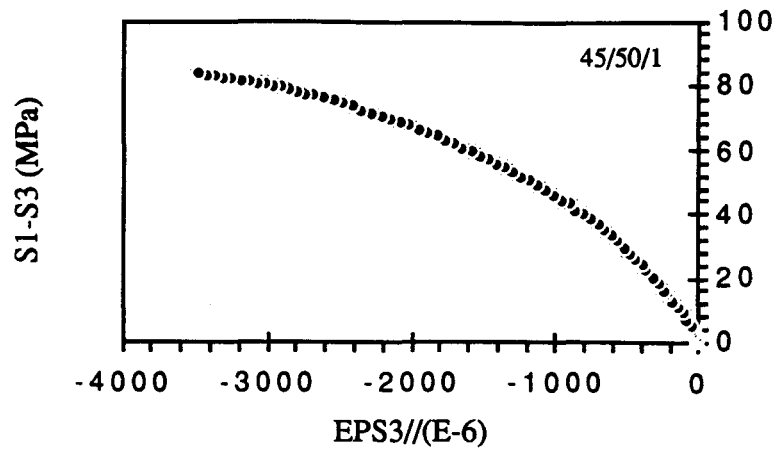


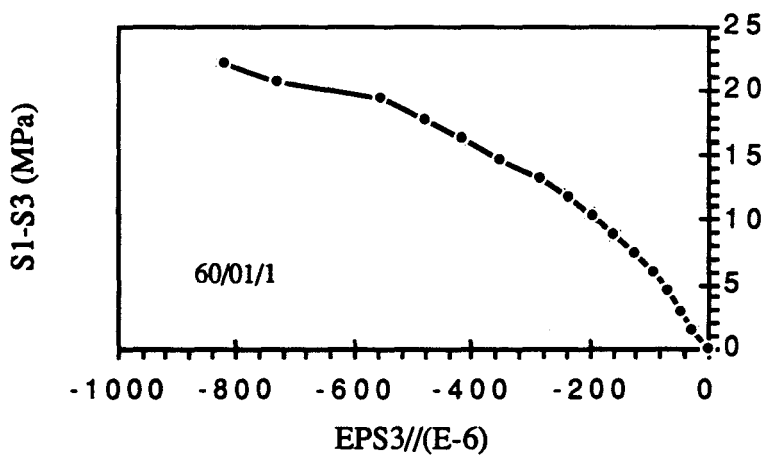
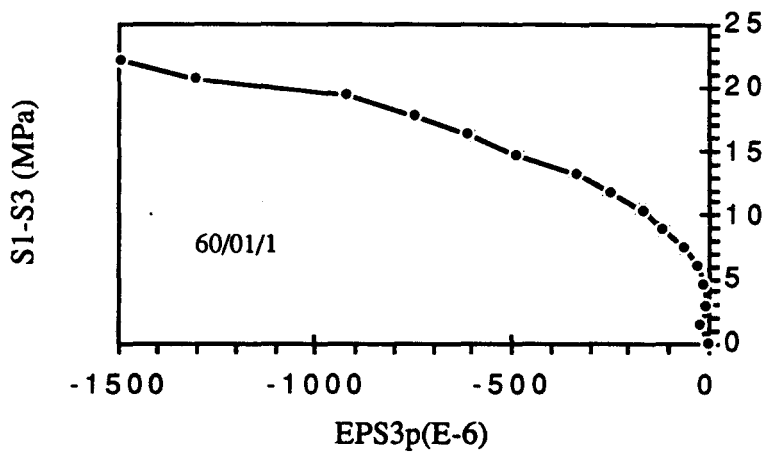
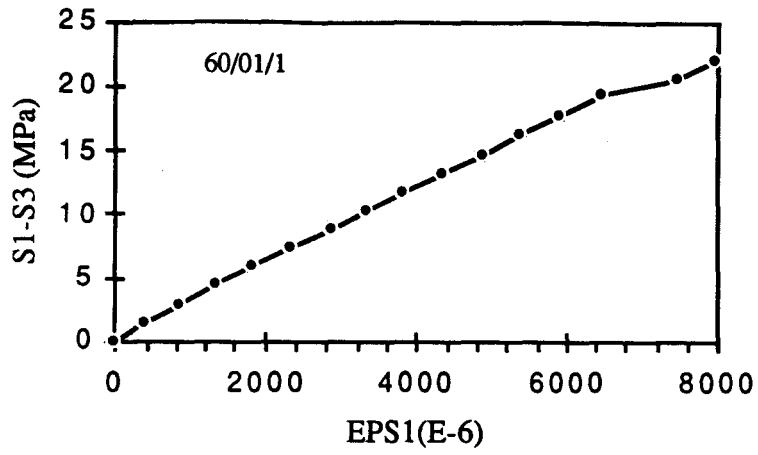


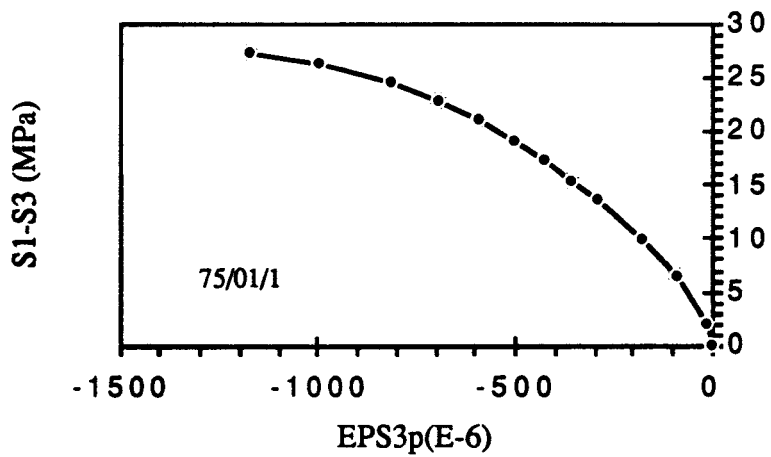
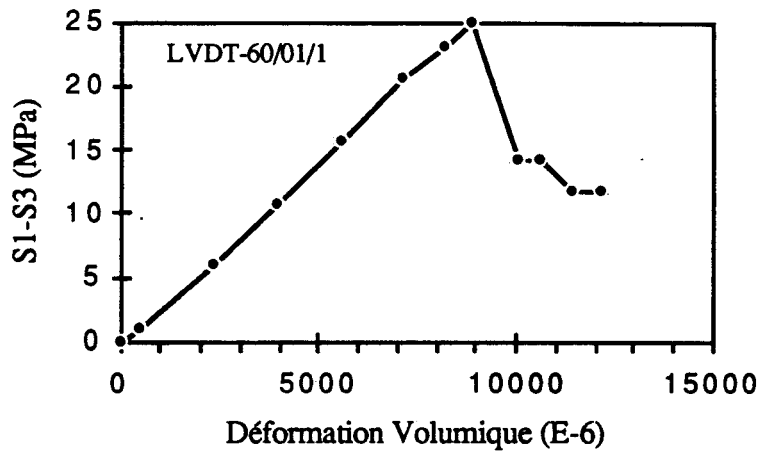
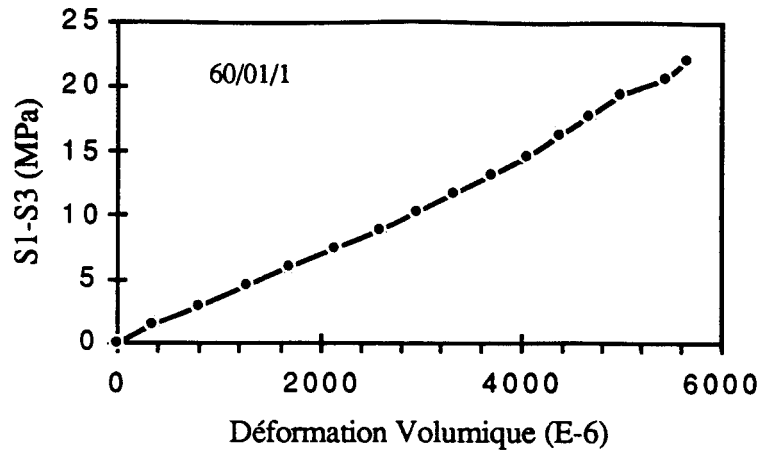


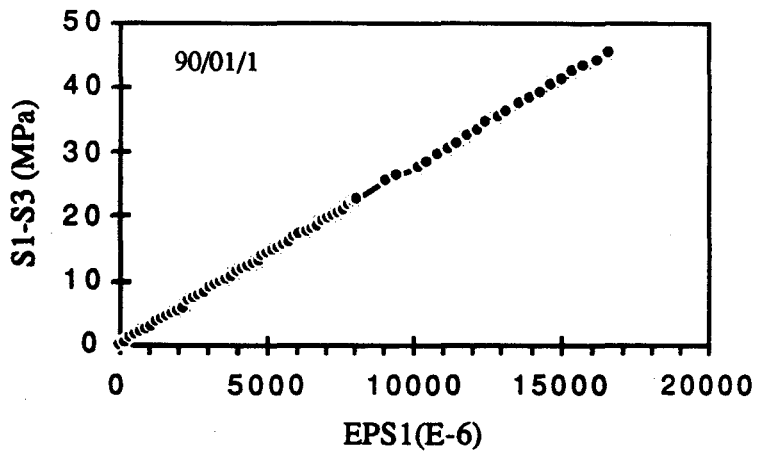
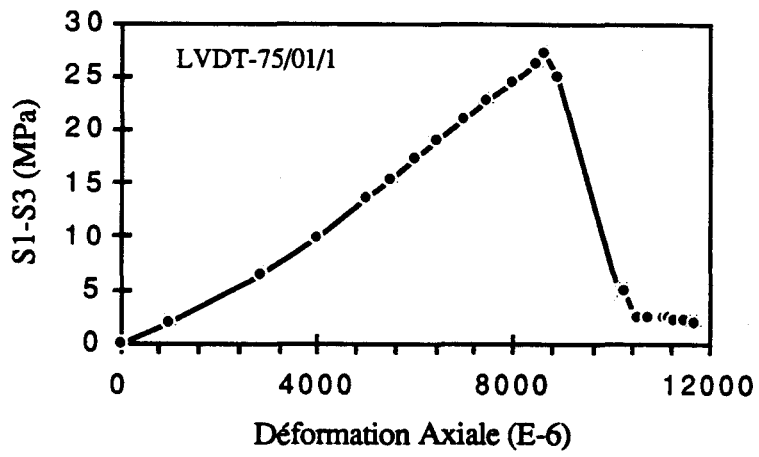
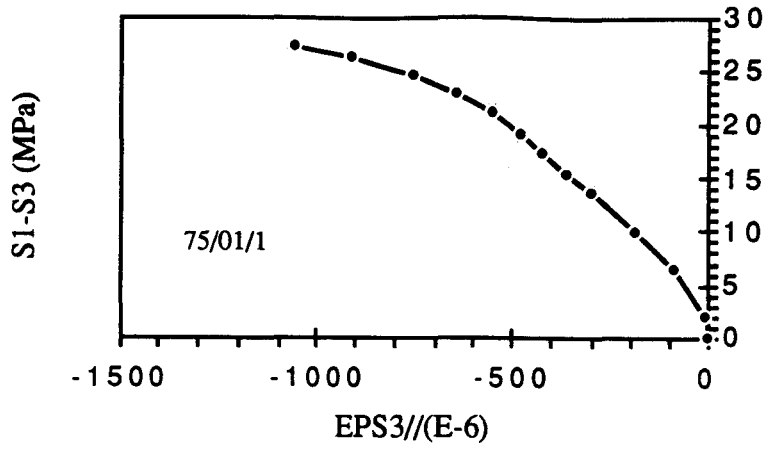


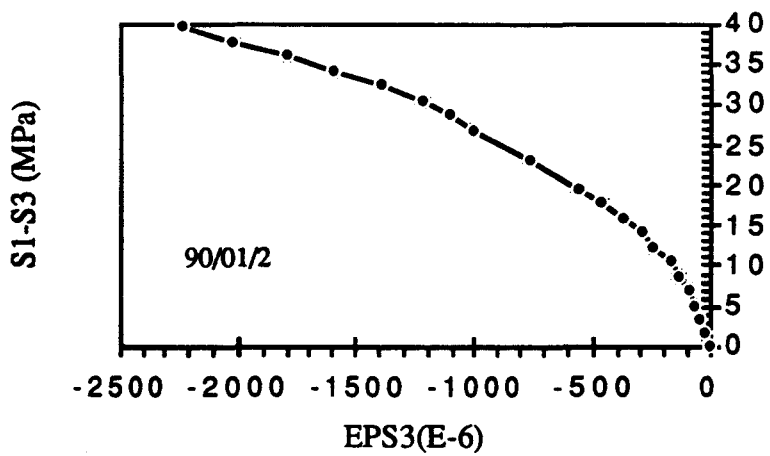
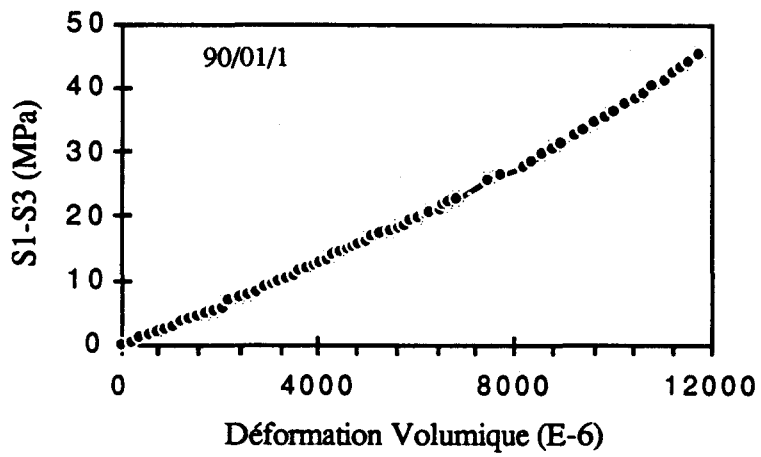
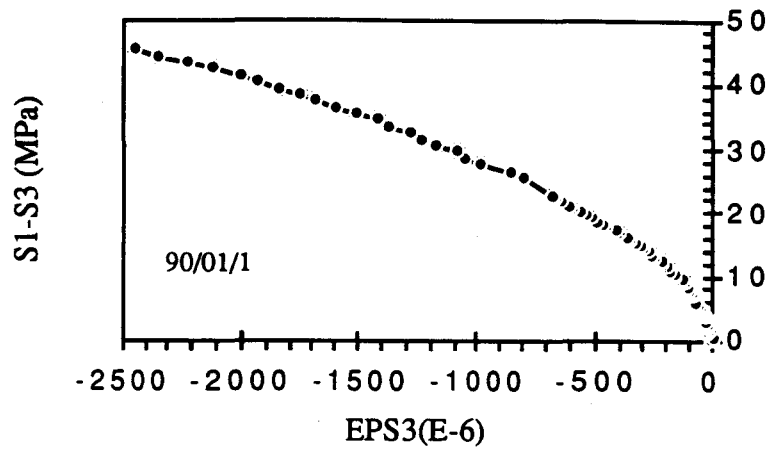


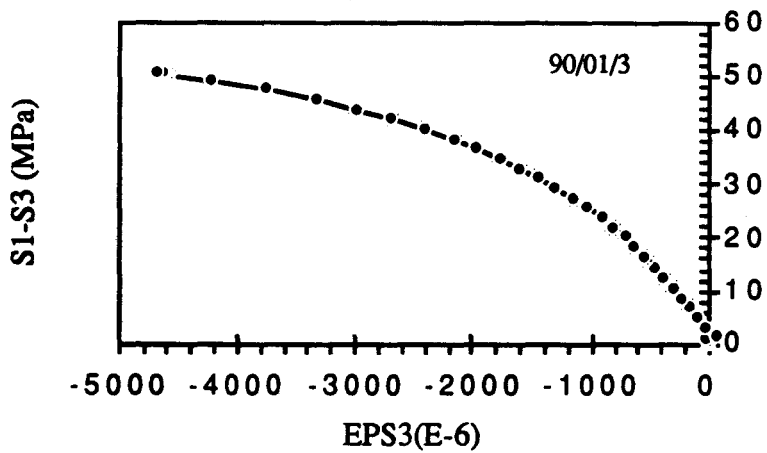
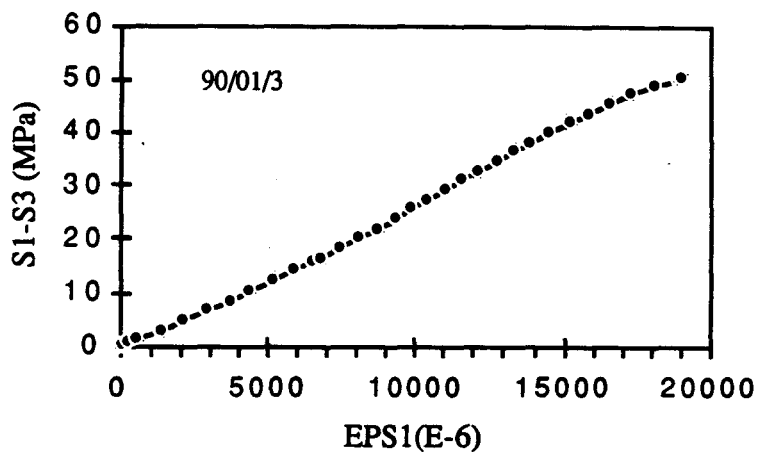
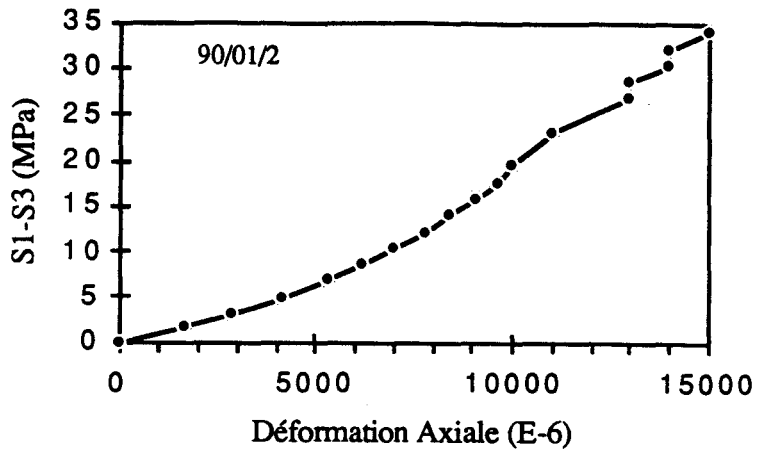




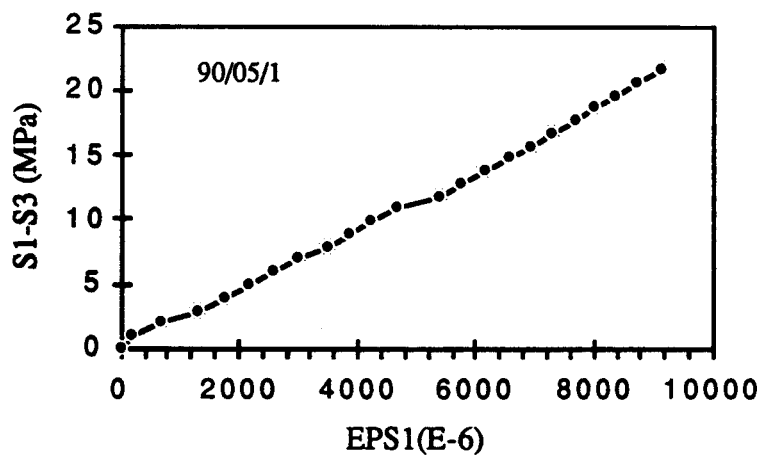
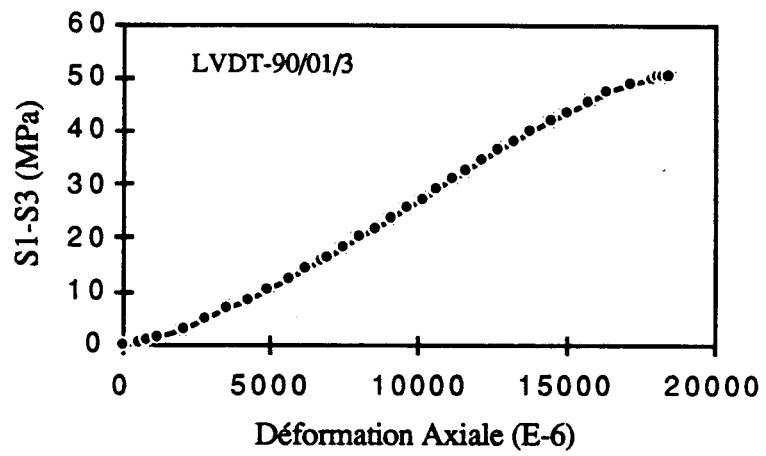
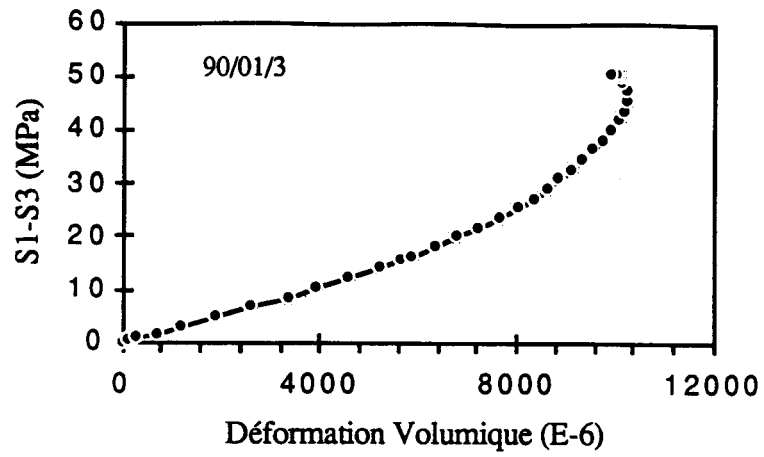


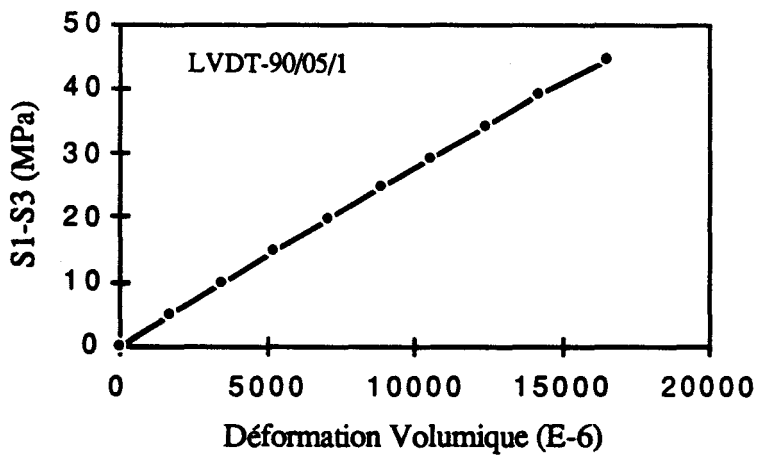
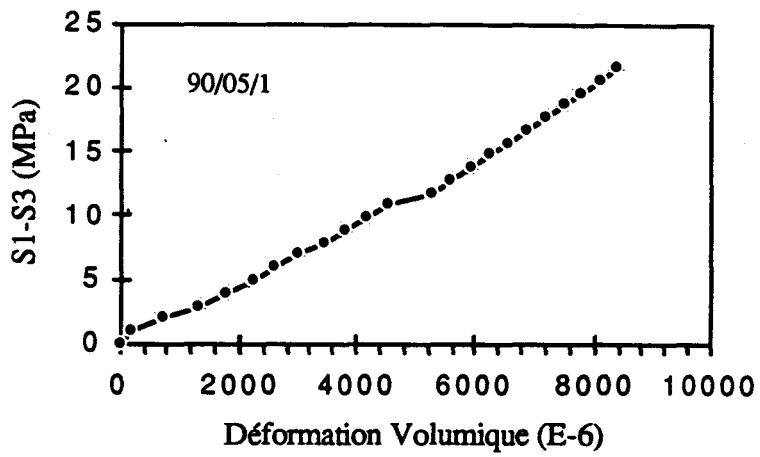
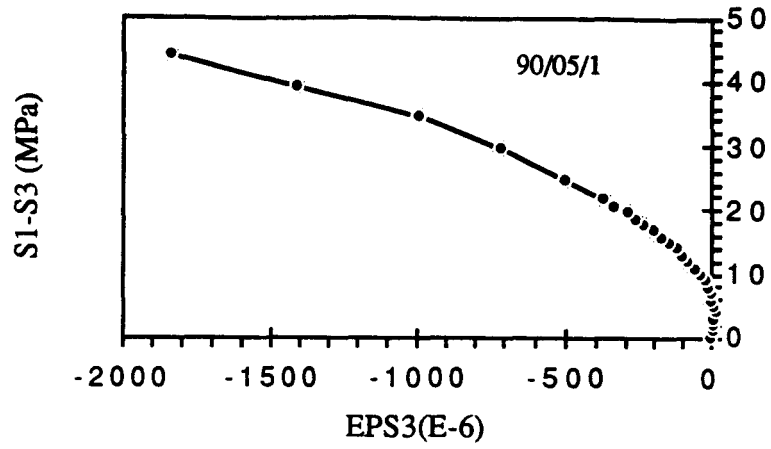


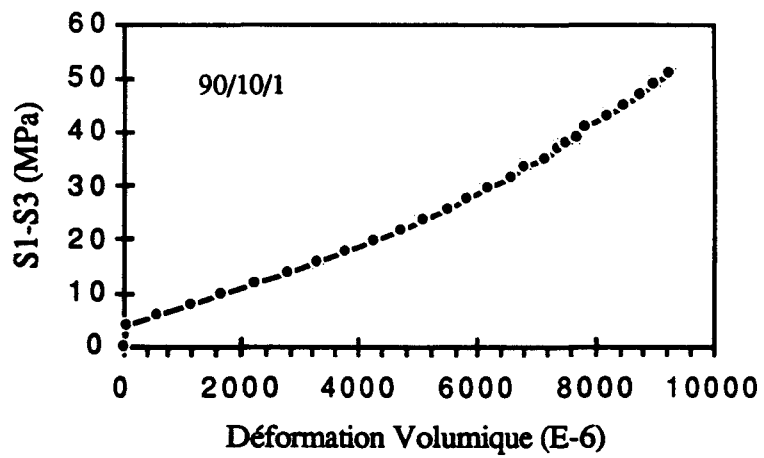
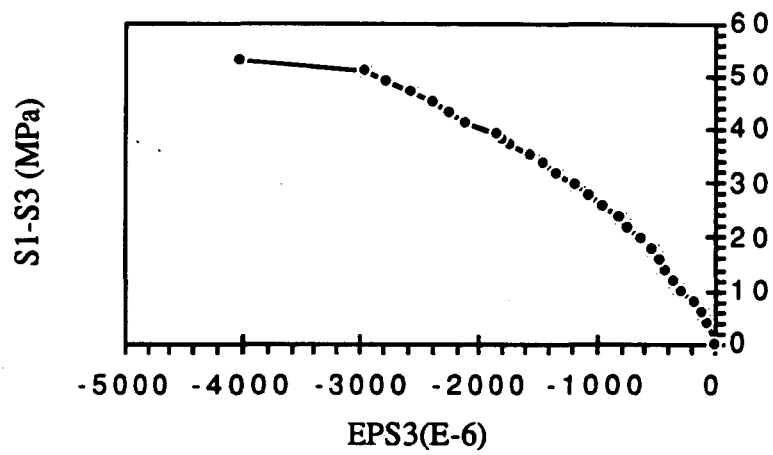
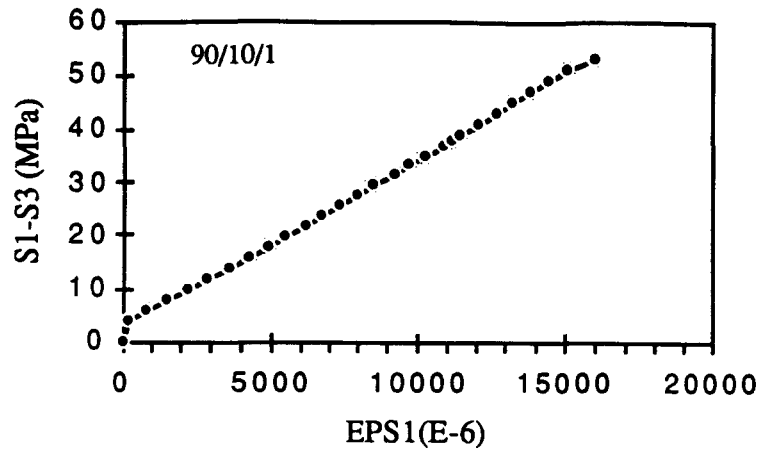


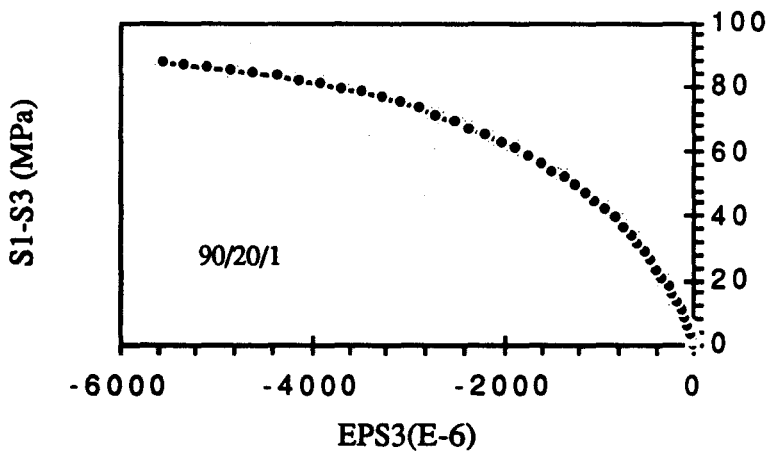
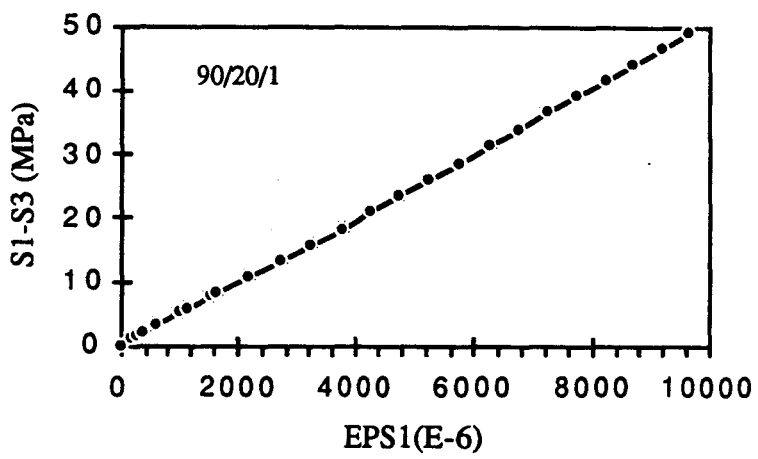
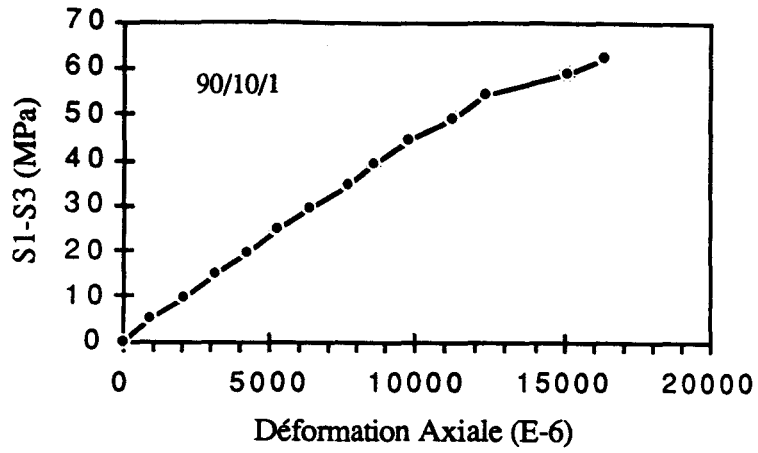


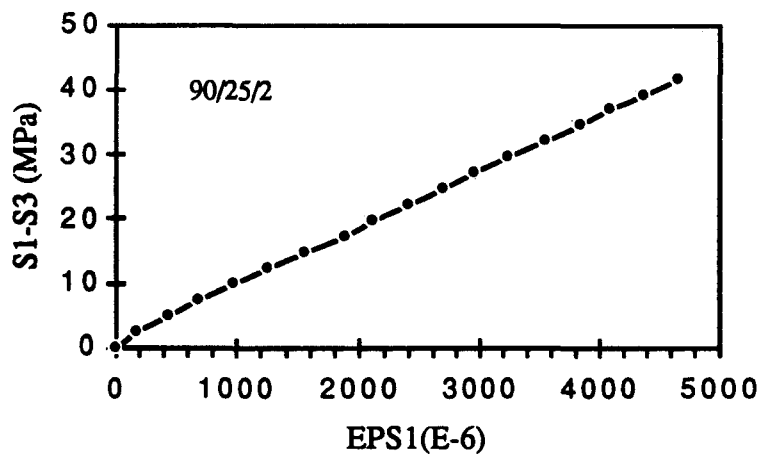
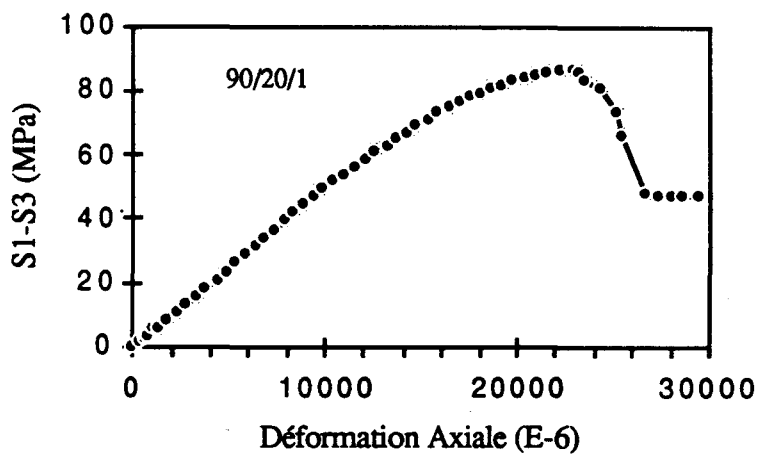
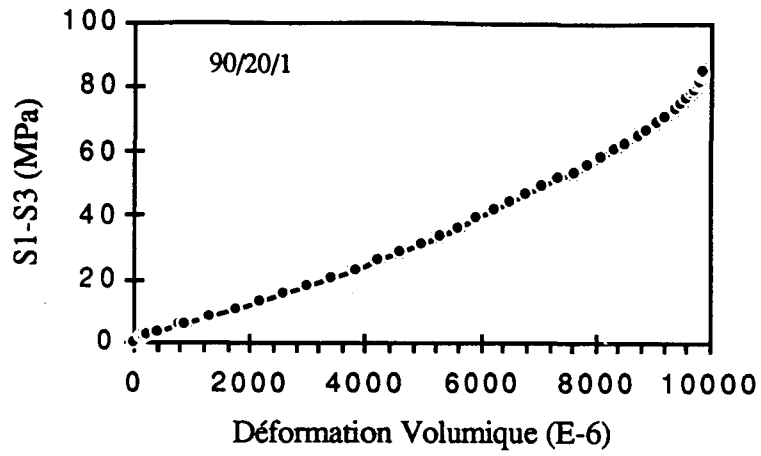


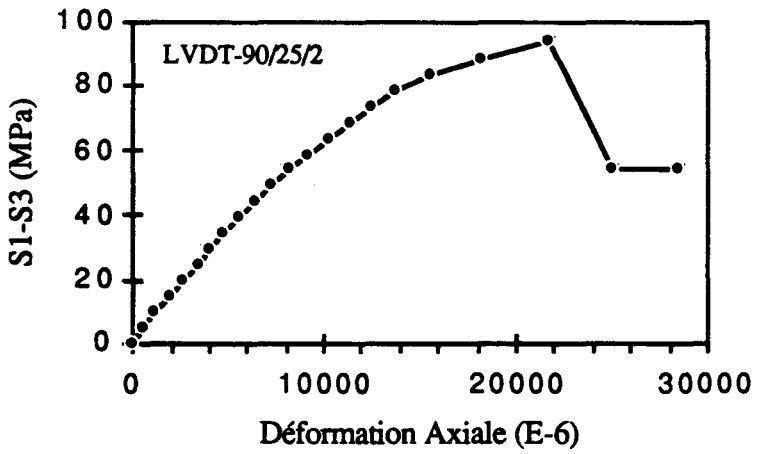
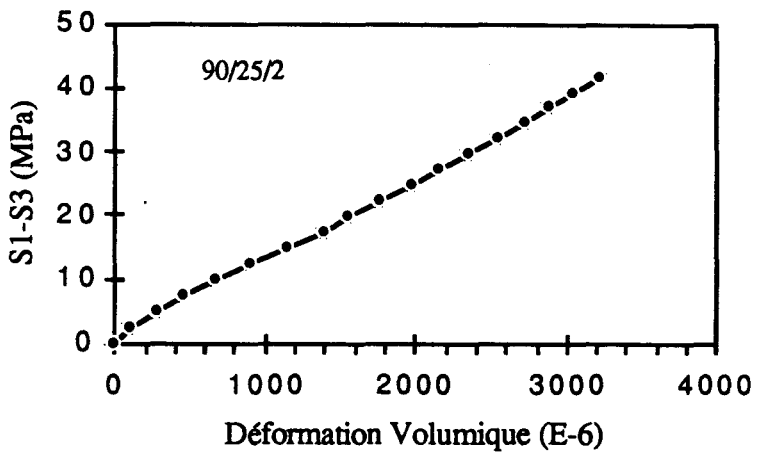
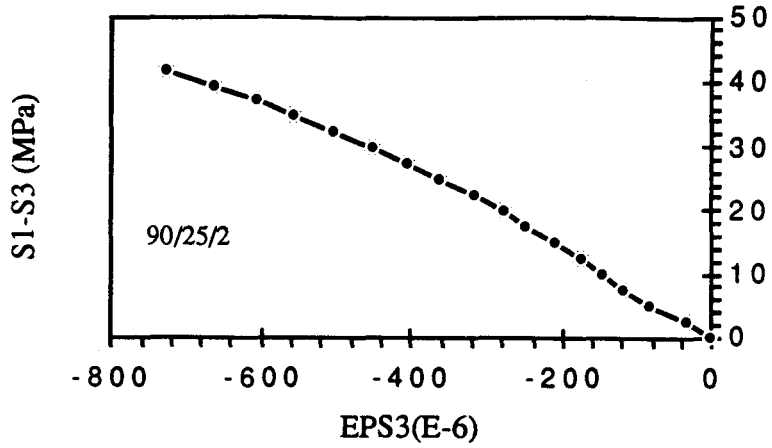


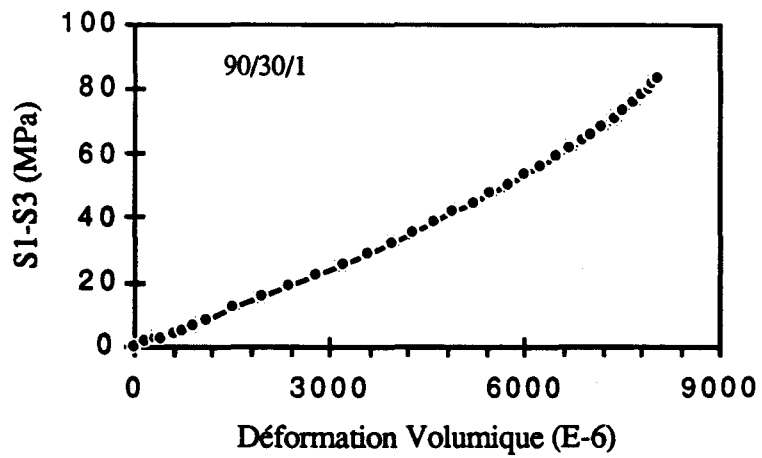
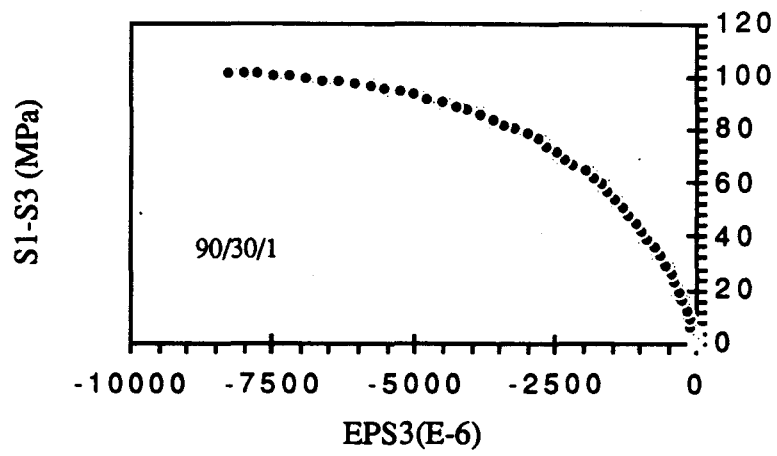
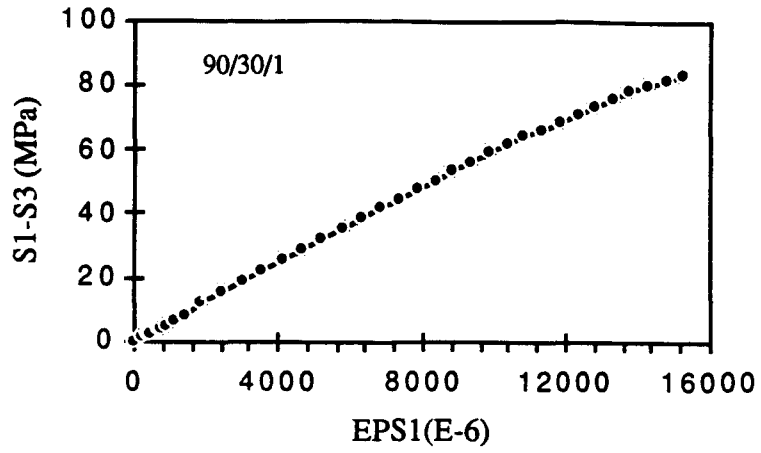


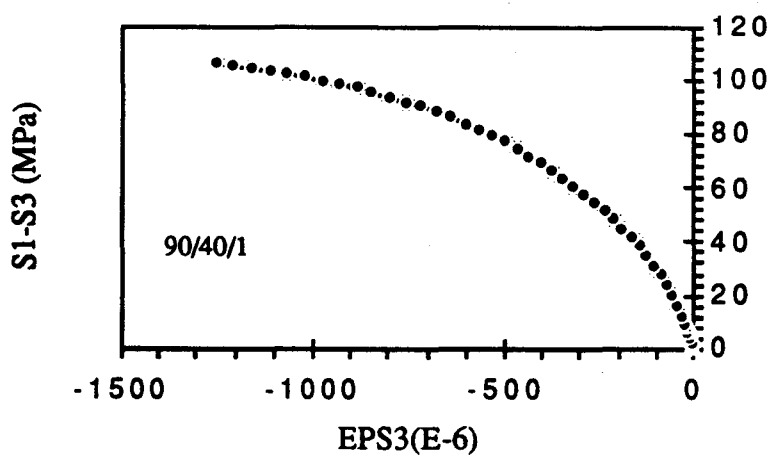
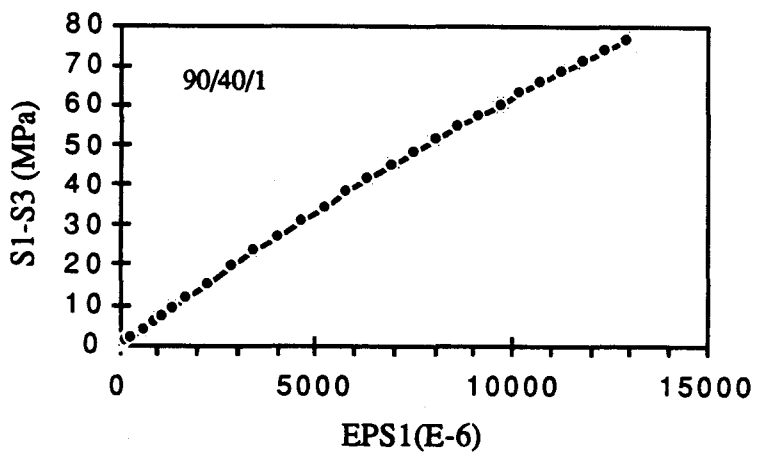
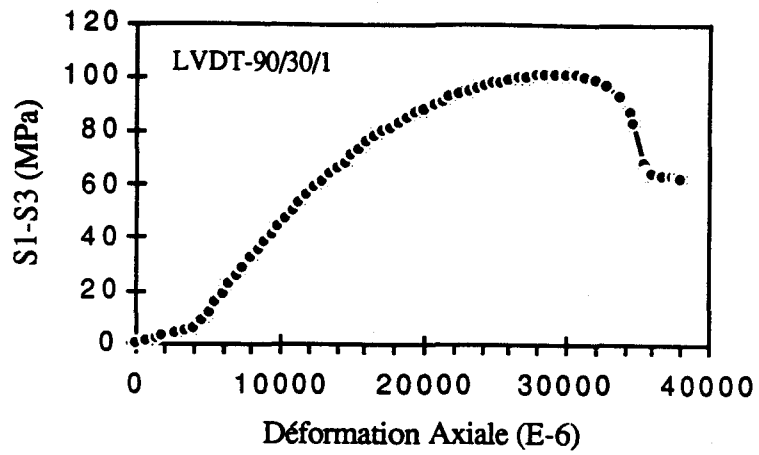




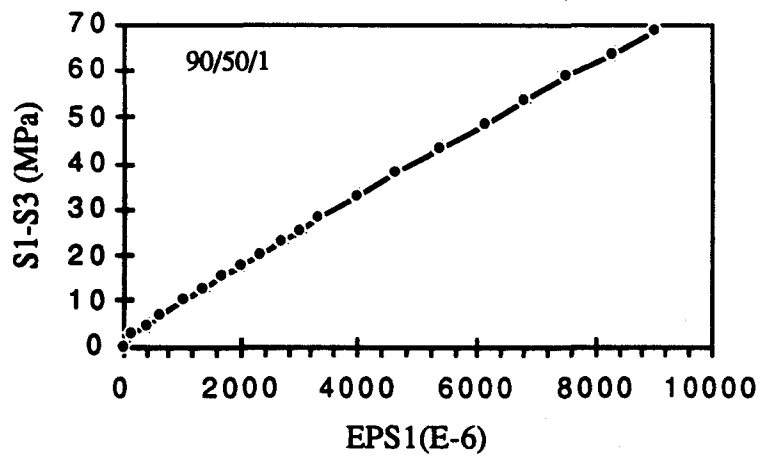
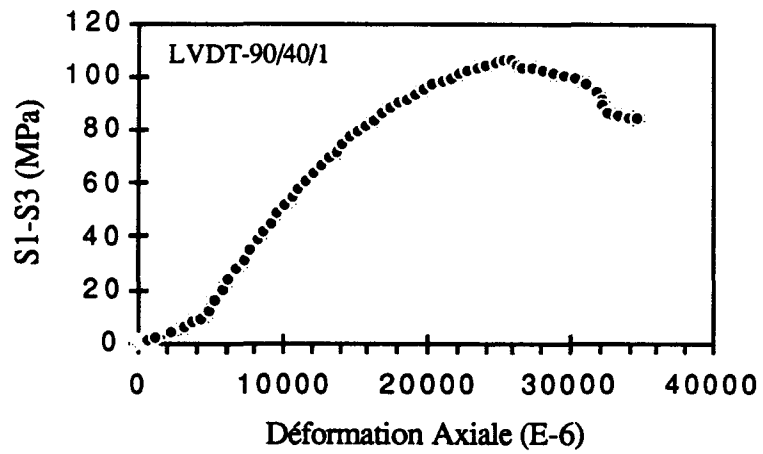
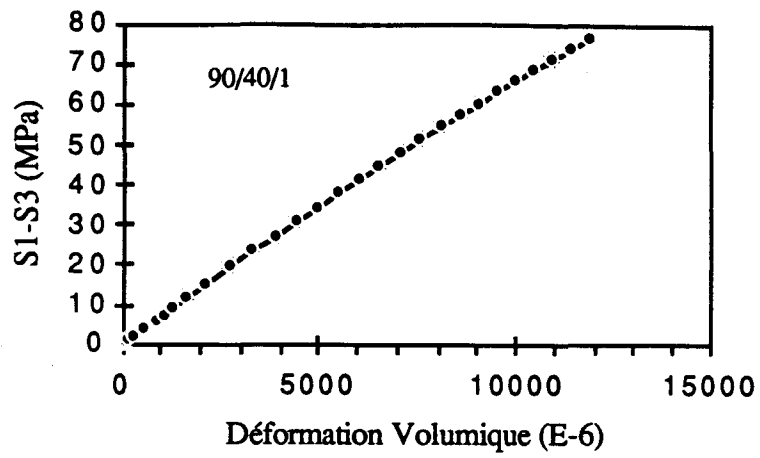


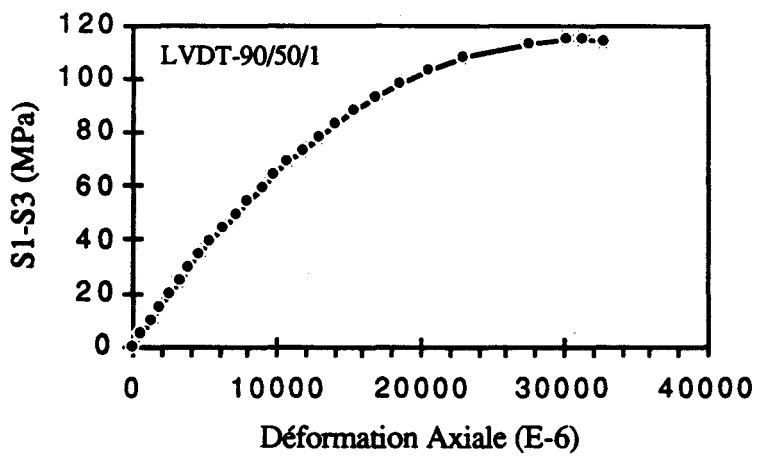
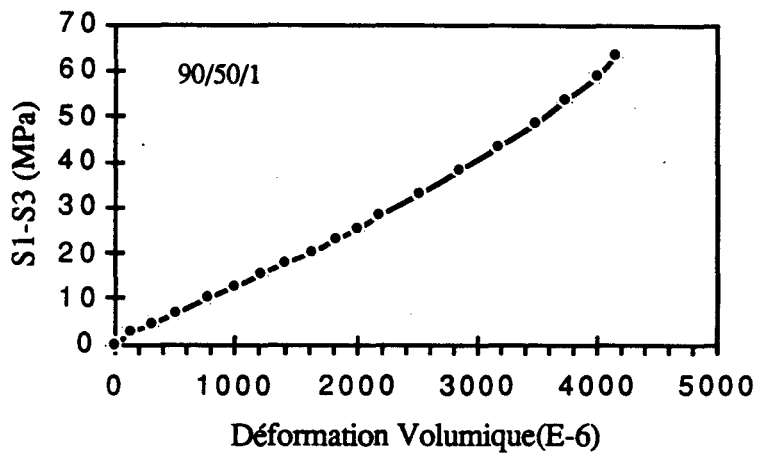
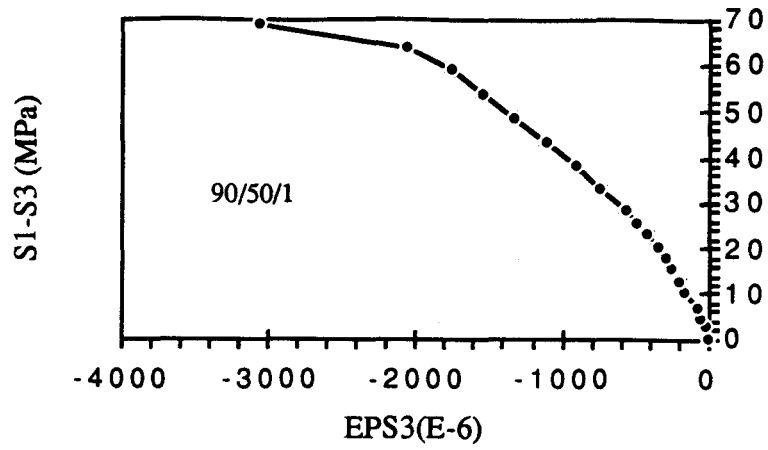


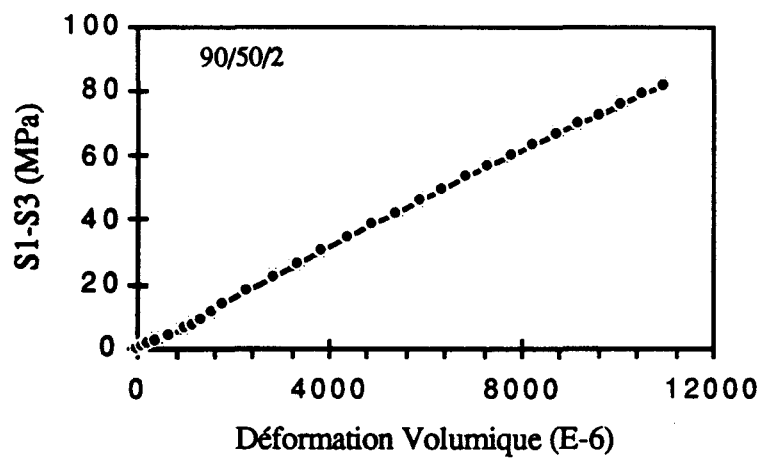
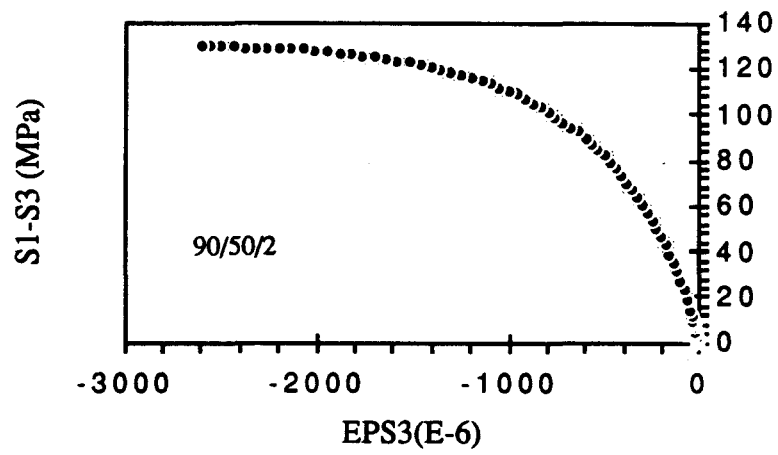
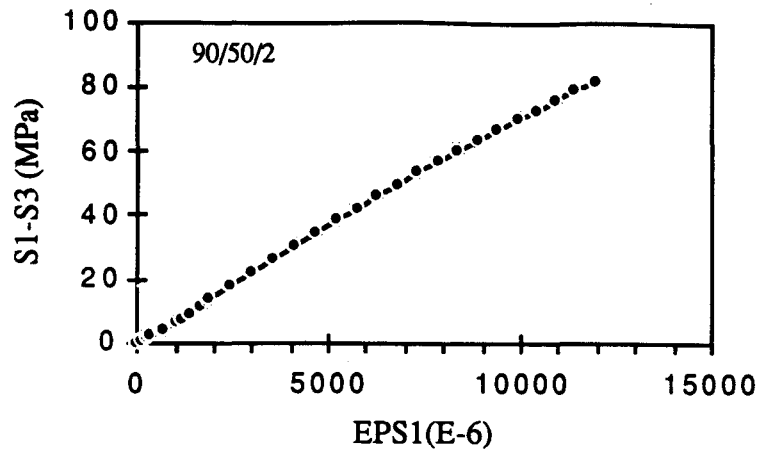


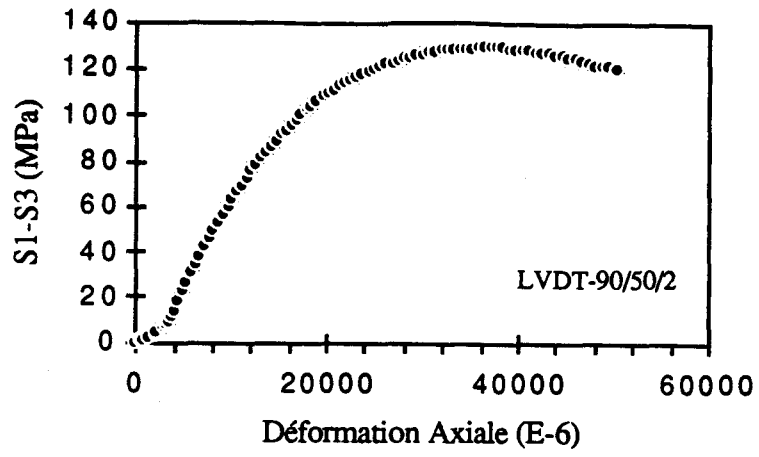




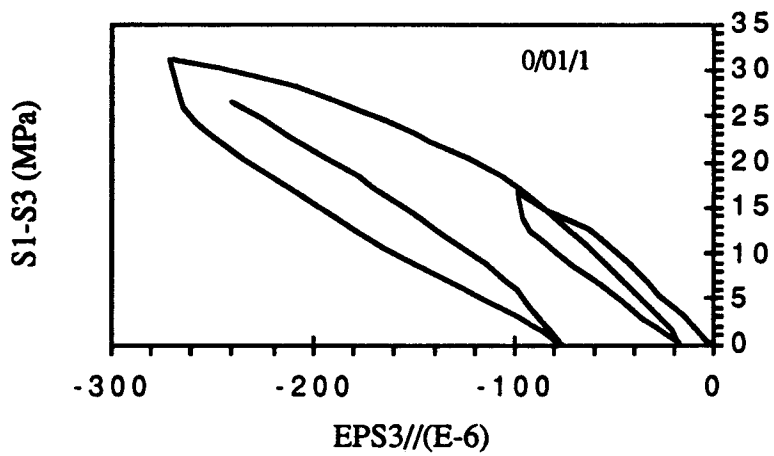
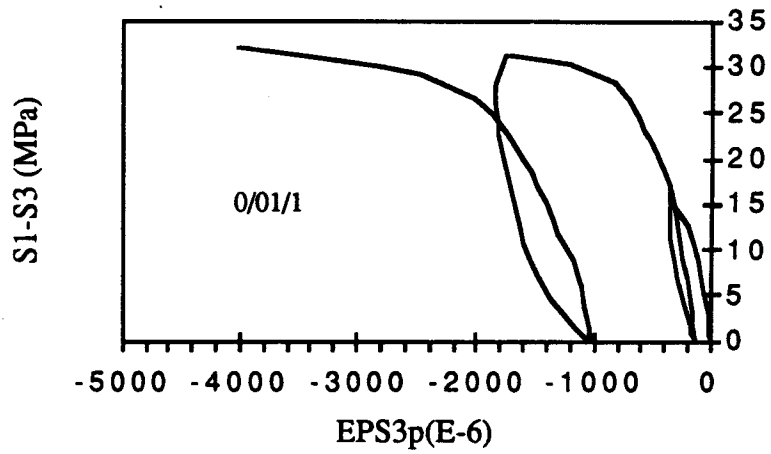
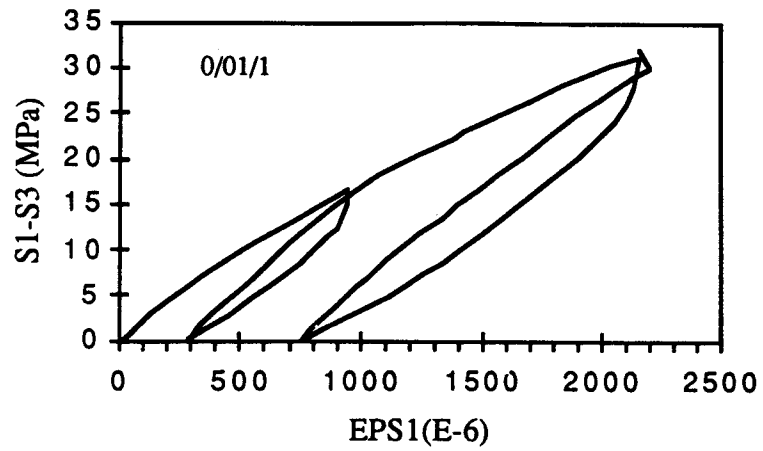


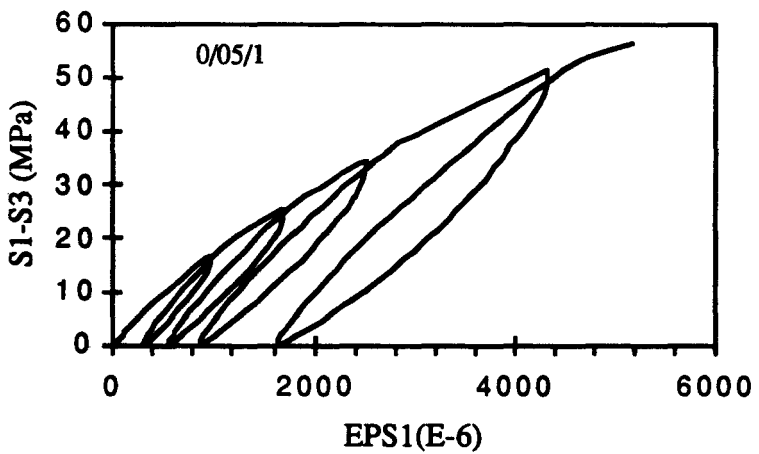
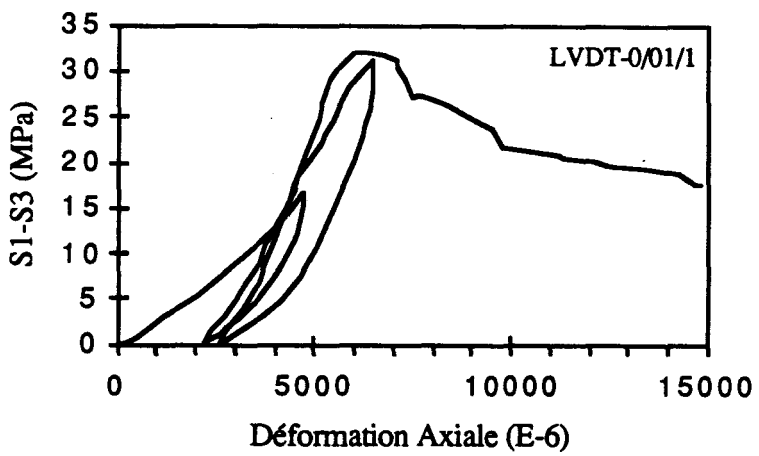
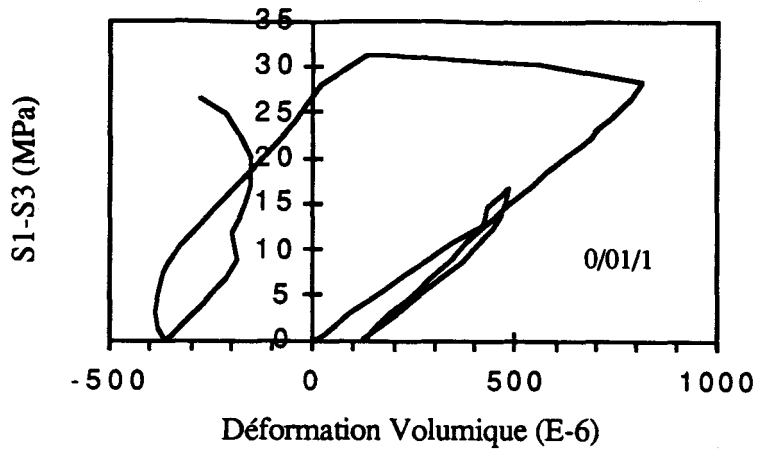


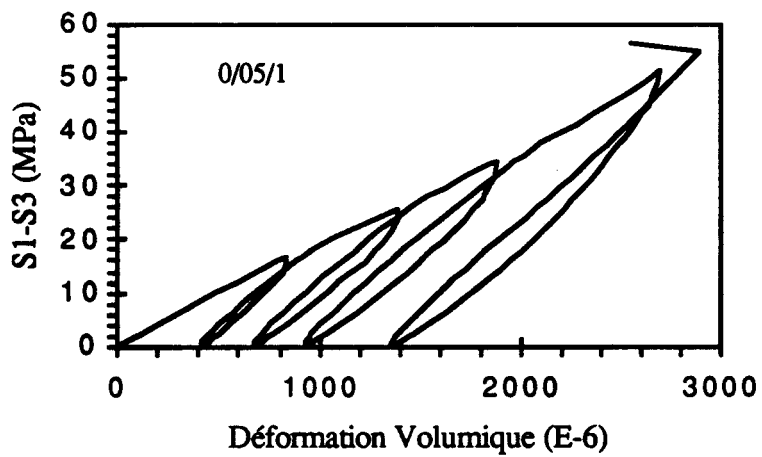
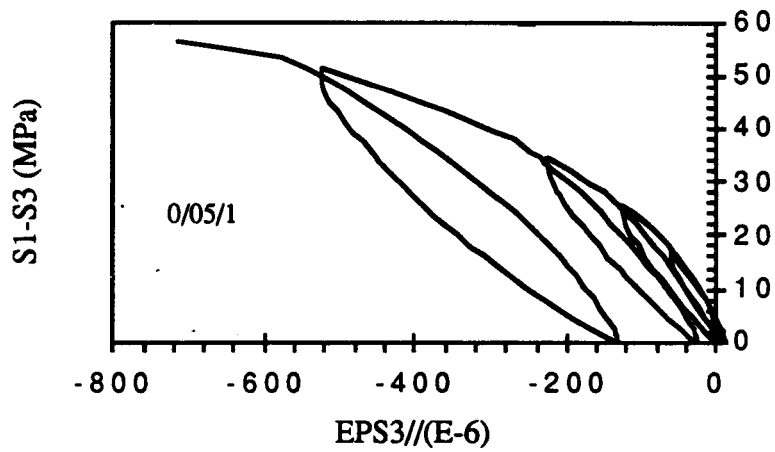
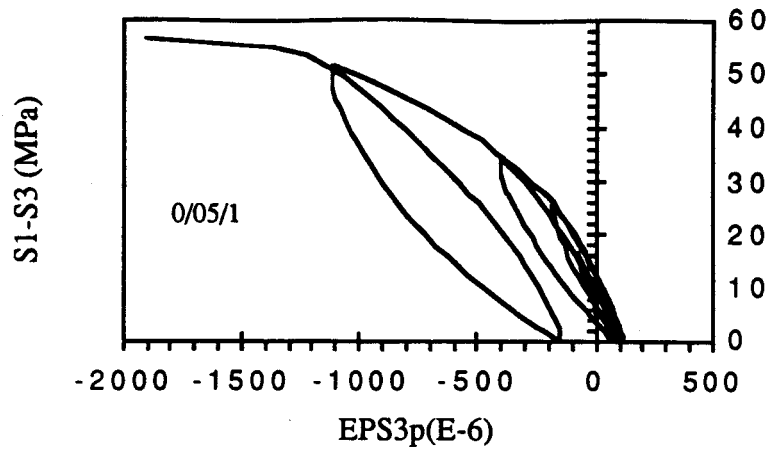


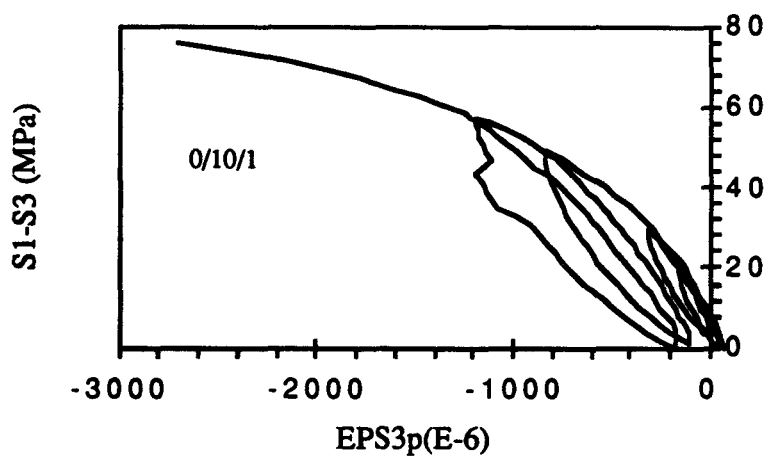
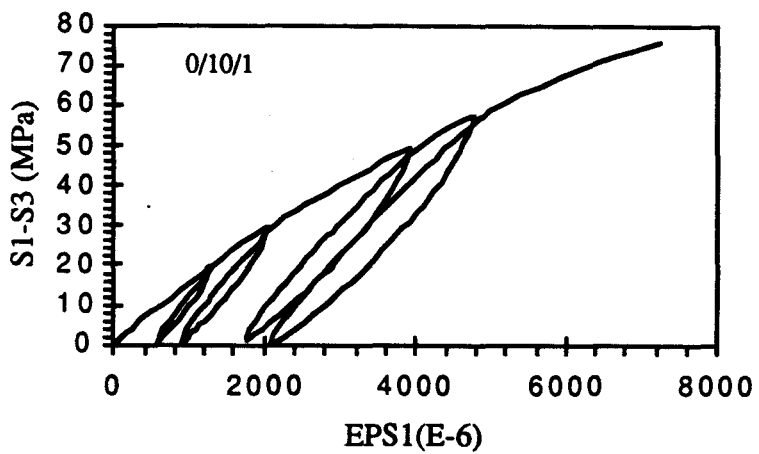
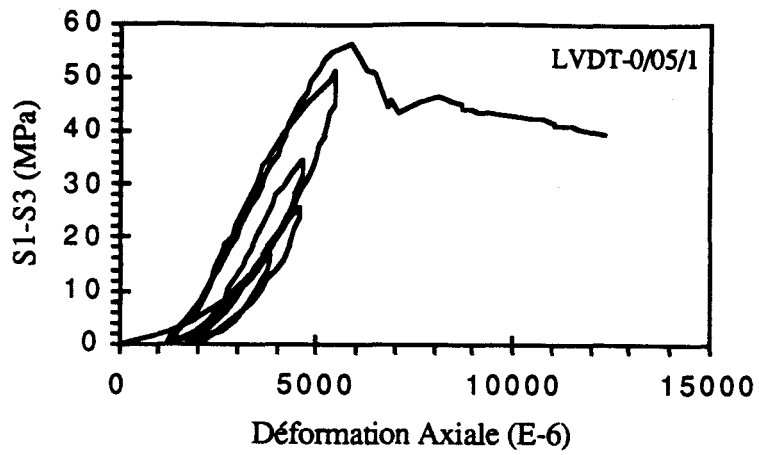


ESSAIS TRIAXIAUX : CHARGEMENT - DÉCHARGEMENT  
SANS PHASE DE RELAXATION

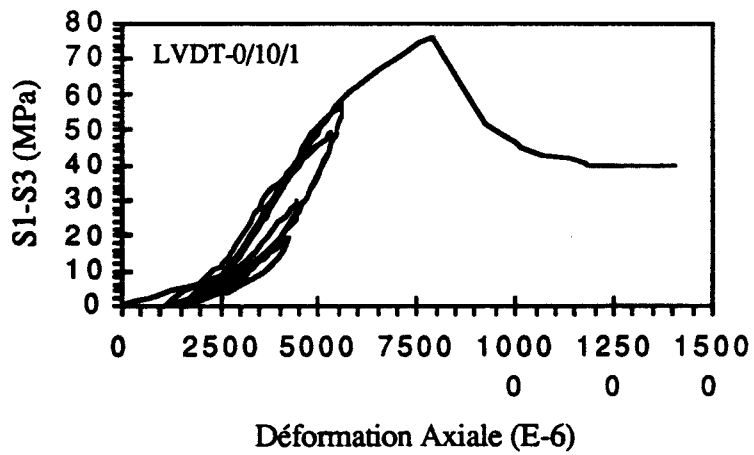
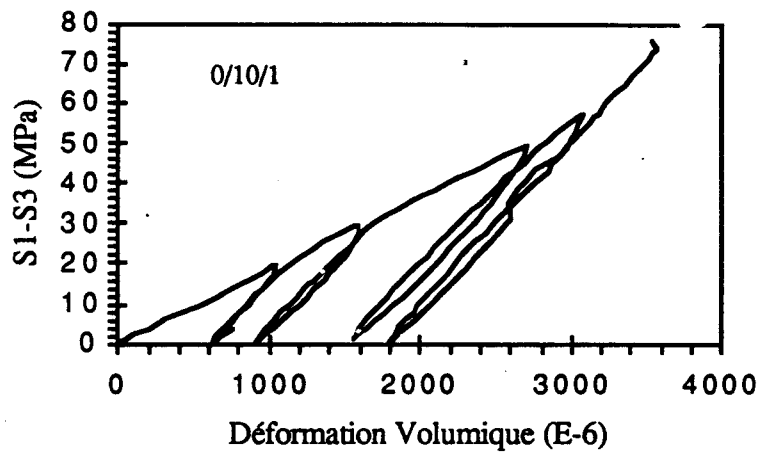
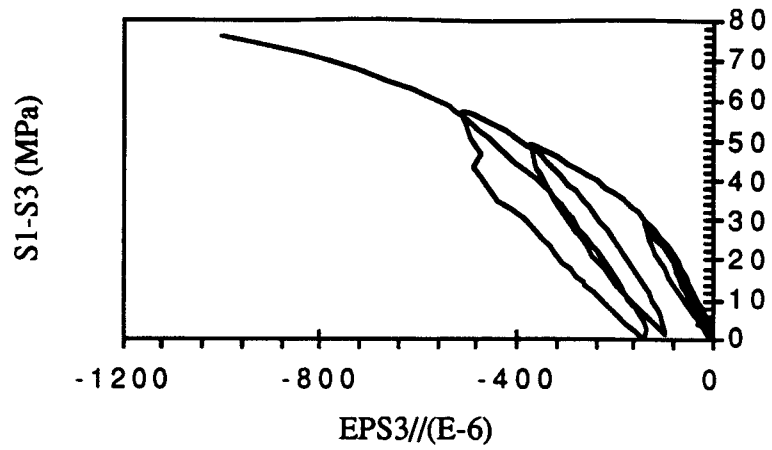


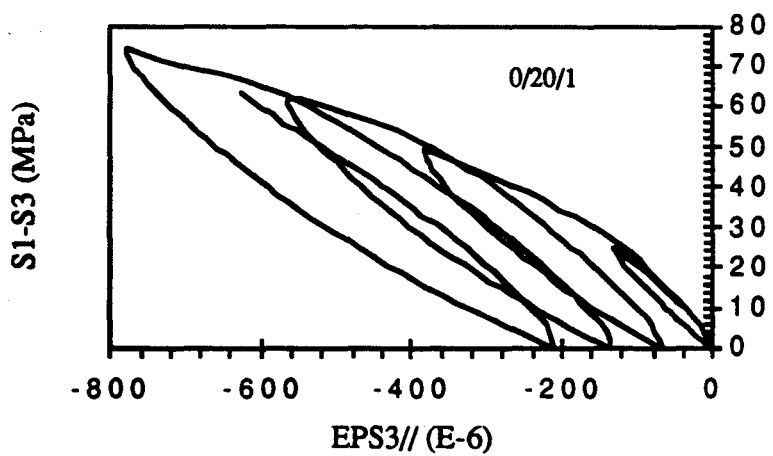
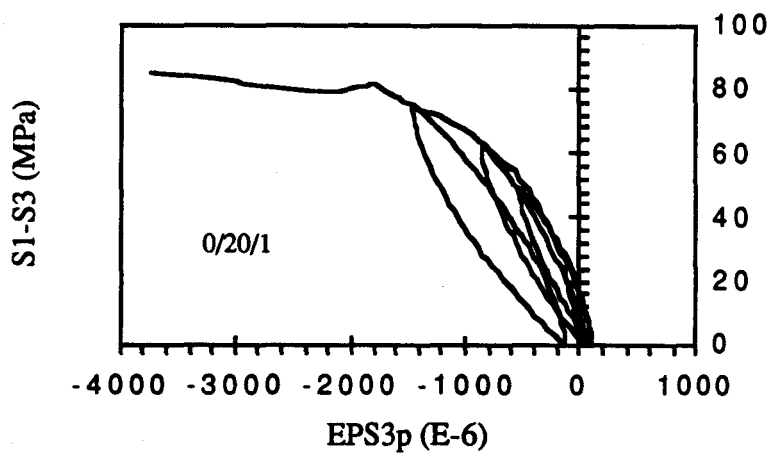
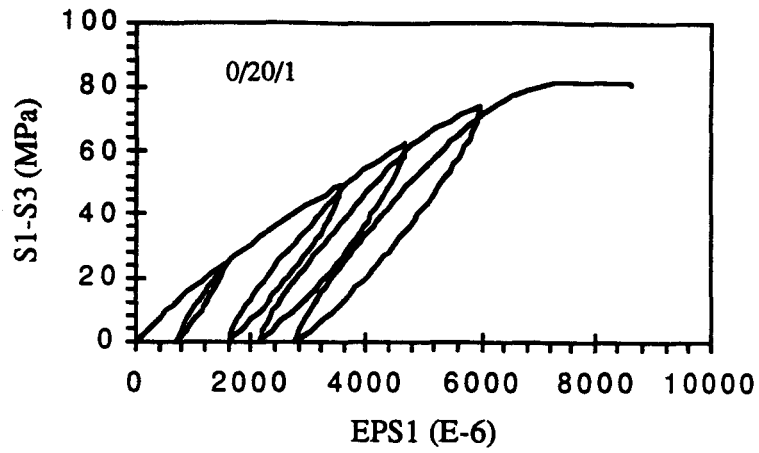


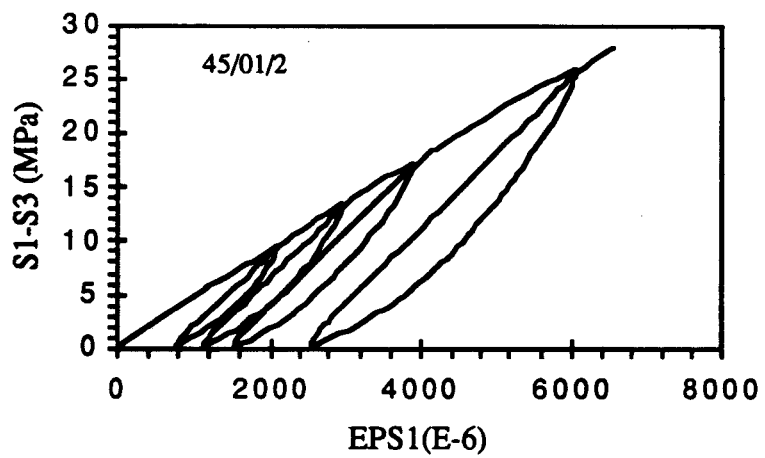
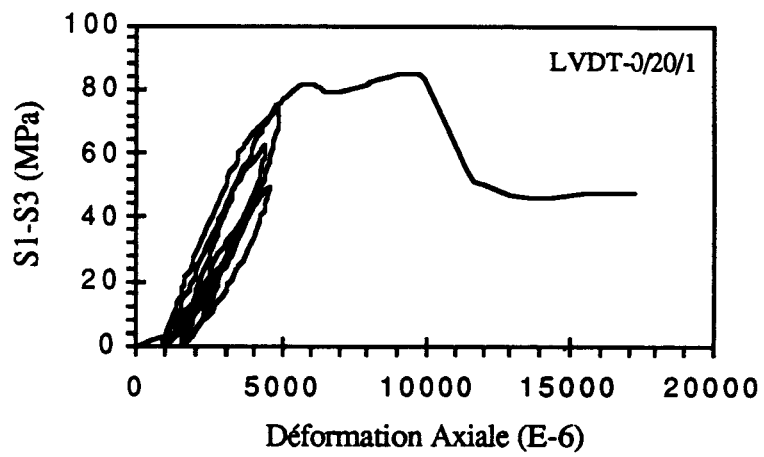
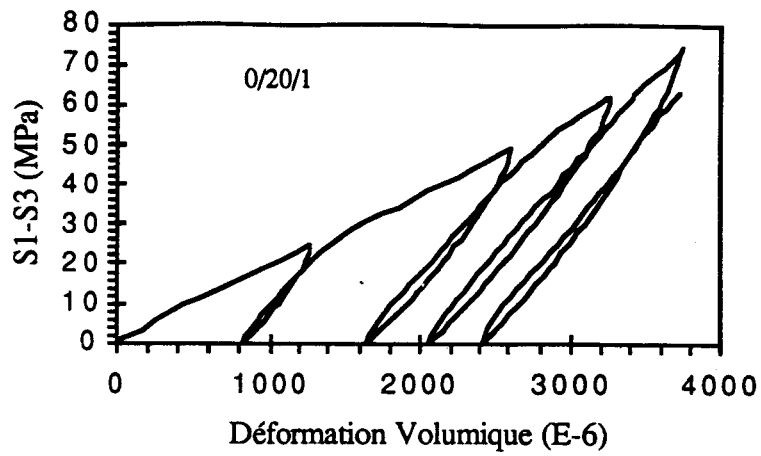


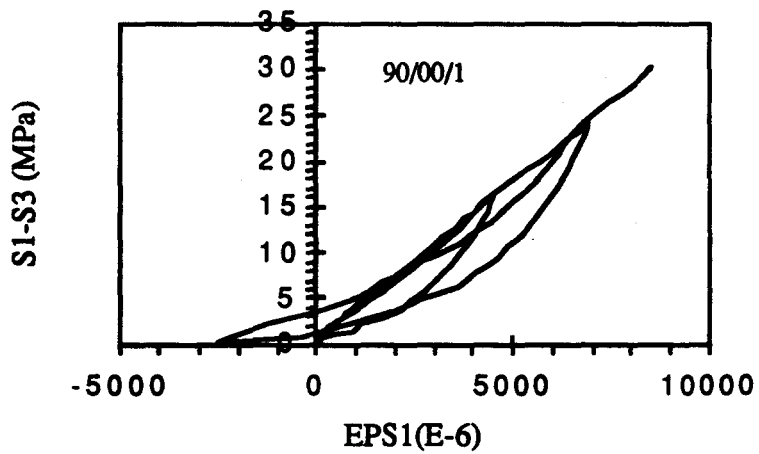
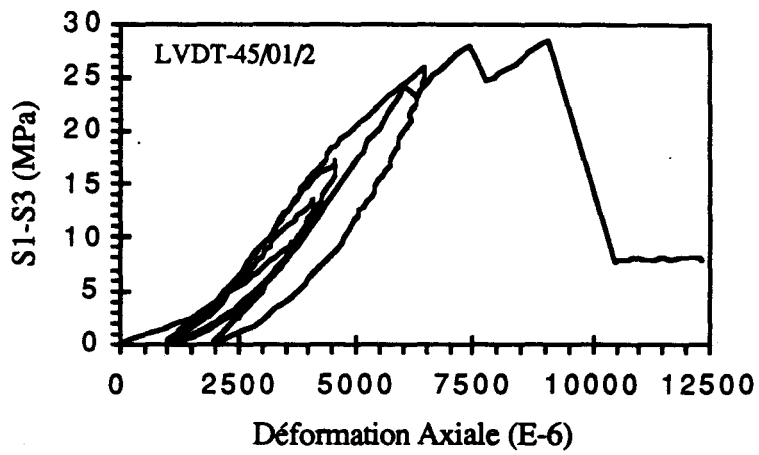
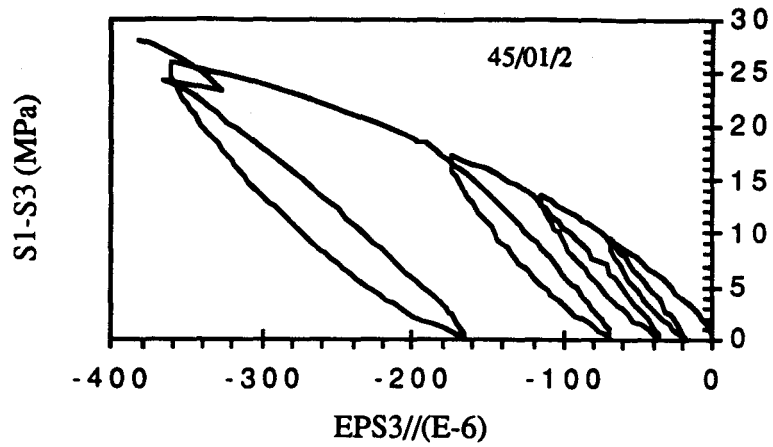


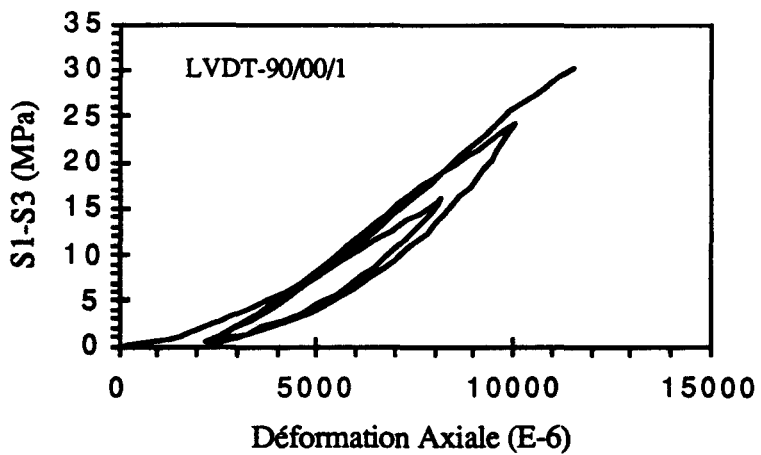
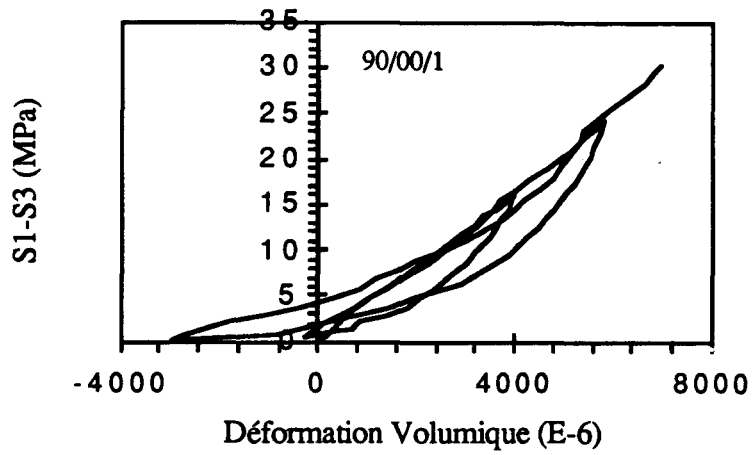
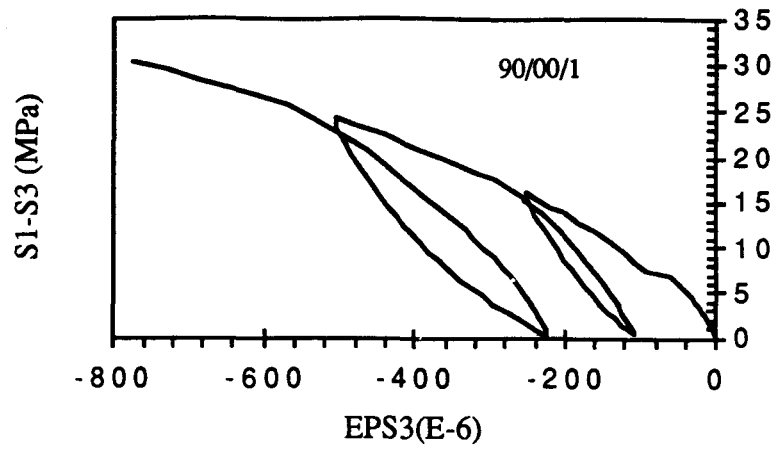


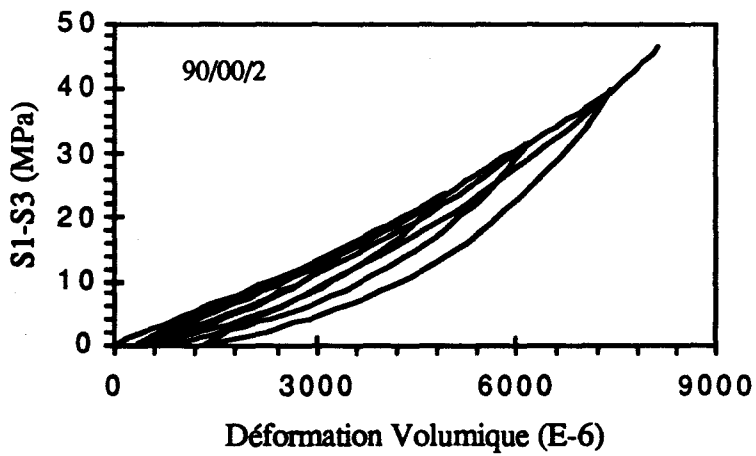
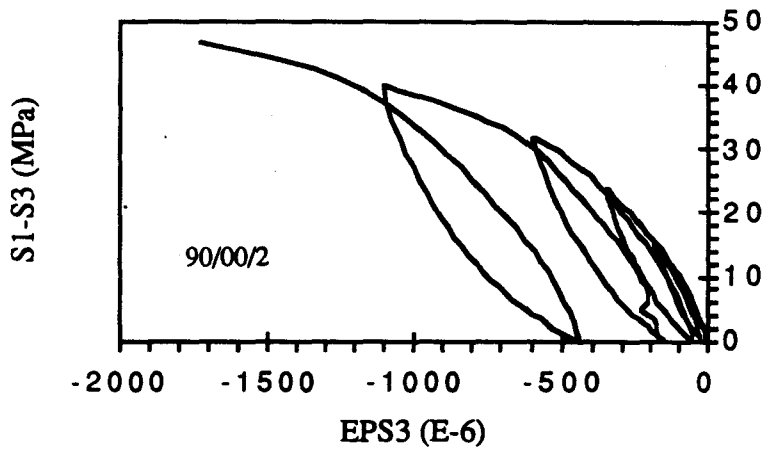
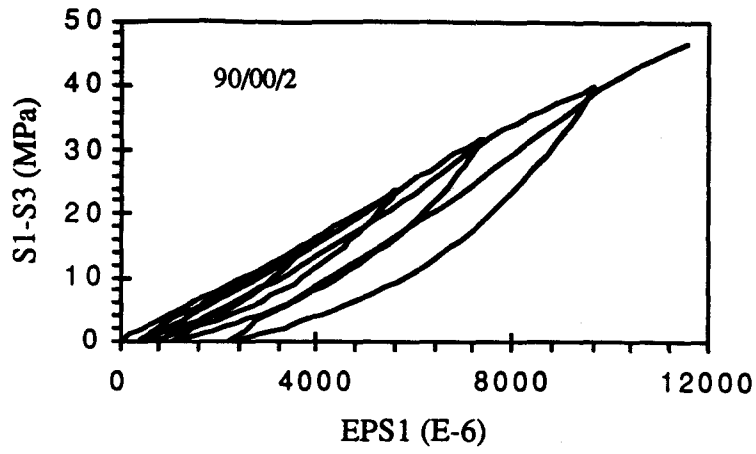


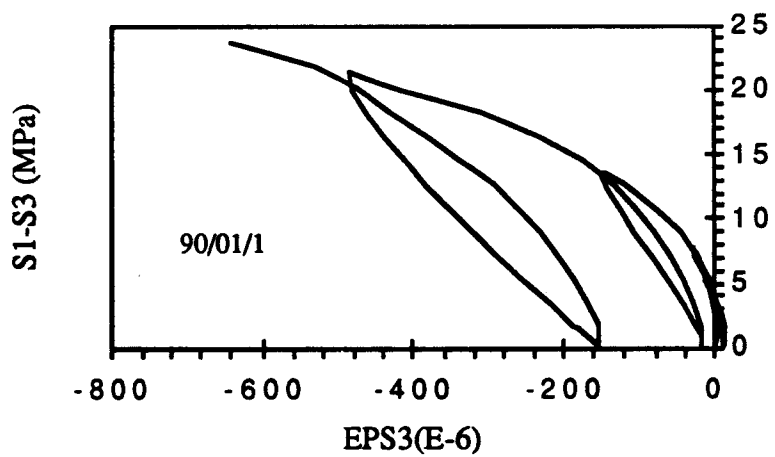
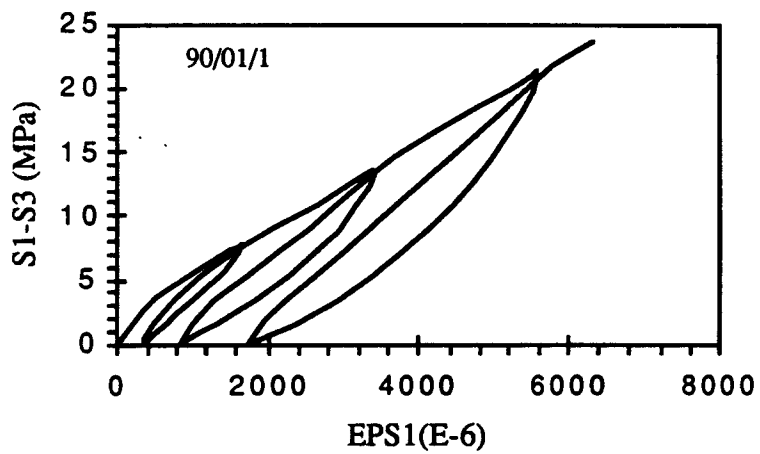
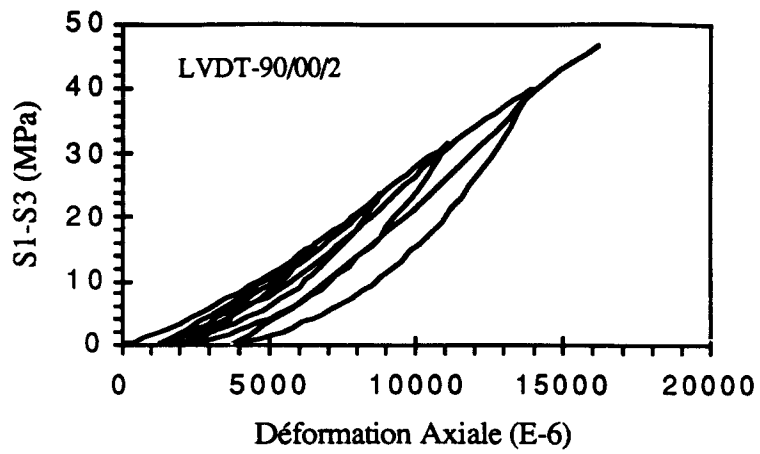


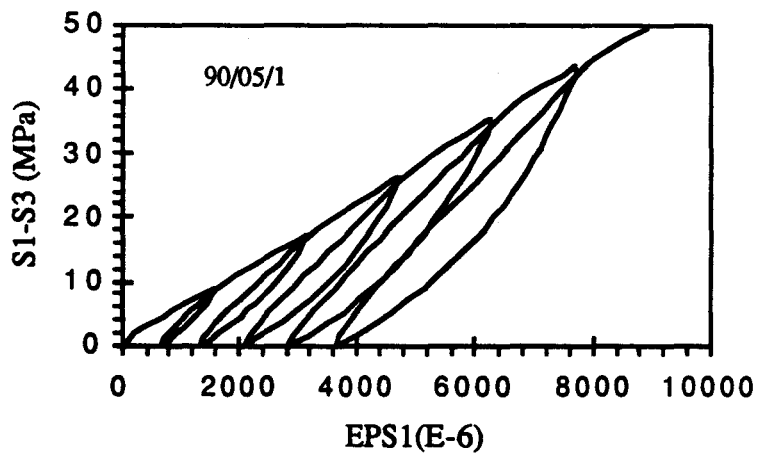
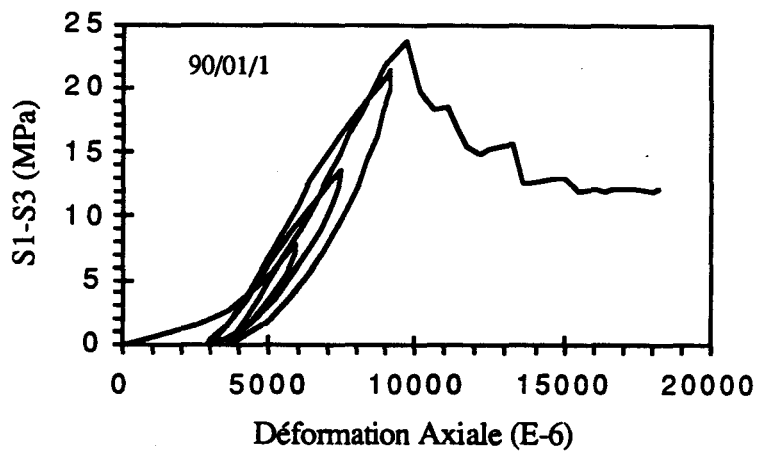
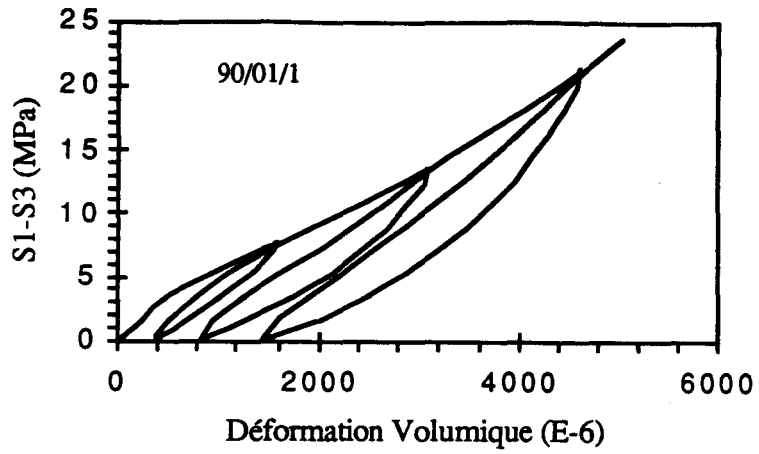




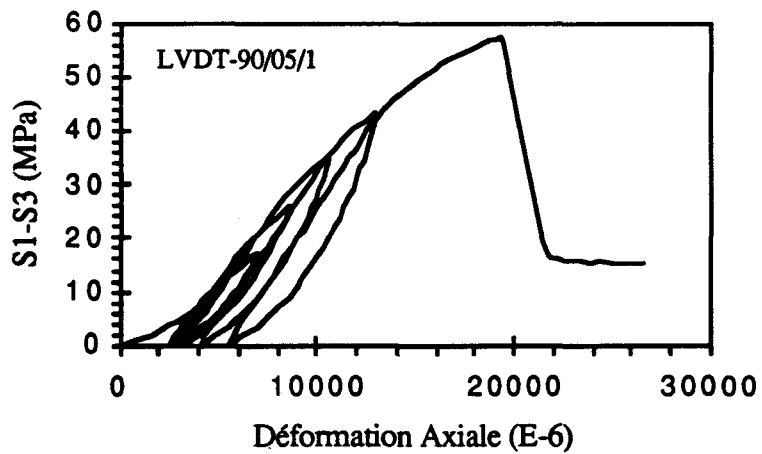
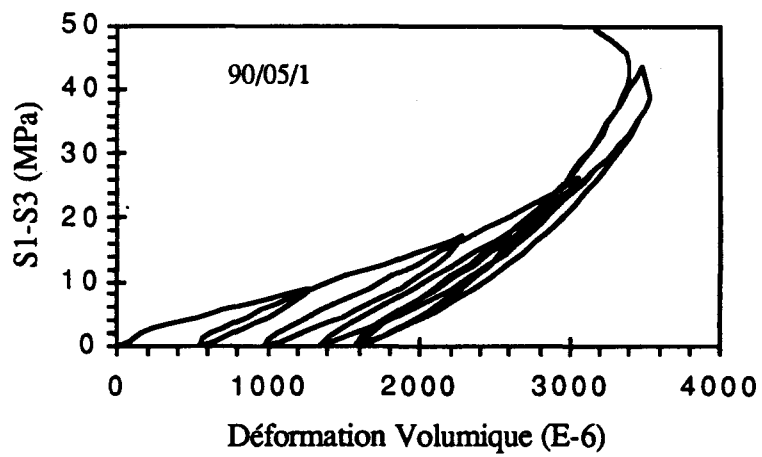
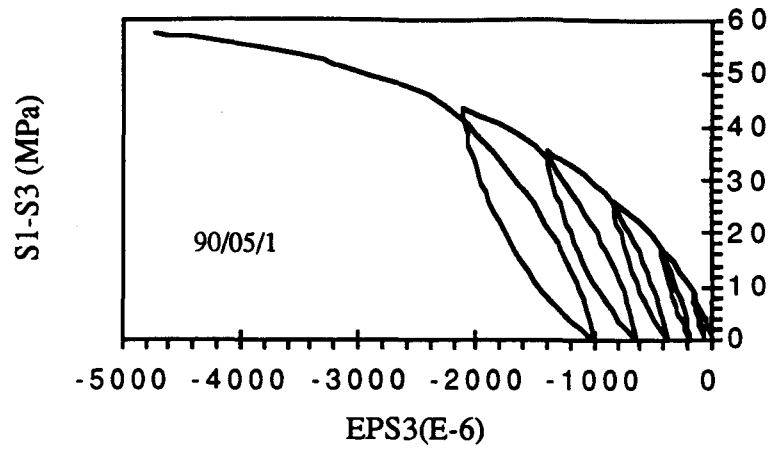


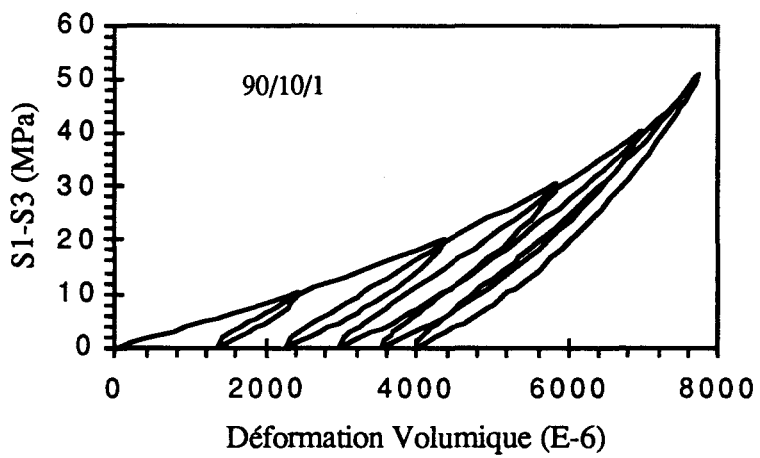
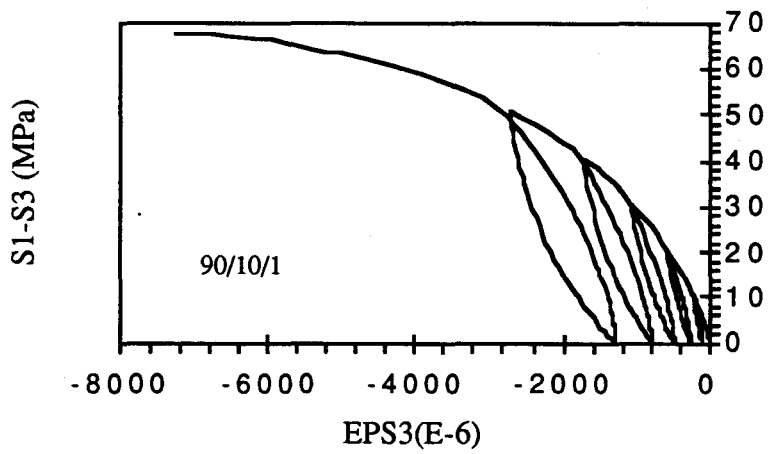
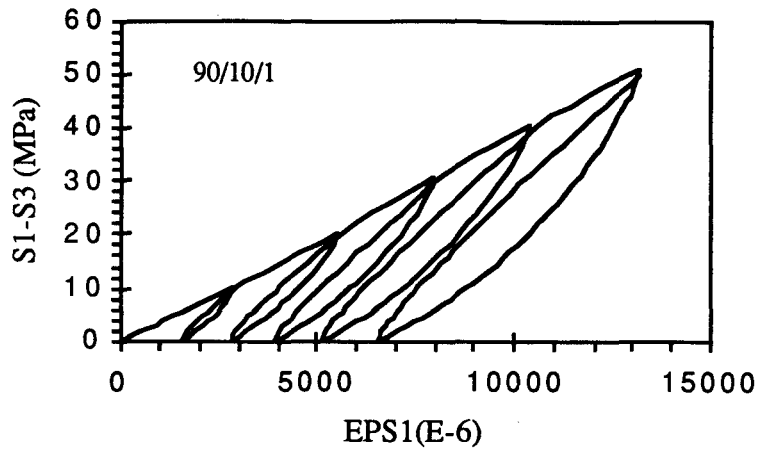


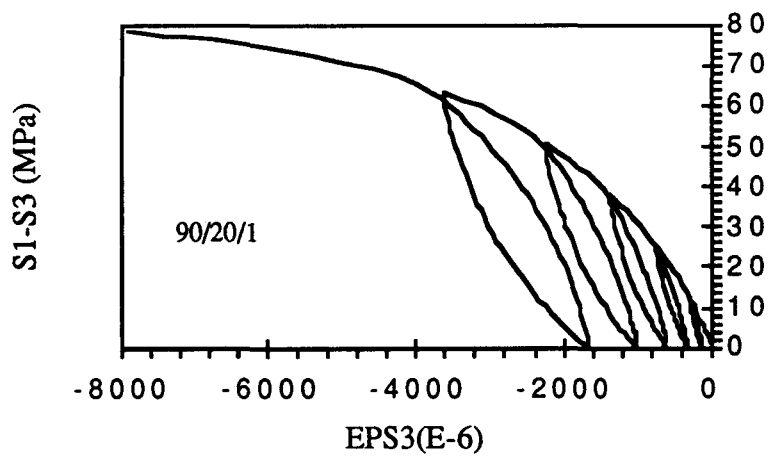
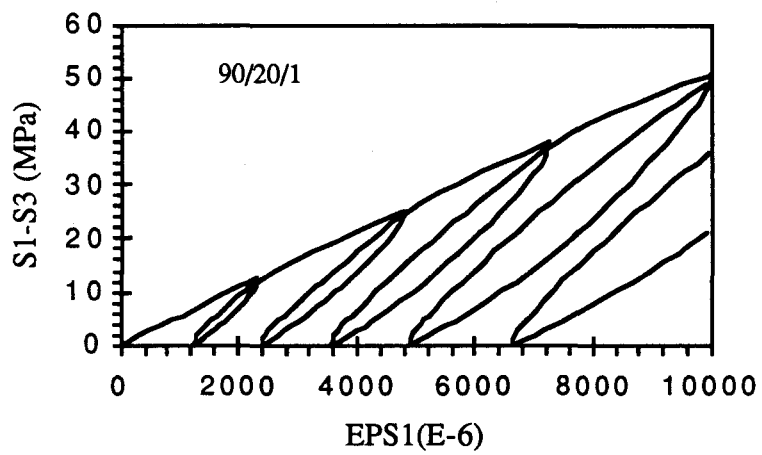
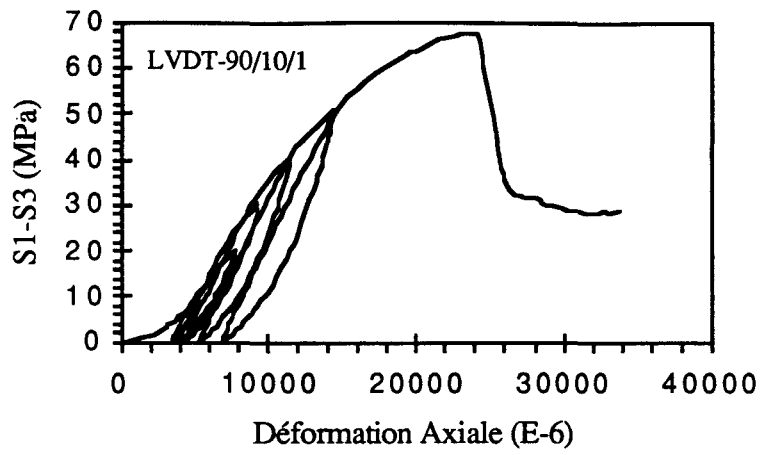


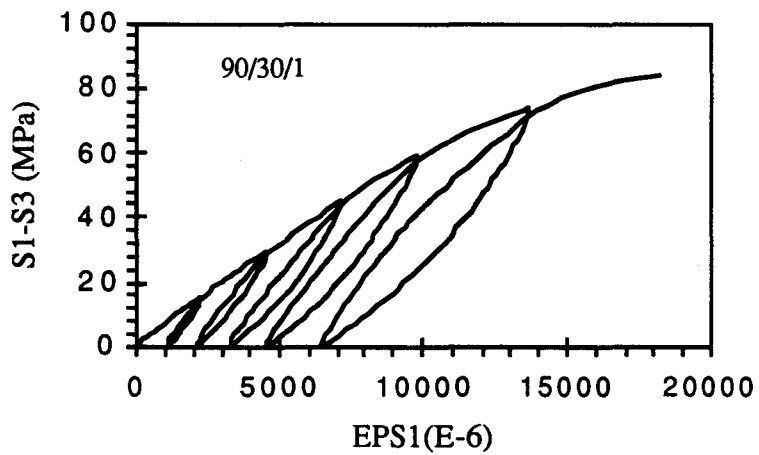
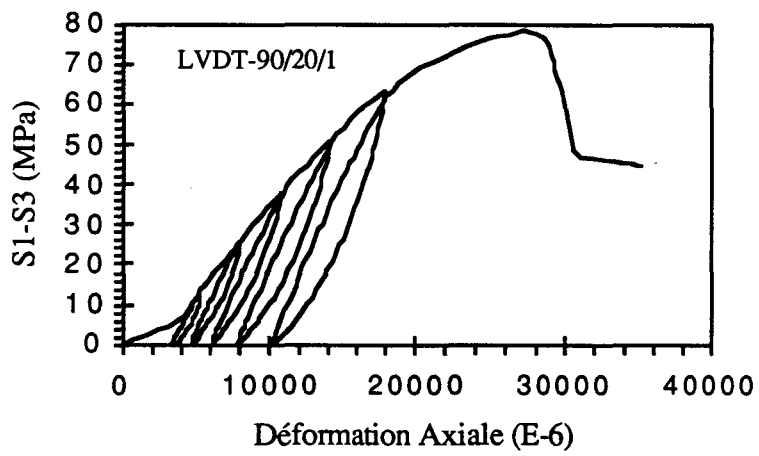
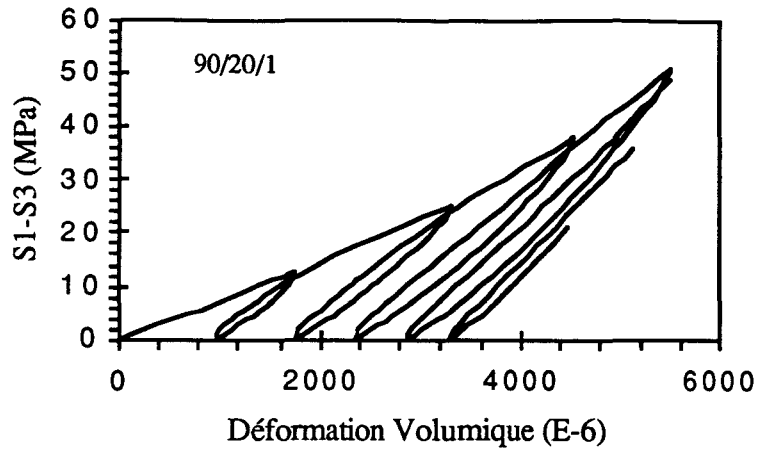


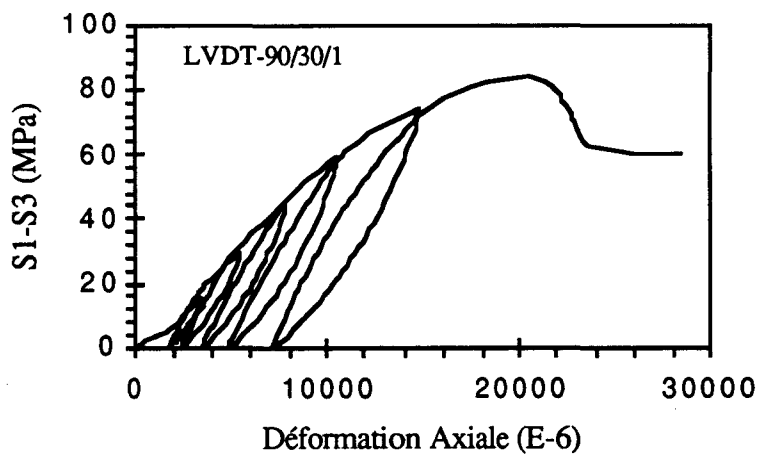
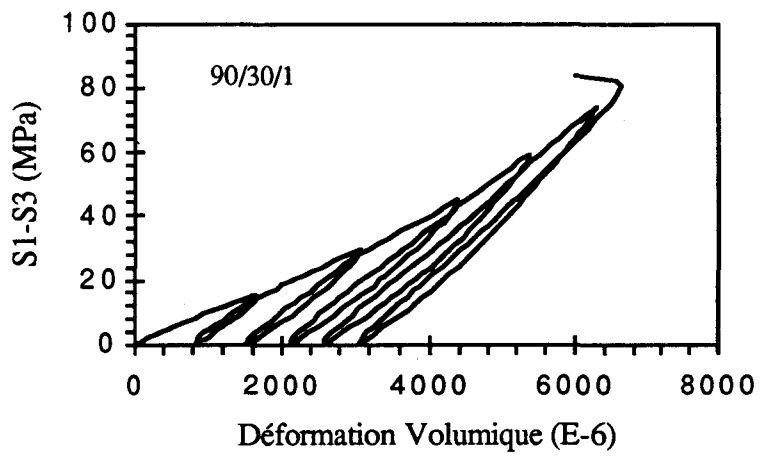
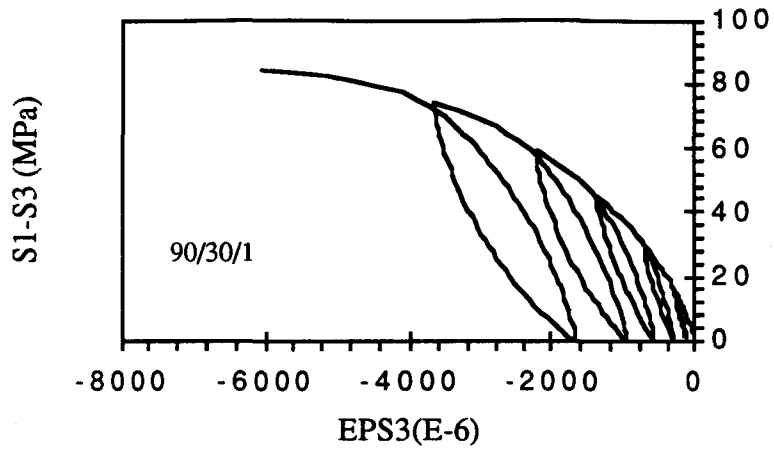


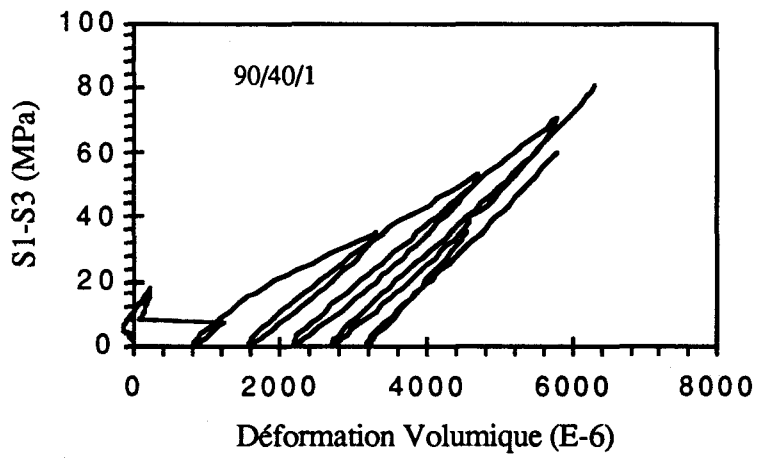
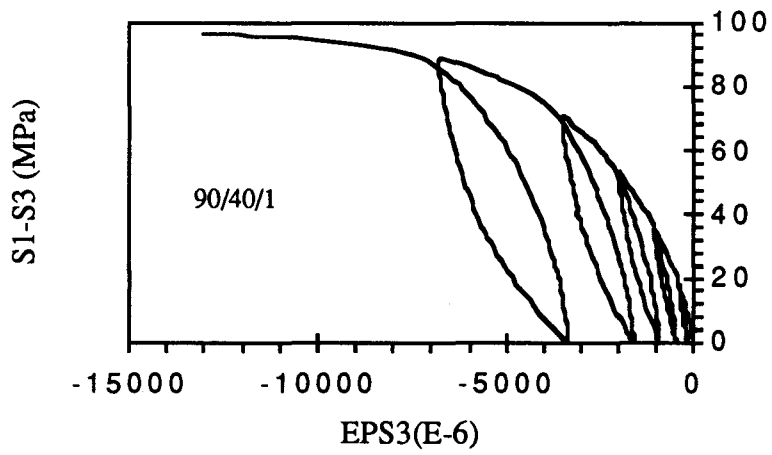
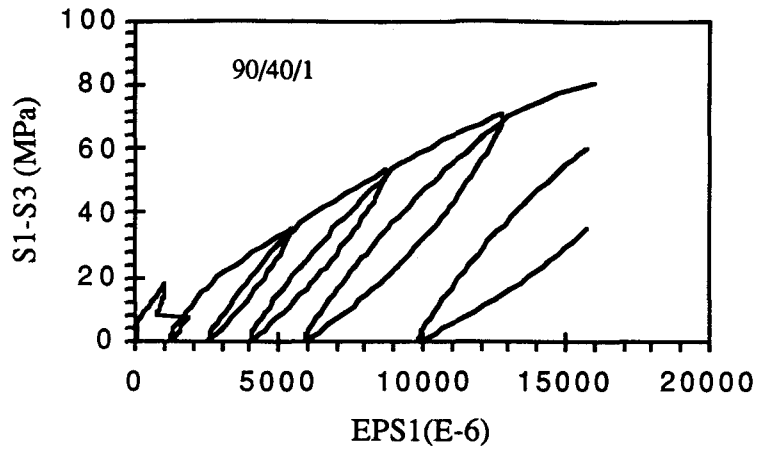


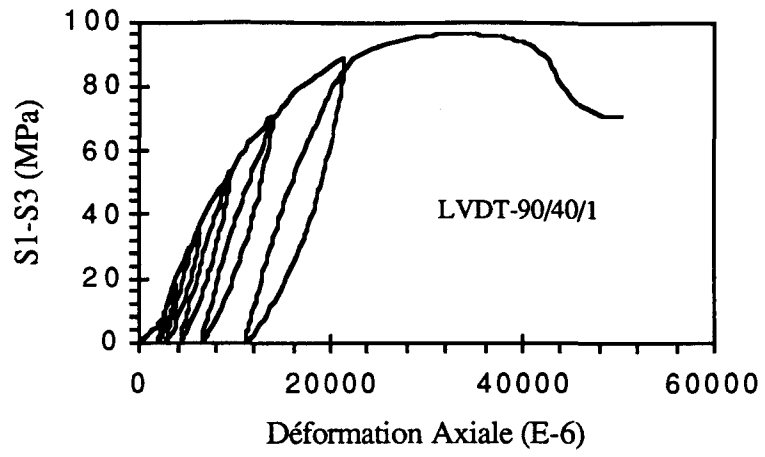




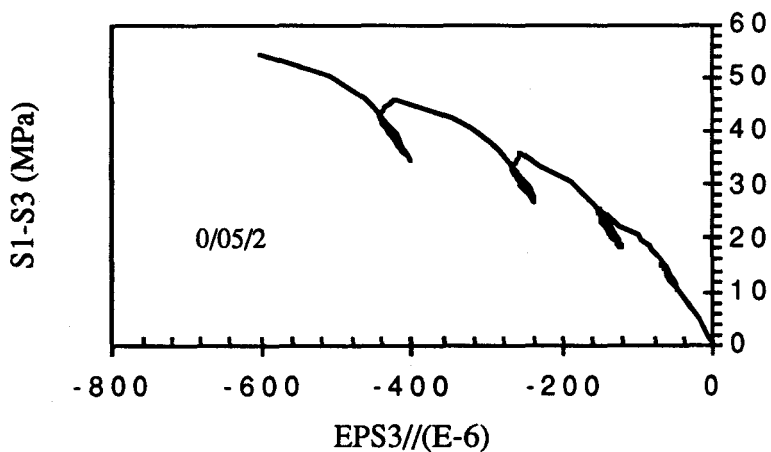
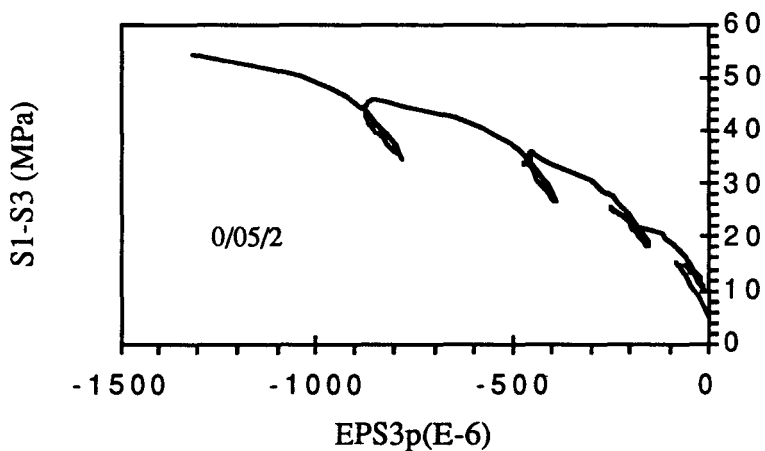
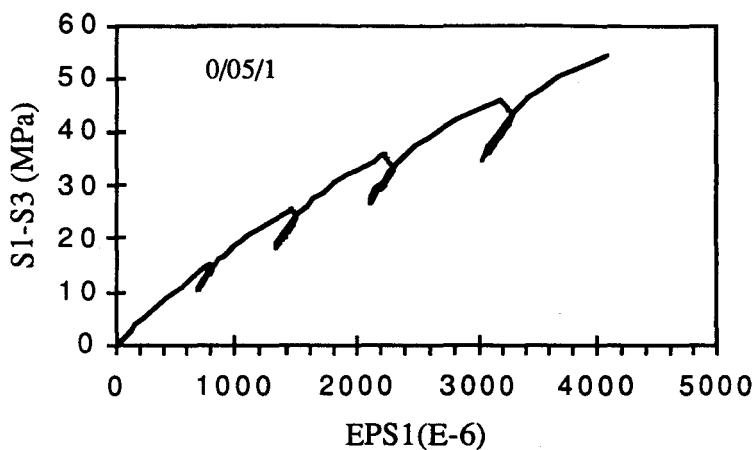




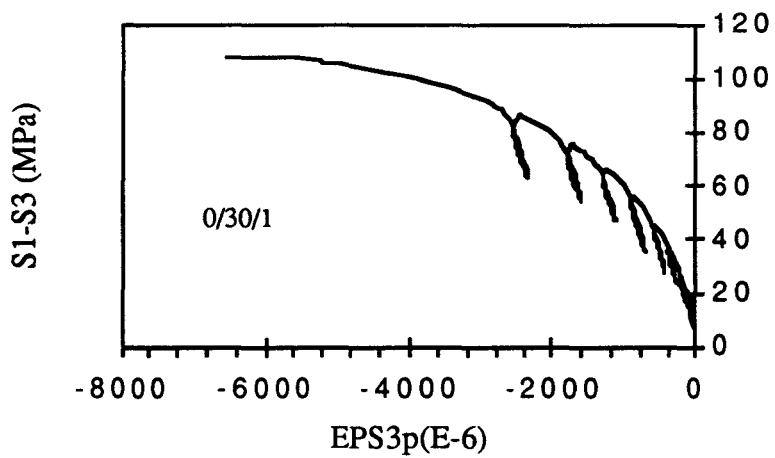
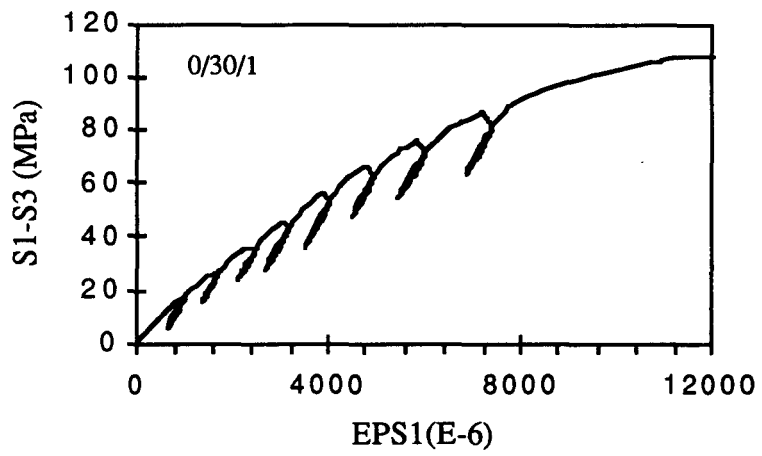
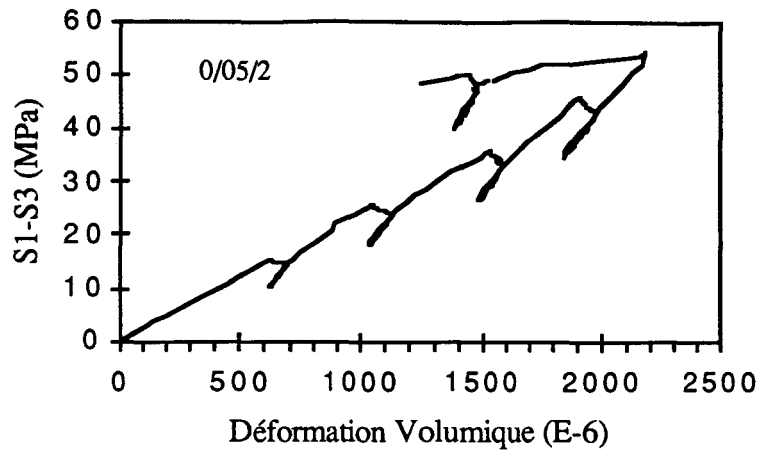


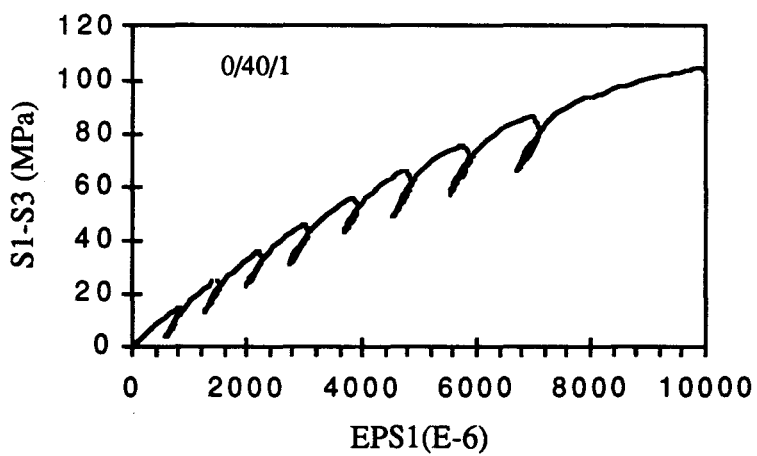
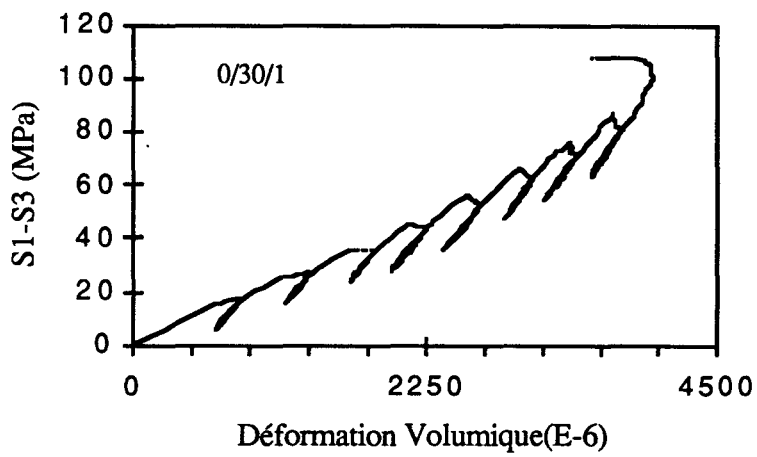
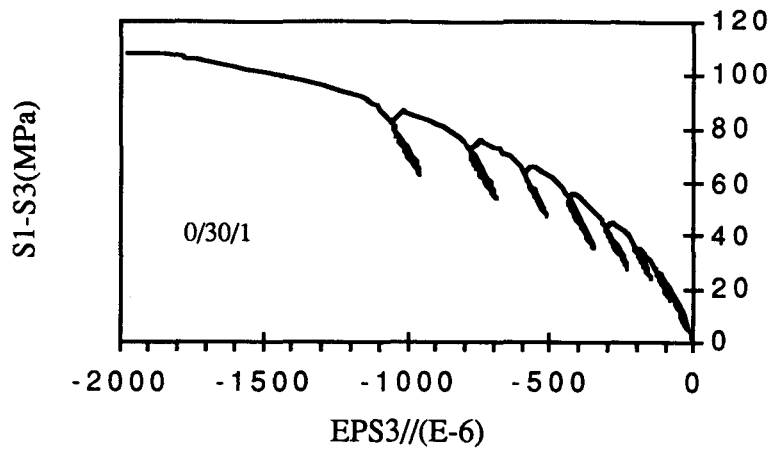


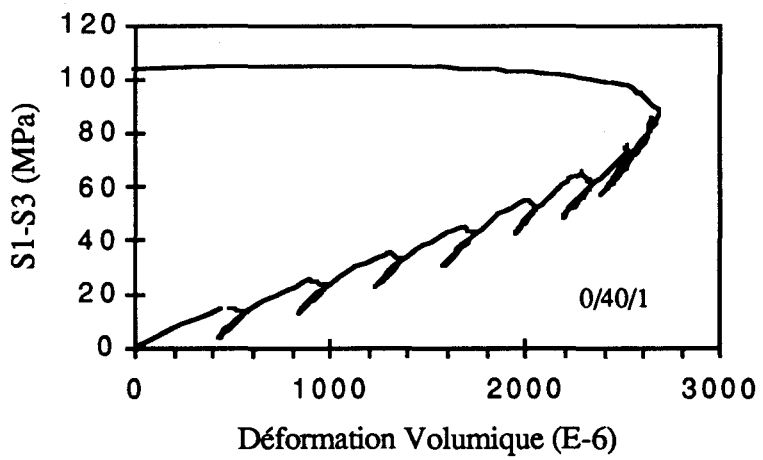
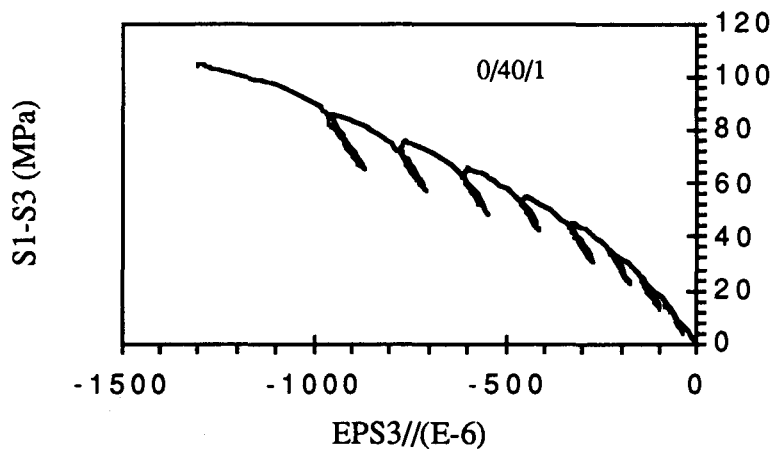
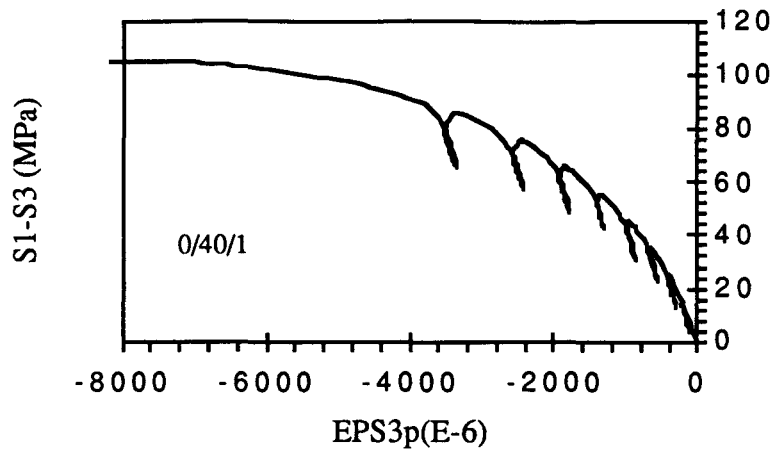
ESSAIS TRIAXIAUX : CHARGEMENT - DÉCHARGEMENT  
AVEC DES PALIERS DE RELAXATION

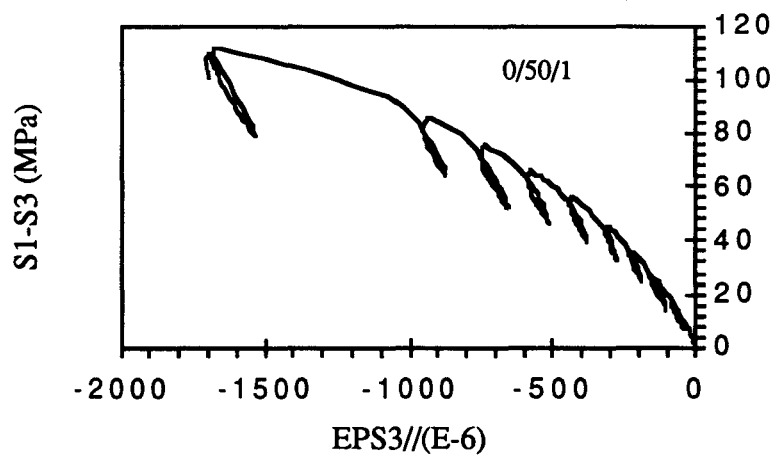
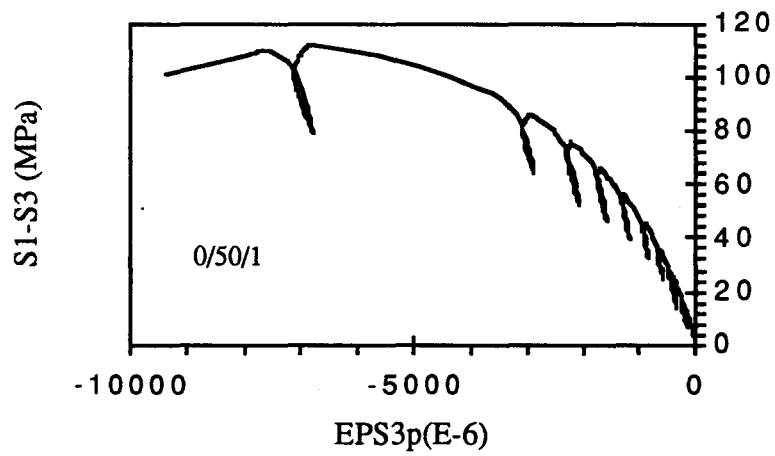
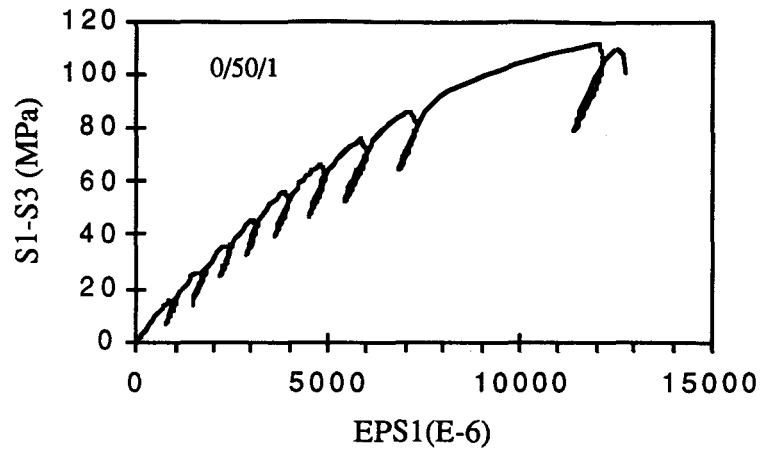


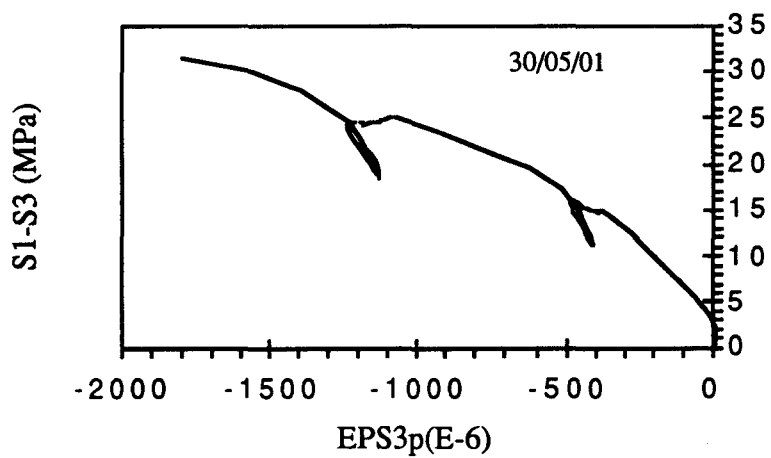
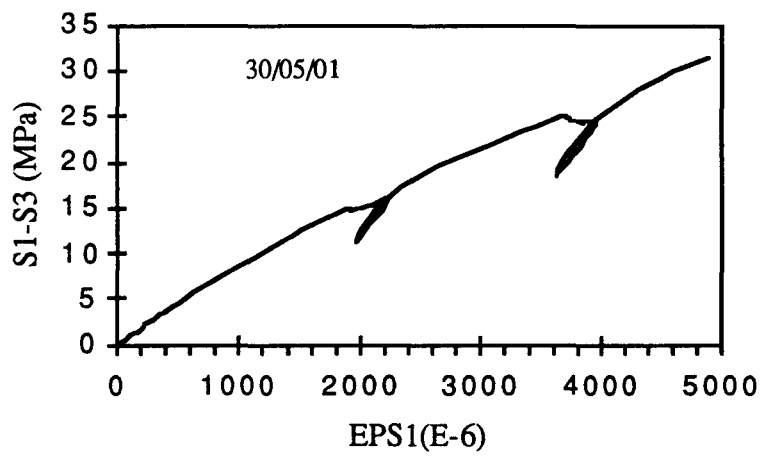
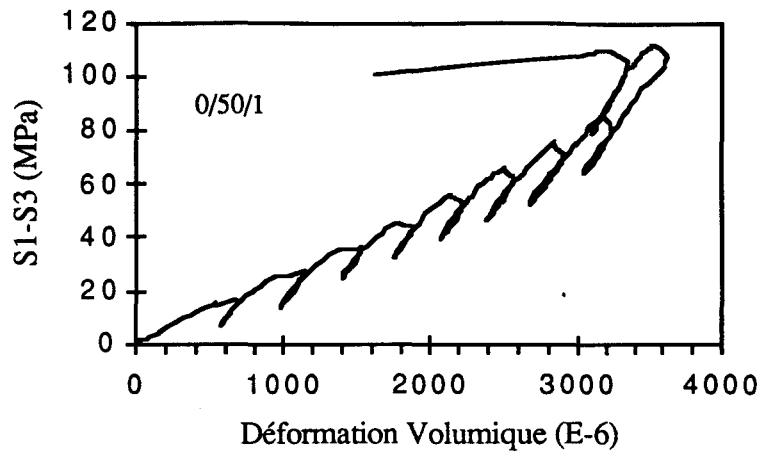


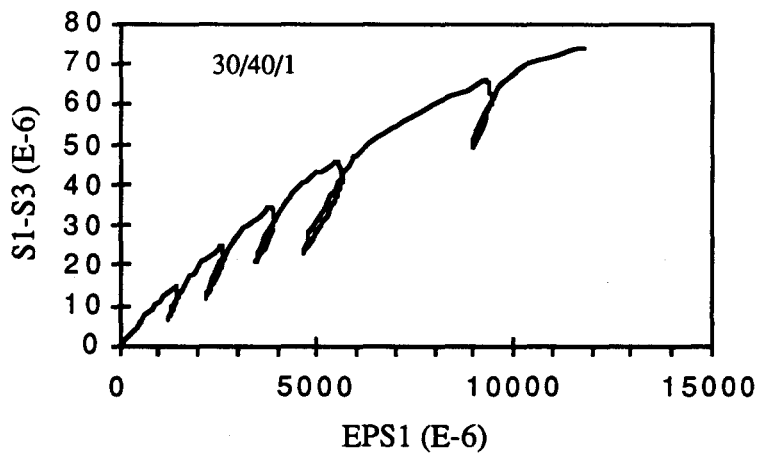
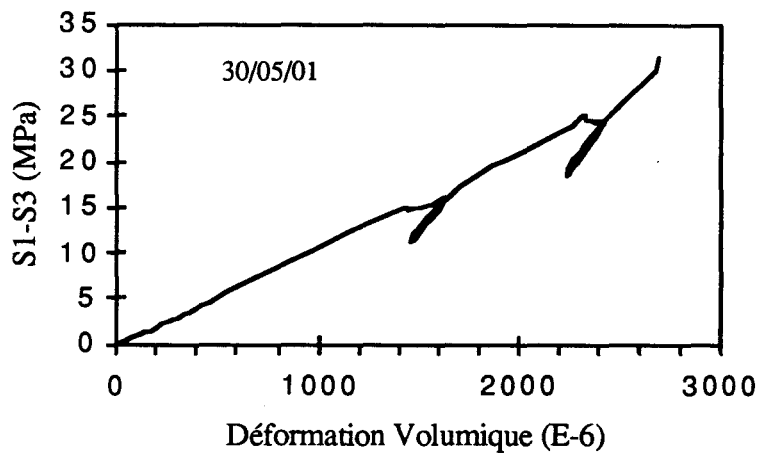
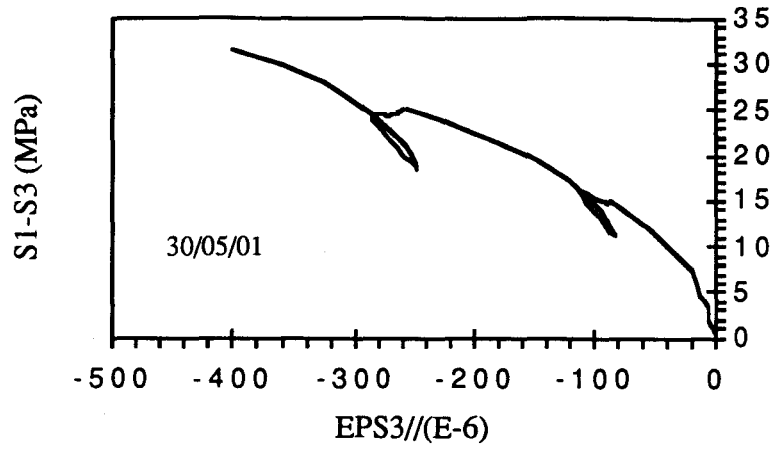


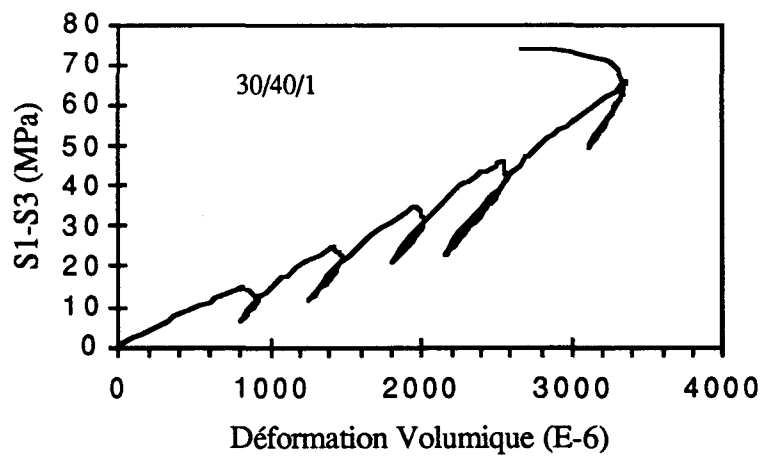
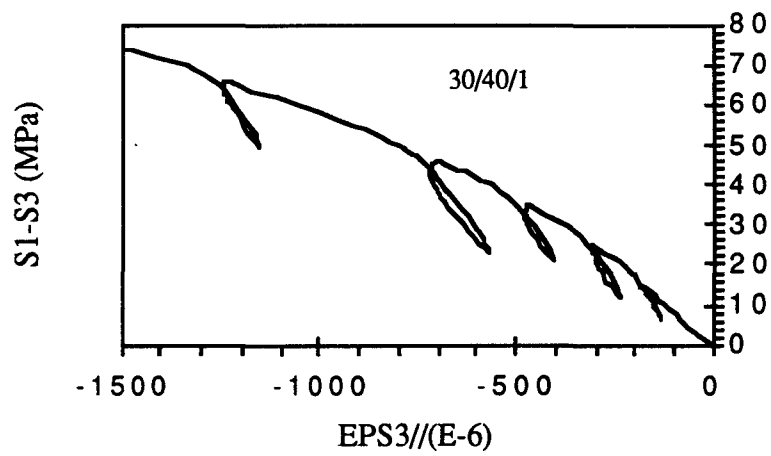
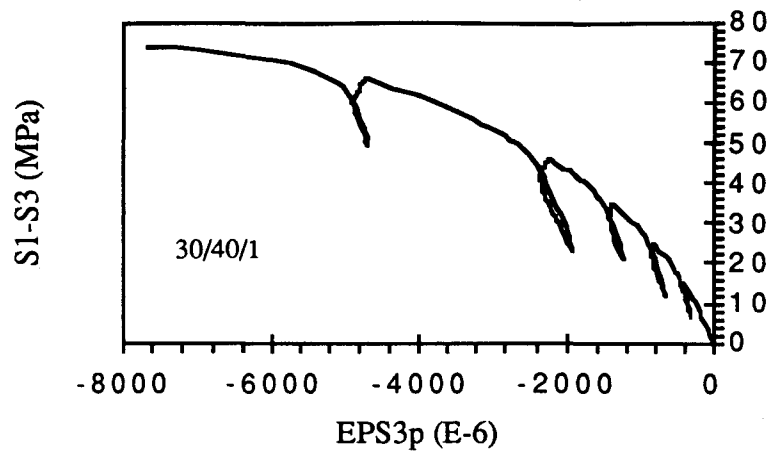


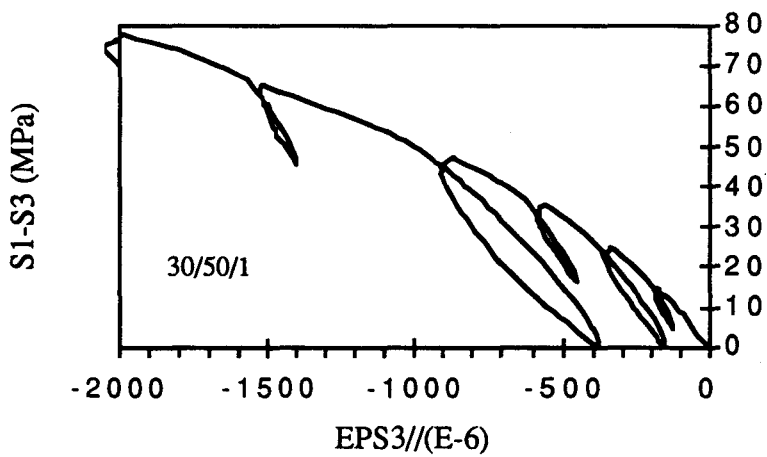
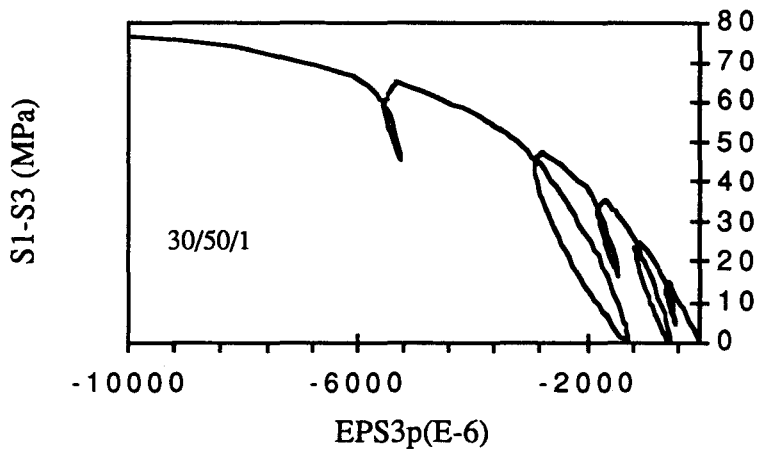
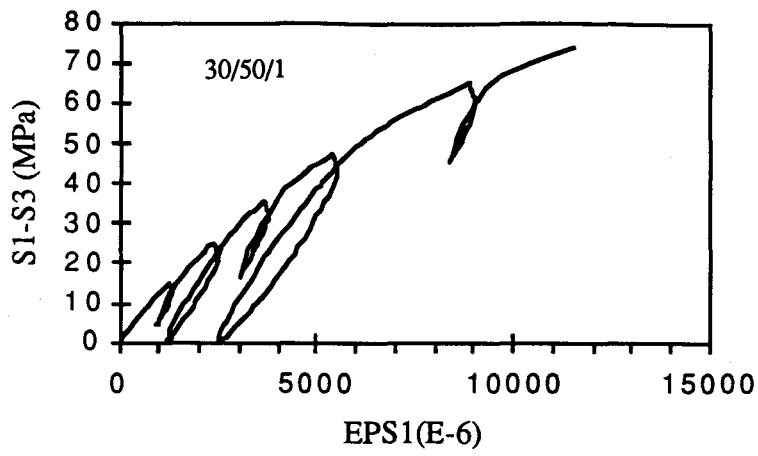




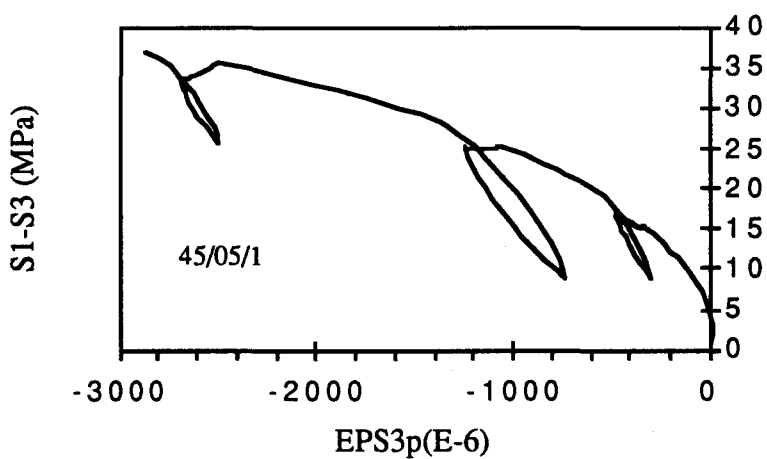
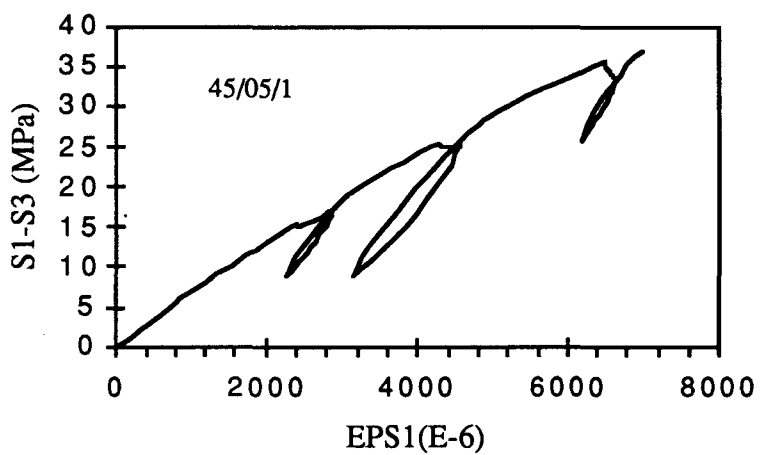
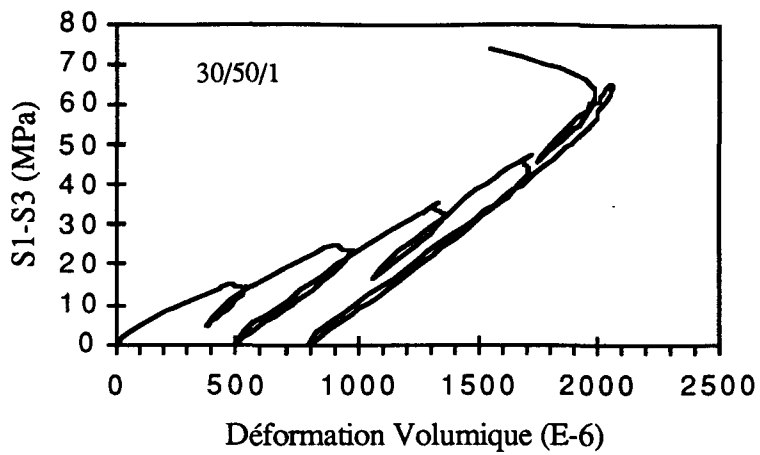


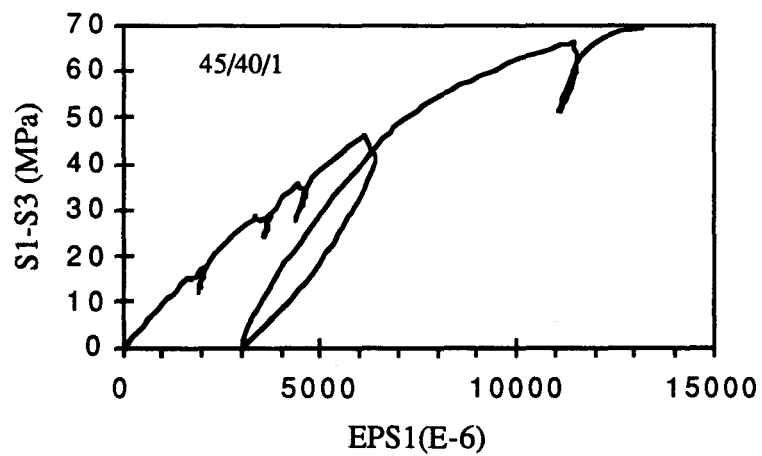
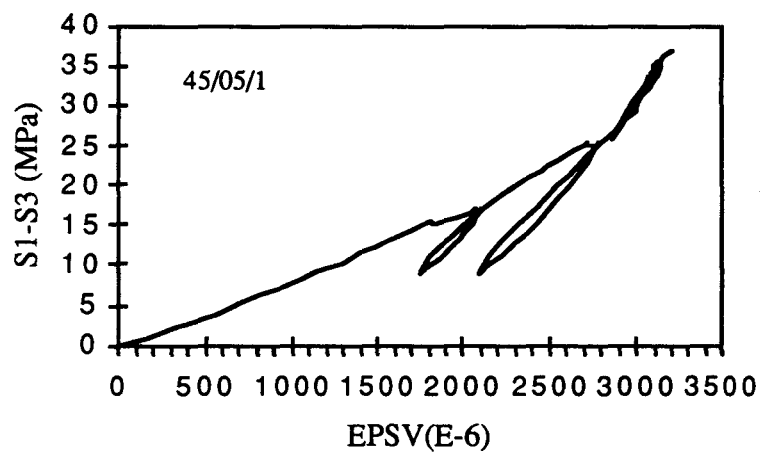
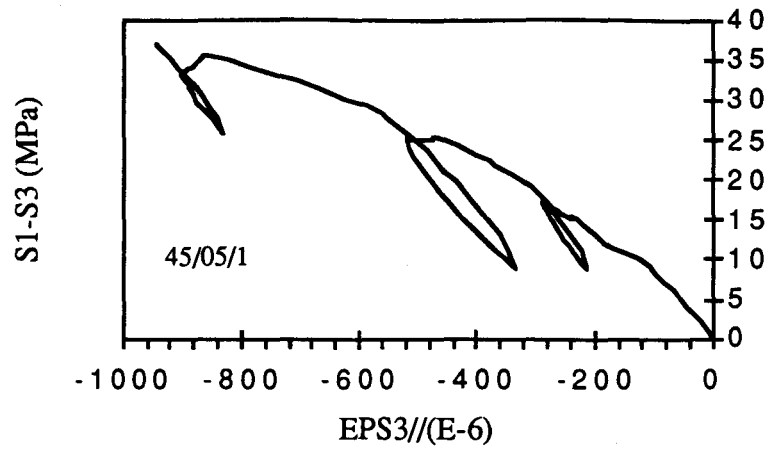


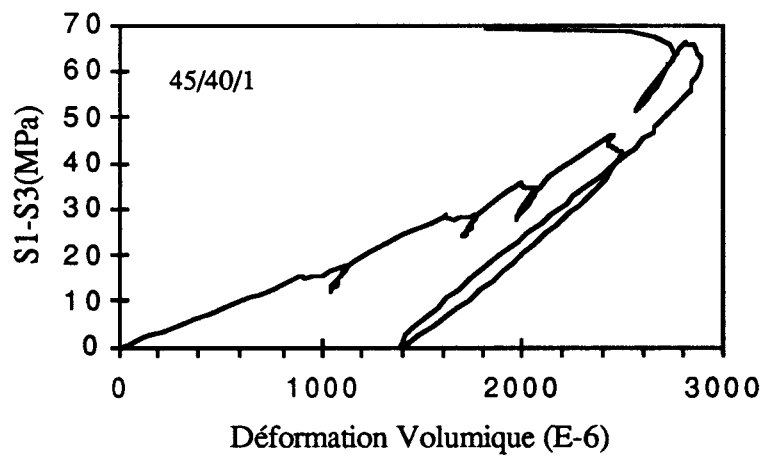
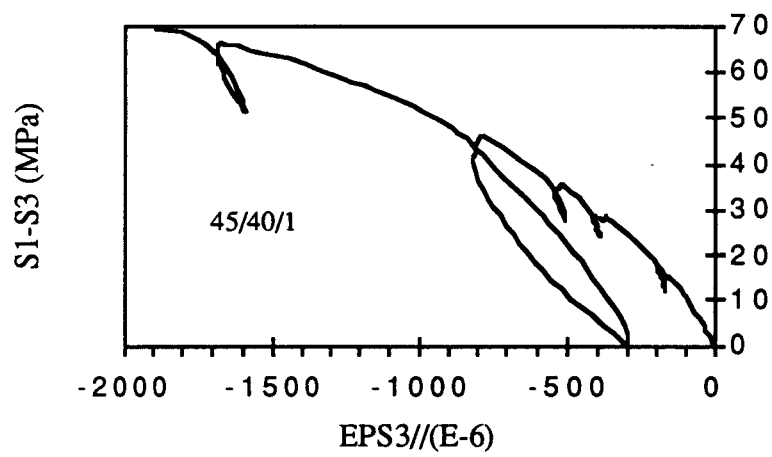
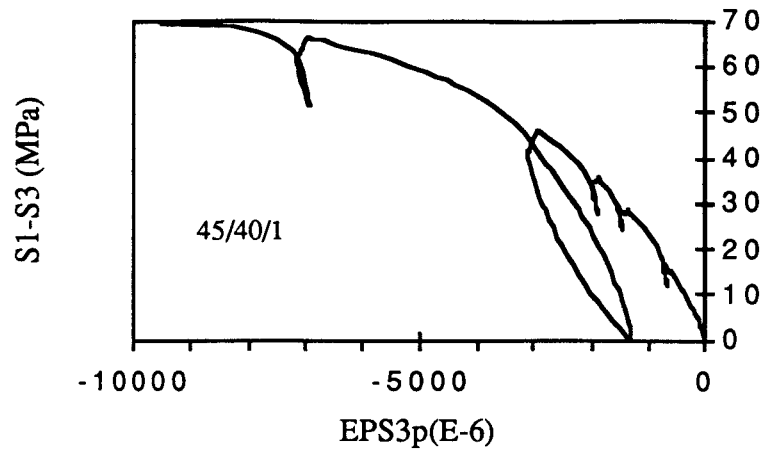


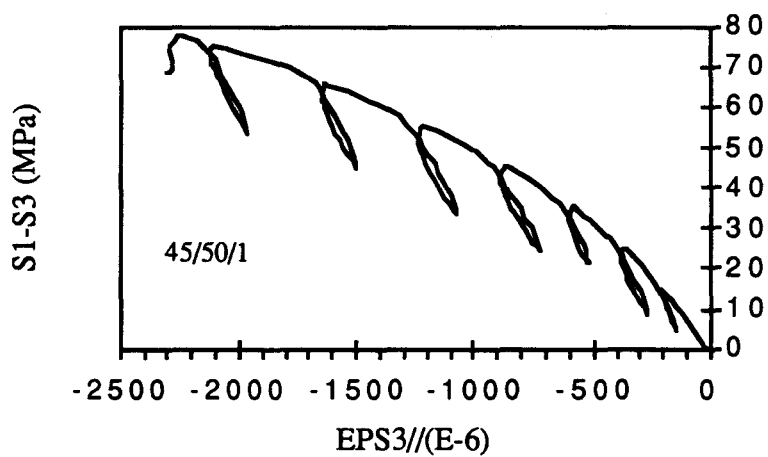
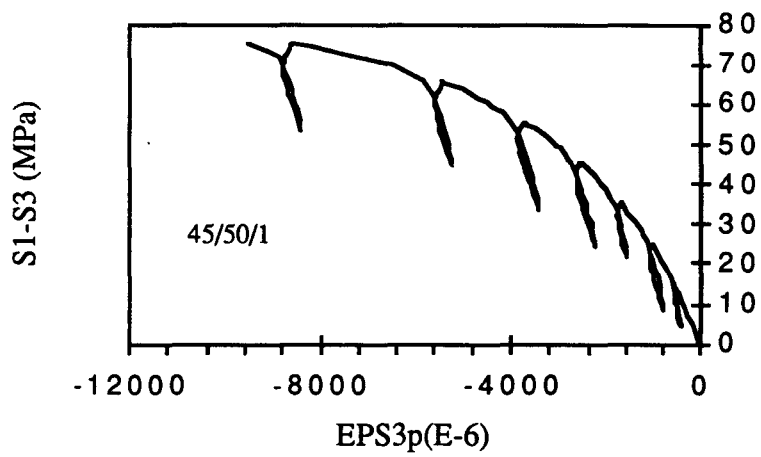
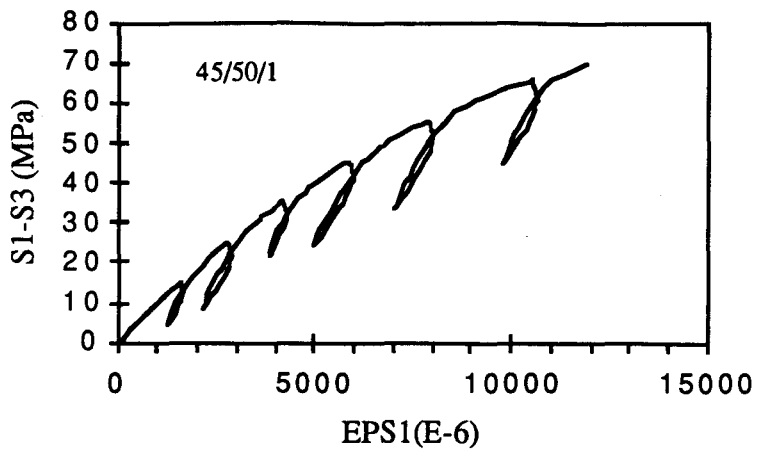


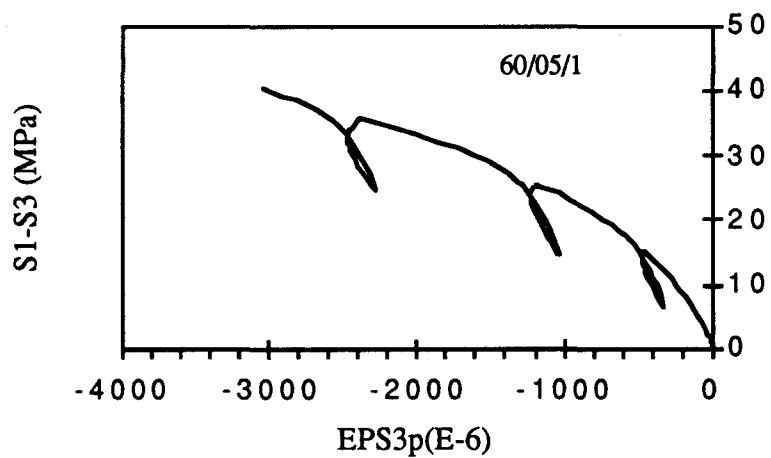
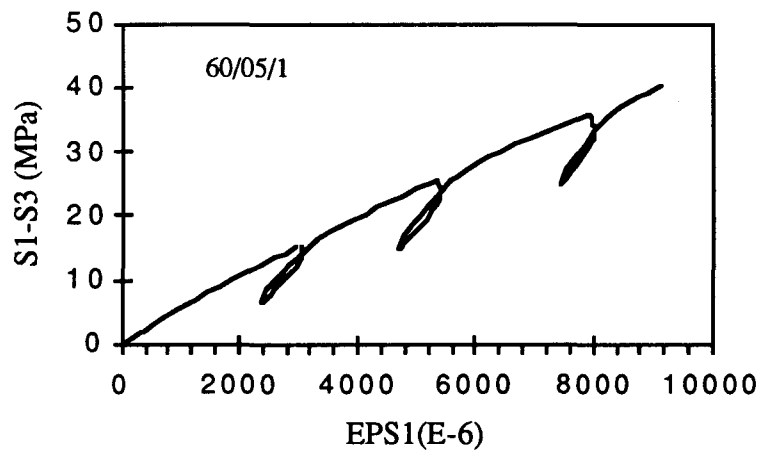
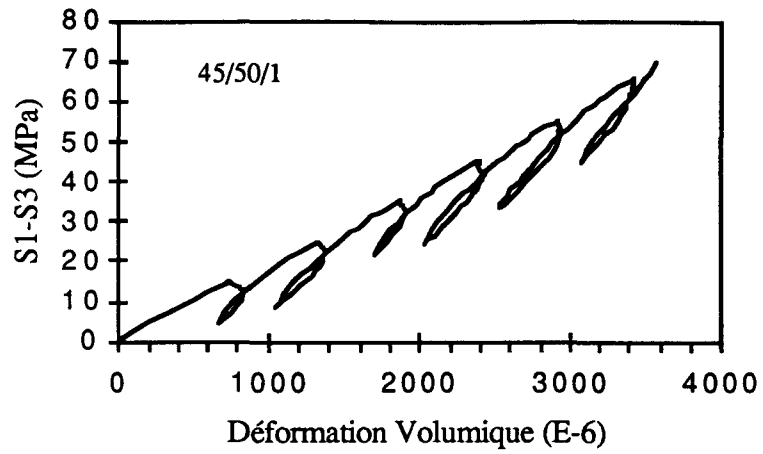


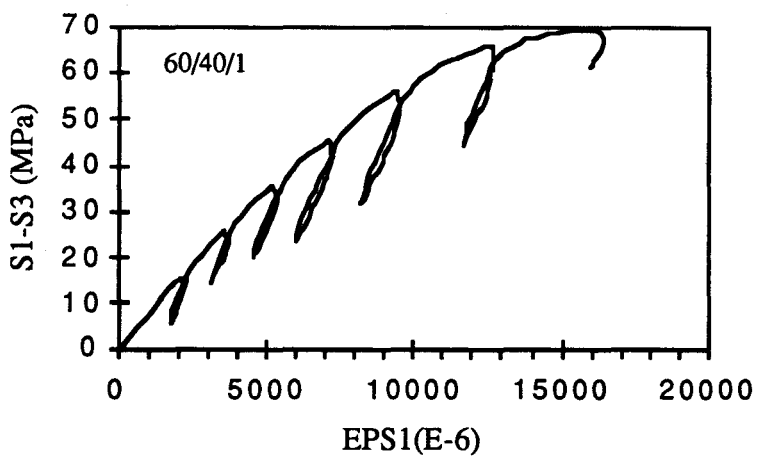
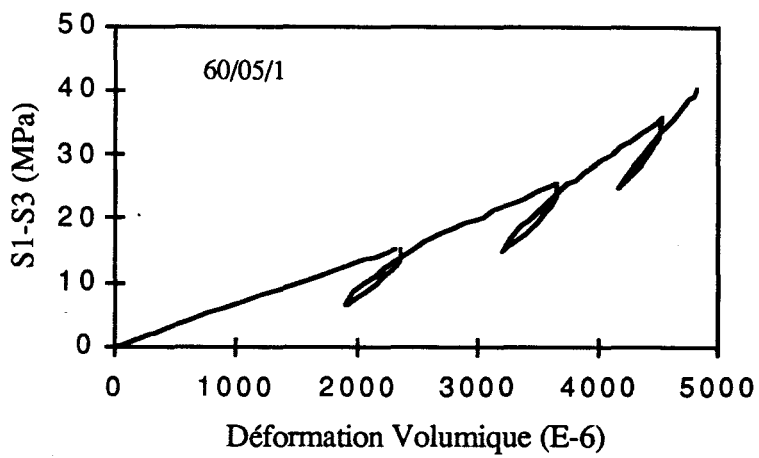
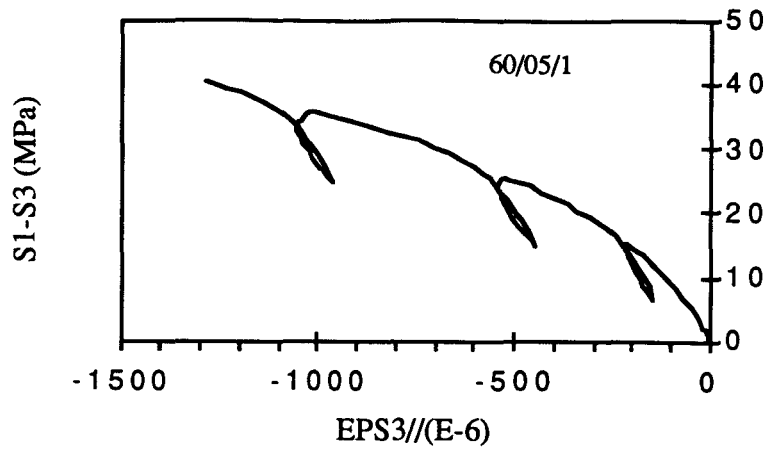


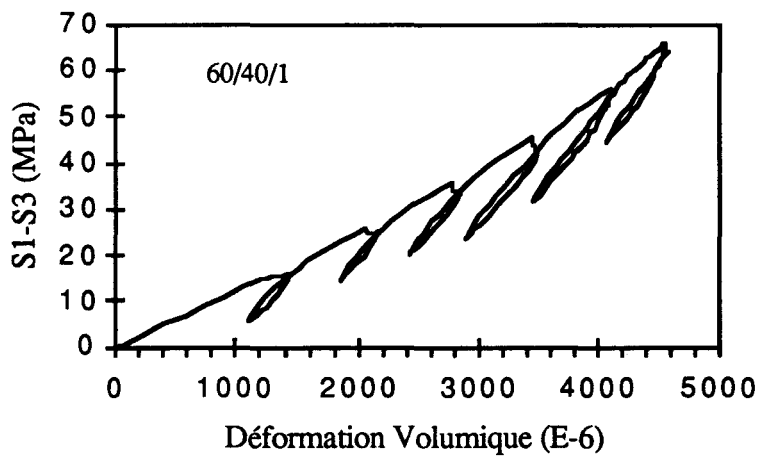
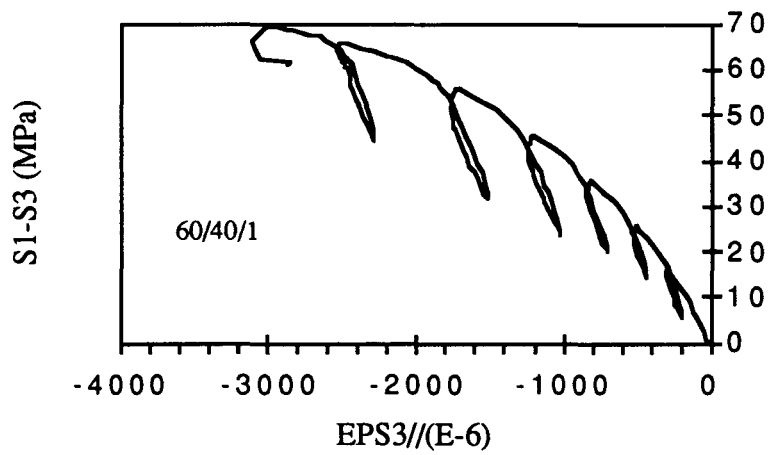
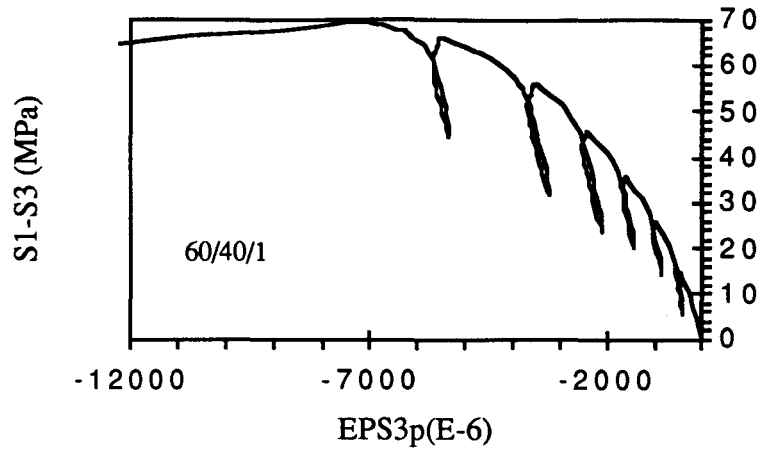


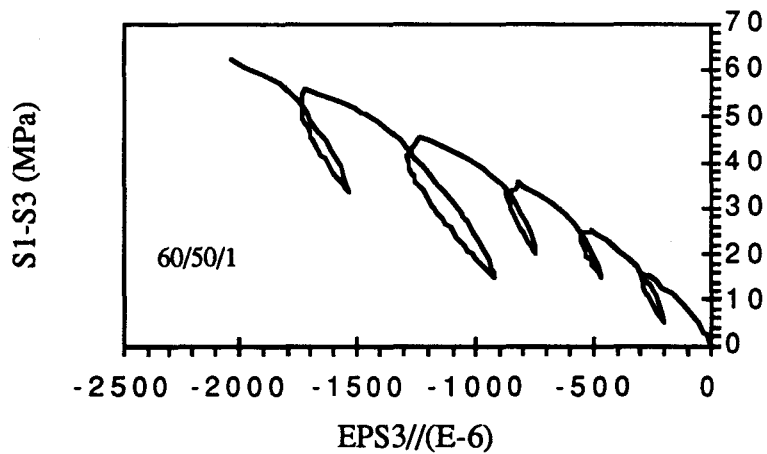
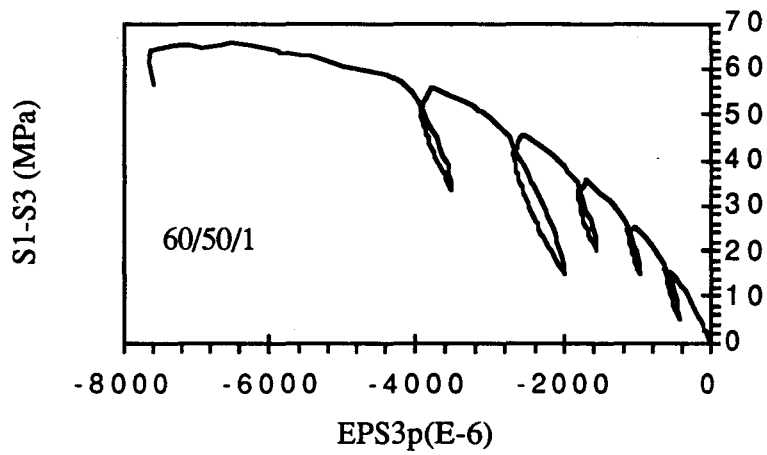
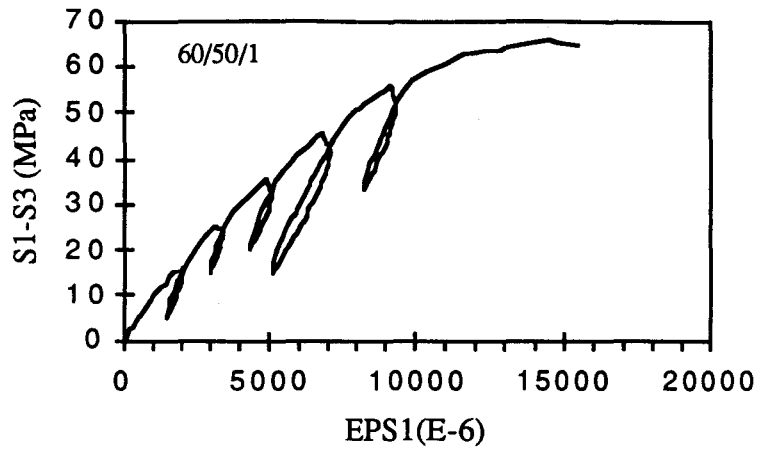




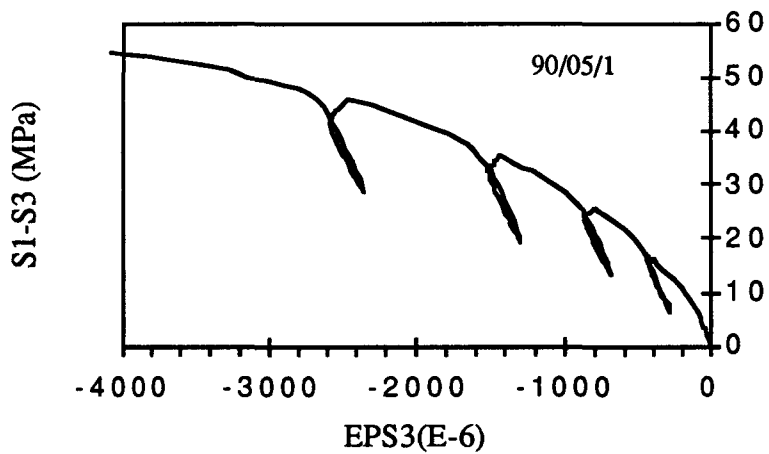
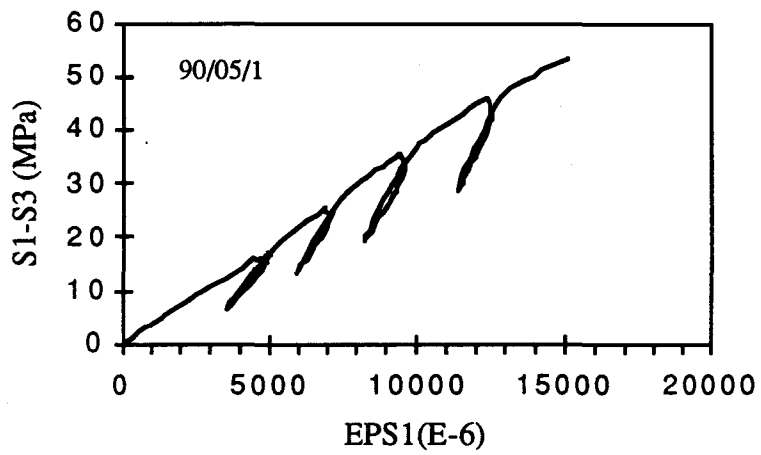
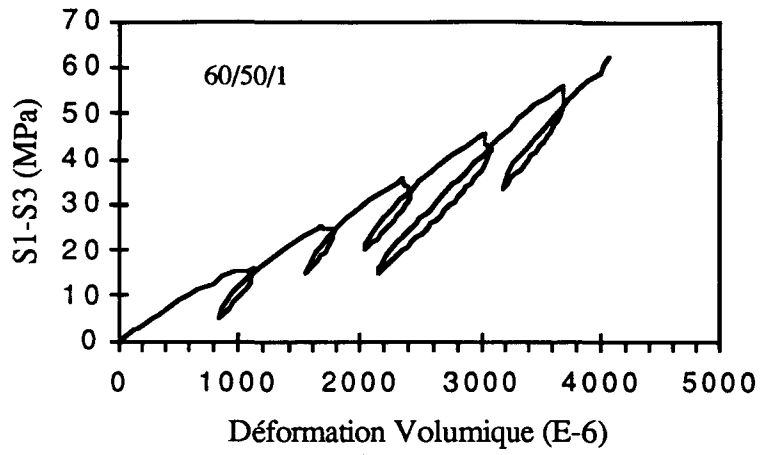


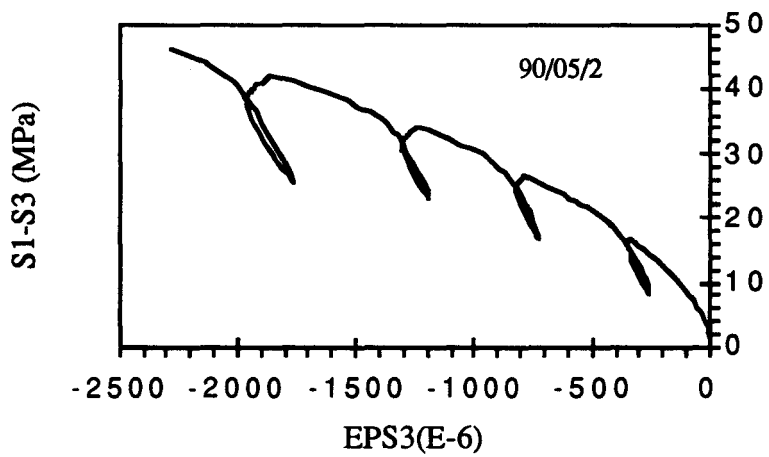
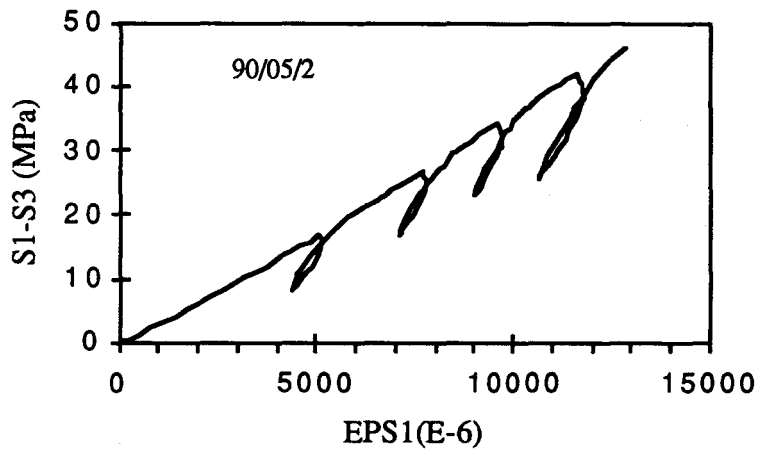
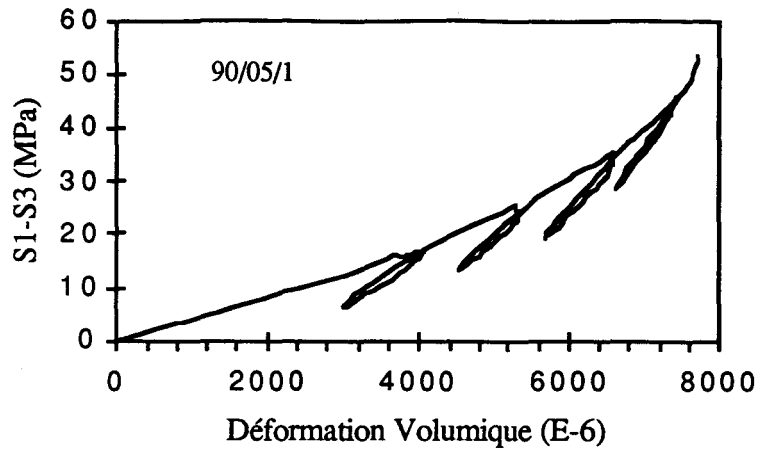


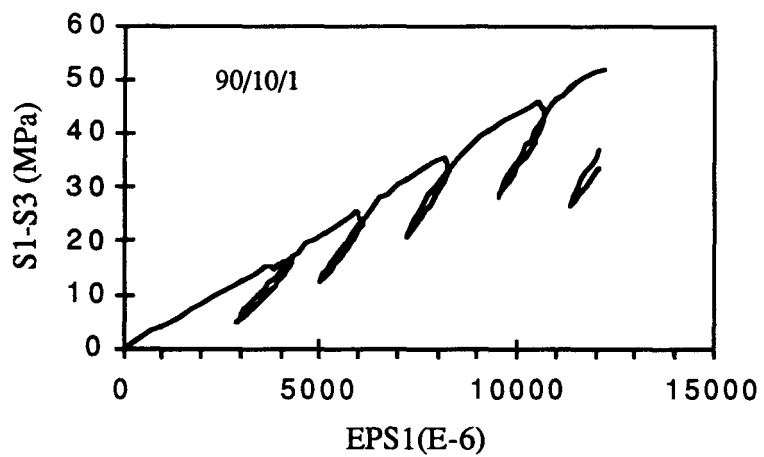
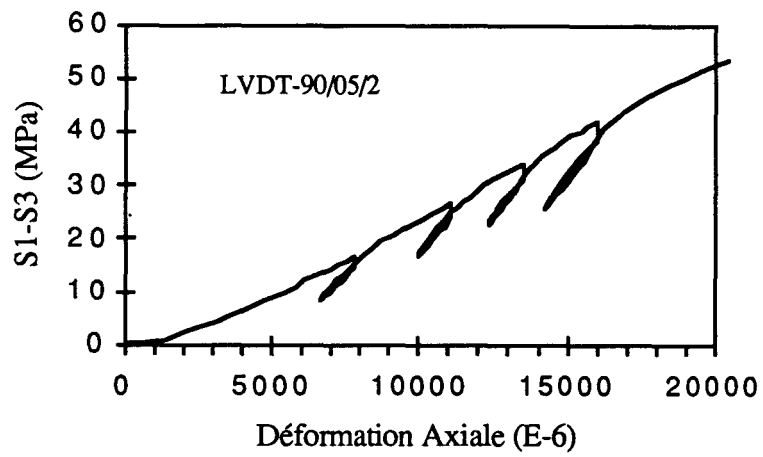
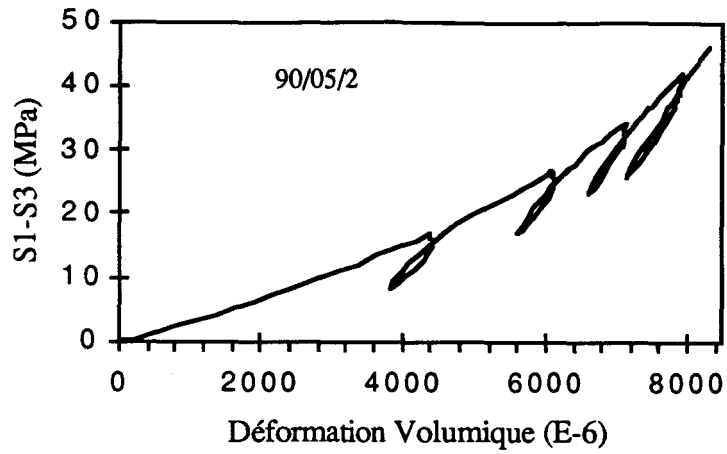


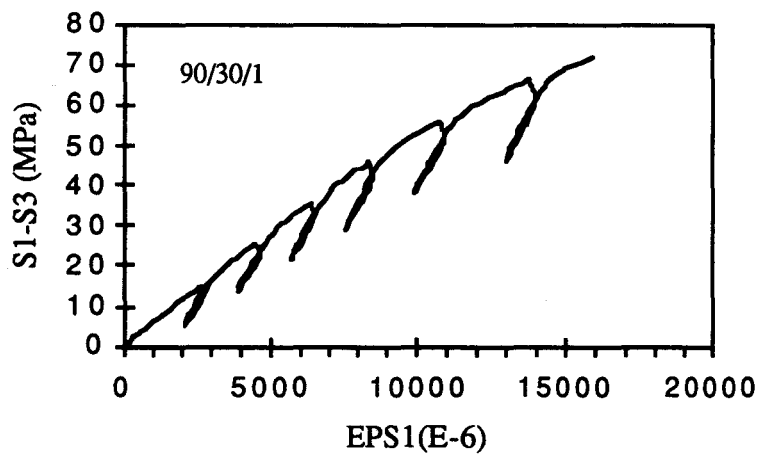
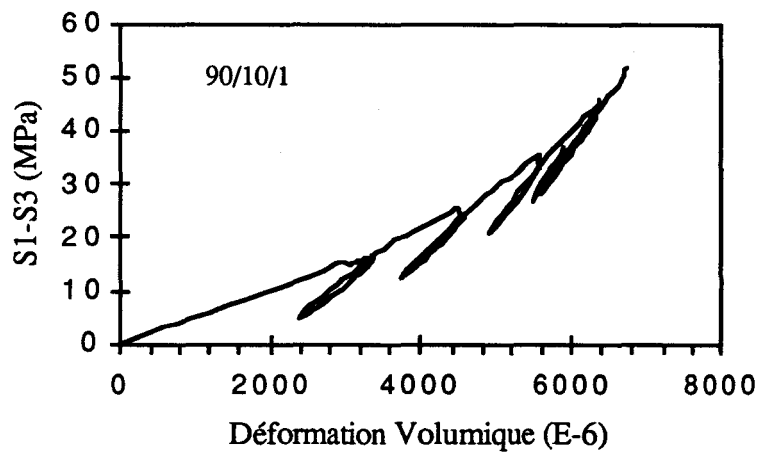
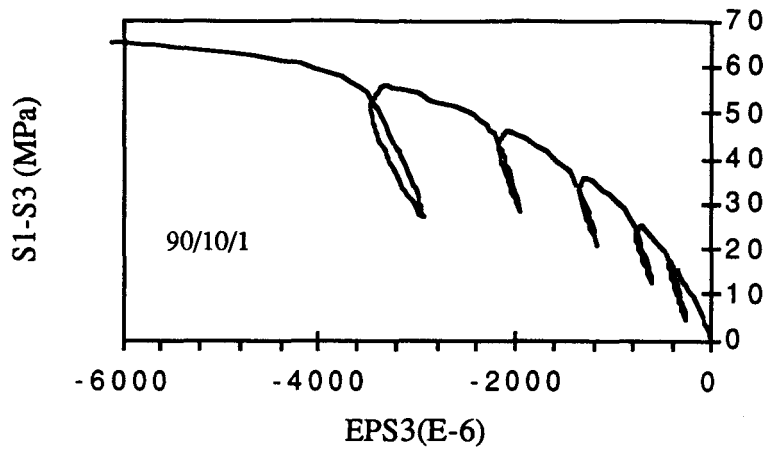


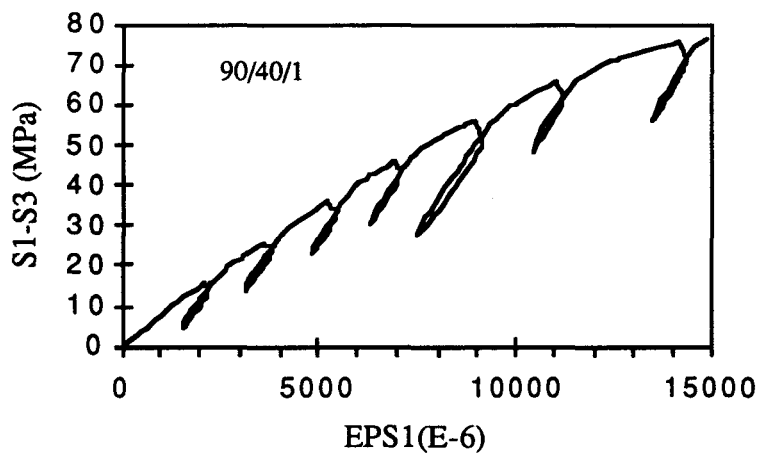
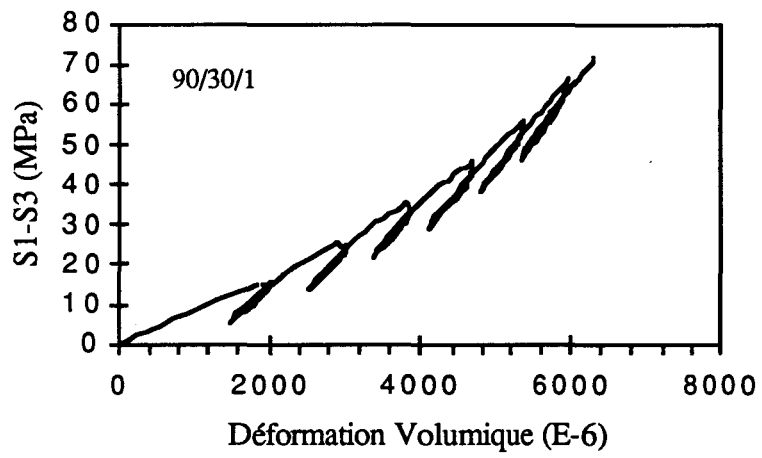
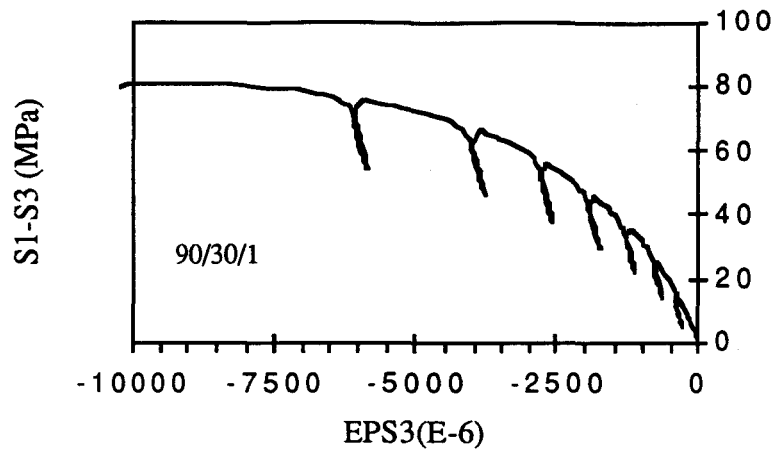


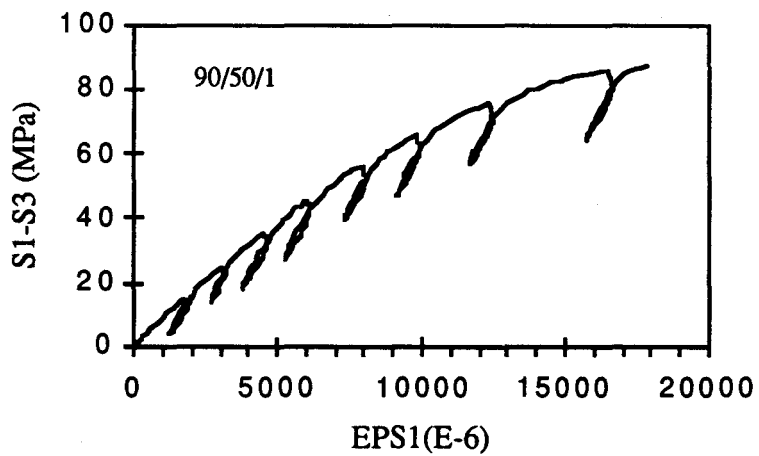
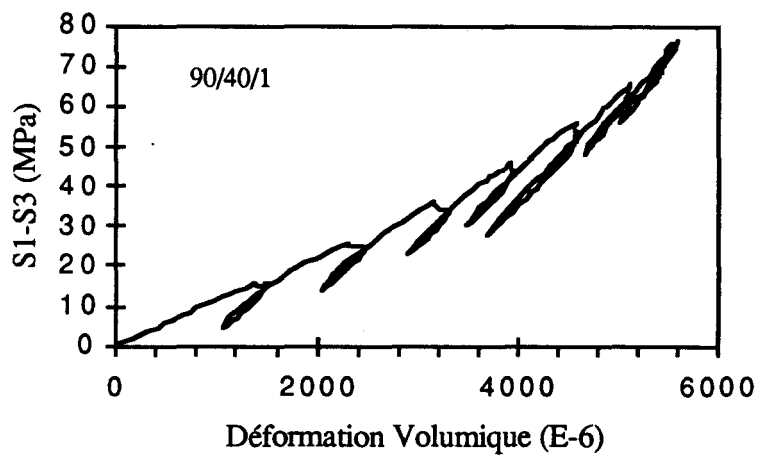
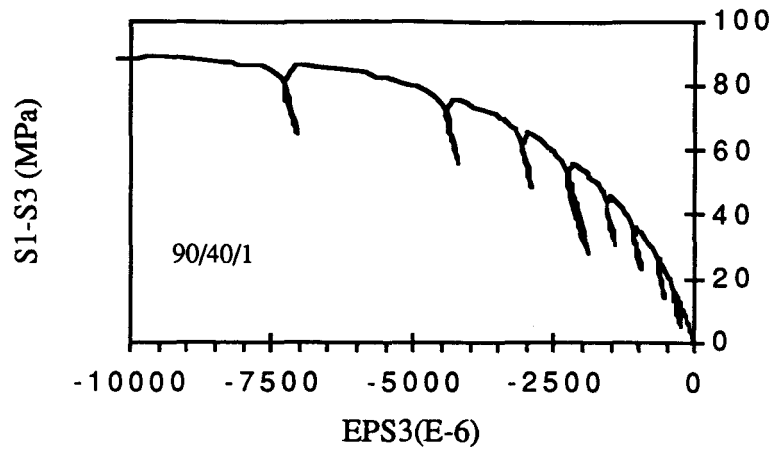


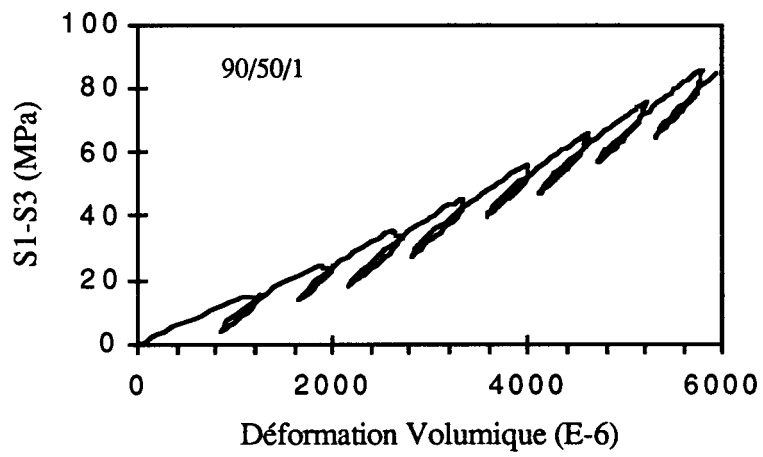
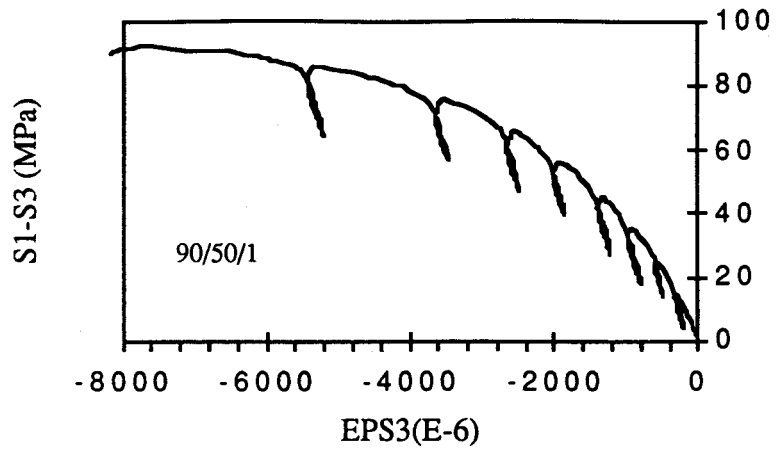










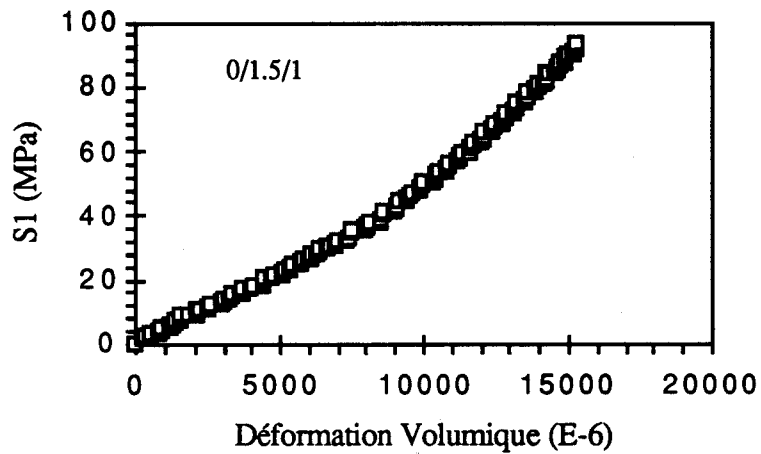
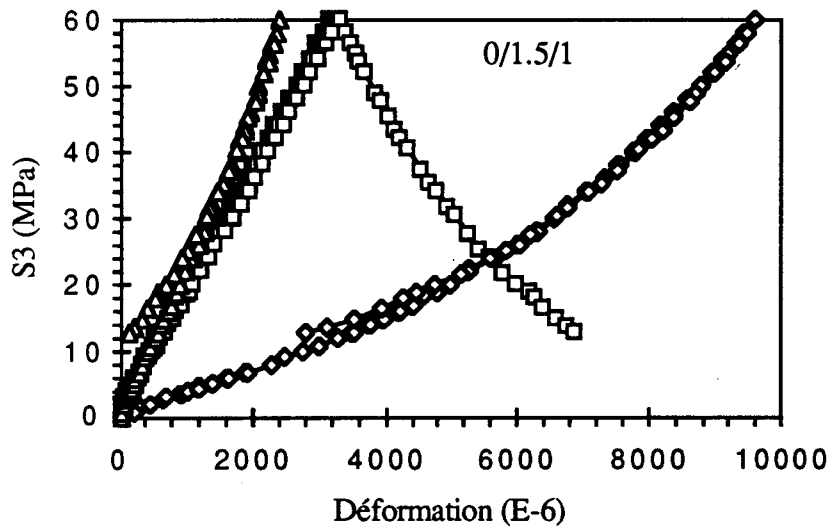
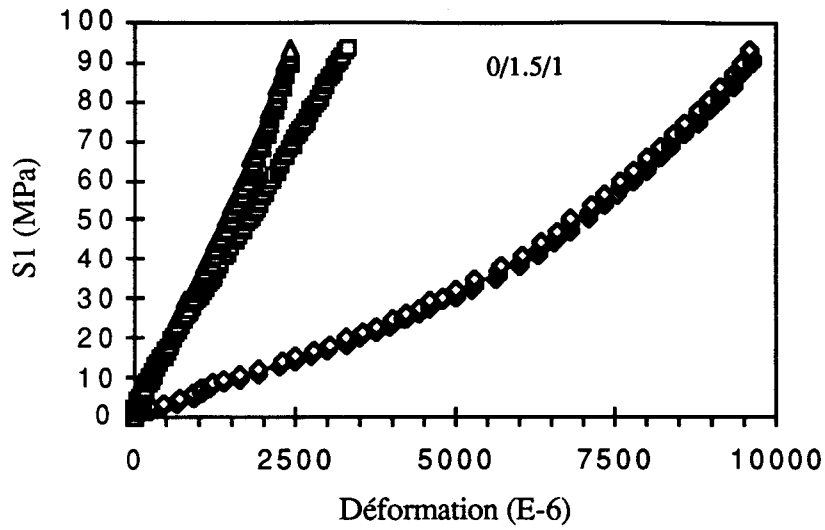


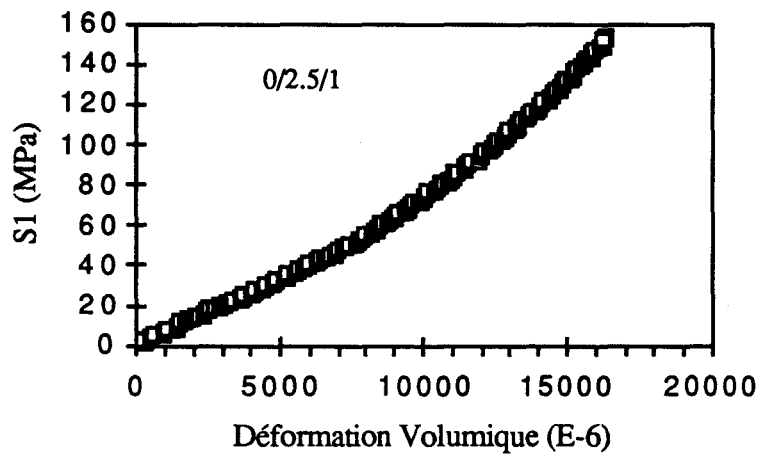
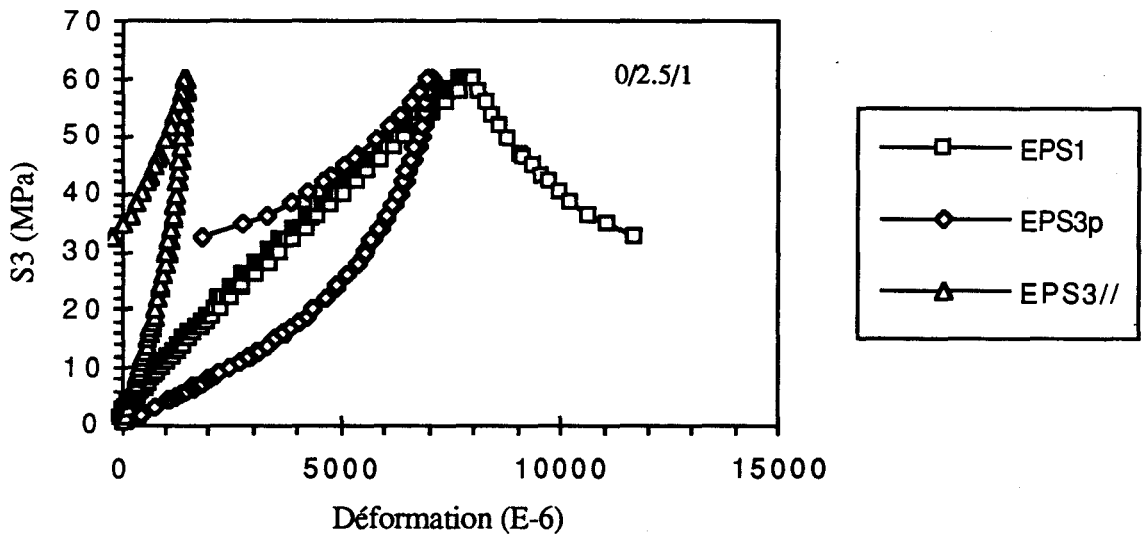
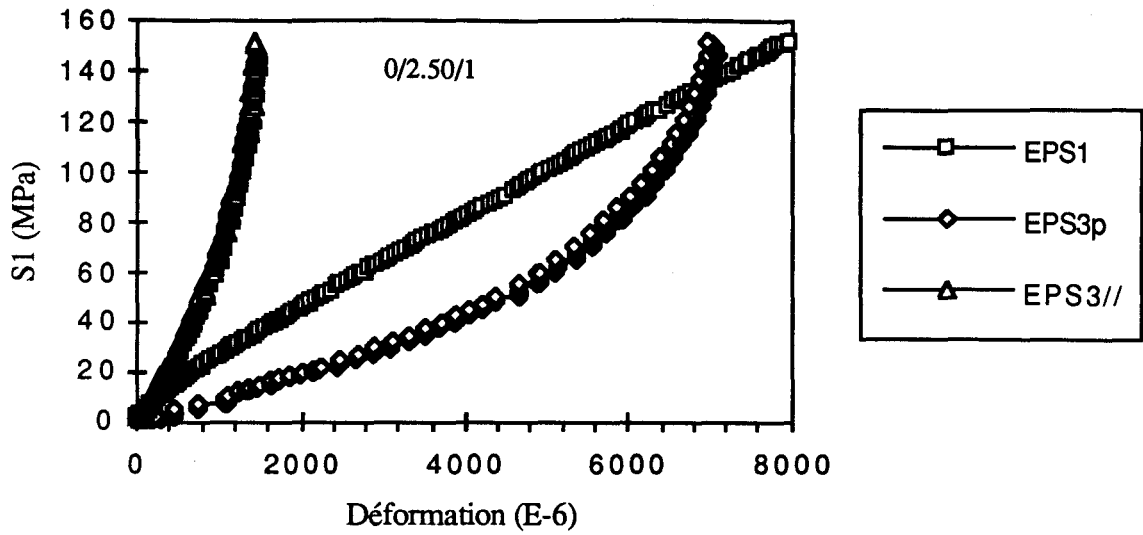
**ANNEXE N°3**

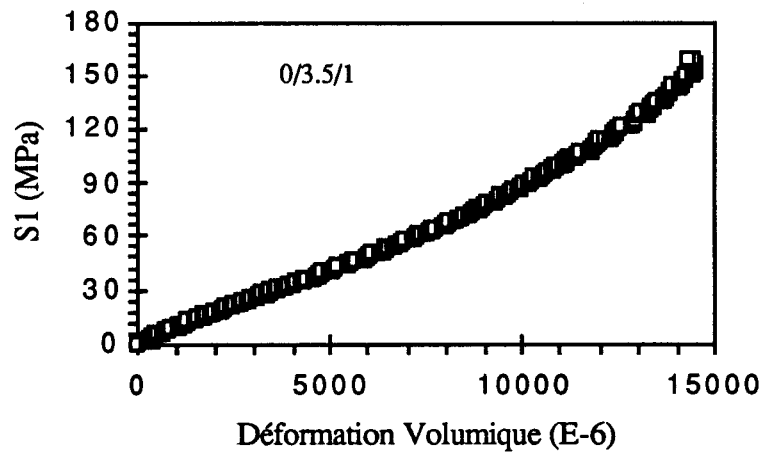
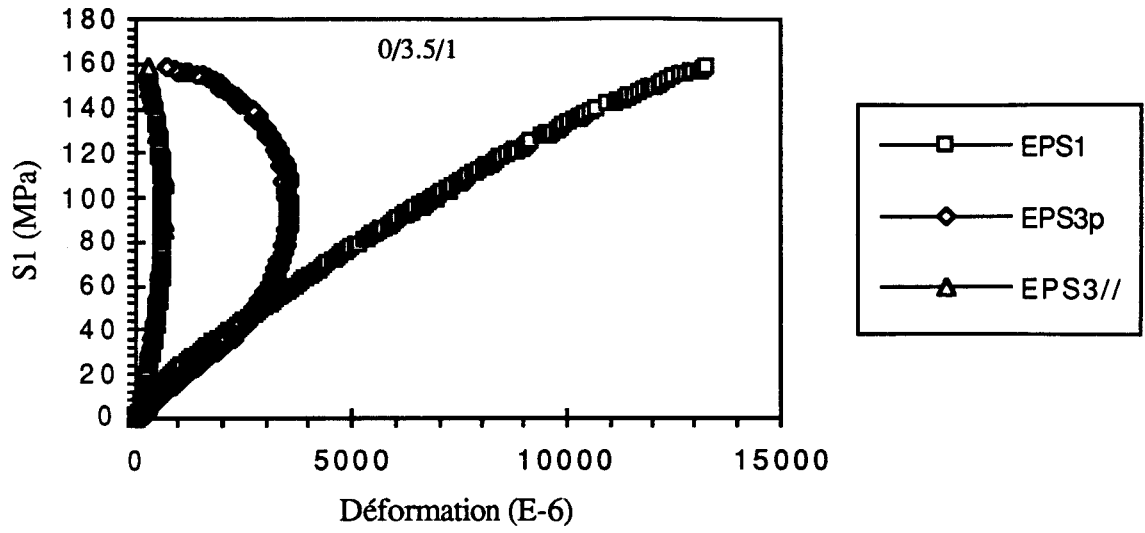
**ESSAIS DE CHARGEMENT PROPORTIONNEL  
ET D'EXTENSION LATÉRALE**

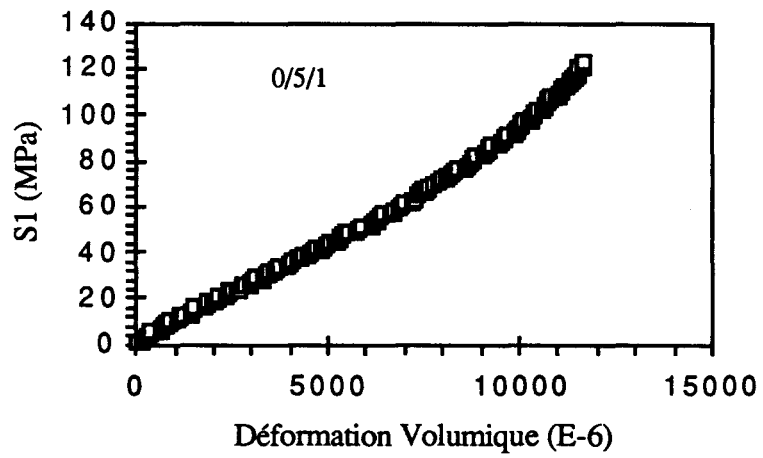
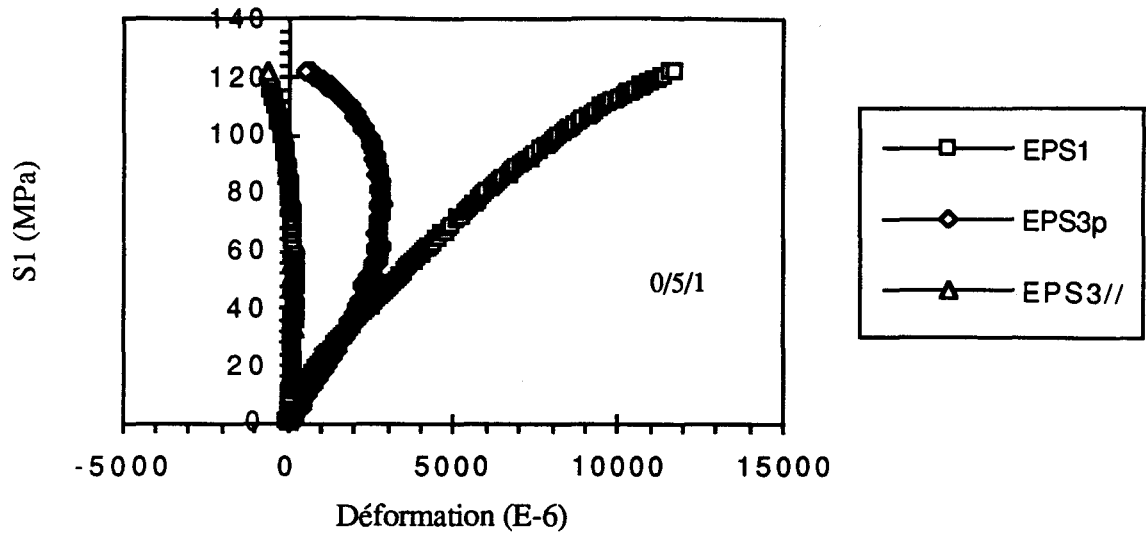


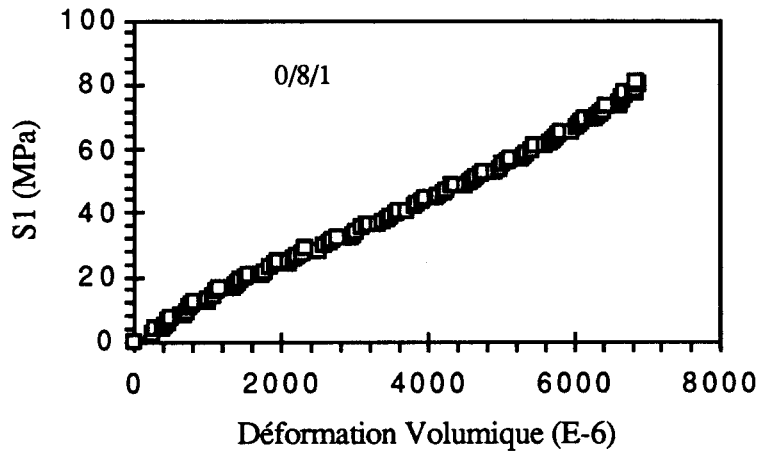
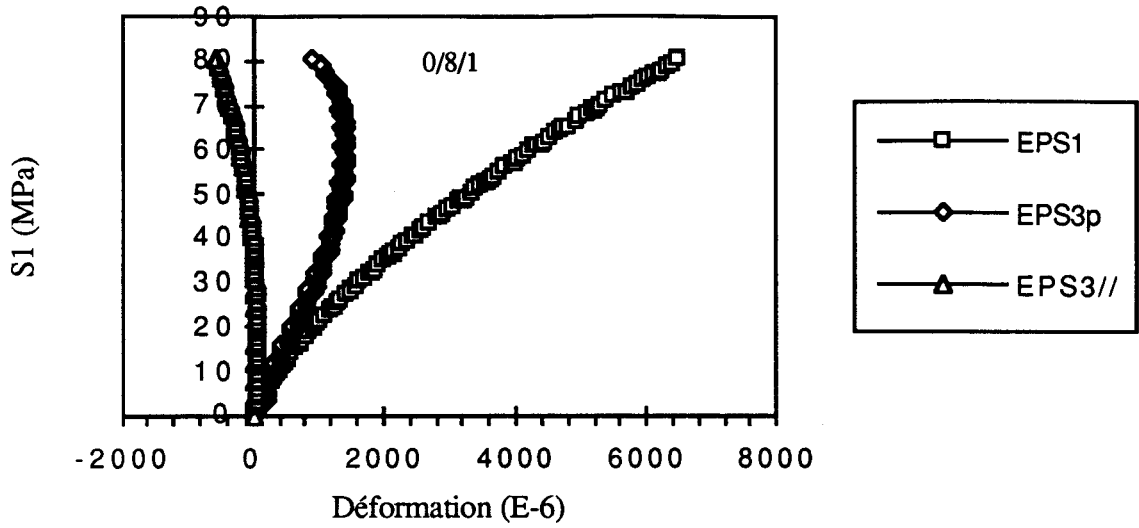
# ESSAIS DE CHARGEMENT PROPORTIONNEL

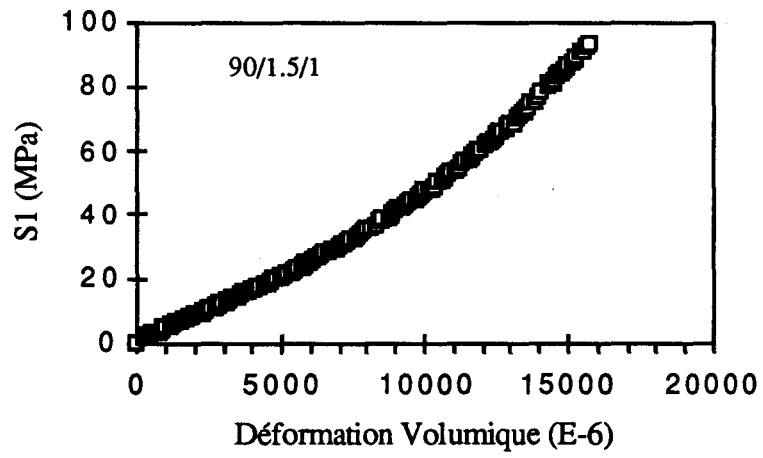
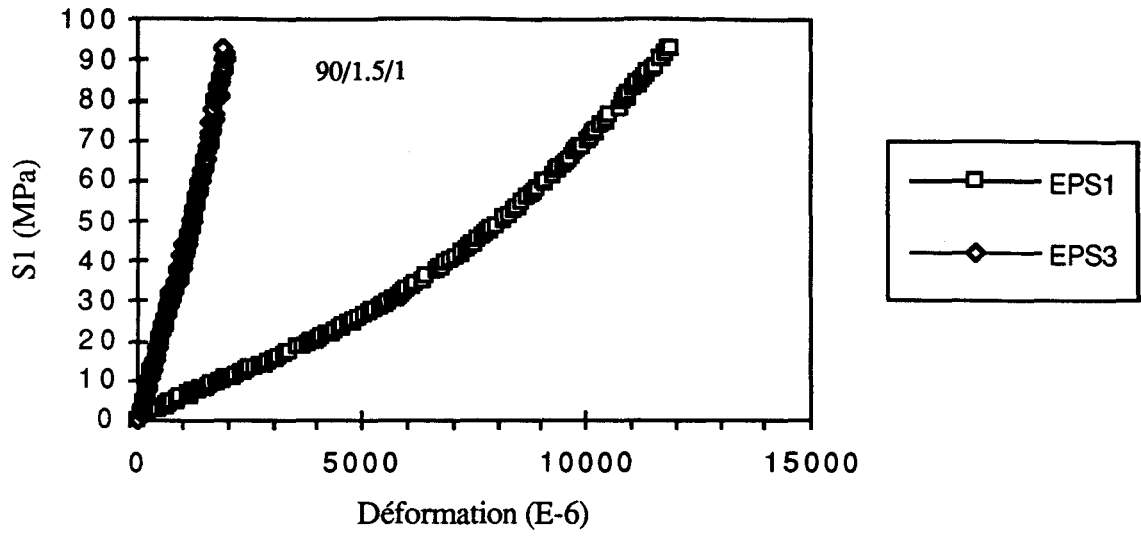


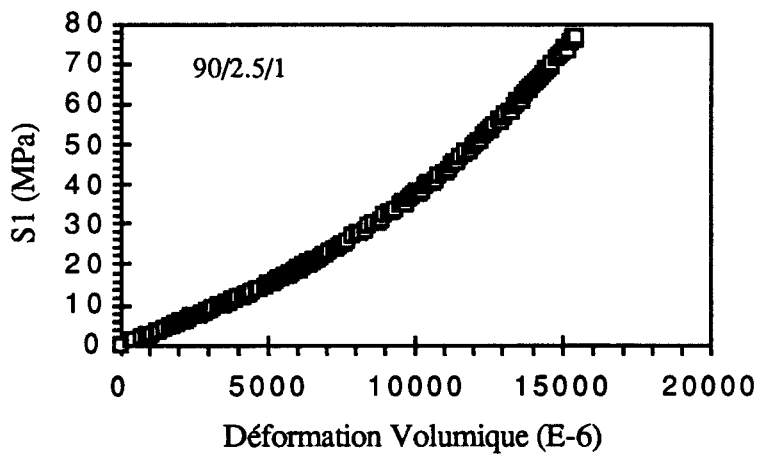
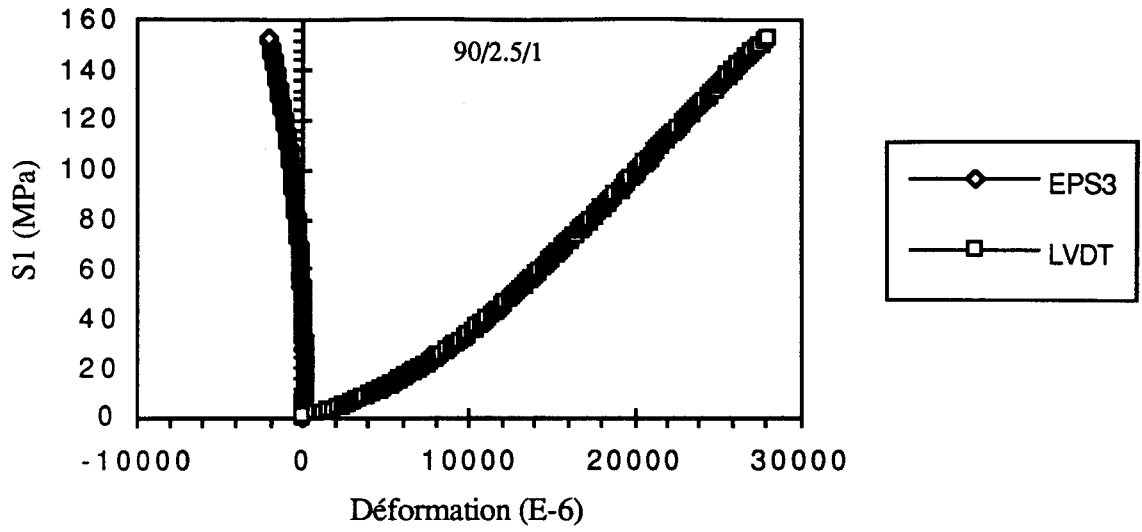


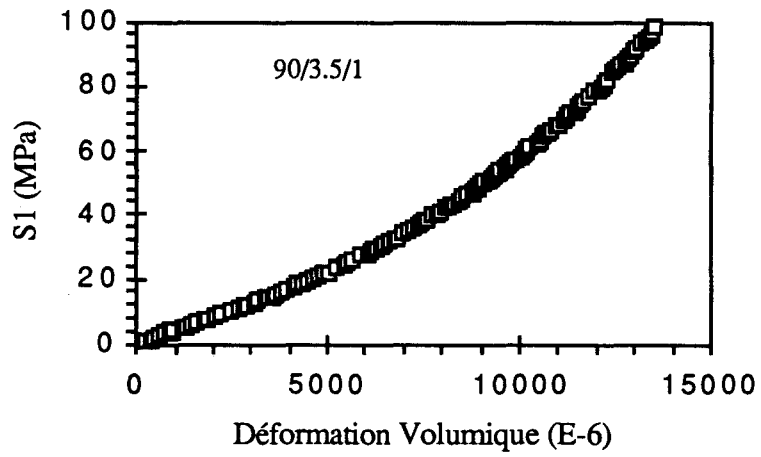
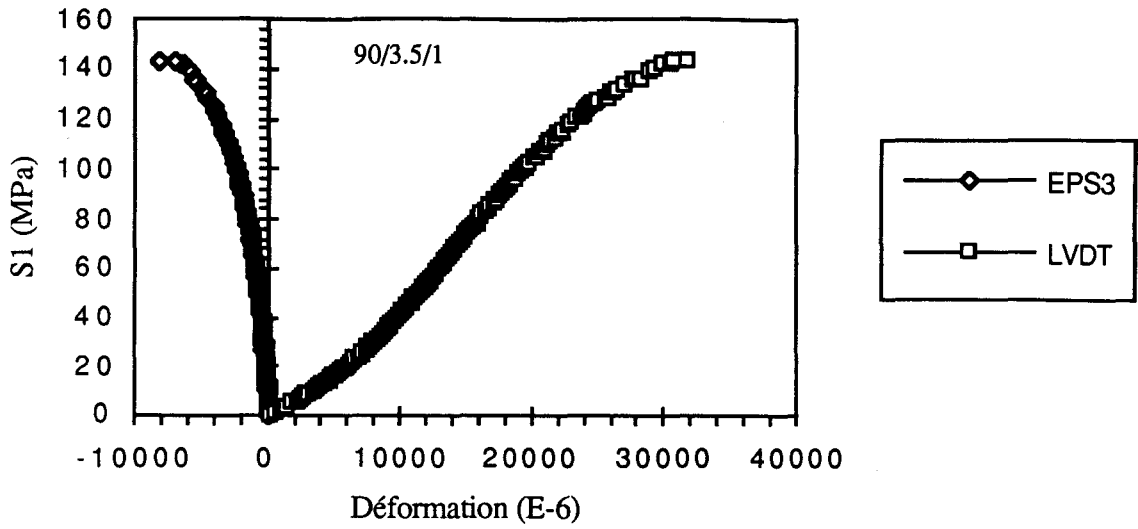




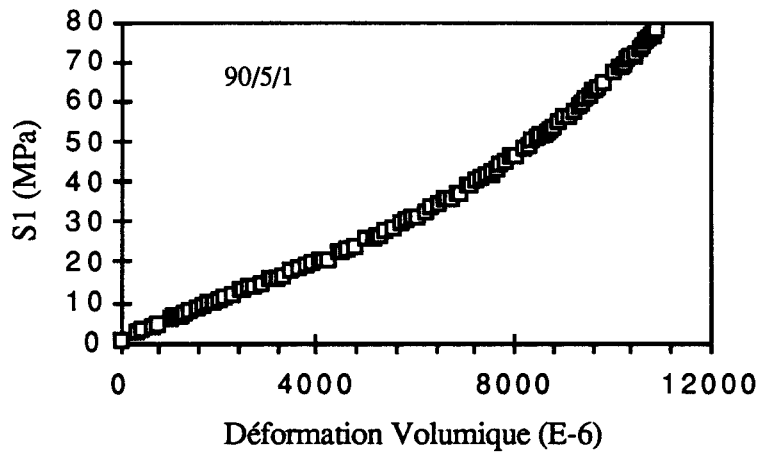
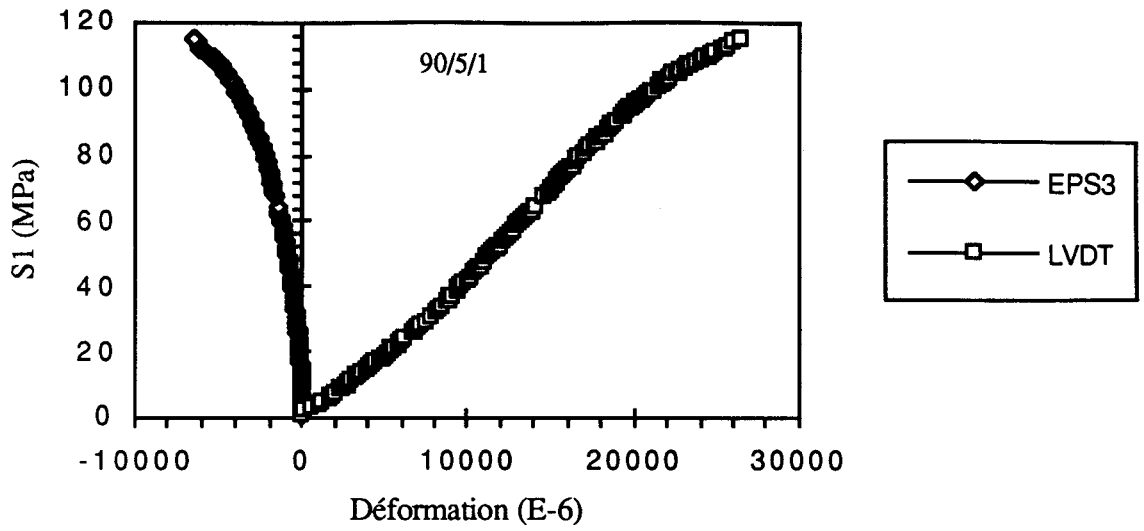


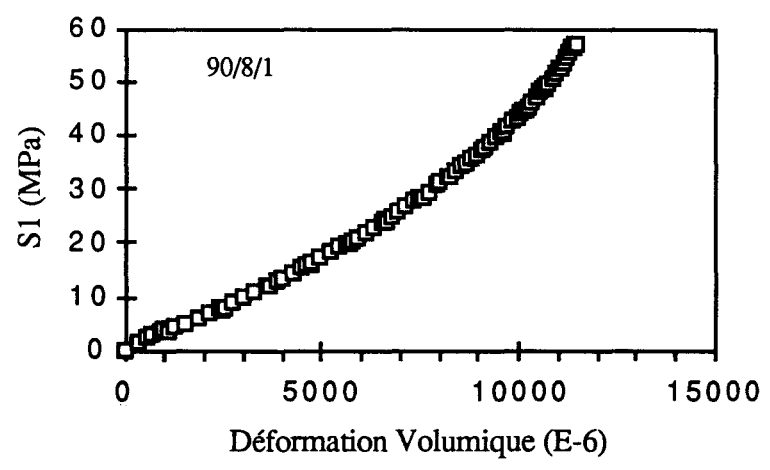
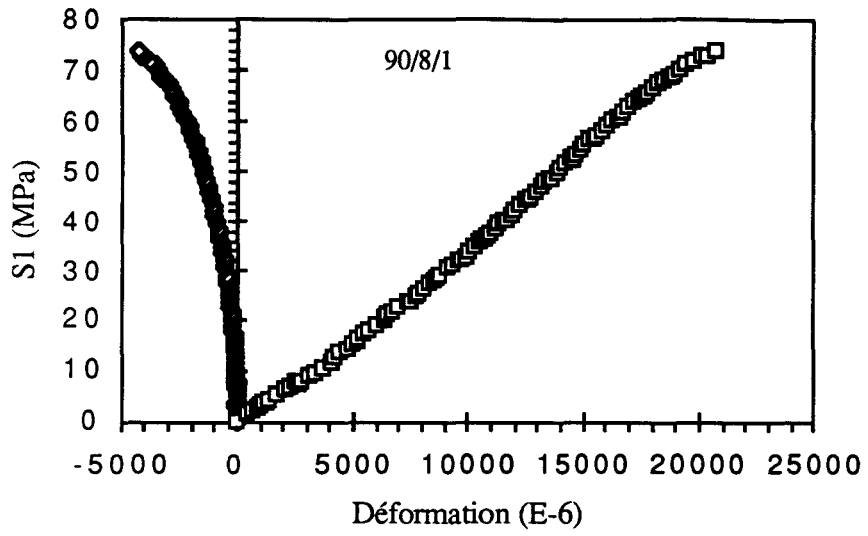




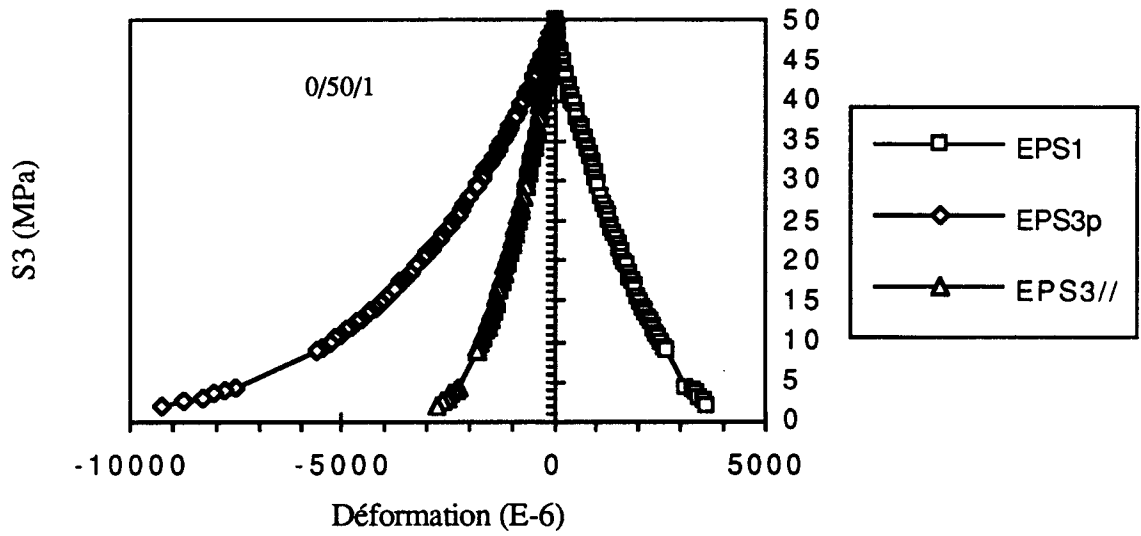
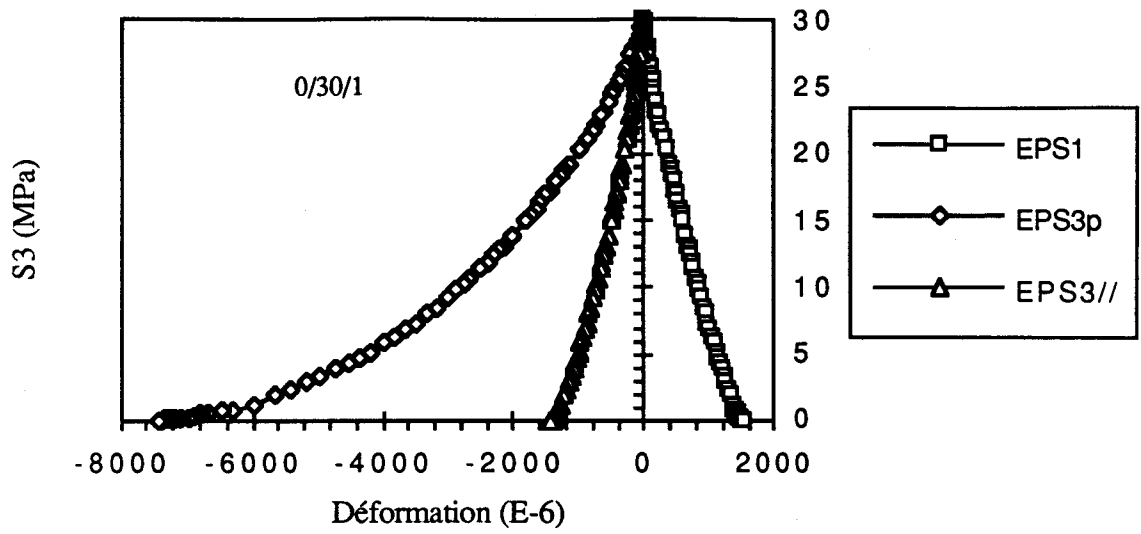


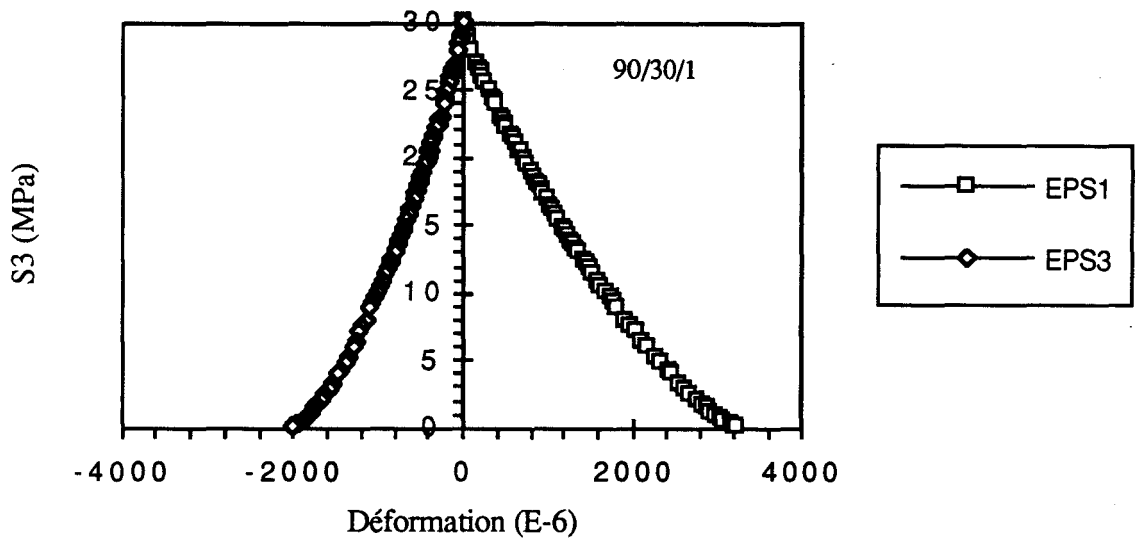
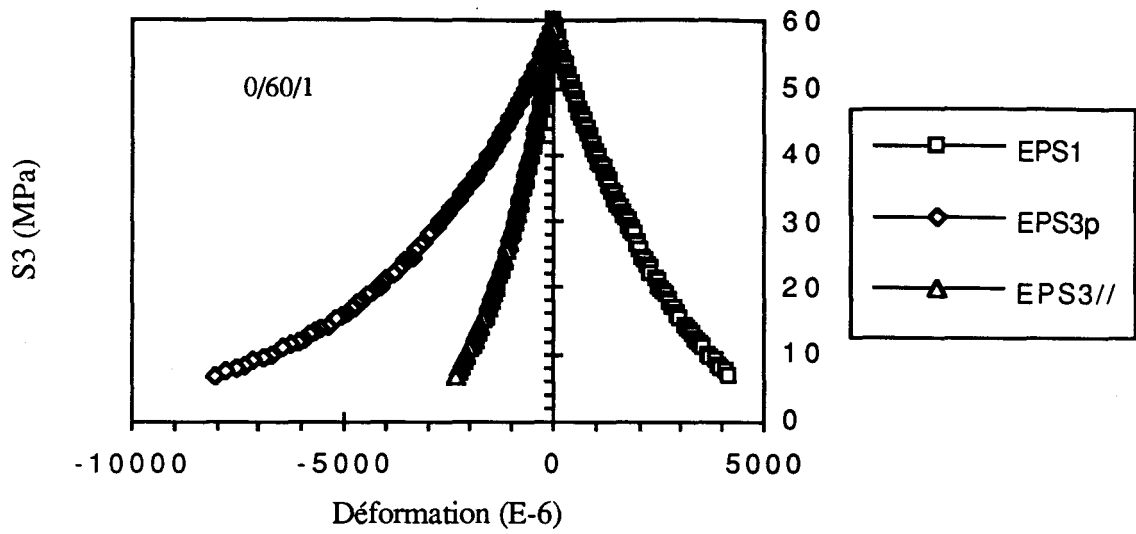


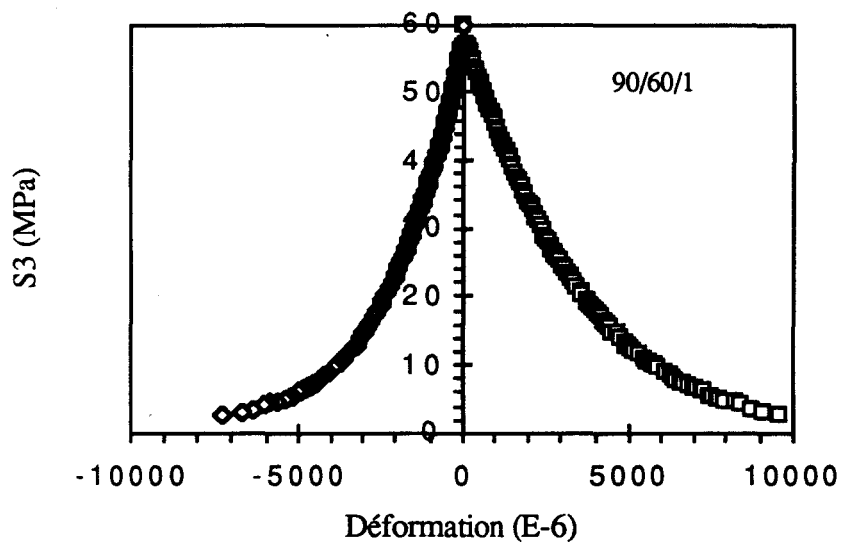
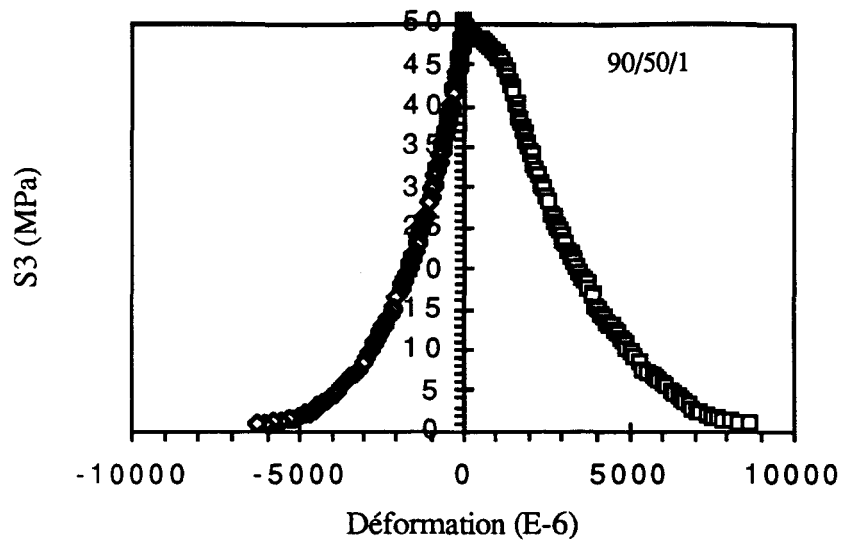




# ESSAIS D'EXTENSION LATÉRALE







ANNEXE N°4

MODULES DE DÉFORMATIONS GLOBALES

## 1 - MODULES PRINCIPAUX $E_{g1}$ et $E_{g2}$

Le module de déformation globale  $E_{g1}$ , dans l'axe de révolution et le module de déformation globale  $E_{g2}$  dans la surface de révolution ou plan de stratification sont obtenus respectivement à partir des essais à  $\theta=90^\circ$  et à  $\theta=0^\circ$ .

Ces modules sont déterminés au moyen des pentes de la partie linéaire des courbes dues d'une part aux jauges longitudinales et d'autre part aux capteurs de déplacements de la machine (LVDT). Pour ceci, une correction de  $4.10^{-3}$  mm/MPa est fait, pour tenir compte des erreurs d'enregistrement du signal de la machine.

Les résultats sont reportés dans les Tableaux A1 et A2. Les modules dans la colonne valeur moyenne jauges 1 et 2 sont dus aux courbes contrainte - valeur moyenne des déformations longitudinales de la jauge 1 et de la jauge 2.

Dans les tableaux A1 et A2 le symbole (\*) caractérise un essai de chargement - déchargement, le symbole (\*\*) un essai de chargement - déchargement avec des paliers de relaxation et sans astérisque un essai triaxial classique.

ESSAIS	JAUGE 1	JAUGE 2	VALEUR MOYENNE JAUGES 1 ET 2	LVDT
0/01/1	11440	13700	13000	12750
0/01/2	14300	10706	13320	10400
0/01/3	-	-	-	7800
0/01/1*	8245	-	13235	-
0/05/1*	12740	-	12932	-
0/05/1**	10961	-	10961	11025
0/10/1	-	10325	12895	12290
0/10/1*	11600	8633	12992	-
0/20/1*	13287	13166	13000	-
0/30/1**	13602	14460	14200	-
0/40/1**	14460	14283	14350	16260
0/50/1**	15840	14550	15200	16400

Tableau A1 : Module de déformation globale  $E_{g2}$  (MPa)

Les données expérimentales du tableau A1 montrent que le module de déformation globale  $E_{g2}$  est sensiblement constant, de l'ordre de **13300 MPa**.

ESSAIS	JAUGE 1	JAUGE 2	VALEUR MOYENNE JAUGES 1 ET 2	LVDT
90/01/1	2630	2630	2630	-
90/01/2	-	-	-	3000
90/01/3	3060	-	3060	3400
90/01/1*	3653	3366	3440	4066
90/05/1	-	-	2670	2770
90/05/2	3500	3500	3500	3680
90/05/1*	3897	-	3897	4471
90/05/1**	3826	3810	3830	4400
90/05/2**	3480	3964	3720	-
90/10/1	-	3240	3240	4597
90/10/2	-	4823	4823	4694
90/10/1*	3903	3995	3985	5250
90/10/1**	4630	4450	4500	4350
90/20/1	5072	5193	5000	4915
90/20/1*	4811	5621	5288	4551
90/25/1	-	-	-	4730
90/25/2	-	5625	5625	6950
90/30/1	5887	6165	6177	6730
90/30/1*	6861	5974	5958	6663
90/30/1**	5030	5899	5625	6160
90/40/1	6007	6308	6625	7235
90/40/1*	5893	5618	5688	7132
90/40/1**	6702	6125	6860	7050
90/50/1	8830	6840	8012	7260
90/50/2	7125	7878	7866	8972
90/50/1*	7122	6674	6950	8521
90/50/1**	7249	7770	7950	8450

Tableau A2 : Module de déformation globale  $E_{g1}$  (MPa)

Nous constatons que le module de déformation globale  $E_{g1}$  est fortement influencé par la pression de confinement.



## 2 - COEFFICIENTS DE POISSON GLOBAUX

Les coefficients de Poisson globaux correspondent au rapport de deux déformations globales. Ils sont déterminés à partir des courbes contrainte - déformation transversale pour les orientations  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ .

### 2.1) ÉVOLUTION DU COEFFICIENT DE POISSON $\nu_{g12}$

Avec les conventions choisies, les essais à  $\theta=90^\circ$  donnent les valeurs de  $\nu_{12g}$ . Le tableau A3 donne les valeurs de ce coefficient de Poisson.

ESSAIS	JAUGE 1 ( $\epsilon_3$ )	JAUGE 2 ( $\epsilon_3'$ )	VALEUR MOYENNE JAUGES 1 ET 2
90/01/1	0,038	0,097	0,06
90/01/2	0,017	0,093	0,08
90/01/1*	0,018	0,037	0,020
90/05/1*	0,030	0,175	0,077
90/05/1**	0,082	0,076	0,065
90/05/2**	0,096	0,065	-
90/10/1	-	-	0,107
90/10/2	0,011	0,135	0,012
90/10/1*	0,050	0,148	0,075
90/10/1**	0,092	0,148	0,096
90/20/1	0,060	0,092	0,066
90/20/1*	0,052	0,252	0,109
90/30/1	0,063	0,149	0,109
90/30/1*	0,078	0,135	0,080
90/30/1**	0,209	0,154	0,163
90/40/1*	0,062	0,201	0,117
90/40/1**	0,163	0,217	0,167
90/50/1	-	-	0,133
90/50/1*	0,075	0,200	0,113
90/50/1**	0,184	0,226	0,171

Tableau A3 : Valeurs expérimentales du coefficient de Poisson global  $\nu_{g12}$

Il semble que le coefficient de Poisson  $\nu_{g12}$  croît en fonction de la pression de confinement.

## 2.2) ÉVOLUTION DES COEFFICIENTS DE POISSON DE $v_{g23}$ ET $v_{g21}$

Les essais à  $\theta=0^\circ$  permettent de déterminer  $v_{g23}$  et  $v_{g21}$ . Les réponses des jauges placées dans le plan de stratification ( $\epsilon_{3//}$ ), et perpendiculairement ( $\epsilon_{3p}$ ) à ce plan, nous donnent respectivement  $v_{g23}$  et  $v_{g21}$ , Tableaux A4 et A5.

ESSAIS	JAUGE 1 ( $\epsilon_{3//}$ )	JAUGE 2 ( $\epsilon_{3//}$ )	VALEUR MOYENNE JAUGES 1 ET 2
0/01/1	0,214	-	0,116
0/01/3	0,050	0,007	0,030
0/01/1*	0,044	0,089	0,067
0/05/1*	-	0,101	0,056
0/05/1**	-	0,080	0,051
0/10/1*	0,057	0,060	0,046
0/20/1*	0,079	0,056	0,060
0/30/1**	0,070	0,068	0,064
0/40/1**	0,098	0,080	0,083
0/50/1**	0,124	0,088	0,077

Tableau A4 : Valeurs expérimentales du coefficient de Poisson global  $v_{g23}$

ESSAIS	JAUGE 1 ( $\epsilon_{3p}$ )	JAUGE 2 ( $\epsilon_{3p}$ )	VALEUR MOYENNE JAUGES 1 ET 2
0/01/1	0,034	0,048	0,044
0/01/3	0,156	0,050	0,090
0/01/1*	-	0,461	0,197
0/05/1*	0,099	0,171	0,127
0/05/1**	-	0,179	0,107
0/10/1*	0,265	0,099	0,148
0/20/1*	0,141	0,121	0,118
0/30/1**	0,218	0,180	0,188
0/40/1**	0,300	0,188	0,246
0/50/1**	0,233	0,340	0,251

Tableau A5 : Valeurs expérimentales du coefficient de Poisson global  $v_{g21}$

Les tableaux précédents montrent qu'en première approximation la pression de confinement n'exerce pas une influence notable sur les coefficients globaux  $\nu_{g23}$  et  $\nu_{g21}$ . Par conséquent, nous considérerons leurs valeurs moyennes :  $\nu_{g23}=0,065$ ,  $\nu_{g21}=0,152$ .

### 3) ÉVOLUTION DU MODULE DE CISAILLEMENT GLOBAL $G_{g12}$

Les valeurs de  $G_{g12}$  en fonction de la pression de confinement pour les essais effectués sont présentés dans le tableau A6.

Pression de confinement (MPa)	$E(45^\circ)$ (MPa)	$\nu(45^\circ)$	$G_{g12}$ (MPa)
1	4955	0,025	2417
20	6204	0,151	2695
40	8480	0,326	3198
50	8850	0,328	3332

Tableau A6 : Valeurs expérimentales du module de cisaillement  $G_{g12}$

