



HAL
open science

Modélisation numérique du comportement différé des cavités souterraines

Eric Boidy

► **To cite this version:**

Eric Boidy. Modélisation numérique du comportement différé des cavités souterraines. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. NNT : . tel-00001546

HAL Id: tel-00001546

<https://theses.hal.science/tel-00001546>

Submitted on 8 Aug 2002

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

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

THESE

présentée par

Éric BOIDY

Ingénieur diplômé de l'Institut des Sciences et Techniques de Grenoble (I.S.T.G.)
Option : Géotechnique

Pour l'obtention du titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : Mécanique

Modélisation numérique du comportement différé des cavités souterraines

Date de soutenance : 12 Avril 2002

Composition du jury

Président	M. BOULON	Professeur UJF – Grenoble
Directeur de thèse	F. PELLET	Maître de Conférences UJF – Grenoble
Rapporteurs	J-P. PIGUET	Professeur École des Mines de Nancy
	G. BARLA	Professeur Politecnico di Torino
Examineurs	A. BOUVARD	Ingénieur en chef – Coyne et Bellier
	N. HOTEIT	Directeur du département géomécanique de l'ANDRA

Thèse CIFRE préparée en collaboration avec le Bureau d'Ingénieurs Conseils, Coyne et Bellier,

<http://www.coyne-et-bellier.fr>

et le Laboratoire Sols, Solides, Structures, UMR 5521 : UJF – INPG – CNRS

<http://www.3S.hmg.inpg.fr>

http://theses-EN-ligne.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/15/46/index_fr.html

A la mémoire de ma Grand-mère, Mamama,
A ma famille,

Avant-propos

Tout travail est le fruit de collaborations humaines, c'est pourquoi, il m'est à présent agréable de rendre hommage à celles et ceux qui ont contribué à la réussite de ma thèse.

Je voudrais exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur **Frédéric Pellet**, Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier de Grenoble (UJF), pour avoir assuré l'encadrement scientifique de mes travaux. Grâce à son dynamisme et à sa confiance, qu'il a témoignés à mon égard, j'ai pu réaliser toutes les recherches qui me tenaient à cœur.

Je remercie chaleureusement Madame **Anne Bouvard**, Ingénieur en chef chez Coyne et Bellier, pour ses conseils, son soutien et son investissement dans mes recherches, ainsi que Messieurs **Alain Carrère**, Directeur scientifique, **Guy Colombet**, Directeur du pôle GSP, et **Bernard Tardieu**, Président Directeur Général de Coyne et Bellier, pour m'avoir donné l'opportunité et les moyens nécessaires à la réalisation de ma thèse, dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la REcherche (CIFRE).

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur le Professeur **Marc Boulon**, Directeur du Laboratoire Sols, Solides, Structures (3S), pour son accueil chaleureux au sein de son équipe, et pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Messieurs **Giovanni Barla**, Professeur au Politecnico di Torino, et **Jack-Pierre Piguët**, Professeur à l'École des Mines de Nancy, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu manifester à l'égard de ce travail, en acceptant de rapporter ce mémoire.

Monsieur **Guofei Chen**, Ingénieur chez Électricité de France, a beaucoup contribué à la maîtrise du langage de programmation du code FLAC, qu'il trouve ici l'expression de ma sincère gratitude.

Ma reconnaissance va également à l'égard de Monsieur **Jean Sulem**, Directeur de Recherche à l'École Nationale des Ponts et Chaussées, qui a participé initialement à l'orientation de la recherche bibliographique.

Les résultats de ces recherches sont également le fruit de nombreuses collaborations avec :

- ✓ l'Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA), représentée par Monsieur **Nasser Hoteit**, Directeur du département géomécanique, pour avoir accepté d'examiner mon travail, ainsi que Madame **Odile Ozanam** et Monsieur **Kun Su**, Docteur - Ingénieurs, sans qui le programme expérimental sur les argilites du site de l'Est n'aurait jamais pu voir le jour,

- ✓ Monsieur **Patrick Dudoignon**, Professeur à l'École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, qui a dépensé de l'énergie pour l'étude des lames minces d'argilite au microscope à balayage électronique,
- ✓ Messieurs **Mohammed Sahli**, Professeur à l'École Hassania des Travaux Publics de Casa Blanca, **Denis Fabre**, Professeur à Lirigm de Grenoble, et **Safwan Labanieh**, Maître de Conférences à l'UJF, qui ont tous les trois accordé du temps pour la lecture des premières versions de ce mémoire et formulé des remarques au combien pertinentes et précieuses,
- ✓ Madame **Anne-Marie Boullier**, et Monsieur **Bruno Lanson**, Chargés de Recherche au Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique de Grenoble, qui ont apporté leur contribution pour l'analyse des mécanismes microstructuraux,
- ✓ le Bureau d'Ingénieurs-Conseils Bonnard et Gardel, et plus particulièrement avec Monsieur **Pierre Kohler**, Ingénieur en chef, pour nous avoir fourni les informations nécessaires concernant la réalisation et l'auscultation de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri,
- ✓ Monsieur **Nicolas Gatelier**, Docteur, qui a su me faire partager ses compétences dans le domaine de la recherche expérimentale,
- ✓ toute l'équipe des thésards, chercheurs et techniciens du laboratoire 3S,
- ✓ tout le personnel de Coyne et Bellier,

Qu'ils soient tous assurés de mes remerciements les plus sincères !

Je terminerai en remerciant mes parents, mon frère et ma future belle-famille pour leurs encouragements et leur soutien moral pendant ces trois années. Enfin, j'adresse ma plus profonde gratitude à ma fiancée, **Sandrine**, pour avoir supporté au quotidien et toujours avec le sourire, les contraintes professionnelles imposées par cette thèse, et avoir toléré la présence momentanée de FLAC à la maison ; merci à Toi Sandrine, pour ton aide précieuse durant la rédaction de ce mémoire, pour tout ce que nous avons vécu et pour tout ce que nous allons vivre ensemble avec notre prochain mariage.

Personnellement, cette thèse a constitué une véritable formation professionnelle, qui s'inspire totalement de l'esprit des thèses CIFRE. L'application aux travaux souterrains est réelle et notamment aux galeries de stockage à grande profondeur en projet avec l'ANDRA, ce qui constitue une grande satisfaction personnelle. Par ailleurs, les bonnes relations entre le laboratoire 3S et Coyne et Bellier m'ont permis de progresser dans le rôle de coordinateur entre le monde de la recherche et celui du bureau d'études avec ses besoins spécifiques. La gestion de cette thèse, depuis son élaboration, a contribué à une amélioration constante de qualités professionnelles, telles que la clarté de la rédaction et de l'expression, ainsi que l'efficacité dans la recherche d'informations avec notamment les outils multimédia et Internet.

A ce sujet, la création prochaine d'un site Web, consacré à la synthèse de ces travaux, contribuera peut être à raffermir une émulation au sein de la recherche dans le milieu de la géomécanique.

Abstract

The subject of this present work is the numerical modelling of time-dependent behaviour of deep tunnel and waste disposal cavities, which are excavated in creeping rocks. After a wide bibliographic review, this research is composed of three main other parts.

First of all, from a theoretical point of view, the Lemaitre's viscoplastic model was implemented in the FLAC 2D finite-difference code. Particular attention was paid to the stability of the numerical solution for such an explicit mode of resolution. Related to the circular tunnel in a plane strain configuration, the time-dependent analytical expression was also developed for this law.

Secondly, an experimental study was carried out using relaxation tests and constant strain rate tests, which were performed on claystone samples from the East side (France). The aim is the identification of creep mechanical parameters for Lemaitre's model, in order to predict long-term behaviour. Besides, microscopic analysis of thin rock sections was also made so as to understand micromechanisms of time-dependent deformation.

Then, the reconnaissance gallery from the Mont Terri site (Switzerland) was studied. We succeed in fitting Lemaitre model parameters on in situ convergence measurements. Thus, the method resulting from this case study was applied to determine long-term behaviour of deep waste disposal cavities, with the start of the E-REP experiment in Bure laboratory (East of France), in collaboration with ANDRA.

Keywords:

Creep, relaxation, rock, claystone, Lemaitre's viscoplastic model, numerical modelling, FLAC code, critical time step, tunnel, disposal cavities, Mont Terri, ANDRA

Table des matières

NOTATIONS ET DEFINITIONS.....	7
CHAPITRE 1 - INTRODUCTION GÉNÉRALE	13
PARTIE I : ÉTAT DE L'ART	
CHAPITRE 2 - ÉTUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE DU COMPORTEMENT DIFFÉRÉ DES ROCHES	15
2.1. INTRODUCTION	15
2.2. CLASSES DE COMPORTEMENT DIFFERE	16
2.2.1. <i>Rappel sur la théorie de la consolidation</i>	16
2.2.2. <i>Le gonflement</i>	17
2.2.3. <i>Le fluage et la relaxation</i>	18
2.3. COMPREHENSION DES PHENOMENES DIFFERES	19
2.3.1. <i>Minéralogie des argiles et phénomène de gonflement</i>	19
2.3.1.1. Liaisons entre minéraux argileux.....	19
2.3.1.2. Le système eau-argile	21
2.3.1.3. Mécanisme de gonflement des roches argileuses.....	24
2.3.2. <i>Dislocations et mécanismes de déformation par fluage des cristaux</i>	26
2.3.2.1. Classes de défauts microstructuraux.....	26
2.3.2.2. Mobilité des dislocations	29
2.3.2.3. Activation de la mobilité et obstacles au glissement des dislocations	29
2.3.2.4. Vitesse de déformation macroscopique du cristal.....	30
2.3.2.5. Conséquences sur le comportement macroscopique.....	31
2.4. INVESTIGATIONS EXPERIMENTALES EN LABORATOIRE.....	32
2.4.1. <i>Étude du gonflement</i>	33
2.4.1.1. Essai de gonflement libre en solution	33
2.4.1.2. Essai de gonflement à l'œdomètre normalisé	33
2.4.1.3. Essai Huder-Amberg	33
2.4.2. <i>Étude du fluage et de la relaxation</i>	33
2.4.2.1. Essai de chargement lent à vitesse de déformation constante	34
2.4.2.2. Essai de fluage.....	36
2.4.2.3. Définition des différentes phases de fluage	37
2.4.2.4. Essai de fluage de longue durée.....	38
2.4.2.5. Essai de relaxation et réflexions sur les implications de la courbe limite	39
2.5. CLASSIFICATION DES GEOMATERIAUX	40
2.5.1. <i>Dénomination des roches en fonction de leur comportement rhéologique</i>	40
2.5.1.1. Roches élastiques-fragiles.....	40
2.5.1.2. Roches viscoélastiques avec serrage.....	41
2.5.1.3. Roches viscoplastiques	41
2.5.2. <i>Qualificatifs pour les différentes déformations</i>	41
2.5.3. <i>Exemple de différentes roches argileuses</i>	43
2.5.3.1. Composition Minéralogique	43
2.5.3.2. Caractéristiques physiques et mécaniques	44
2.5.3.3. Classement des roches étudiées	47

CHAPITRE 3 - LOIS DE COMPORTEMENT VISQUEUX	49
3.1. PRINCIPES GENERAUX DES LOIS DE COMPORTEMENT	49
3.1.1. Principe de déterminisme	49
3.1.2. Principe d'objectivité matérielle	50
3.1.3. Principe d'action locale	50
3.2. CLASSIFICATION DES LOIS DE COMPORTEMENT VISQUEUX	50
3.2.1. Ecriture générale des lois de comportement visqueux	50
3.2.2. Classes de solides visqueux	51
3.2.3. Lois explicites en fonction du temps	51
3.2.3.1. Lois de fluage primaire	52
3.2.3.2. Lois de fluage secondaire	53
3.2.3.3. Exemple de lois de fluage primaire	55
3.2.3.4. Synthèse	57
3.2.4. Modèles analogiques et dérivés	57
3.2.4.1. Modèles analogiques de base	58
3.2.4.2. Modèle CVISC	64
3.3. GENERALITES SUR LA FORMULATION DES LOIS ELASTOPLASTIQUES	65
3.3.1. Principe de partition des déformations élastiques et plastiques	65
3.3.2. Définition de la surface de charge	65
3.3.3. Lois d'écoulement et potentiel plastique	67
3.3.3.1. Lois d'écoulement associées	67
3.3.3.2. Lois d'écoulement non associées	68
3.3.4. Paramètres d'érouissage	68
3.3.4.1. Érouissage isotrope	68
3.3.4.2. Érouissage cinématique	69
3.3.5. Rappels sur quelques critères de plasticité	69
3.3.5.1. Critères indépendants de la pression moyenne	70
3.3.5.2. Critères dépendants de la pression moyenne	71
3.4. LOIS VISCOPLASTIQUES A POTENTIEL	74
3.4.1. De la plasticité à la viscoplasticité	74
3.4.2. Partition des déformations élastiques et viscoplastiques	75
3.4.3. Potentiel de dissipation thermodynamique	75
3.4.4. Théorie de la viscoplasticité de Perzyna	76
3.4.4.1. Elasto-viscoplasticité avec érouissage positif isotrope	77
3.4.4.2. Elasto-viscoplasticité parfaite avec dilatance	79
3.4.5. Généralisation des lois viscoplastiques à potentiel	79
3.4.5.1. Formulation de la loi viscoplastique de type Prager	80
3.4.5.2. Loi viscoplastique de Cristescu	82
3.4.5.3. Loi de Lemaitre	83
3.4.5.4. Présentation du modèle de Bodner et Partom	86
3.4.6. Comparaison des différentes lois viscoplastiques à potentiel	87
3.5. MODELE DE PANET-SULEM APPLIQUE AUX TUNNELS	88
3.5.1. Principe de base de la méthode convergence-confinement	88
3.5.1.1. Participation du terrain à son propre soutènement	88
3.5.1.2. Définition de la convergence en tunnel	88
3.5.2. Développement de la méthode graphique CV-CF	89
3.5.2.1. Hypothèses de base	89
3.5.2.2. Courbe de convergence du terrain CV	90
3.5.2.3. Courbe de confinement CF apporté par le soutènement	90
3.5.3. Modèle de Panet-Sulem	92
3.6. SYNTHESE ET REFLEXIONS	94

PARTIE II : DÉVELOPPEMENTS NUMÉRIQUES DE LOIS CONSTITUTIVES POUR LE COMPORTEMENT VISQUEUX DES ROCHES

CHAPITRE 4 - PRINCIPES ET JUSTIFICATIONS DE LA LOI CVISC.....	95
4.1. SCHEMA DE RESOLUTION NUMERIQUE DANS LE CODE FLAC 2D	95
4.1.1. <i>La méthode des différences finies</i>	95
4.1.2. <i>Principe de résolution numérique en mode explicite</i>	96
4.1.2.1. Principes de base	97
4.1.2.2. Étude des modes d'amortissement.....	100
4.1.2.3. Définition du pas de temps critique	101
4.1.3. <i>Mode d'implémentation d'une loi de comportement</i>	102
4.2. DEVELOPPEMENT NUMERIQUE DE LA LOI CVISC	103
4.2.1. <i>Origine et développement de la loi</i>	103
4.2.2. <i>Principe de la loi CVISC simplifiée</i>	103
4.2.2.1. Propriétés de la loi à court terme	104
4.2.2.2. Propriétés de la loi à long terme	104
4.2.2.3. Choix du pas de temps.....	105
4.3. JUSTIFICATION DE LA LOI CVISC SIMPLIFIEE.....	106
4.3.1. <i>Principe du calcul de comparaison basé sur la méthode convergence-confinement</i>	106
4.3.2. <i>Comparaison des résultats pour un tunnel circulaire en milieu isotrope</i>	108
4.3.2.1. Méthodologie d'utilisation de la loi CVISC simplifiée.....	108
4.3.2.2. Analyse et comparaison des résultats	109
4.3.2.3. Rôle du paramètre de viscosité η_K	111
4.4. SYNTHÈSE SUR LA JUSTIFICATION DE LA LOI CVISC SIMPLIFIEE.....	113
CHAPITRE 5 - DÉVELOPPEMENT ET IMPLÉMENTATION DE LA LOI DE LEMAITRE.....	115
5.1. PROGRAMMATION DE LA LOI VISCOPLASTIQUE DE LEMAITRE	115
5.1.1. <i>Généralités et rappels</i>	115
5.1.2. <i>Développement algorithmique</i>	117
5.1.3. <i>Définition du pas de temps critique</i>	118
5.2. ÉTUDE DE LA LOI DE LEMAITRE SUR DES CHEMINS CLASSIQUES DE SOLlicitATION	119
5.2.1. <i>Simulation d'un essai de fluage</i>	119
5.2.2. <i>Simulation d'un essai de chargement monoaxial à vitesse de déformation imposée</i>	120
5.2.3. <i>Simulation d'un essai de relaxation</i>	122
5.2.4. <i>Temps caractéristiques de fluage et de relaxation</i>	124
5.3. OPTIMISATION DU PAS DE TEMPS DE DISCRETISATION.....	126
5.3.1. <i>Étude de la stabilité numérique de la simulation d'un essai de relaxation</i>	126
5.3.2. <i>Application au cas du cylindre creux infini</i>	130
5.3.2.1. Modèle utilisé.....	130
5.3.2.2. Résultats en paroi de tunnel.....	131
5.3.2.3. Analyse des forces non équilibrées.....	131
5.3.3. <i>Synthèse et recommandations pour l'application de la loi constitutive de Lemaitre</i>	134
5.4. ÉTUDE DU COMPORTEMENT DU TUNNEL CIRCULAIRE A LONG TERME.....	135
5.4.1. <i>Développement semi-analytique en milieu homogène isotrope et incompressible</i>	135
5.4.1.1. Hypothèses et intérêt de l'approche analytique	135
5.4.1.2. Développement des équations adimensionnelles	136
5.4.1.3. Analyse de l'état d'équilibre spatial	137
5.4.1.4. Développement de l'équation différentielle.....	137
5.4.1.5. Définition de l'état asymptotique	138
5.4.2. <i>Comparaison du modèle semi-analytique avec la simulation numérique FLAC</i>	139
5.4.2.1. Modèle de référence et caractéristiques mécaniques	139
5.4.2.2. Résultats comparatifs.....	139
5.4.3. <i>Effet d'une anisotropie de contrainte et synthèse des résultats</i>	143
5.5. CONCLUSIONS.....	143

PARTIE III : ÉTUDES EXPERIMENTALES DU COMPORTEMENT DIFFERE ET CALAGE DE LA LOI DE LEMAITRE

CHAPITRE 6 - PROGRAMME EXPÉRIMENTAL SUR LES ARGILITES DU SITE DE L'EST	145
6.1. INTRODUCTION.....	145
6.2. PRESENTATION DU MATERIEL D'ESSAIS.....	147
6.2.1. <i>Bâti de chargement lent</i>	147
6.2.2. <i>Presse Schenck</i>	148
6.2.3. <i>Préparation et conditionnement des éprouvettes d'argilite</i>	150
6.2.3.1. Préparation des éprouvettes.....	150
6.2.3.2. Cellule de Bohler.....	151
6.2.3.3. Instrumentation par jauges d'extensométrie.....	151
6.3. CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES EPROUVETTES.....	152
6.3.1. <i>Identification physique</i>	152
6.3.2. <i>Étude microscopique sur lame mince de l'éprouvette témoin</i>	154
6.3.2.1. Analyse pétrographique au microscope optique.....	154
6.3.2.2. Observations au microscope électronique à balayage.....	154
6.3.2.3. Sensibilité des argilites aux conditions hygrométriques.....	154
6.4. PROTOCOLES ET RESULTATS D'ESSAIS.....	156
6.4.1. <i>Présentation des protocoles opératoires</i>	156
6.4.2. <i>Principaux résultats mécaniques</i>	156
6.4.2.1. Comparaison des caractéristiques mécaniques à court terme.....	158
6.4.2.2. Analyse du comportement à long terme.....	161
6.4.3. <i>Étude microstructurale sur lame mince</i>	166
6.4.3.1. Analyse pétrographique et endommagement de l'éprouvette 1-C.....	166
6.4.3.2. Mécanismes d'endommagement.....	167
6.5. CONCLUSION.....	169
CHAPITRE 7 - CALAGE DE LA LOI DE LEMAITRE SUR LA BASE DES ESSAIS DE LABORATOIRE... 171	171
7.1. DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA LOI SUR LA BASE DES ESSAIS DE FLUAGE.....	171
7.1.1. <i>Rappels</i>	171
7.1.2. <i>Méthode et difficultés du calage</i>	172
7.2. AJUSTEMENT SUR LA BASE D'ESSAIS A VITESSE DE DEFORMATION CONSTANTE.....	172
7.2.1. <i>Méthode générale</i>	172
7.2.2. <i>Application à deux essais à vitesse de déformation axiale constante</i>	173
7.2.3. <i>Étude paramétrique</i>	175
7.2.4. <i>Ajustement sur les cinq essais réalisés</i>	177
7.2.5. <i>Détermination d'un jeu optimum de paramètres</i>	179
7.2.5.1. Influence d'une augmentation de la vitesse de déformation axiale.....	179
7.2.5.2. Influence d'une diminution de la vitesse de déformation axiale.....	179
7.3. IMPORTANCE DES ESSAIS DE RELAXATION POUR L'AJUSTEMENT DE LA LOI DE LEMAITRE.....	181
7.3.1. <i>Analyse globale des essais de relaxation</i>	181
7.3.2. <i>Calage de la loi de Lemaitre sur la base des essais de relaxation</i>	181
7.3.2.1. Ajustement de l'essai 2-B.....	181
7.3.2.2. Ajustement du premier palier de relaxation de l'essai 1-C.....	182
7.3.2.3. Ajustement du second palier de relaxation de l'essai 1-C.....	184
7.4. SYNTHESE ET CONCLUSIONS.....	184
7.4.1. <i>Synthèse des résultats</i>	184
7.4.2. <i>Conclusions et perspectives</i>	187

PARTIE IV : JUSTIFICATION PRATIQUE DE LA METHODOLOGIE POUR LA DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA LOI DE LEMAITRE

CHAPITRE 8 - APPLICATION À LA GALERIE DE RECONNAISSANCE DU MONT TERRI.....	189
8.1. CARACTERISTIQUES DE L'OUVRAGE ET DU MILIEU ENCAISSANT.....	190
8.1.1. <i>Présentation du complexe souterrain</i>	190
8.1.1.1. Le tunnel autoroutier	190
8.1.1.2. La galerie de reconnaissance	192
8.1.1.3. La « nouvelle galerie ».....	194
8.1.2. <i>Propriétés des argiles à Opalinus</i>	195
8.1.2.1. Caractéristiques géologiques	195
8.1.2.2. Propriétés physiques et mécaniques à court terme.....	196
8.1.2.3. Propriétés mécaniques à long terme.....	197
8.1.3. <i>Détermination des paramètres de la loi de Lemaitre à partir des essais de fluage</i>	198
8.1.3.1. Ajustement sur l'essai de laboratoire à teneur en eau naturelle	198
8.1.3.2. Ajustement sur l'essai Cédra (échantillon sec).....	199
8.2. AJUSTEMENT DE LA LOI DE LEMAITRE SUR LES MESURES DE CONVERGENCES DU TRONÇON II. 201	
8.2.1. <i>Données de chantier et interprétation des mesures de convergences</i>	202
8.2.1.1. Phasage d'excavation et instrumentation	202
8.2.1.2. Détermination des propriétés à court terme par ajustement de la loi de Panet-Sulem.....	203
8.2.2. <i>Principe du calcul axisymétrique avec FLAC</i>	206
8.2.2.1. Hypothèses complémentaires	207
8.2.2.2. Principe de détermination des paramètres de la loi viscoplastique de Lemaitre	208
8.2.3. <i>Justifications de la méthodologie d'ajustement numérique</i>	209
8.2.3.1. Évolution des convergences au cours du déconfinement de la galerie.....	209
8.2.3.2. Évolution des convergences sur un an	211
8.2.3.3. Comparaison des résultats numériques avec les mesures d'extensométrie	211
8.2.4. <i>Étude approfondie du comportement en paroi d'excavation</i>	214
8.2.4.1. Évolution du déviateur q en paroi	214
8.2.4.2. Zones en rupture et zones endommagées.....	214
8.3. ÉTUDE COMPARATIVE SUR LE TRONÇON I ET EXTRAPOLATION DES RESULTATS.....	217
8.3.1. <i>Données de chantier</i>	217
8.3.1.1. Phasage d'excavation et instrumentation	217
8.3.1.2. Détermination des propriétés à court terme par ajustement de la loi de Panet-Sulem.....	219
8.3.2. <i>Hypothèses du calcul axisymétrique</i>	221
8.3.3. <i>Résultats et justifications de l'ajustement de la loi de Lemaitre</i>	222
8.3.3.1. Évolution des convergences au cours des phases d'excavation	222
8.3.3.2. Évolution des convergences à long terme.....	223
8.3.3.3. Comparaison des résultats numériques avec les mesures d'extensométrie	225
8.3.3.4. Comportement du revêtement définitif	227
8.3.4. <i>Analyse numérique complémentaire du comportement de l'ouvrage</i>	230
8.3.4.1. Comportement de la paroi revêtue au cours du temps	230
8.3.4.2. Stabilité du front de taille	231
8.3.4.3. Zones en rupture et zones endommagées.....	233
8.4. COMPARAISON DES AJUSTEMENTS IN SITU ET DE LABORATOIRE.....	233
8.4.1. <i>Confrontation des différentes lois sur un essai de fluage simulé</i>	235
8.4.2. <i>Application au cas d'une section de tunnel en déformations planes</i>	237
8.4.3. <i>Résumé des résultats</i>	237

CHAPITRE 9 - APPLICATIONS AUX OUVRAGES DE STOCKAGE À GRANDE PROFONDEUR	239
9.1. ÉTUDES DANS LE CADRE DU PROJET E-REP	240
9.1.1. <i>Caractérisation du comportement des argilites du site de l'Est et de la zone REP</i>	240
9.1.1.1. Propriétés physiques et programme expérimental	240
9.1.1.2. Procédures d'essais.....	241
9.1.1.3. Analyse des résultats	242
9.1.2. <i>Détermination des paramètres de la loi viscoplastique de Lemaitre</i>	250
9.1.2.1. Rappels théoriques.....	250
9.1.2.2. Détermination du paramètre m sur les essais de fluage	250
9.1.2.3. Proposition d'un jeu optimum de paramètres sur la base des essais de relaxation.....	254
9.1.3. <i>Application simplifiée au cas du tunnel infini</i>	257
9.1.4. <i>Calcul numérique en déformations planes</i>	259
9.1.4.1. Présentation du modèle de référence	259
9.1.4.2. Hypothèses complémentaires	260
9.1.4.3. Résultats des simulations.....	261
9.2. MODELISATION DU COMPORTEMENT DE GRANDES CAVERNES	265
9.2.1. <i>Géométrie et modélisation des GCV</i>	266
9.2.2. <i>Caractéristiques mécaniques</i>	267
9.2.3. <i>Phasage des calculs</i>	268
9.2.4. <i>Principaux résultats</i>	268
9.2.4.1. Évolution des zones en rupture et des zones endommagées	268
9.2.4.2. Évolution des déformations différées et des efforts induits dans le revêtement.....	269
9.3. SYNTHÈSE ET ENSEIGNEMENTS PRATIQUES	271
CHAPITRE 10 - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	273
10.1. CONCLUSION GÉNÉRALE	273
10.2. PERSPECTIVES DE RECHERCHE ET DE DÉVELOPPEMENT	274
10.3. APPORTS ET ENSEIGNEMENTS	275
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	277
ANNEXE I - LISTING DE LOIS DE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE.....	287
ANNEXE II - COMPARAISON DES RÉSULTATS À 100 ANS OBTENUS AVEC LA LOI CVISC SIMPLIFIÉE ET LA MÉTHODE CV-CF (EN CONTRAINTES ANISOTROPES).....	295
ANNEXE III - DÉVELOPPEMENTS TENSORIELS DE LA LOI VISCOPLASTIQUE DE LEMAITRE	297
ANNEXE IV - RAPPEL DES FORMULES DU CYLINDRE CREUX EN ELASTICITÉ	299
ANNEXE V - DÉVELOPPEMENT ANALYTIQUE DE LA LOI DE LEMAITRE APPLIQUÉE EN SYMÉTRIE CYLINDRIQUE	303
ANNEXE VI - RÉSULTATS DES ESSAIS DE FLUAGE DANS LA ZONE REP.....	313

Notations et définitions

Nous donnons ci-dessous les principales notations utilisées dans ce mémoire. La convention adoptée pour définir les contraintes et les déformations correspond à celle de la géomécanique (contraintes de compression positives). Les notations spécifiques pour les différents chapitres sont données séparément. Pour toute quantité tensorielle, le terme général du tenseur est donné entre parenthèses. Par ailleurs, d'une manière générale, la dérivée d'une quantité x par rapport au temps est notée \dot{x} .

Notations générales de la mécanique :

δ_{ij}	Symbole de Kroneker qui vaut 1 pour $i = j$ et 0 si $i \neq j$
$\underline{\underline{I}}$	Tenseur identité
$\underline{\underline{\sigma}}$ (ou σ_{ij})	Tenseur des contraintes totales (ou le terme général du tenseur)
$\underline{\underline{\sigma'}}$ (ou σ'_{ij})	Tenseur des contraintes effectives
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	Contraintes principales (positives en compression) vérifiant : $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$
$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$	Contraintes dans les axes du repère cartésien (O, x, y, z)
$\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$	Contraintes de cisaillement dans les plans (xy), (xz) et (yz)
$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$	Contraintes radiale, orthoradiale et longitudinale en axisymétrie
$p = J_1$	Pression moyenne ou premier invariant du tenseur des contraintes $p = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \sigma_{ii} = \frac{1}{3} \sigma_{ii}$
$\underline{\underline{s}}$ (ou s_{ij})	Partie déviatoire du tenseur des contraintes $s_{ij} = \sigma_{ij} - p\delta_{ij}$
$q = J_2$	Déviateur équivalent ou second invariant du tenseur des contraintes $q = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{\underline{s}} \otimes \underline{\underline{s}}} = \sqrt{\frac{3}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (s_{ij})^2} = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} \cdot s_{ij}} = \sqrt{\frac{3}{2} \text{tr}(\underline{\underline{s}}^2)}$
J_3	Troisième invariant du tenseur des contraintes, $J_3 = \text{Det}(\underline{\underline{\sigma}}) = \sigma_1 \cdot \sigma_2 \cdot \sigma_3$
$\underline{\underline{u}} = u \cdot \underline{\underline{I}}$	Tenseur pression interstitielle avec u , la valeur de la pression (scalaire)
σ_n	Contrainte normale sur une facette donnée
τ	Contrainte de cisaillement sur une facette donnée

σ_c	Résistance à la compression simple
σ_t	Résistance à la traction
σ_g	Pression de gonflement empêché
σ_{axiale}	Contrainte axiale en configuration monoaxiale
σ_s	Seuil de contrainte de déclenchement du comportement différé
$\underline{\underline{\varepsilon}}$ (ou ε_{ij})	Tenseur des déformations totales (ou le terme général du tenseur)
$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}$ (ou $\dot{\varepsilon}_{ij}$)	Tenseur des vitesses de déformation totale
$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$	Déformations principales (positives en contraction) vérifiant : $\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3$
$\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$	Déformations dans les axes du repère cartésien (O, x, y, z)
$\gamma_{xy}, \gamma_{xz}, \gamma_{yz}$	Distorsions dans les plans (xy), (xz) et (yz)
γ	Déformation de cisaillement sur une facette donnée
$\dot{\gamma}$	Vitesse de cisaillement sur une facette donnée
ε_{axiale}	Déformation axiale en configuration monoaxiale
$\dot{\varepsilon}_{axiale}$	Vitesse de déformation axiale en configuration monoaxiale
$\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z$	Déformations radiale, orthoradiale et longitudinale en axisymétrie
ε_{vol}	Déformation volumique $\varepsilon_{vol} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}) = \varepsilon_{ii}$
$\underline{\underline{\varepsilon}}^d$ (ou $\underline{\underline{\varepsilon}}_{ij}^d$)	Partie déviatoire du tenseur des déformations $\varepsilon_{ij}^d = \varepsilon_{ij} - \varepsilon_{vol} \delta_{ij}$
$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^d$ (ou $\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_{ij}^d$)	Partie déviatoire du tenseur des vitesses de déformation
$\underline{\underline{\varepsilon}}^e$ (ou ε_{ij}^e)	Tenseur des déformations élastiques
$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e$ (ou $\dot{\varepsilon}_{ij}^e$)	Partie élastique du tenseur des vitesses de déformation totale
$\underline{\underline{\varepsilon}}^p$ (ou ε_{ij}^p)	Tenseur des déformations plastiques
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$ (ou ε_{ij}^{vp})	Tenseur des déformations viscoplastiques
ε_{vp}	Déformation visqueuse cumulée (ou de fluage) correspond au second invariant du tenseur des déformations viscoplastiques $\varepsilon_{vp} = \sqrt{\frac{2}{3} \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} \otimes \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}} = \sqrt{\frac{2}{3} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (\varepsilon_{ij}^{vp})^2} = \sqrt{\frac{2}{3} \varepsilon_{ij}^{vp} \cdot \varepsilon_{ij}^{vp}} = \sqrt{\frac{2}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp^2})}$
$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp}$ (ou $\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}$)	Tenseur des vitesses de déformation viscoplastique
$\dot{\varepsilon}_{vp}$	Vitesse de fluage ou second invariant du tenseur des vitesses de déformation viscoplastique $\dot{\varepsilon}_{vp} = \sqrt{\frac{2}{3} \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp} \otimes \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp}} = \sqrt{\frac{2}{3} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp})^2} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} \cdot \dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}} = \sqrt{\frac{2}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp^2})}$

K_0	Coefficient de pression des terres au repos
E	Module d'Young
E_c	Module de déformation en charge
ν	Coefficient de Poisson
G	Module de cisaillement : $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$
K	Module de compressibilité : $K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$
c	Cohésion
φ	Angle de frottement interne
ψ	Angle de dilatance
R (et R^2)	Coefficient de corrélation (et de détermination) d'une relation entre deux grandeurs physiques avec sa courbe de tendance

Notations des paramètres physiques :

e	Indice des vides
n	Porosité
CEC	Capacité d'Échange Cationique
γ_h	Poids volumique humide
γ_s	Poids volumique spécifique (des particules solides)
γ_d	Poids volumique sec
γ_w	Poids volumique de l'eau
S_r	Degré de saturation
w	Teneur en eau
w_L	Limite de liquidité
w_P	Limite de plasticité
I_p	Indice de plasticité
A_C	Activité argileuse

Notations du chapitre 2 : Étude phénoménologique du comportement différé des roches :

ΔV	Potentiel électrostatique
v	Vitesse de déplacement d'une dislocation
f	Fréquence d'oscillation d'une ligne de dislocation
d	Distance moyenne entre deux obstacles microstructuraux
ΔG_0	Barrière d'énergie d'activation
k	Constante de Boltzmann $k = 1,381.10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
T	Température absolue en Kelvin
τ^*	Contrainte effective microstructurale
V_A	Volume d'activation

ρ_m	Densité de dislocations mobiles
b	Norme du vecteur de Burger
ρ	Charge électrique au point considéré
ε	Permittivité électrique
R	Constante universelle des gaz parfaits, $R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Notations du chapitre 3 : Lois de comportement visqueux :

γ	Paramètre de viscosité
η	Viscosité dynamique
η_M	Viscosité dynamique du modèle de Maxwell
η_K	Viscosité dynamique du modèle de Kelvin
G_M	Module de cisaillement du modèle de Maxwell
G_K	Module de cisaillement du modèle de Kelvin
K_T	Constante du critère de Tresca
K_{VM}	Constante du critère de von Mises
ξ et K_{DP}	Constantes du critère de Drucker-Prager
F	Fonction de charge (visco)plastique
G_p	Potentiel (visco)plastique
δ	Trisectrice de l'espace des contraintes principales
π	Plan déviatoire, normal à la trisectrice
Ω	Potentiel de dissipation thermodynamique
κ	Fonction d'écrouissage
c_{pic}	Pic de cohésion avant la rupture
c_r	Cohésion résiduelle
W_p	Travail viscoplastique
\emptyset	Diamètre du tunnel
r_o	Rayon d'excavation d'un tunnel circulaire
σ_0	Contrainte initiale homogène isotrope autour de l'excavation
CV	Convergence des parois d'excavation d'un tunnel
u_{ro}	Déplacement radial en paroi
u_o	Déplacement radial en paroi à la pose du soutènement
p_s	Pression de soutènement
λ	Taux de déconfinement en tunnel
x	Distance au front de taille d'une section de tunnel
N_s	Nombre de stabilité
$\langle \Phi \rangle$	Crochets de Macaulay : $\langle \Phi \rangle = 0$ si $\Phi < 0$; $\langle \Phi \rangle = \Phi$ si $\Phi > 0$
δ_{ij}	Symbole de Kroneker : $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$; $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$

Notations du chapitre 4 : Principes et justifications de la loi CVISC :

ρ_v	Masse volumique
\underline{x} (ou x_i)	Vecteur de position d'un point
$\underline{\dot{u}}$ (ou \dot{u}_i)	Vecteur de vitesse nodale
$\underline{\ddot{u}}$ (ou \ddot{u}_i)	Vecteur d'accélération nodale
\underline{g} (ou g_i)	Vecteur d'accélération généré par les forces de volume
$\underline{\Delta \underline{\varepsilon}}$ (ou $\Delta \varepsilon_{ij}$)	Taux de déformation tensoriel
\underline{F} (ou F_i)	Vecteur de force nodale
\underline{F}_d (ou F_{d_i})	Vecteur de force d'amortissement pour un élément
sgn	Fonction signe : $\text{sgn}(x) = -1$ si $x < 0$; $\text{sgn}(x) = 1$ si $x > 0$
C_p	Célérité des ondes p
Δt_{cr}	Pas de temps critique
E_{CT}	Module de déformation à court terme
E_{LT}	Module de déformation à long terme
F_e	Facteur d'échelle de temps
N_{min}	Nombre minimal de cycles de calcul dans le code FLAC

Notations du chapitre 5 : Développement et implémentation de la loi de Lemaitre :

T_f	Temps caractéristique de fluage
T_r	Temps caractéristique de relaxation
t_0	Pas de temps initial de discrétisation
p^g	Progression géométrique de la discrétisation
\underline{q}	Déviateur exprimé dans un repère cylindrique :
	$\underline{q} = \sigma_\theta - \sigma_r = \frac{2}{\sqrt{3}} q$
σ_0	Contrainte initiale homogène isotrope en symétrie cylindrique
$\underline{\varepsilon}_{vp}$	Déformation viscoplastique équivalente (repère cylindrique) :
	$\underline{\varepsilon}_{vp} = -\varepsilon_r^{vp} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_{vp}$
ε_0	Déformation élastique en paroi
τ_0	Temps caractéristique de l'excavation en symétrie cylindrique

Les notations spéciales concernant le développement de la loi viscoplastique de Lemaitre en configuration cylindrique, sont à rechercher en début d'annexe IV et V.

Chapitre 1

Introduction générale

La modélisation est cet art de la simplification qui permet aux ingénieurs de prévoir le comportement de ce qui est trop complexe pour être appréhendé complètement. Or les ouvrages de génie civil ont un comportement complexe. Cela est dû essentiellement au fait qu'ils sont ancrés dans le milieu naturel. Ils y sont bien sûr par leurs fondations dans le substratum géologique mais aussi par les actions qu'ils subissent – eau, vent, séisme, etc. – et par les matériaux qui les constituent. La complexité de leur comportement vient encore de leur grande durée de vie et ne peut par conséquent s'analyser hors du temps.

L'effet du temps est cependant rarement pris en compte dans le dimensionnement des ouvrages du génie civil. Or, dans le cas des cavités souterraines et des tunnels en milieu rocheux, les convergences dans les galeries non soutenues ou les pressions sur les revêtements continuent de croître bien après la fin des travaux. Ces phénomènes peuvent induire des préjudices considérables à la stabilité des ouvrages en cours de creusement ou lors de leur exploitation.

Le temps intervient en premier lieu dans la chronologie du processus de chargement des ouvrages, dû par exemple à des dispositions constructives particulières (construction par phases). Ces sollicitations successives impriment la mémoire des matériaux, prise en compte dans les lois rhéologiques par la notion d'écrouissage. Le temps peut également intervenir comme grandeur physique. Il existe alors plusieurs échelles de temps : celui d'un séisme (quelques secondes), celui de la construction d'un ouvrage (quelques mois), et celui de sa vie et de son vieillissement (quelques dizaines ou centaines d'années).

Les progrès récents de l'informatique et des méthodes de calcul (modélisation par éléments finis ou différences finies) permettent à l'ingénieur, de simuler l'évolution du comportement des ouvrages souterrains dans le temps. Cependant, l'objectivité des calculs numériques reste

suspendue à une connaissance précise de la loi de comportement des terrains en place et des matériaux utilisés.

La complexité de la modélisation réside principalement dans la connaissance du comportement dans le temps car les causes des déformations différées sont très diverses. Nous pouvons citer d'une part les phénomènes liés à l'eau comme la consolidation ou le gonflement, et d'autre part le fluage, qui a diverses origines physiques. Il s'agit entre autre, de la viscosité propre de la matrice rocheuse ou de celle du matériau de remplissage pour un massif fracturé, qui s'accompagne d'une modification de la structure à différentes échelles (atomes, molécules, particules, grains). A l'échelle du laboratoire comme à celle de l'ouvrage, le fluage peut s'accompagner d'une réduction des caractéristiques mécaniques et d'une propagation de microfissures. Ces dernières sont révélatrices du début de l'endommagement du matériau.

L'objectif de la présente étude consiste à analyser le phénomène de fluage, pour aboutir à une méthodologie permettant de prendre en compte les implications dans le calcul à long terme des revêtements de tunnels. Dans ce but, le mémoire comporte quatre parties.

La **première partie** établit l'état des connaissances sur le comportement différé. On tente de mettre en relation les différentes lois de comportement avec les phénomènes physiques qui sont à l'origine des faits observés sur les ouvrages souterrains.

La **seconde partie** rend compte des avancées numériques qui ont été réalisées au cours de ce travail. Il s'agit notamment de l'implémentation de la loi CVISC et de la loi viscoplastique de Lemaitre dans le code de calcul aux différences finies FLAC 2D, ainsi que leur validation sur des chemins particuliers de sollicitation.

Dans la **troisième partie**, les résultats de l'étude expérimentale sont présentés. Les différents essais effectués (essais monoaxiaux en compression à vitesse de déformation axiale imposée et essais de relaxation) ont servi de support pour la détermination des paramètres de la loi de Lemaitre.

La **quatrième et dernière partie** présente tout d'abord l'étude de cas réalisée sur la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri (Canton du Jura, Suisse). L'applicabilité de la loi de Lemaitre à l'échelle de l'ouvrage est démontrée et l'objectivité de l'extrapolation de cette loi à long terme est alors discutée.

Puis, sur la base de ces enseignements, un dimensionnement d'ouvrage de stockage à grande profondeur est alors proposé ; il s'agit d'un projet de Grandes Cavernes Verticales (GCV) de l'Agence Nationale pour la gestion des Déchets RAdioactifs (ANDRA). Cette simulation est précédée par un calcul de puits, pour le même projet, dans le cadre du programme de recherche **Expérimental** de la **RE**ponse mécanique à court terme et différé des argilites au creusement du **Puits** (E-REP), qui servira d'accès au laboratoire souterrain de Bure (Meuse/Haute-Marne). Ces deux dernières études permettent d'apporter un certain nombre de réflexions et de conclusions.

Chapitre 2

Étude phénoménologique du comportement différé des roches

2.1. INTRODUCTION

En souterrain, il existe des roches qui ont la fâcheuse propriété de développer au cours du temps, des pressions importantes sur les soutènements et revêtement. Les anglo-saxons les appellent « squeezing rocks », que l'on peut traduire en français par « roches poussantes ». Cette notion trouve son origine à l'époque des pionniers de la construction de tunnels dans les Alpes. Selon Kovari *et al.* (2001) [76], elle sous-entend des roches broyées, aptes à subir de grandes déformations différées. Les excavations effectuées dans ce type de terrains peuvent faire l'objet des observations suivantes :

- des convergences en paroi non stabilisées,
- des pressions importantes sur les soutènements et revêtements,
- une dégradation des caractéristiques mécaniques de la roche en parement.

Toujours selon Kovari, « un potentiel réel de fluage du rocher sous les contraintes données est une exigence fondamentale pour que se produise du rocher poussant » ; cela sous-entend que le phénomène de fluage serait systématiquement à la base des désordres observés en paroi d'excavation. En pratique, ces désordres ont parfois des origines totalement différentes. Il faut distinguer :

- les roches gonflantes comme l'anhydrite et les marnes riches en smectites,
- les roches fluantes,
- les roches qui se dégradent rapidement au cours du temps.

Le phénomène de gonflement a été défini par la Commission sur les roches gonflantes de l'International Society for Rock Mechanics (ISRM, 1983 [68]) : « *le gonflement est la*

conséquence d'une combinaison de réactions physico-chimiques faisant intervenir principalement l'eau et une modification de l'état de contrainte ». S'accordant sur cette définition, Aydan *et al.* (1998) [11] ainsi que Gioda (1996) [58] ne donnent pas le gonflement comme cause directe au phénomène de « rocher poussant ». Selon eux, le « rocher poussant » développe surtout des déformations croissantes au cours du temps sous un état de contrainte déviatoire constant. Or cela qualifie précisément le phénomène de fluage et rejoint l'idée de Kovari.

La complexité de ces phénomènes nous impose par conséquent d'étudier les différents mécanismes qui sont à l'origine du comportement différé. Parmi ceux-ci, le mécanisme de fluage est souvent très présent et mal connu. De plus, l'expérience des travaux souterrains et plus particulièrement celle des mines pose directement le problème de la stabilité à long terme des excavations pour lesquelles une aptitude au fluage est reconnue. Potts et Hedly (1964) [98] affirment à juste titre que l'une des principales conséquences pour un matériau présentant des caractéristiques de fluage est la création de microfissures au cours du temps. Ces dernières peuvent conduire, malheureusement, à la rupture de piliers de mine.

Dans ce chapitre, les différentes classes de comportement différé sont définies puis étudiées.

2.2. CLASSES DE COMPORTEMENT DIFFERE

Le comportement mécanique différé des géomatériaux se distingue du comportement instantané classique (élasticité et élastoplasticité) par la prise en compte explicite de la variable « temps ». Ce comportement correspond à l'un des phénomènes suivants :

- la consolidation,
- le gonflement,
- le fluage et la relaxation.

2.2.1. Rappel sur la théorie de la consolidation

Pour un matériau poreux, la consolidation résulte de la dissipation de la pression interstitielle, u , du fluide considéré ($u > 0$). Le couplage entre la contrainte qui s'exerce sur le squelette solide (contrainte effective) et la pression de fluide est donné par la relation de Terzaghi pour un milieu saturé :

$$\underline{\underline{\sigma'}} = \underline{\underline{\sigma}} - u \cdot \underline{\underline{I}} \quad (2-1)$$

où :

- $\underline{\underline{\sigma'}}$ est le tenseur des contraintes effectives,
- $\underline{\underline{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes totales constant au cours du temps,
- $\underline{\underline{I}}$ est le tenseur identité.

Au cours de la consolidation, la contrainte effective, qui s'exerce réellement sur le squelette solide, augmente et le volume du matériau diminue par réduction de l'indice des vides, e . La consolidation induit par conséquent des déformations différées, fonction de la perméabilité

des matériaux. En pratique, cela se manifeste par des tassements de surface et des déformations différées autour des ouvrages.

On distingue parfois la consolidation primaire qui est celle décrite ci-dessus de la consolidation secondaire qui se traduit par la poursuite des tassements différés quand la pression interstitielle s'est déjà dissipée. Ce dernier phénomène s'apparenterait plutôt à un phénomène de fluage du squelette solide, qu'à une consolidation, comme cela sera montré au paragraphe 2.2.3.

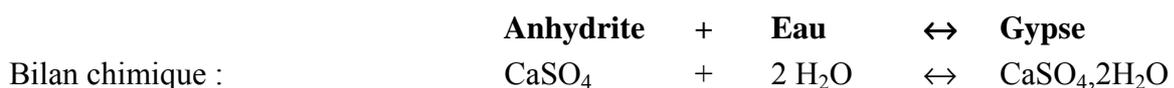
2.2.2. Le gonflement

Le gonflement se traduit par une augmentation de volume du matériau en fonction du temps. Il résulte souvent d'une interaction physico-chimique. Le type d'interaction peut varier selon la nature minéralogique de la roche. Deux phénomènes se distinguent :

- le gonflement physique par adsorption de molécules d'eau libre,
- le gonflement chimique consécutif à une modification cristallographique du matériau.

Le gonflement physique par adsorption caractérise le comportement des argiles pour lesquelles les phénomènes physico-chimiques se manifestent en fonction du bilan des forces interparticulaires en présence. Le phénomène peut être réversible. L'adsorption physique est due à des forces électrostatiques (forces de van der Waals). Le gonflement va alors se développer, exprimant le transfert de contrainte négative de l'eau sur le squelette solide, jusqu'à atteindre un nouvel état d'équilibre. Selon Bultel (2001) [27], il est possible d'affirmer que « *si la consolidation exprime une diminution de la pression interstitielle jusqu'à son annulation, le gonflement exprime quant à lui, la diminution de la succion (pression interstitielle négative, $-u$) jusqu'à son annulation* ». Les mécanismes de ce type de gonflement sont étudiés dans le paragraphe 2.3.1.3.

Le gonflement chimique peut résulter de la formation de corps salins par hydratation. C'est le cas de l'anhydrite qui est un sulfate de calcium de formule chimique CaSO_4 . Le gonflement de l'anhydrite résulte de sa transformation en gypse $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, par dissolution puis recristallisation. La densité du gypse de 2,32 est inférieure à celle de l'anhydrite de 2,92. Le gypse ainsi formé occupe par conséquent un volume supérieur à celui de l'anhydrite. La transformation de l'anhydrite en gypse suit la réaction chimique suivante :



avec :

Poids moléculaire [g] :	136	18	172
Poids spécifique [g cm^{-3}] :	2,92	1	2,32
Volume de solide ou liquide [cm^3] :	46	36	74
Solubilité [g/dm^3] à 20°C :	3	-	2

La transformation de l'anhydrite en gypse se produit sous certaines conditions de température, pression et teneur en eau. L'anhydrite est stable à des températures supérieures à 58°C et une pression proche de 100 kPa, et seul le gypse est stable sous 38°C, selon Bultel (2001) [27]. De plus, entre 38 et 58°C, les deux corps coexistent et la réaction sera fonction de la teneur en eau.

Ces dernières considérations démontrent qu'en système fermé (sans apport d'eau extérieure), le gypse se forme avec une réduction de volume (de l'ordre de 9,6%) alors qu'en système ouvert, le potentiel de gonflement théorique est très élevé (près de 61%). Le gonflement de l'anhydrite n'est donc possible qu'en cas d'apport d'eau (porosité, fracturation) sous circulation faible avec des surfaces d'hydratation importantes. En pratique la transformation de l'anhydrite en gypse se révèle lente et durable et favorise le colmatage des arrivées d'eau dans un massif.

En résumé, les facteurs déclenchant des phénomènes de gonflement mécanique et physique peuvent être de différents ordres ; citons principalement :

- l'apport d'eau dans un milieu gonflant non confiné par percolation et migration dans le milieu poreux,
- l'adsorption d'eau en provenance du massif ou de l'air ambiant, après modification de l'état de contrainte lors du phasage de construction d'un ouvrage souterrain,
- la variation de composition chimique ou de concentration d'éléments dissouts dans l'eau interstitielle.

2.2.3. Le fluage et la relaxation

Le fluage révèle l'aptitude d'un matériau à se déformer dans le temps sous chargement déviatoire constant. Expérimentalement, les déformations sous chargement isotrope sont négligeables devant celles sous chargement déviatoire.

Le fluage se développerait ainsi rigoureusement sans variation de volume, du moins tant que le matériau n'est pas endommagé et ne présente pas de dilatance. D'un point de vue expérimental, le fluage se trouve souvent mêlé au gonflement, ce qui ne permet pas toujours de retrouver un comportement isochore. A ce titre, la consolidation secondaire à l'œdomètre ne relève pas scrupuleusement des phénomènes de fluage, car elle est associée à une diminution de volume.

Ces quelques précisions, mises en évidence par les recommandations édictées par l'ISRM (1994) [67], montrent que cette définition du fluage induit implicitement une simplification du comportement. Ce dernier est en réalité très complexe car beaucoup de phénomènes sont généralement couplés. Ainsi, les modèles mathématiques (analytiques et numériques) qui vont être développés par la suite ne seront représentatifs que de cette interprétation mécanique du fluage.

Étudier en laboratoire le fluage proprement dit d'une roche revient par conséquent à observer l'évolution de ses déformations différées, le plus souvent sous paliers de chargement déviatoire. Les essais les plus courants sont les essais de fluage en compression simple et les essais triaxiaux.

Ces essais caractérisent la seule matrice rocheuse, alors que dans la nature, le milieu rocheux est souvent hétérogène et anisotrope, et les discontinuités peuvent jouer un rôle majeur au cours du temps. L'effet d'échelle, déjà difficile à appréhender en géotechnique pour caractériser le comportement à court terme des géomatériaux, se révèle également être une difficulté majeure pour quantifier les phénomènes différés.

Par ailleurs, le phénomène dual au fluage est la relaxation qui exprime le chemin de contrainte suivi sous déformations maintenues constantes. Au laboratoire, seule la déformation axiale et non le tenseur des déformations est par usage maintenue constante, et le relâchement de la contrainte axiale est mesuré en fonction du temps.

2.3. COMPREHENSION DES PHENOMENES DIFFERES

Afin d'appréhender les mécanismes à l'origine du comportement différé, nous avons pris le parti d'explicitier le gonflement physique des argiles ainsi que le fluage occasionné par la mobilité des dislocations au sein de matériaux cristallins. Il s'agit des deux principaux mécanismes connus à ce jour.

En réalité, les mécanismes sont plus complexes, et les analyses microstructurales sur lames minces prélevées sur des éprouvettes d'argilite, apporteront ultérieurement d'autres explications complémentaires (chapitre 6).

2.3.1. Minéralogie des argiles et phénomène de gonflement

Dans ce paragraphe, il sera question du gonflement physique des argiles ; le gonflement de l'anhydrite présenté précédemment est maintenant volontairement écarté, pour nous consacrer aux roches argileuses. Ces dernières ont des propriétés spécifiques qui sont fonction de la structure cristallographique en feuillets des argiles, des différents types de liaisons microstructurales, ainsi que de la nature de la liaison eau-argile.

Les liaisons microstructurales englobent celles existant entre les minéraux argileux et également celles induites comme la cimentation des particules argileuses par d'autres éléments, telle que la calcite dans certaines argilites (Bauer-Plaindoux *et al*, 1998 [13]).

2.3.1.1. Liaisons entre minéraux argileux

Les minéraux argileux appartiennent à la grande famille des silicates hydratés lamellaires dont les feuillets constitutifs sont formés par l'empilement de couches tétraédriques de silicium (SiO_4), et de couches octaédriques alumineux (Al^{3+}) ou magnésiens (Mg^{2+}). La particularité d'un minéral argileux réside dans le nombre de couches tétraédriques et octaédriques constituant un feuillet et donc dans l'épaisseur de ce feuillet.

La représentation de ces couches tétraédriques et octaédriques est donnée en Figure 2.1.

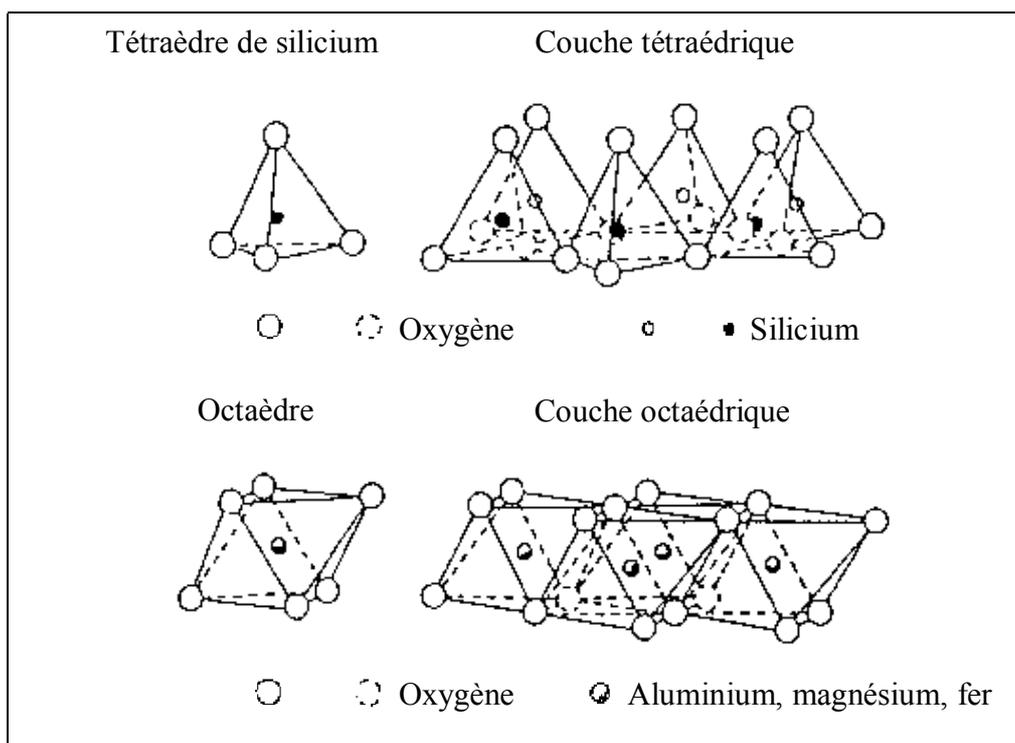


Figure 2.1 : Représentation des tétraèdres de silicium et des octaèdres aluminés, magnésiens ou ferreux, ainsi que de leur agencement en couches

Les feuillets des minéraux argileux ainsi constitués se présentent selon trois types de configurations. Il existe des configurations :

- électriquement neutres, pour lesquelles il n'y a pas de cations compensateurs dans l'espace compris entre deux feuillets consécutifs,
- avec une centration en cations compensateurs, tels que K^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} , très élevée dans l'espace interfoliaire, ce qui confère des liaisons très fortes au sein de la structure,
- intermédiaires avec peu de cations et une possibilité de pénétration de molécules d'eau, et donc de gonflement.

Pour une particule argileuse, on distingue deux types de liaisons entre les éléments :

- les liaisons covalentes ou ioniques existants entre les éléments Si et O ou Al et O,
- les liaisons interfoliaires et interparticulaires.

Le premier type constitue des liaisons très fortes qui peuvent difficilement être rompues. Le second type regroupe les liaisons suivantes classées par intensité décroissante :

- les liaisons coulombiennes (interfoliaires) dues à la présence des cations compensateurs entre les feuillets comme les ions K^+ dans l'illite,
- les liaisons hydrogènes entre les ions H^+ , de petite taille et pouvant s'introduire entre les ions négatifs plus volumineux,
- les forces de Van der Waals qui constituent la liaison la plus faible entre électrons et noyaux des atomes constituant les particules d'argile.

Les liaisons entre minéraux argileux ne sont pas seules à l'origine du comportement différé des roches argileuses, pour lesquelles l'eau joue un rôle important ; il convient ainsi d'étudier également les liaisons générées par le système eau-argile.

2.3.1.2. Le système eau-argile

Les liaisons susceptibles d'être à l'origine de phénomènes de gonflement ou de fluage sont celles faisant intervenir des molécules d'eau. Cette eau peut être de différentes natures. On distingue les trois types suivants :

- l'eau de constitution, intégrée au réseau cristallin qui est très fortement liée à la structure moléculaire ; pour rompre cette liaison, il faut apporter une énergie considérable, en chauffant l'argile à plus de 300°C,
- l'eau interfoliaire, responsable du gonflement, qui peut être extraite par chauffage à 100°C mais reste difficile à drainer,
- l'eau interstitielle présente entre les particules argileuses qui peut à la fois se mettre en charge, et agir sur les propriétés physiques des argiles (limites d'Atterberg).

La compréhension du gonflement des argiles repose sur la théorie physico-chimique du système eau-argile dite « théorie de la double couche électrique ». Cette théorie a été imaginée par Helmholtz, avant d'être formulée par Gouy et Chapman, puis par Stern.

a) Le modèle de Helmholtz

Helmholtz (1879) [64] suppose que la différence de potentiel électrostatique, ΔV , générée à l'intérieur de l'interface solide-liquide est due à des charges électriques opposées et réparties dans chacune des phases. La Figure 2.2 illustre ce modèle, pour lequel ΔV s'exprime en Volt.

Helmholtz représente donc l'interface par un condensateur plan dont les deux extrémités seraient séparées d'une distance, d , de quelques Angström ($1\text{\AA} = 10^{-10}\text{ m}$). La variation de potentiel à l'intérieur de cette interface est supposée linéaire. A noter que la convention retenue impose un potentiel, V , nul à l'intérieur du liquide loin de l'interface.

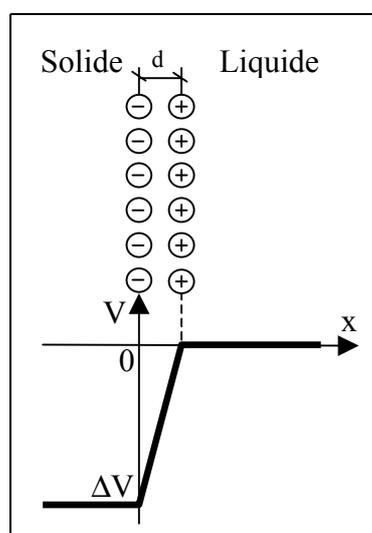


Figure 2.2 : Modèle de Helmholtz (1879) [64]

b) Le modèle de Gouy-Chapman

Au début des années 1910, Gouy [60] [59] remarque qu'une simple couche solide n'est pas réaliste car elle est forcément détruite par l'agitation thermique. Chapman (1913) [32] propose donc que les forces thermiques et électrostatiques régissent l'équilibre de la double couche. Ainsi, il suppose que le liquide vérifie à l'interface les équations de Poisson (ordre électrostatique, équation 2-2) et de Boltzmann (désordre thermique, équation 2-3) :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2-2)$$

$$N_i = N_i^{\text{int}} e^{\left(\frac{\Delta G_0}{kT}\right)} \quad (2-3)$$

où :

- ρ désigne la charge électrique au point considéré (unité : Coulomb [C]),
- ε est la permittivité électrique en ce même point (unité : Farad [F]),
- N_i correspond à la concentration en ion "i" toujours en ce point,
- N_i^{int} correspond à la concentration en ion "i" à l'intérieur de la solution,
- ΔG_0 est l'énergie d'activation requise pour amener l'ion "i" de l'intérieur de la solution au point considéré,
- k est la constante de Boltzmann $k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$,
- T est la température absolue en Kelvin.

La théorie de la double couche repose sur l'existence, à proximité d'une surface chargée (pour l'argile, il s'agit des feuillets), d'une couche dite diffuse (solution électrolytique telle que l'eau) possédant des propriétés différentes de celles du réservoir contenant cette solution.

Le modèle de Gouy-Chapman illustré par la Figure 2.3 tient compte de cette couche diffuse. L'épaisseur de cette dernière est donnée par la longueur de Debye (moment dipolaire électrique de l'interface considérée divisé par sa charge électrique). Par exemple, pour l'interface quartz/eau, l'épaisseur de la couche diffuse vaut 5 Angström.

Au-delà de cette longueur, la couche diffuse récupère les propriétés du réservoir. Dans la couche diffuse, la distribution des contre-ions (ions compensateurs) est déterminée à la fois par les interactions électrostatiques avec la surface, et par les mécanismes de diffusion liés à l'agitation thermique. Ces derniers tendent à rétablir l'équilibre avec le réservoir.

Les équations de Poisson-Boltzmann permettent d'accéder aux profils du potentiel électrostatique (Figure 2.3) dans la couche diffuse ainsi qu'aux concentrations ioniques au-delà de la surface chargée du solide.

Dans ce modèle, les ions sont considérés comme ponctuels et le solvant comme un continuum diélectrique, hypothèses non satisfaisantes surtout lorsqu'on se trouve à proximité de la surface chargée. Il a donc été indispensable de définir un nouveau modèle permettant de rendre compte de la taille finie des ions.

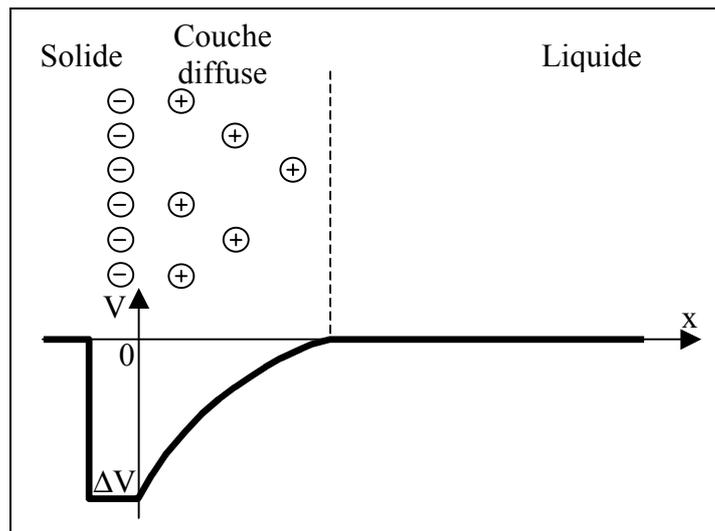


Figure 2.3 : Modèle de Gouy-Chapman (1910) [60] donnant le profil du potentiel à l'interface entre une surface chargée de potentiel ΔV et une solution électrolytique

c) Le modèle de Stern

Stern (1924) [121] propose un nouveau modèle de double couche ; il étend les concepts de Helmholtz à ceux de Gouy et Chapman. Autrement dit, il suppose qu'il existe à l'interface des forces d'adsorption qui attirent certains ions et/ou d'autres molécules polaires, puis collent ces éléments à l'interface. Ces derniers éléments neutralisent ainsi l'agitation thermique pour créer une couche compacte à l'interface où les forces d'adsorption sont supposées être localisées.

L'interface solide-solution se décompose alors en trois couches. La première constitue le solide, la troisième est la couche diffuse et la seconde est intermédiaire et accolée au solide : il s'agit de la couche compacte dite couche de Stern, comme mentionnée sur la Figure 2.4.

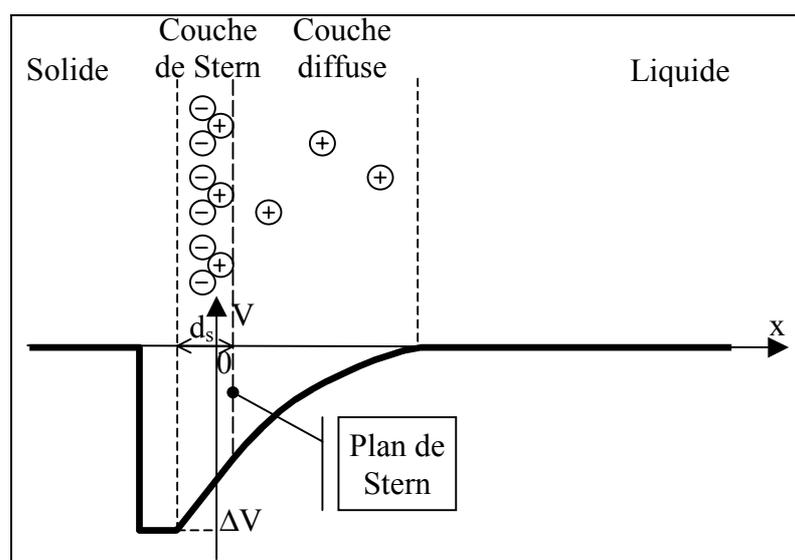


Figure 2.4 : Modèle de Stern (1924) [121], montrant l'existence d'une couche compacte dans laquelle les ions ne peuvent pas se loger

La couche de Stern, d'épaisseur d_s , ne contient que des anions désolvatés et adsorbés provenant de l'électrolyte. Elle est donc exempte d'anions solvatés et peut être identifiée à un condensateur. Conformément au modèle de Helmholtz, la décroissance du potentiel dans la couche de Stern est alors linéaire.

La couche diffuse, contient principalement des anions solvatés, dont les caractéristiques sont les mêmes que celle du modèle de Gouy-Chapman. Le plan séparant la couche compacte de la couche diffuse est noté plan de Stern.

2.3.1.3. Mécanisme de gonflement des roches argileuses

Selon la théorie de la double couche, les molécules d'eau sous forme polaire (dipôle H^+ , OH^-) se trouvent orientées par les cations compensateurs, présents dans l'espace interfoliaire. Il se forme alors une première couche monomoléculaire d'eau (couche diffuse) fortement liée au feuillet et à l'autre extrémité, d'autres dipôles d'eau sont attirés. L'intensité de la liaison décroît alors avec la distance pour aboutir à l'eau libre en bout de chaîne.

a) Bilan des forces autour des feuillets d'argile

La répartition des ions autour de la particule argileuse résulte de l'équilibre entre les forces électrostatiques attractives et celle de diffusion qui sont répulsives vers des zones de moindre concentration (principe de la loi de Fick).

Au final, le bilan des forces d'attraction et de répulsion qui s'exercent entre deux particules argileuses, ayant fixé des molécules d'eau, montre qu'au-delà d'une distance de 100 nm, les forces attractives l'emportent légèrement (Figure 2.5). Entre 1 et 100 nm, les forces répulsives sont plus fortes, alors qu'entre 0 et 1 nm, les forces d'attraction conditionnent la liaison. L'épaisseur de la couche diffuse d'eau, fortement dépendante des cations présents dans l'espace interfoliaire tels K^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} , va influencer la force des liaisons entre particules argileuses et donc par conséquent la cohésion macroscopique de la roche concernée.

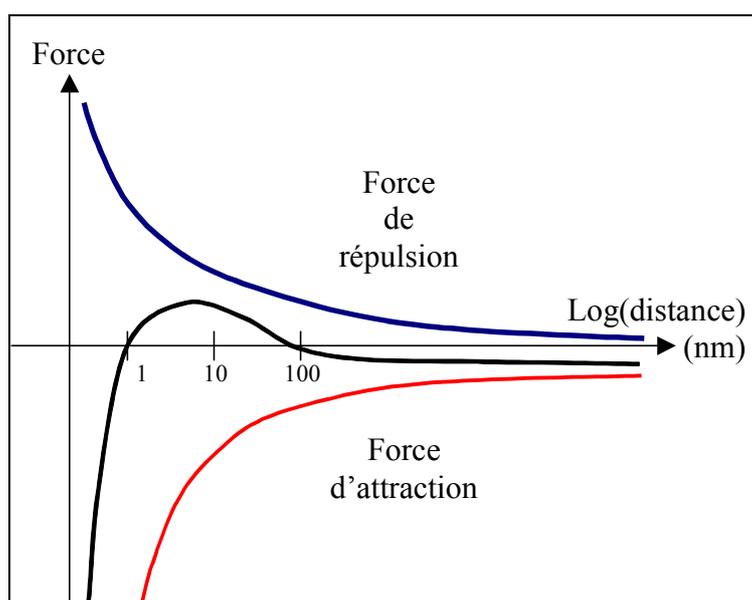


Figure 2.5 : Résultante des efforts entre deux particules argileuses d'après Sposito (1989) [117]

b) Définition du mécanisme de gonflement physique des argiles

Les roches argileuses présentent deux types de gonflement physique dont le mécanisme peut être illustré par le modèle de la double couche. Il s'agit :

- du gonflement interparticulaire,
- du gonflement interfoliaire ou intraparticulaire.

Le gonflement inter-particulaire pour lequel l'eau ne pénètre pas entre les feuillets d'argile affecte toutes les argiles mais peut être de faible ampleur. Le processus met en jeu des phénomènes physico-chimiques entre une particule argileuse et l'eau dans l'espace périphérique de la particule.

Le gonflement interfoliaire intervient à l'échelle des particules argileuses et peut engendrer une augmentation de volume très importante. En pratique, la quantité d'eau nécessaire au gonflement peut être faible. Elle est acheminée par le milieu extérieur soit par des écoulements dans les terrains encaissants soit par l'air et se fixe entre deux feuillets voisins d'argile. Le gonflement devient notable à partir du moment où l'eau interstitielle peut pénétrer entre les feuillets d'argiles et créer une juxtaposition de plusieurs couches monomoléculaires d'eau. Cela est le cas des smectites telles que la montmorillonite et de certaines vermiculites qui sont constituées de feuillets dont la distance interfoliaire est très variable.

Les smectites sont sujettes à écartement interfoliaire important avec pénétration d'ions Stokes. On appelle ion Stokes, un cation qui a la capacité de s'entourer d'une couche de molécules d'eau, tel que Na^+ ou Ca^{2+} . Les feuillets des smectites sont constitués d'une couche octaédrique, dite O (essentiellement alumineuse ou magnésienne), emprisonnée entre deux couches siliceuse en coordination tétraédrique, dite T, comme l'illustre la Figure 2.6. L'épaisseur totale du feuillet et de l'espace interfeuillet associé est fonction du cation et du degré d'humidité relative. Au cours du gonflement, cette épaisseur peut fortement augmentée.

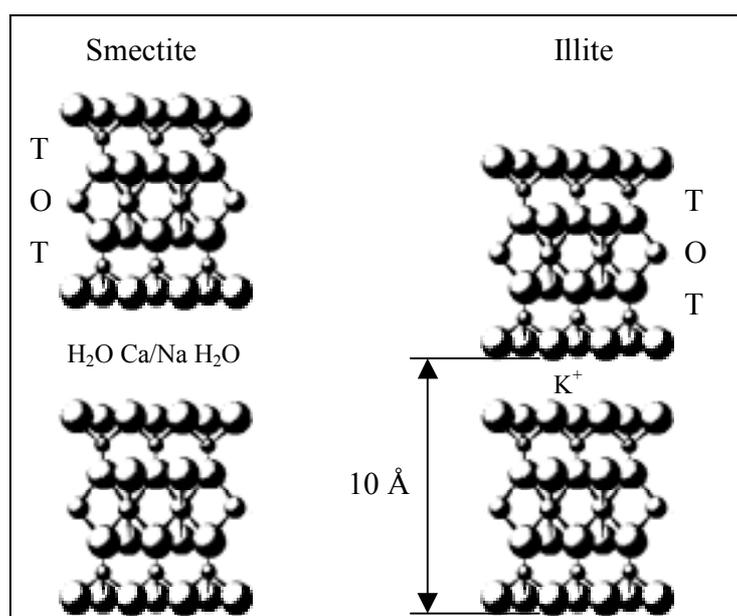


Figure 2.6 : Représentation schématique de la structure feuilletée des smectites et des illites d'après Sposito (1989) [117]

Quant aux illites, elles sont constituées d'une structure T.O.T. identique, mais dont l'épaisseur totale du feuillet et de l'espace interfoliaire est plus faible, environ 10 Å. Elles n'ont pas la propriété de gonfler en présence d'eau. Elles présentent un réel potentiel de résistance interfeuillet par effet clavette occasionné par les ions K^+ engrenés entre les feuillets. La Figure 2.6 donne la structure de ces deux argiles.

c) Mesure du potentiel physico-chimique de gonflement

Chimiquement, un indicateur représentatif du potentiel d'adsorption de cations libres (et donc de gonflement des argiles) est la Capacité d'Échange Cationique (CEC). Elle correspond à la somme totale des cations échangeables et rend compte de la charge positive nécessaire pour atteindre l'électroneutralité. Elle est exprimée en milliéquivalents pour 100 g de matière sèche, c'est-à-dire le quotient de la masse atomique ou de la masse molaire d'un élément ramenée à sa valence pour 100 g. Le milliéquivalent, [meq], est la millième partie de l'équivalent gramme.

Le mécanisme de gonflement des argiles qui vient d'être explicité précédemment permet sûrement d'expliquer le comportement différé de certaines roches argileuses. Nous avons le sentiment que le fluage pourrait résulter d'une rupture progressive de certaines liaisons au cours du temps. Par exemple, les illites, qui présentent la particularité d'avoir des interfeuillets clavetés par des ions K^+ , peuvent fluer sous sollicitations mécaniques après rupture par cisaillement de ces clavettes. Ces mécanismes sont cependant très mal connus, et ne peuvent être modélisés.

Nous allons donc à présent nous concentrer sur les mécanismes de déformation des cristaux. Ces derniers ont été beaucoup plus étudiés et vont nous permettre de mieux appréhender un mécanisme de fluage possible dans les minéraux cristallins.

2.3.2. Dislocations et mécanismes de déformation par fluage des cristaux

Les mécanismes de déformation pour les matériaux cristallins sont principalement des mécanismes par dislocations qui constituent l'une des classes de défauts cristallins. Ces défauts ou imperfections microscopiques correspondent aux régions du cristal dans lesquelles un atome est entouré de proches voisins situés en des positions différentes de celles qu'il possède dans le cristal parfait.

Dans une roche argileuse, ce type de mécanismes ne peut affecter que les minéraux cristallins, c'est-à-dire les éléments non argileux qui forment par exemple le ciment de la roche. Il peut s'agir de la calcite, de l'anhydrite, du gypse, du quartz ou de tout autre élément cristallin intégrant des défauts microstructuraux.

2.3.2.1. Classes de défauts microstructuraux

D'un point de vue géométrique, on peut classer les imperfections en trois catégories :

- les défauts ponctuels,
- les défauts linéaires,
- les défauts plans.

Seuls les défauts ponctuels et linéaires seront abordés dans ce chapitre, les défauts plans étant d'une complexité telle qu'il est encore difficile d'analyser leurs conséquences sur les mécanismes de fluage.

a) Les défauts ponctuels

Les défauts ponctuels regroupent les lacunes cristallines, les atomes interstitiels et les impuretés. Ces défauts contribuent à la résistance du cristal. Les lacunes sont à l'origine de la diffusion de matière (notamment à haute température) et remplissent un rôle important dans la mobilité des dislocations lors d'essais mécaniques. Il existe trois types importants de défauts ponctuels :

- défaut de Schottky,
- défaut de Frenkel,
- défaut d'impureté.

Pour un défaut de Schottky (Figure 2.7a), un atome ou un ion est expulsé de son site d'équilibre. Pour respecter l'électroneutralité du cristal, le nombre de vides de cations doit égaler celui de vides d'anions.

Pour un défaut de Frenkel (Figure 2.7b), un atome a quitté son site d'équilibre pour passer en position interstitielle. Il s'agit le plus souvent d'un cation parce que les cations sont plus petits que les anions.

Enfin, un défaut d'impureté (Figure 2.7c) est un point défectif qui correspond à l'addition d'un ion étranger dans une position interstitielle d'une structure cristalline.

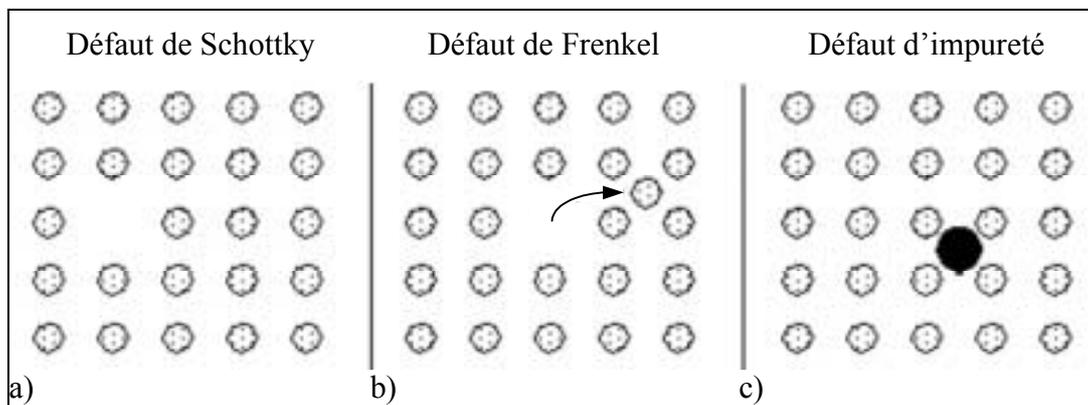


Figure 2.7 : Représentations schématiques des défauts dans les structures cristallines
(a.) Défaut de Schottky, (b.) Défaut de Frenkel, (c.) Défaut d'impureté

b) Les défauts linéaires

Les défauts linéaires correspondent à une ligne le long de laquelle l'ordre cristallin se trouve perturbé. Il s'agit le plus souvent d'une ligne d'imperfections permettant à une certaine région d'un cristal de glisser par rapport à une autre. Les défauts linéaires entraînent par réactions en chaîne des concentrations de défauts le long de structures linéaires dans les cristaux. On appelle une telle structure dislocation parce que les défauts créent une compensation dans la structure d'un cristal.

Il existe deux types importants de dislocations :

- dislocations coin,
- dislocations vis.

Une dislocation coin est un demi-plan qui se termine dans la masse du cristal. La ligne de dislocation est perpendiculaire à la sollicitation mécanique, matérialisée par les flèches d'orientations opposées sur la Figure 2.8. La dislocation coin constitue un défaut important du cristal car ce dernier peut se déformer en glissant perpendiculairement à la ligne de dislocation.

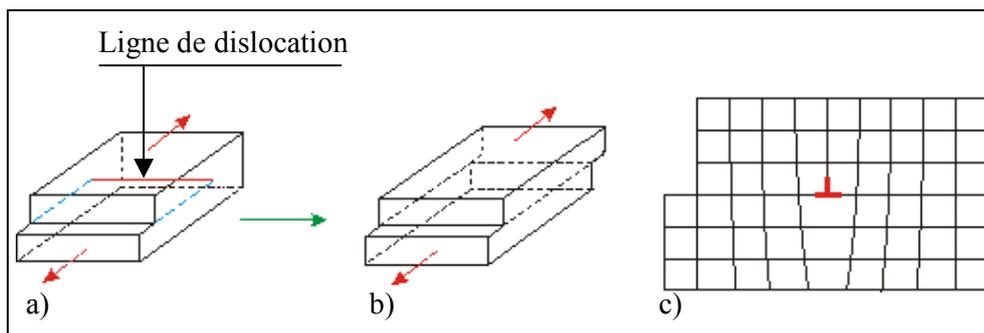


Figure 2.8 : Représentation d'une dislocation coin a) en perspective avant propagation, b) en perspective après propagation, c) dans le plan normal à la ligne de dislocation, d'après Lemaitre et Chaboche (1996) [80]

Une dislocation vis est une dislocation linéaire autour de laquelle les plans d'atomes s'enroulent en spirales ; la ligne de dislocation est alors parallèle à la sollicitation mécanique, comme le montre la Figure 2.9.

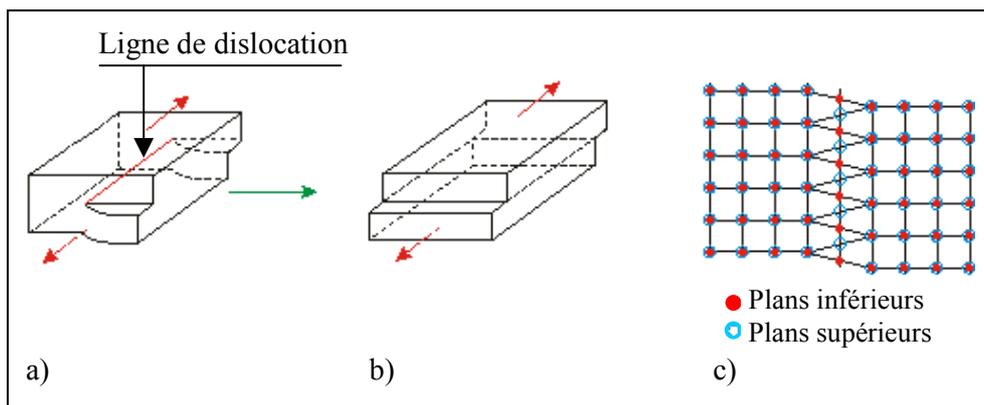


Figure 2.9 : Représentation d'une dislocation vis a) en perspective avant propagation, b) en perspective après propagation, c) dans le plan de glissement, d'après Lemaitre et Chaboche (1996) [80]

Ce dernier type de dislocation est important dans la croissance des cristaux car les nouveaux atomes ou ions préfèrent se fixer sur des surfaces rugueuses sur lesquelles existent de nombreux sites de nucléation.

2.3.2.2. *Mobilité des dislocations*

L'étude de la propagation des déformations plastiques de cristaux a révélé que celle-ci résulte notamment du mouvement des dislocations. Diverses expériences (Martin, 2000 [84]) ont révélé que lorsque la contrainte ou la température croît, la vitesse des dislocations augmente. Il existe deux modes de déplacement pour un segment de dislocation :

- le mode conservatif pour lequel la dislocation avance dans son plan de glissement avec franchissement d'obstacles,
- la montée absorbant ou émettant des lacunes qui n'est pas conservative (mécanisme de diffusion) et qui s'enclenche à haute température (supérieure à la moitié de la température de fusion).

Ce dernier mode nous intéresse moins car pour les géomatériaux étudiés même sous chargement thermique, la température est loin d'atteindre de telles valeurs.

2.3.2.3. *Activation de la mobilité et obstacles au glissement des dislocations*

Une dislocation en mouvement doit franchir localement des obstacles qui constituent le lieu de la résistance au glissement pour la ligne de dislocation considérée. Cette résistance peut être mobilisée par :

- le percement du plan de glissement,
- la friction due au réseau cristallin ainsi qu'à la présence d'impureté, de précipités, voire d'autres dislocations d'orientations différentes.

Supposons maintenant que sous l'effet d'une contrainte de cisaillement, τ , une ligne de dislocation soit poussée et rencontre une série continue d'obstacles. Supposons également que l'agitation thermique fasse vibrer, avec une fréquence, f , l'arc séparant deux atomes consécutifs formant la dislocation.

Si la barrière d'énergie d'activation, à fournir pour franchir l'obstacle vaut ΔG_0 , selon Martin (2000) [84], la vitesse de déplacement de la dislocation, v , s'écrit alors :

$$v = f \cdot d \cdot e^{\left(\frac{\Delta G_0 - \tau^* V_A}{kT} \right)} \quad (2-4)$$

où :

- d correspond à la distance moyenne parcourue entre deux obstacles,
- V_A est le volume d'activation,
- τ^* est la contrainte effective microstructurale qui fournit le travail $\tau^* V_A$ lors du franchissement de l'obstacle,
- f est la fréquence d'oscillation de l'arc entre deux atomes consécutifs de la dislocation.

La contrainte, τ^* , peut se déduire de la contrainte, τ , en lui retranchant la contrainte interne qui va dépendre de la mobilité des autres dislocations et qui est proportionnelle au module de cisaillement, G , du cristal.

A cette vitesse de déplacement de la dislocation, s'opposent deux types d'obstacles majeurs, qui sont :

- la friction intrinsèque liée à l'empilement atomique, nommée force de Peierls-Nabarro (matérialisée par la rupture de liaisons atomiques),
- la présence d'éléments extrinsèques (intersections de dislocations, précipités et atomes d'impureté).

2.3.2.4. Vitesse de déformation macroscopique du cristal

Afin de mieux appréhender l'incidence des mécanismes par dislocations, on se propose dans ce paragraphe de déterminer la vitesse de déformation macroscopique du cristal en fonction de la vitesse des dislocations ainsi que de la densité de ces dernières.

L'hypothèse d'un mécanisme par cisaillement simple est étudiée ici en considérant N dislocations coin mobiles de largeur, L , réparties sur une distance, D . Ce mécanisme est représenté sur la Figure 2.10. L'amplitude de la marche de cisaillement est alors de longueur, $N \times b$, où b est plus connu comme étant la norme du vecteur de Burger. La hauteur de cette marche vaut $A/2$.

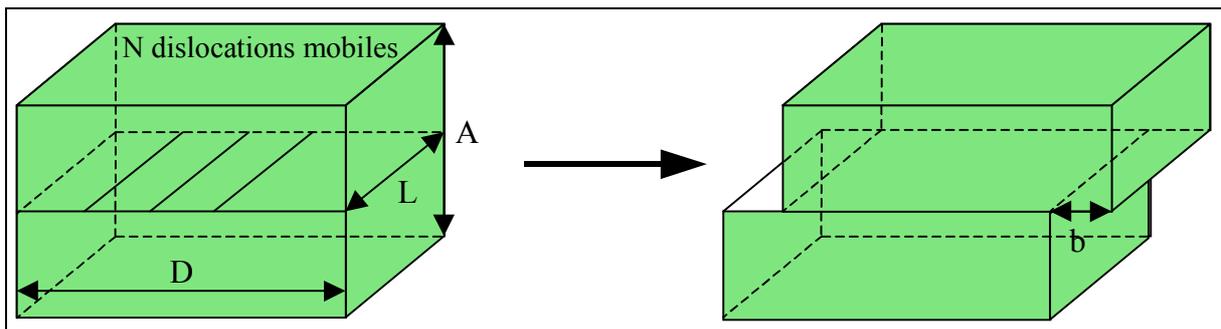


Figure 2.10 : Déformation d'un cristal par glissement d'une dislocation coin d'après Martin (2000) [84]

En supposant que chaque dislocation se propage avec une vitesse, v , la déformation totale en cisaillement, γ , du cristal sera proportionnelle à la distorsion microstructurale b/A . Le facteur de proportionnalité n'est autre que le rapport de la distance parcourue par les N dislocations (au bout d'un temps t) ramenée à la distance D .

La déformation totale en cisaillement, γ , s'exprime donc de la manière suivante :

$$\gamma = \frac{N \cdot v \cdot t}{D} \frac{b}{A} \quad (2-5)$$

Finalement, on obtient l'équation d'Orowan qui donne l'expression de la vitesse de distorsion macroscopique. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{\gamma} = \rho_m \cdot b \cdot v \quad (2-6)$$

avec :

$$\rho_m = \frac{N}{A.D} \quad (2-7)$$

où :

- ρ_m correspond à la densité de dislocations mobiles, souvent mal connue,
- b est la norme du vecteur de Burger,
- v est la vitesse de déplacement de la dislocation.

En combinant les équations 2-6 et 2-4, on obtient :

$$\dot{\gamma} = \rho_m b.f.d.e^{-\left(\frac{\Delta G_0 - \tau^* v}{kT}\right)} \quad (2-8)$$

ce qui permet d'exprimer la contrainte effective en fonction de la vitesse de distorsion :

$$\tau^* = \frac{kT}{V} \text{Ln} \left(\frac{\dot{\gamma}}{\rho_m b.f.d} \right) + \frac{\Delta G_0}{V} \quad (2-9)$$

avec : $\dot{\gamma} \leq \rho_m b.f.d$ quelque soit le mécanisme de mobilité par dislocations.

La contrainte microstructurale effective est une fonction décroissante de la température et il en est de même pour la limite élastique du matériau en y additionnant la contrainte interne peu sensible à la température.

2.3.2.5. Conséquences sur le comportement macroscopique

La principale conclusion à tirer de l'équation 2-9 concerne la relation existant entre la contrainte microstructurale effective et la vitesse de distorsion macroscopique à température constante. Pour un mécanisme de mobilité par dislocations donné, l'ensemble des paramètres microstructuraux reste constant et une augmentation de la vitesse de distorsion macroscopique a pour effet d'augmenter la contrainte effective de manière logarithmique.

Ce résultat est intéressant car il coïncide avec les observations faites sur des essais mécaniques en laboratoire. Une augmentation de la vitesse de sollicitation est souvent accompagnée d'une augmentation de la résistance notamment pour les roches ductiles ; cela sera étudié au paragraphe 2.4.2.1.

En conséquence, on peut interpréter des essais mécaniques à vitesse de déformation axiale imposée ainsi que des essais de fluage avec le souci de mettre en évidence des mécanismes de mobilité par dislocations. Par contre selon Cristescu et Hunsche (1997) [37], il n'y a pas de modification de la microstructure lors de phénomènes de relaxation. Pour les roches argileuses, qui contiennent un pourcentage de calcite important, ce cristal pourrait être affecté par ce type de mécanismes.

Il est maintenant possible de définir, au sens microstructurale, la notion d'écrouissage positif (« strain hardening » en anglais) ou de durcissement, qui traduit une augmentation de la densité de dislocations et une diminution de la vitesse de déformation du cristal. Ce phénomène se développe par la simple présence de défauts au sein du réseau cristallin.

Étant donné que l'écrouissage engendre des instabilités d'ordre énergétique, les éléments cristallins cherchent à restituer (après déchargement) une partie de l'énergie élastique qu'ils ont emmagasinée lors du chargement préalable. Ce processus thermique très complexe, s'accompagne d'annihilations de dislocations de signe opposé, et porte le nom de recouvrance ou de restauration (« recovery » en anglais). Parfois, la recouvrance est suivie de phénomènes de recristallisation d'après Lemaitre et Chaboche (1996) [80].

Selon Munson (1997) [87], l'équilibre entre écrouissage et recouvrance conditionne totalement le phénomène de fluage, dont les implications macroscopiques vont être étudiées plus en détail dans le paragraphe 2.4.2.

2.4. INVESTIGATIONS EXPERIMENTALES EN LABORATOIRE

De nombreux auteurs sont partis de l'observation phénoménologique du comportement différé des matériaux, pour déboucher sur des modèles rhéologiques. Les échantillons testés peuvent être soumis à des chargements divers en laboratoire. Les protocoles opératoires sont nombreux mais deux grandes familles se distinguent. La première concerne l'étude du potentiel de gonflement des échantillons et la seconde a pour objet le fluage et la relaxation.

L'étude du potentiel de gonflement nécessite la réalisation d'au moins un essai parmi les principaux essais suivants :

- l'essai de gonflement libre en solution,
- l'essai de gonflement à l'œdomètre normalisé,
- l'essai Huder-Amberg.

Ces essais seront présentés très succinctement dans les paragraphes suivants. Rappelons que la Capacité d'Échange Cationique (CEC) constitue l'indicateur physico-chimique du potentiel de gonflement des argiles. A cela, on peut y ajouter les limites d'Atterberg et notamment l'indice de plasticité, I_p , défini par la relation :

$$I_p = w_L - w_p \quad (2-10)$$

où :

- w_L constitue la limite de liquidité,
- w_p constitue la limite de plasticité.

L'indice de plasticité est défini comme étant la quantité d'eau nécessaire pour faire passer un sol de l'état « solide » ($w < w_p$) à un état liquide ($w > w_L$).

Par ailleurs, pour étudier expérimentalement le comportement différé de type fluage et à teneur en eau constante, il existe trois approches classiques qui se révèlent bien souvent complémentaires :

- tout d'abord l'essai de chargement à vitesse de déformation constante,
- l'essai de fluage très classique, le plus communément pratiqué pour quantifier le potentiel de fluage d'un matériau,
- enfin, l'essai de relaxation.

Ces trois derniers essais mécaniques feront l'objet d'une présentation exhaustive, après avoir passé en revue rapidement le principe des essais de gonflement.

2.4.1. Étude du gonflement

2.4.1.1. Essai de gonflement libre en solution

Le gonflement libre en solution représente la différence entre le volume après gonflement d'une certaine quantité de matériau mise en suspension dans une solution puis sédimentée, et le volume initial de cette même quantité.

Derriche *et al.* (1997) [40] ont montré que cet essai simple et rapide peut constituer un moyen très intéressant d'identification des sols gonflants. Ils donnent une corrélation entre le potentiel de gonflement déterminé à l'œdomètre et le gonflement libre en solution (corrélation justifiée pour des bentonites). Cet essai ne doit cependant servir qu'à caractériser qualitativement le potentiel de gonflement.

2.4.1.2. Essai de gonflement à l'œdomètre normalisé

L'essai de gonflement à l'œdomètre a été normalisé par l'Association Française de Normalisation (AFNOR, 1995 [7]). Il permet de déterminer la pression de gonflement et la déformation d'un matériau lorsque ce dernier est soumis, en présence d'eau, à une contrainte verticale inférieure à la pression de gonflement. Cette pression correspond à la contrainte qu'il faut appliquer afin de maintenir le matériau à déformation axiale nulle.

Il consiste à appliquer une contrainte verticale différente sur plusieurs éprouvettes, provenant si possible d'un même échantillon de forage (ou prélevé à la même profondeur) ; puis en présence d'eau, les variations de hauteur sont alors mesurées jusqu'à stabilisation.

2.4.1.3. Essai Huder-Amberg

Cet essai se pratique également à l'œdomètre mais n'est pas normalisé. Son protocole a été décrit par le Comité Français de Mécanique des Roches (CFMR, 1987 [30]). L'objectif est également de déterminer une pression de gonflement qui est analogue à celle définie par la norme française. L'essai consiste sur un même échantillon à effectuer un premier chargement œdométrique (en quatre ou cinq paliers) avant hydratation ; puis après stabilisation de la déformation axiale, l'échantillon est mis au contact d'eau par saturation de la cellule œdométrique, ce qui provoque le gonflement.

La pression de gonflement, σ_g , se définit comme étant la pression nécessaire à appliquer sur l'échantillon pour que lors de l'hydratation, il ne se développe aucune déformation axiale.

2.4.2. Étude du fluage et de la relaxation

Afin de mieux appréhender le comportement à long terme des matériaux sous chargement mécanique, de nombreux auteurs ont entrepris de redéfinir les notions de limite élastique et de ductilité. Pour les matériaux à potentiel de fluage important, ces caractéristiques se révèlent ne pas être intrinsèques au matériau mais être dépendantes de la vitesse de sollicitation.

2.4.2.1. Essai de chargement lent à vitesse de déformation constante

L'essai de chargement à vitesse de déformation imposée (valant 10^{-3} s^{-1} à 10^{-8} s^{-1}) permet d'observer le comportement du matériau sur des plages de temps allant de quelques heures à plusieurs mois. Il peut être piloté en condition monoaxiale ou triaxiale.

a) Impact sur la résistance du matériau

En terme de résistance, la sensibilité des géomatériaux à la vitesse de sollicitation a été mise en évidence par Skempton et Bishop (Perzyna, 1966 [97]). Les premiers résultats sont donnés dans la Figure 2.11. Celle-ci montre que pour une augmentation de la vitesse de déformation axiale, passant de 1% à $10^5\% \text{ mn}^{-1}$ (soit respectivement $1,7 \cdot 10^{-4}$ à 17 s^{-1}), la résistance de pic de l'argile et du sable croît respectivement d'un facteur 2 et 1,2.

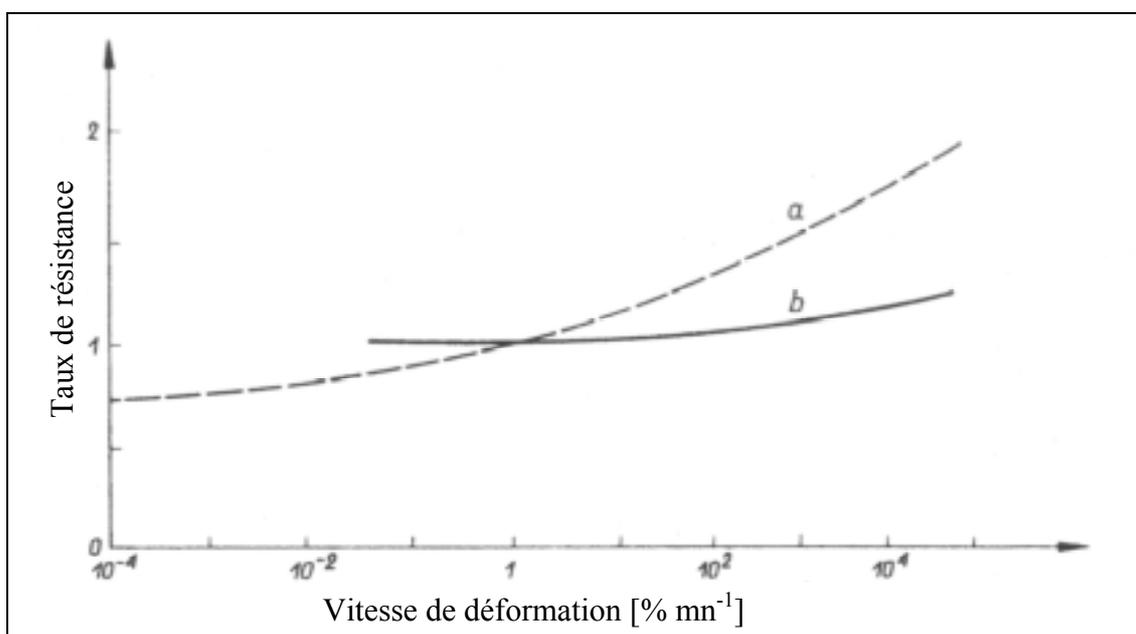


Figure 2.11 : Résistance à la rupture normalisée par rapport à la résistance obtenue pour une vitesse de déformation axiale de $1\% \text{ mn}^{-1}$, en fonction de cette même vitesse de sollicitation pour une argile (a) et un sable (b), d'après Perzyna, 1966 [97]

A noter qu'à cette époque, la précision des appareils de mesure était telle qu'il était plus facile de réaliser des essais à vitesse de sollicitation importante. Cela explique certainement pourquoi la gamme de vitesses testées ici est davantage étendue vers des vitesses très élevées et proches des sollicitations dynamiques.

L'interprétation microstructurale de ces observations est délicate car les mécanismes sont complexes, avec notamment des effets liés à l'endommagement et l'écroutissage du matériau.

b) Notion de viscosité et impact de la vitesse de sollicitation sur la ductilité du matériau

Récemment, les progrès de l'instrumentation (notamment sur les vitesses d'acquisition des données) ont permis d'étudier le comportement des matériaux pour des gammes de vitesses de sollicitation beaucoup plus faibles. Les variations de ductilité de la roche peuvent ainsi être mieux appréciées.

Cela nous permet ainsi d'introduire dès à présent la notion de viscosité. La viscosité dynamique correspond au rapport entre la contrainte de cisaillement qui existe au sein du solide en mouvement et la vitesse de distorsion de ce dernier. Elle s'exprime en poiseuille [Pl], qui équivaut au Pa.s. Quasiment indépendante de la pression, la viscosité dynamique diminue quand la température augmente pour les liquides et solides ; pour les gaz, on observe le phénomène inverse.

Dans le diagramme contrainte – déformation de la Figure 2.12, une courbe limite serait obtenue pour un essai piloté avec une vitesse de déformation, $\dot{\epsilon}$, infiniment lente. Cette courbe est également qualifiée d'ultime par le CFMR (2000) [29] ou encore de courbe de stabilité à long terme selon Sulem (1983) [120]. La courbe critique correspond à celle d'un comportement parfaitement ductile d'un matériau en régime quasi-statique.

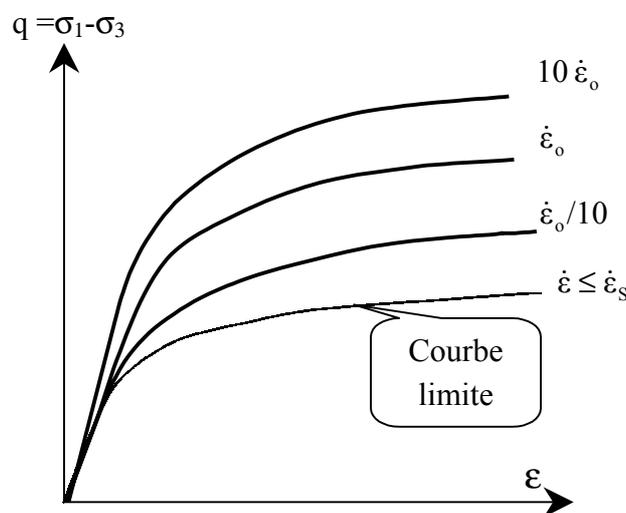


Figure 2.12 : Concept de la courbe limite, d'après Lemaitre (1996) [80]

En pratique, pour suivre la courbe limite, la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ doit être inférieure à un certain seuil, $\dot{\epsilon}_s$, que l'on peut estimer proche de 10^{-10} s^{-1} (pour certaines argilites), ce qui correspond bien souvent à la limite de la précision des mesures des déformations.

Un certain nombre d'analyses récentes (Tatsuoka, 1998 [123] ; Nguyen-Minh *et al.*, 1999 [89]) s'appuient sur les conclusions de la théorie des mécanismes de mobilité par dislocations pour justifier le concept de la courbe limite. Ce dernier est bien vérifié pour les matériaux métalliques et alliages (Lemaitre, 1996 [80]) mais demande à être validé pour les géomatériaux, qui ne sont pas des cristaux purs.

c) Exemple de réponse d'une argile sous vitesses de sollicitations variables

Nous avons choisi de présenter des résultats d'essais sur une argile, compte tenu que ceux sur les roches sont très rares. Fodil *et al.* (1997) [50] ont effectué des essais sur un même échantillon d'argile de Flumet (site du barrage). Cet échantillon, à teneur en eau de 30 à 45%, a été sollicité à différentes vitesses de déformation axiale en faisant varier celles-ci brusquement durant l'essai. Il a été supposé que les caractéristiques visqueuses étaient peu affectées par l'hétérogénéité ; cela a été confirmé par d'autres essais de fluage. La Figure 2.13 présente un exemple de ce type d'essais.

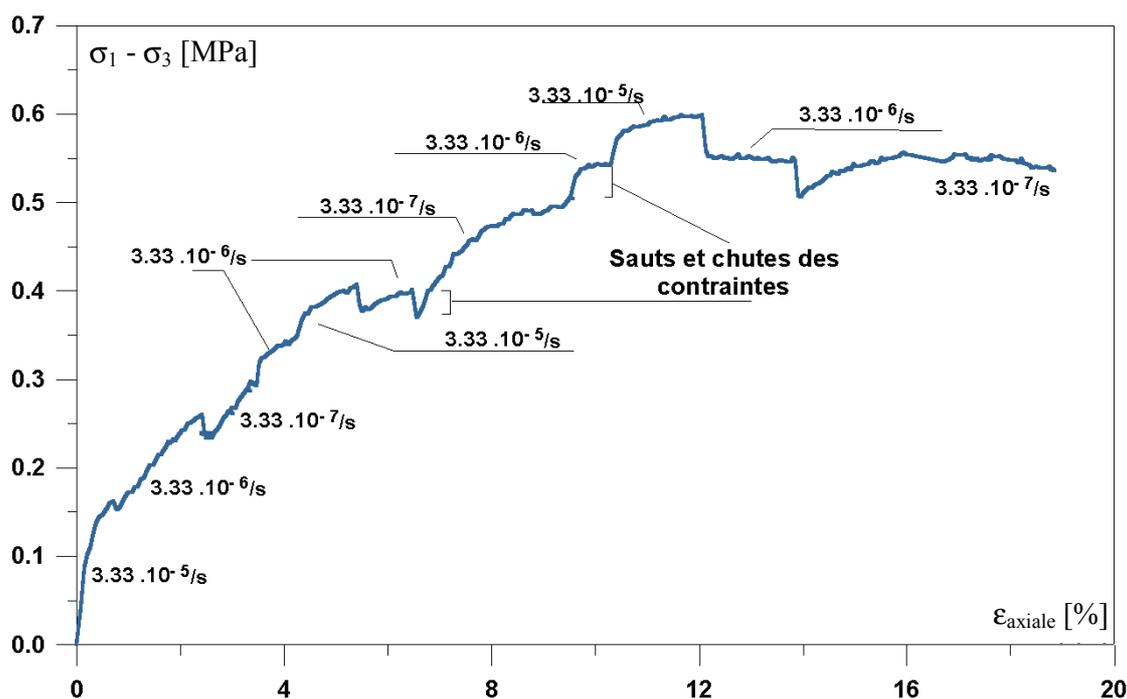


Figure 2.13 : Influence de la vitesse de sollicitation sur la réponse d'un échantillon d'argile soumis à un essai de compression triaxial non drainé – Diagramme contrainte-déformation, d'après Fodil *et al.* (1997) [50]

Les variations de vitesses durant l'essai provoquent des sauts et des chutes de contraintes de l'ordre de 5% quelque soit le taux de déformation. Ces valeurs restent faibles devant celles trouvées dans la littérature (Flavigny et Nova, 1989 [49]). En effet, il est généralement question d'une variation de l'ordre de 10% pour une modification de la vitesse d'un ordre de grandeur. Cela est peut-être dû au faible indice de plasticité pour cette argile ($I_p = 11$ à 14), selon Fodil *et al.* (1997) [50]. Quantitativement, l'effet de la vitesse de déformation apparaît indépendant du niveau de contrainte et de déformation et affecte l'ensemble de la relation contrainte-déformation.

2.4.2.2. Essai de fluage

Il s'agit certainement de l'essai le plus pratiqué car simple à mettre en œuvre et donnant directement une relation explicite entre les déformations différées et le temps.

Le principe consiste à appliquer un ou plusieurs paliers de chargement déviatoire constant et de suivre l'évolution des déformations dans le temps, comme indiqué en Figure 2.14. Cet essai ne fait l'objet d'aucune norme pour les géomatériaux. Il existe cependant des recommandations récentes pour les bétons, formulées par la Commission de la Réunion Internationale des Laboratoires d'Essais et de Recherches sur les Matériaux et les Constructions (RILEM, 1996 [102]).

Ces essais sont effectués à teneur en eau maintenue constante afin de s'affranchir d'éventuels phénomènes de gonflement. Par ailleurs, il convient de s'attacher à isoler la déformation élastoplastique instantanée pour ne traiter que les déformations différées, ce qui en pratique n'est pas toujours facile à réaliser.

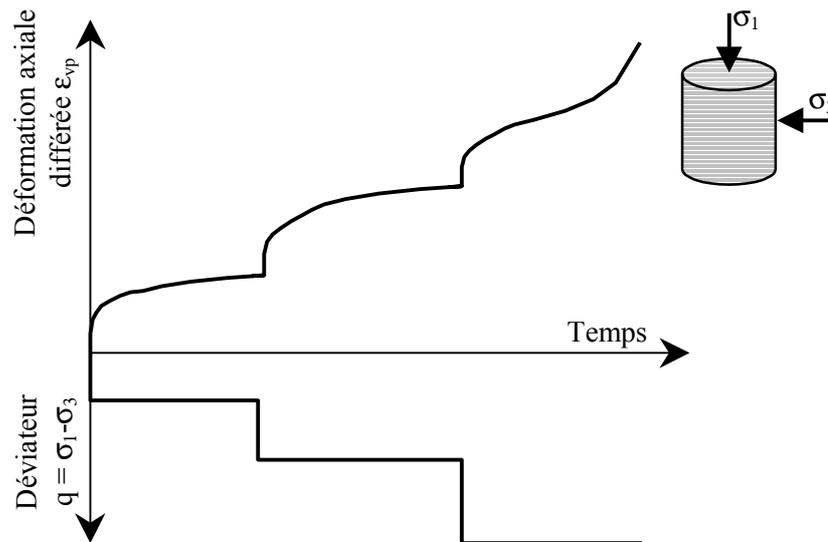


Figure 2.14 : Évolution de la déformation axiale différée ε_{vp} en fonction du temps pour un échantillon soumis à un chargement triaxial à paliers constants de déviateur

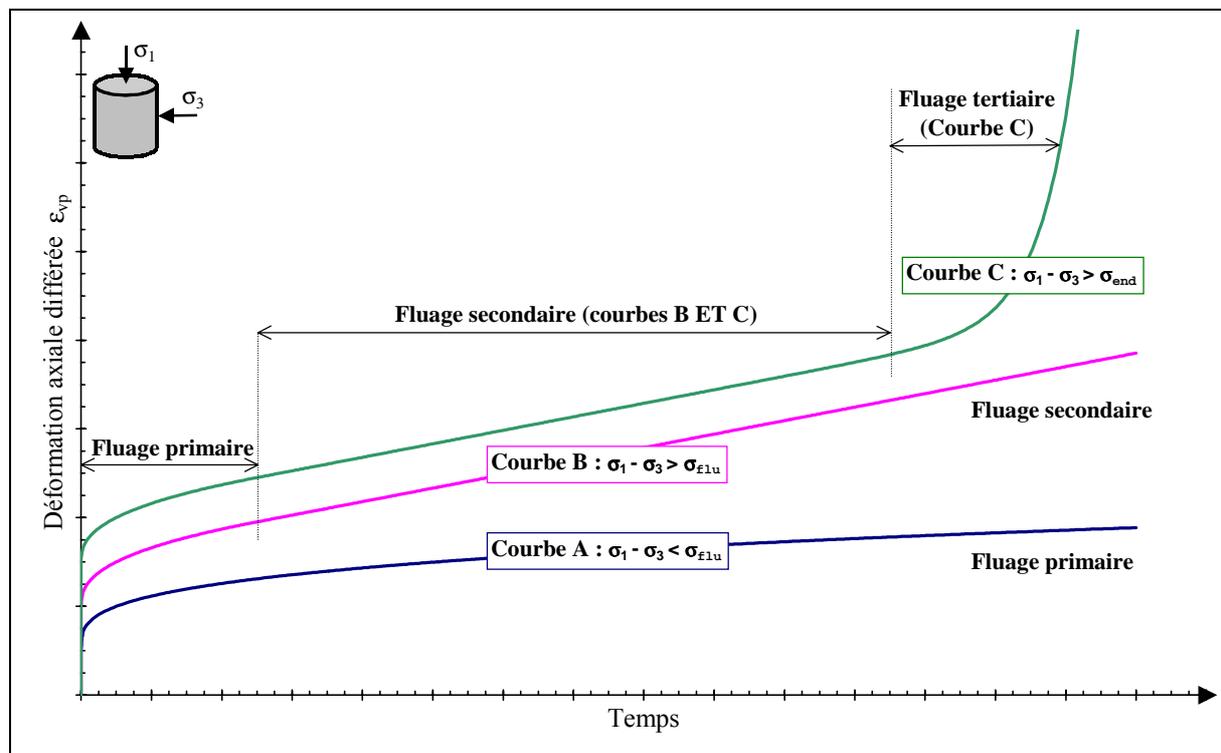


Figure 2.15 : Désignation des trois phases de fluage sur les courbes donnant la déformation axiale différée ε_{vp} en fonction du temps

2.4.2.3. Définition des différentes phases de fluage

Au cours d'un essai triaxial en compression sous déviateur constant, le fluage des roches peut se décomposer en trois phases successives (Figure 2.15). La première phase dite de fluage primaire ou transitoire est caractérisée par la décroissance de la vitesse de déformation. La seconde, dite de fluage secondaire correspond à une vitesse de déformation constante. La troisième, dite de fluage tertiaire, rend compte d'une augmentation de la vitesse de déformation jusqu'à la rupture du matériau.

Pour un déviateur des contraintes ($\sigma_1 - \sigma_3$) inférieur à une certaine valeur limite, σ_{flu} , que l'on appelle limite de fluage (Dayre, 1974 [38]), seul le fluage primaire se développe, et la roche se comporte alors comme un solide rigide visqueux. La courbe A de la Figure 2.15 illustre le comportement de ce solide qualifié de viscoplastique. La contrainte limite σ_{flu} , difficile à définir, vaudrait 60 à 70% de la résistance en compression simple selon Dayre (1974) [38] et ne dépasserait pas 80% d'après Morlier (1966) [86].

D'après Dusseault et Fordham (1993) [46], le fluage primaire est directement imputable à des migrations de molécules d'eau ainsi qu'à des modifications de la structure cristalline de type dislocations. Selon Cristescu et Hunsche (1997) [37], le fluage primaire résulterait directement du non-équilibre entre les états d'écrouissage et de recouvrance, comme définie au paragraphe 2.3.2.5.

Au-dessus de cette limite du déviateur des contraintes σ_{flu} , il s'établit très rapidement une phase de fluage secondaire à vitesse constante ; la roche est assimilée à un « liquide visqueux » (courbe B). L'équilibre entre écrouissage et recouvrance est alors atteint, selon Dusseault et Fordham (1993) [46].

Pour un déviateur des contraintes plus élevé, un fluage tertiaire se manifeste à terme, fluage initié par l'ouverture de microfissures et conduisant à une rupture différée (courbe C). Le déviateur, σ_{end} , pour lequel s'amorce l'endommagement du matériau peut être défini comme étant le seuil de déclenchement du comportement dilatant. Celui-ci est très mal connu et certains auteurs ne font pas de distinction entre σ_{end} et σ_{flu} , comme Morlier qui affecte à cette notion celle de la limite de stabilité à long terme. De plus, ce seuil est difficile à détecter en laboratoire, à cause d'effets qui sont directement imputables à l'essai de fluage à paliers successifs de déviateur constant.

Dans le domaine de la conception des ouvrages de génie civil, il est plus rare de s'intéresser au fluage tertiaire pour la simple raison de vouloir toujours garantir la stabilité et la pérennité de ces ouvrages avec un dimensionnement approprié. Malgré tout, des études de ce type ont été menées par Xiao (1998) [134], qui considère un simple modèle à radoucissement (diminution des caractéristiques mécaniques au cours du temps).

2.4.2.4. Essai de fluage de longue durée

L'essai de fluage, décrit précédemment, permet d'explorer le fluage primaire mais surtout le fluage secondaire comme le mentionnent Dusseault et Fordham (1993) [46]. En effet, si la vitesse de fluage tend vers une constante, le matériau entre en régime permanent. Ce régime est clairement identifiable (cas du sel gemme) et facilement quantifiable contrairement à la phase transitoire relative au fluage primaire.

La tendance à long terme, assimilable à la vitesse de déformation minimale en fin d'essai, reste trop souvent à l'appréciation personnelle du chercheur ou de l'ingénieur chargé du dépouillement des essais. Ainsi, la détermination par extrapolation de la vitesse à long terme (sur quelques siècles par exemple) est très délicate et encore à ce jour hasardeuse.

Supposons maintenant un fluage à trois phases. Connaissant les contraintes appliquées à un solide, est-il possible alors de prévoir si les déformations différées engendrées peuvent conduire ce dernier à la rupture ? Dans l'affirmative, quelle serait la durée de vie T_r du corps ?

Saito et Uezawa (1961) [108] proposent une relation empirique simple définissant la durée de vie, T_r , à partir de la vitesse de déformation de fluage minimale, $\dot{\epsilon}_m$, déterminée en phase de fluage secondaire. Cette relation est valable pour les argiles et s'écrit de la manière suivante :

$$\lg(T_r) = 2,33 - 0,916 \lg(\dot{\epsilon}_m) \pm 0,59 \quad (2-11)$$

Morlier (1966) [86] donne une autre relation en sinus hyperbolique pour la potasse ; à ce sujet, il signale à juste titre qu'il est difficile de trouver une loi simple, compte tenu que les mécanismes de rupture en fluage sont mal connus. Ainsi, ce type d'essais, s'il est isolé, ne permet pas de caler judicieusement des lois de comportement différé car le chemin de sollicitation est trop restrictif.

De plus, la complexité des problèmes peut-être très rapidement accrue en considérant des phénomènes de couplage qui peuvent être de nature hydraulique (Flavigny et Nova, 1989 [49]) ou thermique (Rousset, 1996 [103] ; Wong et Rousset, 1994, [133]) et qui sont encore difficiles à appréhender. Ces aspects ne seront pas développés dans cette thèse.

2.4.2.5. Essai de relaxation et réflexions sur les implications de la courbe limite

Tout comme l'essai de fluage, l'essai de relaxation permet de suivre l'évolution d'une grandeur mécanique en fonction du temps, à savoir ici la contrainte au sein de l'échantillon. La relaxation est définie comme étant la diminution de la contrainte dans le temps à l'arrêt instantané de la déformation. Au laboratoire, seule la déformation axiale et non le tenseur des déformations est par usage maintenue constante.

La contrainte axiale (ou le déviateur associé) se relâche car le matériau recherche un nouvel état d'équilibre à « long terme », c'est-à-dire un seuil de contrainte admissible. Ce dernier peut être confondu en théorie avec le point de la courbe limite correspondant au taux de déformation caractérisant l'essai de relaxation, comme l'indique la Figure 2.16.

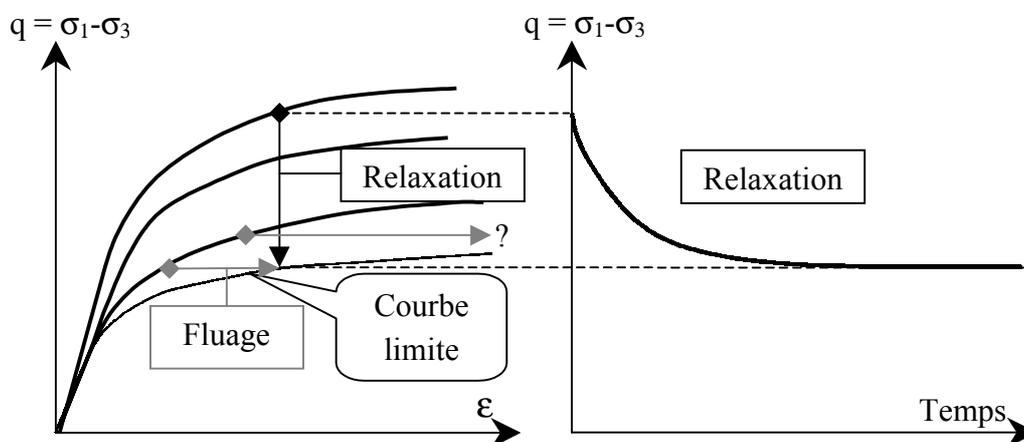


Figure 2.16 : Chemins de fluage et de relaxation sur un diagramme contrainte-déformation – principe de l'essai de relaxation et évolution du déviateur en fonction du temps

En pratique, la phase de relaxation est précédée d'un chargement monoaxial ou triaxial à vitesse de déformation constante et élevée afin d'accroître l'amplitude de la contrainte susceptible d'être restituée. Cette phase préliminaire induit naturellement une difficulté supplémentaire dans l'interprétation des résultats d'essais de ce type.

Sur la Figure 2.16, il a été également reporté le chemin suivi en fluage. Cette figure montre que l'existence de la courbe limite impose sous « faible charge » un fluage asymptotique vers une valeur maximale de déformation difficile à déterminer. Puis, dès que la charge imposée dépasse le déviateur maximal que peut atteindre le matériau en régime quasi-statique, il persiste une indétermination quant à la tendance de l'évolution du fluage à long terme. Il n'en est pas de même en relaxation où l'équilibre à long terme peut toujours être déterminé en théorie ; il est atteint de manière asymptotique, comme schématisé sur la Figure 2.16.

L'ensemble des essais mécaniques permettant d'étudier le comportement différé des roches vient d'être présenté. Sur la base de ces principes généraux, il convient à présent d'analyser les différents types de classification des géomatériaux vis à vis de tels comportements.

2.5. CLASSIFICATION DES GEOMATERIAUX

L'étude de la composition minéralogique des roches permet de déterminer si elles sont sujettes au gonflement ou non. Par contre, elle reste insuffisante pour déterminer le potentiel de fluage. Ainsi, l'un des problèmes fondamentaux réside dans la difficulté de se donner une classification pratique des roches basées sur les caractéristiques de leur comportement différé. C'est pourquoi, dans ce paragraphe, il ne sera question que de fluage. L'objectif final est de mettre en relation une classification avec les différents types de lois de comportement que nous aborderons dans le chapitre 3.

2.5.1. Dénomination des roches en fonction de leur comportement rhéologique

Dans un souci d'apporter une classification simple et pratique, Morlier (1966) [86] décrit le fluage des roches à travers l'expérience d'un grand nombre d'essais de compression simple. Il définit trois types de roches :

- les roches élastiques-fragiles,
- les roches viscoélastiques avec serrage,
- les roches viscoplastiques.

2.5.1.1. Roches élastiques-fragiles

Il s'agit le plus souvent de roches dures telles que les granites, les gneiss et les calcaires très compacts. Pour des charges inférieures à 80% de leur résistance en compression simple, le fluage est de type primaire et asymptotique vers une valeur maximale de déformation.

Étant donné que les propriétés élastiques de ces matériaux sont peu affectées par des sollicitations mécaniques au cours du temps (cycles de charge – décharge, variations de la vitesse de sollicitation), on est tenté de dire qu'ils sont dépourvus de viscosité à l'échelle des contraintes du génie civil. Le potentiel de fluage peut être par conséquent supposé nul.

2.5.1.2. Roches viscoélastiques avec serrage

Dans cette catégorie, on trouve le gypse, les marnes et les calcaires tendres. Ces roches ont un comportement phénoménologique identique aux roches élastiques-fragiles, mais l'amplitude des déformations différées est beaucoup plus importante. Elles peuvent atteindre près de 40% des déformations instantanées.

Par ailleurs, ces roches présentent des propriétés de recouvrance, qui se traduisent par une restitution d'une part des déformations résiduelles dans le temps après déchargement complet. Cela induit naturellement qu'une part des déformations réversibles fait partie des déformations de fluage.

2.5.1.3. Roches viscoplastiques

La craie, la potasse et le sel gemme sont des roches viscoplastiques. Pour celles-ci, il est couramment observé les trois phases de fluage avec un écoulement plastique différé qui se produit parfois avec dilatance. Les déformations différées peuvent être supérieures aux déformations instantanées et se caractérisent par une irréversibilité quasi totale.

2.5.2. Qualificatifs pour les différentes déformations

Récemment, Ozgenoglu (1998) [94] a repris l'idée de la classification de Morlier, et a défini un diagramme ternaire qui est constitué d'un pôle élastique, d'un pôle plastique et d'un pôle visqueux et viscoélastique. Ce diagramme est schématisé sur la Figure 2.17. Il donne une image de la rhéologie du matériau en représentant les déformations différées par rapport aux déformations instantanées élastiques et plastiques.

D'une manière générale, selon Ozgenoglu, une roche peut être qualifiée de visqueuse à partir du moment où la vitesse de fluage stabilisée dépasse 2.10^{-6} h^{-1} (soit $3,3.10^{-8} \text{ s}^{-1}$).

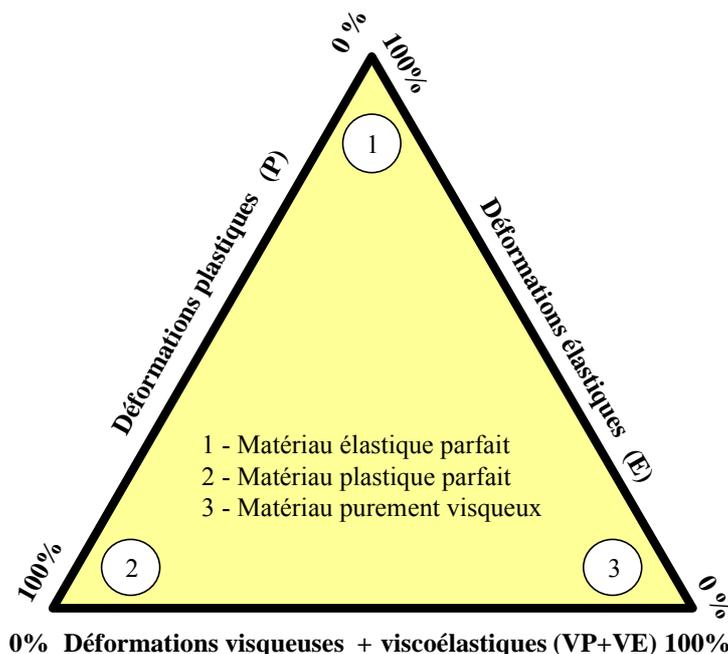


Figure 2.17 : Diagramme ternaire typique, d'après Ozgenoglu (1998) [94]

Plaçons-nous maintenant dans le cadre des expériences d'Ozgenoglu, afin de définir les différents types de déformations. Supposons une poutre encastree à une extrémité et chargée ponctuellement à l'autre. Après un essai de chargement – déchargement (Figure 2.18), il est possible de définir les grandeurs suivantes :

- la déformation élastique, (E), qui correspond alors à la déformation réversible instantanément après déchargement,
- la déformation plastique irréversible instantanée, (P), qui se déduit de la déformation totale instantanée en y retranchant la déformation élastique,
- la déformation viscoélastique réversible, (VE), qui est celle obtenue après déchargement ; cette déformation est fonction du temps et correspond à la recouvrance,
- la déformation plastique irréversible visqueuse, (VP), qui se déduit de la déformation différée lors du chargement en y soustrayant la déformation viscoélastique.

L'étude du comportement différé des roches nécessite souvent des essais de fluage de longue durée pour quantifier le potentiel de fluage. Dans l'objectif de diminuer le temps de ces essais, Ozgenoglu (1998) [94] propose une approche en deux phases :

- la première consiste à créer une classification des principales roches basée sur leurs caractéristiques mécaniques différées, déterminées sur des essais de fluage,
- la seconde consiste à établir des corrélations entre ces caractéristiques et les caractéristiques physiques classiques facilement mesurables (caractéristiques plastiques résiduelles, indice de plasticité ...).

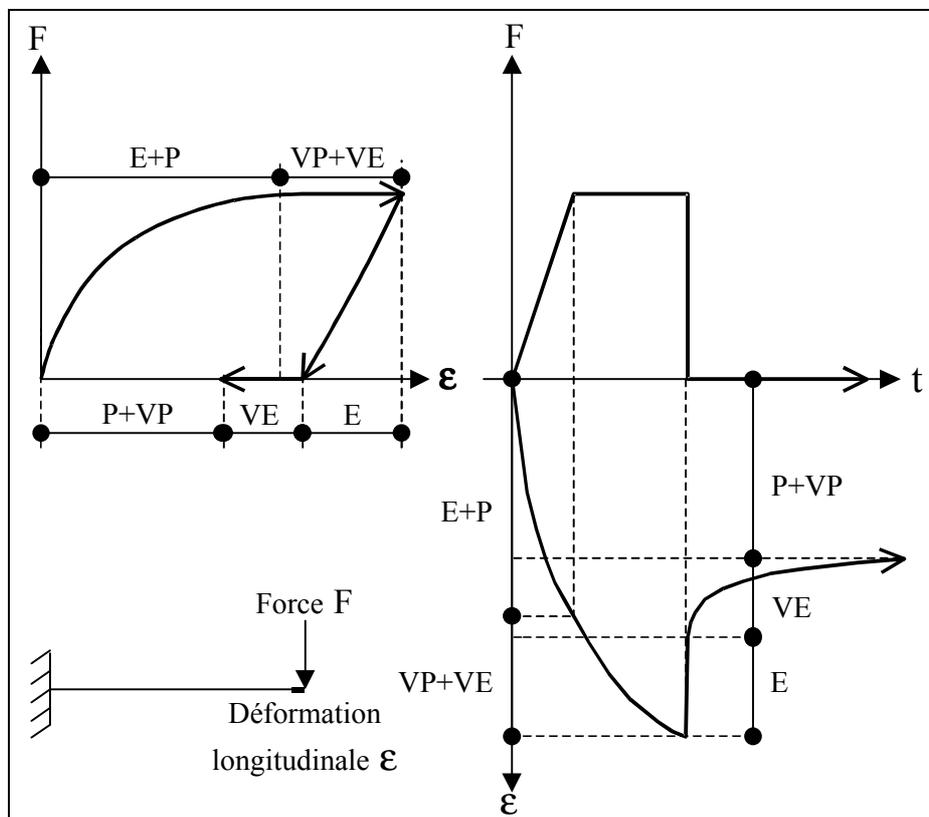


Figure 2.18 : Déformations élastiques, plastiques et différées au cours d'un cycle de chargement – déchargement sur une poutre encastree à l'une de ses extrémités

A ce stade des recherches, aucune corrélation entre ce diagramme ternaire et les lois de comportement différé qui seront présentées au chapitre 3, n'est disponible dans la littérature. De ce fait, l'intérêt de ce diagramme réside uniquement dans la comparaison de différentes catégories de roches, basée sur leur aptitude au fluage.

2.5.3. Exemple de différentes roches argileuses

Dans ce paragraphe, il sera question de trois roches argileuses dont le comportement différé a été largement étudié par différents auteurs. Elles feront l'objet d'une analyse mécanique plus approfondie dans la troisième et quatrième partie de ce mémoire. Il s'agit des :

- argilites de l'Est de l'ANDRA (argilites du Callovo-Oxfordien de Bure, Haute-Marne, France),
- siltites du Gard de l'ANDRA (marnes Albo-Aptiennes de Marcoule, Gard, France),
- argiles à Opalinus, ou argilites de l'Aalénien (Dogger) du site du Mont Terri (Canton du Jura, Suisse).

Les argilites de l'Aalénien ont été nommées argiles à Opalinus, car selon Lambert (1998) [79], il s'agit d'une argile solidifiée qui renferme des restes de coquille de l'ammonite « *Leioceras opalinum* », nom donné pour son éclat miroitant et opalescent.

2.5.3.1. Composition Minéralogique

Les trois roches argileuses présentées précédemment sont constituées de différents éléments minéralogiques, dont une forte proportion de particules argileuses, qui confèrent à ces roches des propriétés très complexes.

Pour les argilites du site de l'Est et les siltites du Gard, les expériences ont été menées par Bauer-Plaindoux *et al.* (1998) [13] et Gasc-Barbier *et al.* (1999) [55]. Pour les argiles à Opalinus, Thury et Bossart (1999) [126] ont fait la synthèse des études effectuées sur le site du Mont Terri pour lequel, ils distinguent le faciès argilo-schisteux du faciès sableux. Leur répartition minéralogique est exprimée en pourcentage de poids sec dans le Tableau 2.1 :

Site :	Site de l'Est	Site du Gard	Mont Terri	Mont Terri
Faciès :	-	-	Argilo-schisteux	Gréseux
Profondeur de prélèvement :	500-505 m	640-725 m	250-320 m	250-320 m
Référence :	[13] - [55]	[13] - [55]	[126]	[126]
Minéraux argileux :	40%	40%	65%	40%
dont : - kaolinite	18-22%	10-14%	30-55%	25-50%
- illite	21-35%	2-3%	23-38%	25-40%
- interstratifiés illite-smectite	19-56%	83-88%	7-30%	8-25%
- chlorite	2-24%	0%	6-27%	5-25%
Quartz :	25-30%	30-50%	10-27%	22-43%
Carbonates (calcite) :	20-30%	10-20%	4-20%	11-18%
Sidérite :	-	-	0-4%	0-3%
Feldspaths :	-	-	1-3%	2-6%
Pyrite :	-	-	1%	1%
CEC [meq/100g] :	12-20%	11%	Non défini	Non défini

Tableau 2.1 : Synthèse des compositions minéralogiques des argilites du site de l'Est, des siltites du site du Gard et des argiles à Opalinus du Mont Terri

Pour le site de l'Est, compte tenu de la proportion en minéraux argileux inférieure à 50%, le terme de marne conviendrait davantage à celui d'argilite. Par ailleurs, les proportions des différents minéraux argileux varient en fonction de la profondeur, avec une diminution de la proportion en smectite et une augmentation de celle des illites, autour de 400 m de profondeur.

Pour le site du Gard, les proportions des différents minéraux argileux se révèlent quasi-constantes et les interstratifiés illite-smectite sont également très présents. La Capacité d'Échange Cationique, CEC, ne permet donc pas de prédire de différences marquantes de comportement pour ces roches argileuses.

Les argiles à Opalinus se rapprochent davantage des argilites du site de l'Est avec cependant une teneur plus faible en interstratifiés illite smectite.

2.5.3.2. Caractéristiques physiques et mécaniques

Comparons tout d'abord les caractéristiques physiques de ces trois roches argileuses, dont les plages de variations sont données dans le Tableau 2.2. Ces résultats confirment l'analogie entre les argiles à Opalinus et les argilites du site de l'Est.

Site :	Site de l'Est	Site du Gard	Mont Terri	Mont Terri
Faciès :	-	-	Argilo-schisteux	Gréseux
Profondeur de prélèvement :	500-505 m	640-725 m	250-320 m	250-320 m
Référence :	[13] - [55]	[13] - [55]	[126]	[126]
Teneur en eau naturelle w [%] :	5-9	3-6	6-9	4-6
Indice des vides e [%] :	15-20	8-13	14-22	14-22
Porosité n [%] :	13-17	7-12	12-18	12-18
Poids volumique γ_h [kN/m ³] :	24	25	24,5	25

Tableau 2.2 : Synthèse des caractéristiques physiques des argilites du site de l'Est, des siltites du site du Gard et des argiles à Opalinus du Mont Terri

Les siltites du Gard se révèlent être plus compactes avec un indice des vides plus faible. Cela résulte probablement d'un réseau de calcite très dense délimitant les micropores au sein desquels l'argile exprime difficilement ses propriétés notamment de gonflement.

En effet, le degré de cimentation calcique se situe à l'échelle inter-cristallite pour les argilites du site de l'Est, et à l'échelle inter-particulaire pour les siltites du site du Gard. Bauer-Plaindoux *et al.*, (1998) [13] montrent que les argilites du site de l'Est pour lesquelles la cimentation calcique est localisée uniquement entre les cristaux (200 μm), sont plus « fluantes et gonflantes » que les siltites du site du Gard qui sont cimentées entre les particules argileuses (2 μm).

Dans le cas des siltites du site du Gard, la cimentation est plus fine et selon Gasc-Barbier *et al.* (1999) [55], cela conduit macroscopiquement à des résistances bien plus importantes et à un potentiel de fluage plus faible. Les caractéristiques mécaniques de ces différents matériaux sont comparées dans les paragraphes suivants.

a) Résistances mécaniques à court terme

Pour une pression de confinement de 10 à 12 MPa, le déviateur à la rupture des argilites du site de l'Est est largement plus petit que celui obtenu pour les siltites du site du Gard ; les valeurs maximales sont respectivement environ de 40 et 120 MPa. De plus, les argilites de l'Est présentent une grande sensibilité à l'eau puisque après immersion préalable des éprouvettes, il est observé une perte considérable de la résistance du matériau. Cette propriété n'a pas été observée sur les siltites du Gard, qui se sont révélées insensibles à l'immersion.

En ce qui concerne les argiles à Opalinus, les essais triaxiaux, qui ont été réalisés en laboratoire, montrent également que la teneur en eau est un paramètre déterminant. Blümling *et al.* (2000) [20] illustrent cette propriété par différents essais triaxiaux (Figure 2.19), effectués sur des argiles à Opalinus provenant du site de Benken (Suisse).

L'échantillon qui présente une résistance de pic de 95 MPa, a été séché au four (105°C). Il a un comportement fragile et une résistance très élevée. Les deux autres échantillons (à 3,5 et 6% de teneur en eau) ont révélé un comportement plus ductile et la résistance de pic est respectivement de 12 MPa et 45 MPa.

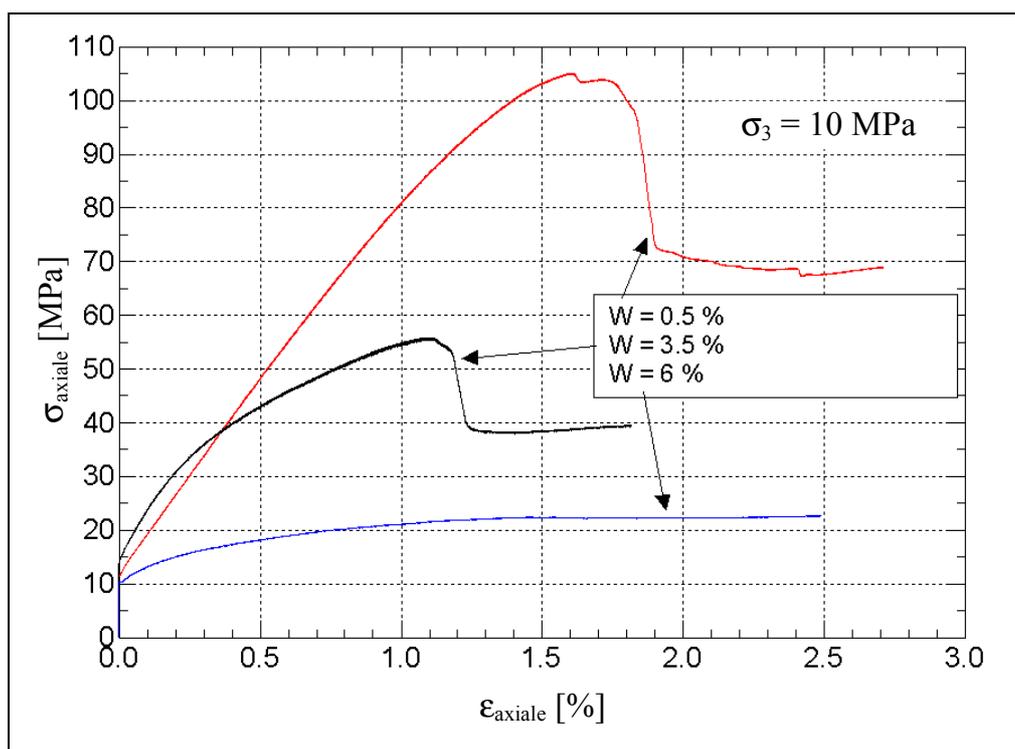


Figure 2.19 : Résultats d'essais triaxiaux pour différentes teneurs en eau sur des échantillons d'argile à Opalinus avec une pression de confinement de 10 MPa (compression axiale perpendiculaire au litage), d'après Blümling *et al.* (2000) [20]

Pour les argiles à Opalinus prélevées dans le tunnel du Mont Terri (faciès argilo-schisteux), Kharchafi et Descoedres (1995) [73] donnent des résistances en compression simple beaucoup plus faibles de l'ordre de 3 à 8 MPa ; les matériaux testés présentaient des teneurs en eau également plus élevées de 7 à 8%.

b) Aptitude au gonflement

Une étude sur l'aptitude au gonflement des argilites du site de l'Est et des siltites du site du Gard a été entreprise par l'Institut National de Recherche Agronomique (INRA) (Bauer-Plaindoux *et al.*, 1998 [13]).

L'utilisation des méthodes classiques de mesure du degré de saturation s'étant révélée inadaptée, des techniques pétrophysiques microscopiques mises au point par l'INRA ont été adoptées et complétées par des études macroscopiques. Ces études ont d'abord révélé que les argiles des deux sites étaient saturées en eau.

Alors que les argilites du site de l'Est présentent une aptitude au gonflement très marquée, ce n'est pas le cas des siltites du Gard, malgré une minéralogie qui laissait présager le contraire. En effet, les argiles constituant les siltites du Gard, sont principalement des interstratifiés illite-smectite, à forte proportion de smectites.

L'explication de cette différence de comportement est à rechercher dans la texture de la roche qualifiée macroscopiquement par la porosité des différents matériaux. Ainsi, même si le gonflement des roches argileuses est nécessairement fonction de la nature des argiles, ces dernières contiennent également d'autres éléments minéralogiques actifs qui agissent bien souvent en tant que liant ou ciment ; la calcite joue ici ce rôle.

La Capacité d'Échange Cationique, CEC, qui d'ordinaire constitue pour les argiles, un bon indicateur sur leur comportement, ne se révèle d'aucune utilité pour les roches argileuses étudiées. En effet, l'argile retenue au sein de la matrice rocheuse, ne peut exprimer pleinement ses propriétés à cause de la simple présence de ciment calcique.

Pour les argiles à Opalinus, d'une manière générale, le potentiel de gonflement a été qualifié de faible par Thury et Bossart (1999) [126]. Cela tient particulièrement au fait que la teneur en interstratifiés illite-smectite est bien moins importante que pour les deux autres roches étudiées précédemment. Les pressions de gonflement ont été trouvées très souvent inférieures à 1 MPa. Un seul essai fournit une pression de gonflement de 1,2 MPa selon le bureau d'études Bonnard et Gardel (IJA-BG, 1991 [66]).

c) Aptitude au fluage

Les essais de fluage sous température maintenue constante ont montré l'existence d'un comportement différé sous faible contrainte déviatoire pour les trois roches argileuses étudiées. Cependant, la vitesse des déformations différées est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des argiles plastiques courantes.

L'amplitude des déformations de fluage est importante pour les argilites du site de l'Est et les argiles à Opalinus mais s'est révélée beaucoup plus faible pour les siltites du Gard. Pour ces trois roches, il n'a été observé principalement qu'une seule phase de fluage primaire, pour laquelle la détermination par extrapolation de la vitesse à long terme n'est pas évidente. Seuls Blümling *et al.* (2000) [20] ainsi que Kharchafi et Descoedres (1995) [73] font état d'une phase de fluage secondaire pour les argiles à Opalinus.

L'étude du fluage de ces roches sera reprise de manière approfondie à partir d'essais de laboratoire effectués sur les argilites de l'Est (Partie 3) ainsi que lors de l'étude de cas sur la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri (Partie 4).

2.5.3.3. *Classement des roches étudiées*

L'amplitude des déformations différées en fluage atteint plus de 40% des déformations instantanées pour les argilites du site de l'Est et les argiles à Opalinus. Sur les plages de temps étudiées en laboratoire, ces roches ne présentent pas une phase de fluage secondaire bien nette et la vitesse de déformation viscoplastique diminue au cours du temps tant que l'endommagement du matériau n'est pas atteint. En compression, le point de changement de comportement de contractant à dilatant est expérimentalement observé pour des contraintes proches de celles de la rupture.

Ainsi, d'après la classification de Morlier, présentée au paragraphe 2.5.1, les argilites du site de l'Est et les argiles à Opalinus se situent plutôt dans la catégorie des roches viscoélastiques avec serrage. Quant aux siltites du Gard, elles se situent à la frontière entre les domaines des roches viscoélastiques avec serrage et des roches élastiques-fragiles.

Comme nous l'avons remarqué précédemment, les classifications permettent de qualifier les roches de manière sommaire. Cela reste cependant utile pour guider l'ingénieur dans le choix de la loi de comportement visqueux à retenir. Les principales lois vont être décrites dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Lois de comportement visqueux

De manière générale, une loi de comportement non linéaire associe un critère de plasticité, une loi d'écroutissement et une loi d'écoulement qui permettent de décrire l'évolution des déformations du solide considéré. Les lois de comportement qui s'attachent à reproduire les phénomènes différés nécessitent une attention toute particulière sur la définition de la loi d'écoulement. Les formulations mathématiques de ces lois doivent obéir à certains principes généraux qui sont :

- le principe de déterminisme,
- le principe d'objectivité matérielle,
- le principe d'action locale.

L'ensemble de ces concepts, résumés par Chambon (2000) [31], est développé dans le paragraphe suivant. Ils sont nécessaires pour valider l'approche théorique des lois de comportement visqueux.

3.1. PRINCIPES GÉNÉRAUX DES LOIS DE COMPORTEMENT

3.1.1. Principe de déterminisme

Une loi de comportement est une relation tensorielle qui relie à chaque instant t , le tenseur des contraintes à celui des déformations. Or, le principe de déterminisme fixe la forme de cette relation en stipulant que l'état de contrainte à chaque instant t , est entièrement déterminé par l'histoire des déformations depuis le début de chargement jusqu'à l'instant t .

Ce principe est un choix dont la réciproque n'est généralement pas vérifiée, car il n'existe pas de bijection entre le tenseur des contraintes et celui des déformations sauf en élasticité.

3.1.2. Principe d'objectivité matérielle

Le principe d'objectivité matérielle peut s'énoncer ainsi : « *Toute loi tensorielle de comportement est indépendante de tout changement de référentiel dans lequel, elle est exprimée.* », comme le rappelle Chambon (2000) [31].

Ce principe est relativement trivial et généralement toujours vérifié, notamment pour des lois de comportement faisant intervenir uniquement les tenseurs de contraintes et déformations ainsi que leurs invariants respectifs.

3.1.3. Principe d'action locale

Ce dernier principe est toujours vérifié pour les lois de comportement classiques, c'est-à-dire celles pour lesquelles, la localisation des déformations avant la rupture n'est pas considérée. Il stipule que la détermination du tenseur des contraintes en un point d'un milieu continu ne nécessite que les déformations locales en ce point.

3.2. CLASSIFICATION DES LOIS DE COMPORTEMENT VISQUEUX

L'objectif de ce paragraphe est de mieux appréhender et de synthétiser l'ensemble des lois de comportement visqueux, qui ont été développées depuis le début du XX^{ème} siècle sous l'impulsion de Bingham (1913) [19] et Norton (1929) [92].

Il convient tout d'abord de définir un critère de classifications de ces lois. Il peut être soit le type d'écriture de la loi elle-même, soit le type de solide que l'on désire modéliser avec cette loi, comme il en a été le cas pour la classification de Morlier au paragraphe 2.5.1.

3.2.1. Ecriture générale des lois de comportement visqueux

Tatsuoka *et al.* (1998) [123] résument les différentes lois existantes à ce jour en se basant sur leur propre formulation, fonction des tenseurs des déformations, des vitesses de déformations, et de contraintes, ainsi que du temps pour les modèles explicites. Il est intéressant de noter que le tenseur des vitesses de contraintes est rarement utilisé et n'intervient pas dans la classification de Tatsuoka qui est la suivante :

La première famille correspond aux lois explicites en fonction du temps qui regroupent :

- **les modèles empiriques** qui sont définis à partir de chemins de sollicitations simples, à fonctions temporelles diverses de type, $\epsilon_{vp} = \epsilon_{vp}(t)$ ou $q = q(t)$; ces modèles découlent directement de l'observation du comportement en laboratoire mais ne constituent pas des lois générales de comportement (exemple : loi de fluage logarithmique),
- **les modèles analogiques** qui rendent compte du comportement différé du solide viscoélastique ; ils sont souvent relativement simples bien que tensoriels (modèles de Newton, Maxwell et Kelvin) mais sont peu appliqués en pratique pour les roches,
- **les modèles isochrones** vérifiant $f(q, \epsilon_{vp}, t) = 0$ et permettant d'élaborer des relations contraintes - déformations à un instant t (restrictions de lois élasto-viscoplastiques).

La seconde famille correspond aux **lois élasto-viscoplastiques**, qui vérifient l'ensemble des principes généraux énoncés au paragraphe précédent. Cette famille se subdivise en trois sous-familles qui sont :

- **les modèles à plasticité différée** pour lesquels la composante plastique des déformations se développe de manière différée mais indépendamment du chargement, soit $f(\underline{\underline{\varepsilon}}, \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}) = 0$, Di Prisco et Imposimato (1996) [44] ; ce type de modèle ne prédit pas le comportement quand les vitesses de déformations plastiques et le niveau de contrainte évoluent de façon simultanée,
- **les lois incrémentales du premier ordre**, appelées aussi « modèles isotach » ; ils expriment le champ des vitesses de déformation à chaque instant selon la formulation $f(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\underline{\varepsilon}}, \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}) = 0$, ces lois sont les plus couramment transcrites dans les codes de calcul existants,
- **les lois incrémentales du second ordre** tenant compte également du champ des accélérations de déformation à chaque instant, soit $f(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\underline{\varepsilon}}, \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}, \underline{\underline{\ddot{\varepsilon}}}) = 0$; ces lois sont très rarement utilisées.

Les modèles empiriques, analogiques et isochrones ne sont utilisés en pratique que pour décrire analytiquement un comportement détecté par des essais de laboratoire ou des mesures in situ. Quant aux lois incrémentales du premier ordre, elles sont très prisées pour la modélisation numérique car elles permettent de suivre tous les chemins de contraintes possibles. L'ensemble de ces modèles et lois sera étudié dans les paragraphes suivants, après les avoir mis en relation avec les solides associés.

3.2.2. Classes de solides visqueux

Une autre approche pour la classification de ces lois consiste à identifier le comportement du « solide parfait » que l'on cherche à modéliser et à en donner la formulation mathématique associée. Les classes de solides explicitées par Berest (1989) [14] [15], se présentent ainsi :

- **le solide ou le liquide viscoélastique**, représenté par des combinaisons de modèles analogiques classiques (ressorts et amortisseurs en série ou en parallèle),
- **le solide élasto-viscoplastique**, dont le tenseur des déformations totales, variable au cours du temps, peut se décomposer, à chaque instant, en une partie élastoplastique induite par la variation du champ de contrainte et une partie visqueuse propre à la rhéologie du matériau,
- **le solide rigide viscoplastique**, pour lequel l'écoulement visqueux n'apparaît qu'en cisaillement après franchissement d'un certain seuil de contrainte (principe de Bingham, 1913 [19], développé au paragraphe 3.2.4.1e).

3.2.3. Lois explicites en fonction du temps

Les lois de comportement différées les plus courantes, faisant intervenir explicitement le temps, sont les lois de fluage. Elles sont issues de l'observation expérimentale et vont être présentées

en fonction de la phase de fluage qu'elles représentent (phase de fluage primaire, secondaire ou tertiaire, comme définie au paragraphe 2.4.2.3).

Il conviendrait ultérieurement de ne retenir que les lois rhéologiques complètes qui ne tiennent compte du temps que de manière implicite. Berest, (1989) [14], [15], souligne l'importance de cette transition qui est rendu possible en exprimant une relation entre l'état de contrainte, les vitesses de déformation viscoplastique ainsi que les déformations viscoplastiques cumulées au cours du temps. Cette généralisation sera présentée au paragraphe 3.4 et permettra ensuite de modéliser le comportement différé sur un chemin de sollicitation quelconque.

3.2.3.1. Lois de fluage primaire

La phase de fluage primaire est souvent décrite par une expression simple donnant l'évolution des déformations visqueuses en fonction du temps. Nous allons dans ce paragraphe nous intéresser uniquement aux lois de fluage non asymptotique à long terme, à savoir aux lois logarithmique et de type puissance. Les tendances de l'évolution du fluage à long terme, pour ces deux types de lois, seront alors comparées. Nous verrons au paragraphe 3.2.4.1c, que l'étude du modèle analogique de Kelvin permettra de présenter une loi à fluage de type exponentiel et asymptotique vers une valeur de déformation maximale.

a) Lois en puissance

Considérons dès à présent le fluage de type puissance souvent utilisé pour modéliser le comportement des matériaux métalliques. Il se présente sous la forme suivante :

$$\varepsilon_{vp} = Bt^\alpha \quad (3-1)$$

où :

- ε_{vp} est la déformation visqueuse,
- t est la variable temps,
- B est un paramètre fonction de la contrainte appliquée et de la température,
- α est une constante strictement positive et inférieure à 1.

Avec la valeur $\alpha = 1/3$, l'équation 3-1 porte le nom de loi d'Andrade ; elle est appliquée en métallurgie pour le fluage sous hautes températures des métaux. Elle permet de traduire une forte viscosité du matériau.

Le paramètre B de l'équation 3-1 est très souvent considéré comme étant une fonction puissance du déviateur des contraintes appliquées. Pour décrire le fluage des argiles, Singh et Mitchell (1969) [116] proposent également, une loi empirique pour laquelle le paramètre B est une fonction exponentielle du déviateur, q .

b) Lois en logarithme

Les lois en logarithme ont également été développées dans le milieu de la métallurgie. Lemaitre (1996) [80] applique ces lois au cas des métaux soumis à de faibles températures. Elles traduisent indirectement une faible viscosité du matériau modélisé.

Plus classiquement pour les géomatériaux, le choix d'une loi de fluage logarithmique s'effectue entre les deux types suivants :

$$(I) \quad \varepsilon_{vp}(t \geq t_0) = A \ln\left(\frac{t}{t_0}\right) \quad (3-2)$$

$$(II) \quad \varepsilon_{vp}(t \geq 0) = A \ln(1 + Ct) \quad (3-3)$$

où :

- ε_{vp} est la déformation visqueuse,
- A et C sont deux paramètres fonction de l'état de contrainte appliqué.

L'utilisation de ces lois est souvent justifiée avec de très bons calages expérimentaux comme l'ont montré Sahli (1988) [111], Aristorenas (1992) [9] et Kharchafi (1995) [73]. Un exemple de loi de fluage de type (II) (équation 3-3) sera donné au paragraphe 3.2.3.3.

c) Comparaison de la tendance de l'évolution du fluage à long terme

En comparaison avec les lois de fluage en puissance, la loi de fluage logarithmique reste dans tous les cas, moins pessimiste en ce qui concerne la tendance de l'évolution de la déformation visqueuse à long terme. En effet, considérons le résultat mathématique de croissance comparée suivant :

$$\forall \alpha \in]0,1], \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \left(\frac{\ln(t)}{t^\alpha} \right) = 0 \quad (3-4)$$

En vertu de ce résultat, il existe toujours une échelle de temps pour laquelle, la loi puissance donne des déformations différées supérieures à celle de la loi logarithmique.

Pour les deux lois logarithmiques, les vitesses de déformation diminuent au cours du temps et tendent à s'annuler à long terme sans que pour autant il n'y ait d'asymptote pour les déformations visqueuses. Cela laisse à penser que cette phase de fluage n'est peut-être pas suffisante pour décrire, l'ensemble des déformations différées sur des échelles de temps très importantes.

Les lois en puissance, dont l'origine se trouve dans la recherche métallurgique, sont aujourd'hui de plus en plus utilisées dans le domaine du génie civil et plus particulièrement pour qualifier le comportement différé de certaines roches argileuses soumises à de fortes contraintes. Néanmoins les lois logarithmiques restent encore les plus prisées dans le domaine des travaux souterrains.

3.2.3.2. Lois de fluage secondaire

La phase de fluage secondaire peut être représentée par la loi dite de Norton (1929) [92] qui est de la forme :

$$\dot{\varepsilon}_{vp} = \Theta q^n \quad (3-5)$$

où :

- $\dot{\epsilon}_{vp}$ est la vitesse de déformation visqueuse,
- Θ et n sont des constantes positives,
- q est le déviateur des contraintes, qui vaut $(\sigma_1 - \sigma_3)$ en conditions triaxiales de révolution.

Pour rendre compte de la variation du coefficient de vitesse Θ avec la température T , Arrhénius (1887) [11] a proposé une relation empirique. Elle se trouve être vérifiée pour un très grand nombre de réactions chimiques mais elle n'est pas universelle. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\Theta = A_0 e^{\frac{-\Delta G_0}{RT}} \quad (3-6)$$

où :

- R est la constante universelle des gaz parfaits ($8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$),
- ΔG_0 est l'énergie d'activation de la réaction thermique (unité : $[\text{J.mol}^{-1}]$)
- A_0 est le facteur préexponentiel,
- T est la température absolue en Kelvin.

Dusseault et Fordham (1993) [46] ainsi que Cristescu et Hunsche (1997) [37] ont recensé les plages de variation du paramètre n de la loi de Norton en fonction des mécanismes de déformation supposés mis en jeu (Tableau 3.1), comme la montée des dislocations.

Mécanisme	Description	Valeurs de n
Dislocations	Défauts plans ou linéiques déformant la structure cristalline	3 à 6 [46] 5 à 9 [37]
Diffusion	Migration de lacunes ou d'atomes libres sous chargement thermique	1 à 2 [46], [37]
Glissements	Déformation au contact des grains (cisaillement)	2,3 à 4,7 [46]

Tableau 3.1 : Relation entre les mécanismes potentiels de fluage et le paramètre n de la loi de Norton d'après Dusseault et Fordham (1993) [46] et Cristescu et Hunsche (1997) [37]

Il est intéressant de remarquer qu'une forte valeur de n est souvent à associer à un phénomène de dislocations, comme le souligne Fokker (1998) [51]. Ce dernier, après avoir étudié le comportement différé du sel ainsi que les mutations du squelette cristallin, a validé cette observation empirique. Son analyse se base sur un modèle micromécanique qu'il compare aux lois de fluages en puissance.

Par ailleurs, pour simuler la phase de fluage tertiaire, il n'existe pas de loi propre. Il est cependant possible de faire varier certains paramètres avec le degré d'endommagement du matériau, comme par exemple le paramètre, n , de la loi de Norton.

3.2.3.3. Exemple de lois de fluage primaire

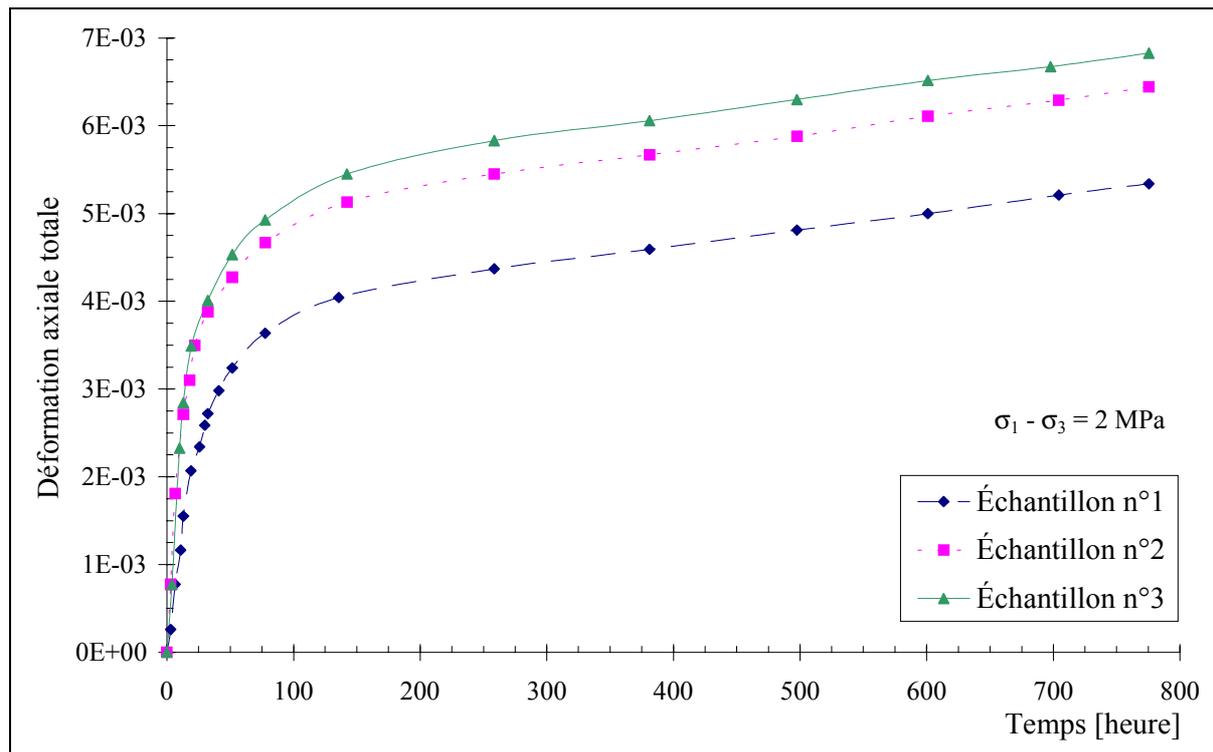
Selon Dusseault et Fordham (1993) [46], les roches argileuses compactes (peu poreuses) ont la particularité de ne présenter que de faibles plages de fluage secondaire. En effet, la courbe typique de fluage composée d'une phase primaire et d'une phase tertiaire (initiation de la rupture) masque souvent la phase de fluage secondaire.

A l'opposé, le sel et la potasse, selon Munson (1997) [87], présentent des déformations visqueuses à évolution linéaire en fonction du temps, observées aussi bien en laboratoire que in situ sur plus de quatre années de mesures. Le fluage secondaire a également été détecté sur les argiles à Opalinus, présentées au paragraphe 2.5.3 (Blümling, 2000 [20], Kharchafi et Descoedres, 1995 [73]), mais la tendance de l'évolution des déformations visqueuses à long terme reste incertaine. Il est impossible d'affirmer si le matériau évolue vers une stabilisation des déformations ou vers une rupture différée.

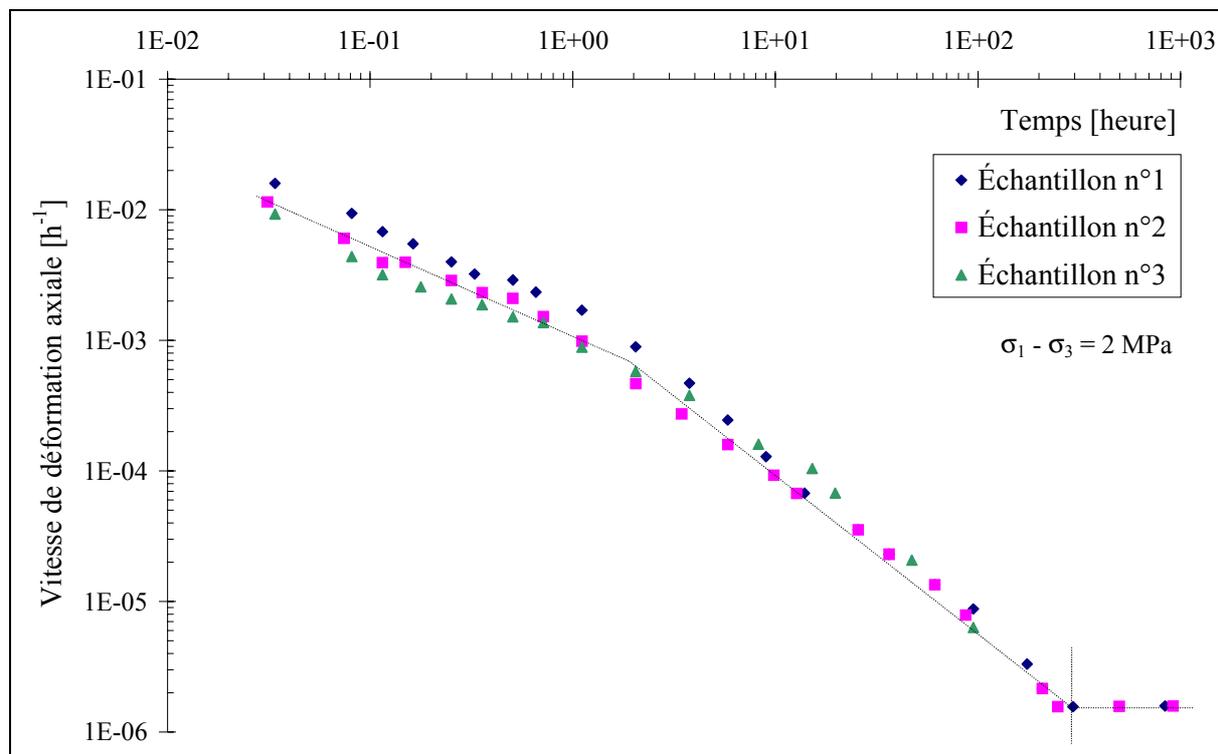
A titre d'exemple, la Figure 3.1a représente un essai de fluage réalisé sur trois échantillons d'argiles à Opalinus avec une pression de confinement de 0,6 MPa (Kharchafi et Descoedres, 1995 [73]). Ces échantillons proviennent du site du tunnel du Mont Terri (Jura Suisse). Un unique palier de chargement correspondant à un déviateur de 2 MPa a été appliqué pendant cinq semaines.

Les déformations axiales totales sont enregistrées dès l'application du déviateur de 2 MPa (Figure 3.1a). Pour tous les échantillons, on peut distinguer les deux phases de fluage. La phase de fluage primaire a développé une déformation importante d'environ 0,5% sur une période d'une semaine (soit environ 170 heures). Puis, le fluage secondaire s'exprime jusqu'à la fin de l'essai, soit sur une période d'environ quatre semaines, durant laquelle les échantillons ne se sont déformés que de 0,1% à vitesse constante.

La vitesse de déformation axiale, est représentée en échelle logarithmique en fonction du temps (Figure 3.1b). Elle est décrite par une droite durant la première semaine avec une rupture de pente après une heure. Elle se stabilise ensuite rapidement vers une valeur voisine de $2 \cdot 10^{-6} \text{ h}^{-1}$, soit $5,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$. Cela correspond à une vitesse de déformation très faible proche de la limite du mesurable en laboratoire. Cet exemple démontre ainsi toute la difficulté à détecter puis à quantifier la phase de fluage secondaire. La phase de fluage primaire a été modélisée par la loi de fluage logarithmique de type (II) (équation 3-3), où A et C sont deux paramètres fonction du déviateur et des caractéristiques mécaniques instantanées de la roche.



a)



b)

Figure 3.1 : Résultats d'essais de fluage sur trois échantillons d'argile à Opalinus soumis à un déviateur de 2 MPa a) déformation axiale totale en fonction du temps, b) vitesse de déformation axiale en fonction du temps (diagramme Log-Log), selon Kharchafi et Descoedres (1995) [73]

Les deux paramètres, A et C, s'expriment de la manière suivante :

$$A = f_1\left(\frac{\bar{q}}{E}\right) ; C = f_2\left(\frac{\bar{q}}{E}\right) \quad (3-7)$$

où :

- \bar{q} est le déviateur réduit (déviateur imposé à l'échantillon normalisé par rapport au déviateur à la rupture),
- E correspond au module de déformation en chargement.

Dans cette loi, le paramètre A (sans dimension) est déterminant pour la vitesse de déformation à long terme, étant donné que la vitesse de déformation visqueuse s'exprime par :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = \frac{A.B}{1+B.t} \quad (3-8)$$

avec :

$$\dot{\epsilon}_{vp} \underset{t \rightarrow \infty}{\approx} \frac{A}{t} \quad \text{et} \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \dot{\epsilon}_{vp} = 0 \quad (3-9)$$

Concernant le paramètre A, Kharchafi et Descoedres (1995) [73] donnent pour les argiles à Opalinus la relation suivante :

$$A = 0,182 \frac{\bar{q}}{E} \quad (3-10)$$

Le paramètre C (unité [s⁻¹]) caractérise davantage le comportement différé à court terme et pour les argiles à Opalinus, il a été estimé équivalent à :

$$C = \exp\left(\frac{0,0288}{1-\bar{q}}\right) - 1 \quad (3-11)$$

3.2.3.4. Synthèse

Les phases de fluage primaire et secondaire ont largement été étudiées. Beaucoup de lois explicites ont été développées, mais seules les plus utilisées ont été présentées. Ce n'est pas le cas de la phase de fluage tertiaire, pour laquelle il n'existe pas de loi explicite proprement dite. Nous allons maintenant étudier les modèles analogiques, qui en configuration uniaxiale, permettent de développer des lois de fluage primaire, qui sont de type exponentiel amorti.

3.2.4. Modèles analogiques et dérivés

Afin de modéliser, le plus simplement possible, les phénomènes différés observés au laboratoire et dans le milieu naturel, chercheurs et praticiens ont très rapidement été amenés à proposer des modèles analogiques.

Ce paragraphe présente tout d'abord un certain nombre de modèles viscoélastiques analogiques. Ils ont la particularité d'être très intuitifs car la viscosité introduite est physique. Ils donnent également une solution analytique très simple, mais répondent pas toujours aux cas pratiques, car ils ne tiennent pas compte des déformations plastiques des roches.

Le modèle élastoplastique visqueux CVISC qui est dérivé des modèles analogiques, intègre une loi d'écoulement plastique. Il sera présenté brièvement dans ce chapitre, avant d'être développé numériquement au chapitre 4.

3.2.4.1. Modèles analogiques de base

Pour les différents modèles élémentaires, le comportement différé associé ne sera décrit que par les déviateurs de contrainte et de déformation. En effet, il est souvent admis que pour les corps répondant à ce type de modèles, un chargement hydrostatique ne peut provoquer d'écoulement visqueux.

Les modules considérés pour calculer les déformations élastiques, sont donc des modules de cisaillement. Tous les modèles sont supposés isotropes. Les équations du comportement sont formulées pour une sollicitation en cisaillement simple et en compression simple, puis de manière tensorielle.

a) Modèle de Newton

Le modèle le plus simple intégrant l'effet du temps, est l'amortisseur linéaire pour lequel la viscosité dynamique, η , est considérée comme reliant linéairement la contrainte de cisaillement, τ , à la vitesse de distorsion, $\dot{\gamma}$, en cisaillement simple :

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \quad (3-12)$$

Il s'agit du modèle de Newton représenté sur la Figure 3.2. Il décrit un fluage secondaire, dont la vitesse de déformation différée est fonction de la viscosité dynamique, η , du matériau. Aucun processus de relaxation n'est possible avec ce modèle. Nous rappelons que la viscosité dynamique s'exprime en Poiseuille [PI], équivalant au Pa.s.

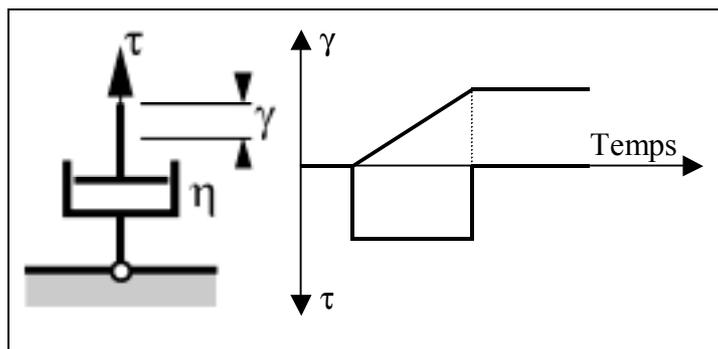


Figure 3.2 : Représentation du modèle analogique de Newton en cisaillement simple

En compression simple, la contrainte axiale, σ_{axiale} , est majeure et vaut donc deux fois la contrainte de cisaillement, τ . De plus, la relation liant la distorsion, γ , à la déformation axiale totale, $\varepsilon_{\text{axiale}}$, est la suivante :

$$\gamma = (1 + \nu)\varepsilon_{\text{axiale}} \quad (3-13)$$

où ν est le coefficient de Poisson du matériau.

Ces dernières considérations conduisent, en configuration monoaxiale, à l'expression suivante pour le modèle de Newton :

$$\sigma_{axiale} = 2\eta(1+\nu)\dot{\epsilon}_{axiale} \quad (3-14)$$

Par analogie avec l'élasticité linéaire (Malan, 1998, [82]), la généralisation tensorielle de l'équation (3-14) donne :

$$s_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij}^d \quad (3-15)$$

où :

- s_{ij} est le terme de la partie déviatoire du tenseur des contraintes,
- $\dot{\epsilon}_{ij}^d$ est le terme de la partie déviatoire du tenseur des vitesses de déformation,
- η est la viscosité dynamique du matériau.

Les différentes quantités tensorielles sont explicitées dans la partie consacrée aux notations et définitions, en préambule de ce mémoire.

b) Modèle de Maxwell

Le modèle de Maxwell correspond à la mise en série des modèles analogiques de Newton et de Hooke (ressort élastique). La représentation correspondante est donnée en Figure 3.3.

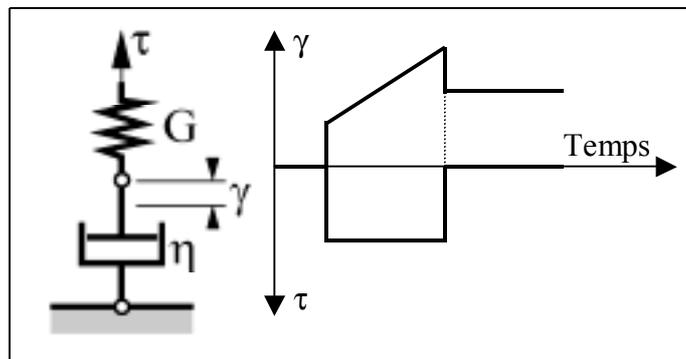


Figure 3.3 : Représentation analogique du modèle de Maxwell en cisaillement simple

Conformément au modèle de Newton et à l'élasticité linéaire, en cisaillement simple, l'équation différentielle permettant de relier la contrainte de cisaillement, τ , à la vitesse de distorsion, $\dot{\gamma}$, vérifie :

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta} \quad (3-16)$$

où G est le module de cisaillement.

En configuration monoaxiale, on aboutit à la relation suivante :

$$\dot{\epsilon}_{axiale} = \frac{\dot{\sigma}_{axiale}}{E} + \frac{\sigma_{axiale}}{2\eta(1+\nu)} \quad (3-17)$$

où :

- E est le module d'élasticité qui se déduit du module G par : $E = 2(1 + \nu)G$,
- ν est le coefficient de Poisson du matériau.

Le modèle de Maxwell permet de décrire à la fois le fluage secondaire ainsi que la relaxation par restauration des déformations élastiques dans le temps.

En fluage : $\sigma_{axiale} = Cte \Rightarrow \dot{\epsilon}_{axiale} = \frac{\sigma_{axiale}}{2\eta(1+\nu)} = Cte$

Cela conduit à la fonction de fluage secondaire suivante :

$$\epsilon_{axiale}(t) = \frac{\sigma_{axiale}}{E} + \frac{\sigma_{axiale}}{2\eta(1+\nu)} t \quad (3-18)$$

En relaxation : $\dot{\epsilon}_{axiale} = 0 \Rightarrow \dot{\sigma}_{axiale} + \frac{E}{2\eta(1+\nu)} \sigma_{axiale} = 0$

Cela conduit à la fonction de relaxation suivante :

$$\sigma_{axiale}(t) = \sigma_{axiale}(t=0) e^{\left(\frac{-E}{2\eta(1+\nu)} t\right)} \quad (3-19)$$

La Figure 3.4 montre l'évolution de la contrainte axiale qui se relâche asymptotiquement.

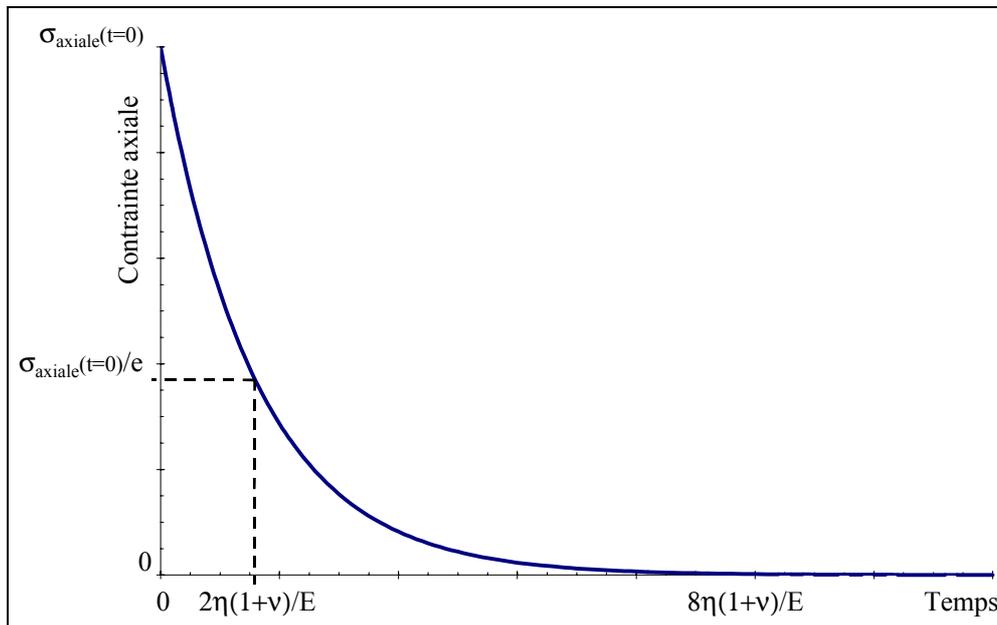


Figure 3.4 : Réponse en relaxation monoaxiale du solide de Maxwell

Enfin, d'un point de vue tensoriel, l'équation différentielle reliant le terme général de la partie déviatoire du tenseur des vitesses de déformation, $\dot{\epsilon}_{ij}^d$, à celui de la partie déviatoire du tenseur des contraintes, s_{ij} , s'exprime par :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^d = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \frac{s_{ij}}{2\eta} \quad (3-20)$$

c) Modèle de Kelvin

Le modèle de Kelvin correspond à la mise en parallèle des modèles analogiques de Newton et de Hooke. La représentation correspondante est donnée en Figure 3.5.

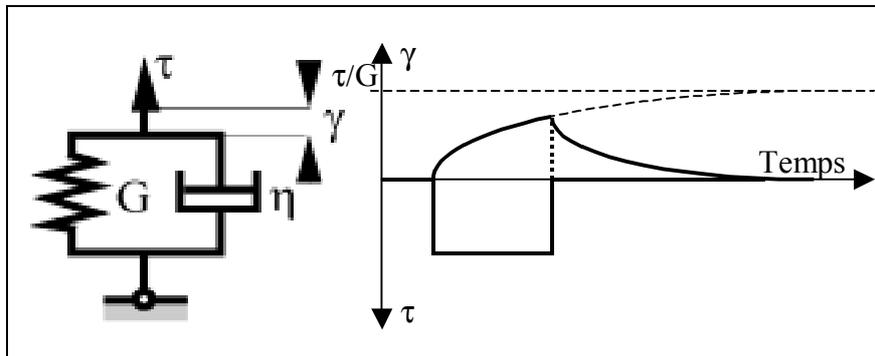


Figure 3.5 : Représentation du modèle analogique de Kelvin en cisaillement simple

En cisaillement simple, l'addition des contraintes dans les unités de Hooke et de Newton conduit à l'équation différentielle régissant le comportement, qui s'écrit :

$$\tau = G \gamma + \eta \dot{\gamma} \quad (3-21)$$

L'évolution de la distorsion au cours du temps est de type exponentiel amorti et présente une asymptote à long terme, caractérisant la distorsion élastique maximale du modèle de Hooke.

En configuration monoaxiale, on aboutit à la relation suivante :

$$\sigma_{\text{axiale}} = E \varepsilon_{\text{axiale}} + 2\eta(1+\nu)\dot{\varepsilon}_{\text{axiale}} \quad (3-22)$$

Contrairement au modèle de Maxwell, le modèle de Kelvin permet de décrire un fluage primaire de type exponentiel asymptotique. La fonction de fluage est la suivante :

$$\varepsilon_{\text{axiale}}(t) = \frac{\sigma_{\text{axiale}}}{E} \left(1 - e^{\left(\frac{-E}{2\eta(1+\nu)} t \right)} \right) \quad (3-23)$$

Par contre, le modèle de Kelvin n'est en aucun cas relaxant car le montage en parallèle des modèles de Hooke et de Newton empêche tout rééquilibrage de la contrainte axiale à déformation axiale maintenue constante.

La généralisation tensorielle du modèle de Kelvin s'opère en exprimant la partie déviatoire du tenseur des contraintes comme étant la somme du tenseur élastique et du tenseur équivalent du modèle de Newton. L'équation différentielle résultante est la suivante :

$$s_{ij} = 2G \varepsilon_{ij}^d + 2\eta \dot{\varepsilon}_{ij}^d \quad (3-24)$$

d) Modèle de Burger

Le modèle de Burger correspond à la mise en série des modèles de Kelvin et de Maxwell comme indiqué sur la Figure 3.6.

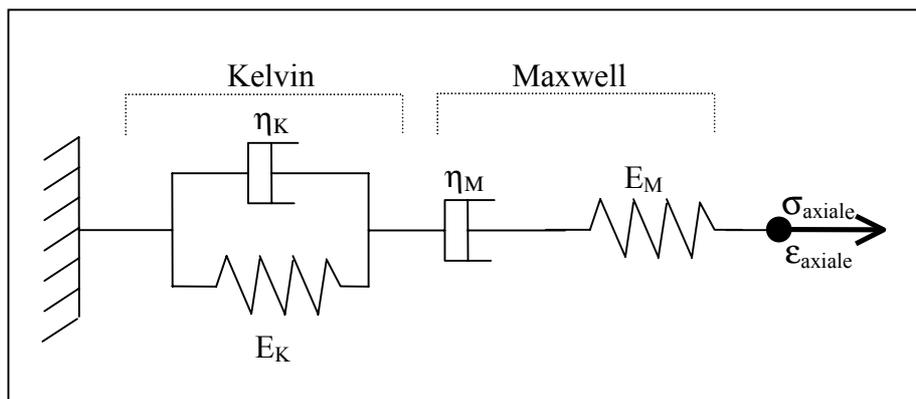


Figure 3.6 : Représentation du modèle analogique de Burger en compression simple (K est relatif au modèle de Kelvin et M à celui de Maxwell)

En configuration de fluage uniaxial, la déformation viscoélastique totale axiale, ϵ_{axiale} , combine celles des modèles de Kelvin et Maxwell et se décompose comme suit :

$$\epsilon_{axiale}(t) = \frac{\sigma_{axiale}}{E_M} + \frac{\sigma_{axiale}}{2\eta_M(1+\nu)}t + \frac{\sigma_{axiale}}{E_K} \left(1 - e^{\left(\frac{-E_K}{2\eta_K(1+\nu)}t \right)} \right) \tag{3-25}$$

Elle rend compte des phases de fluage primaire et secondaire. La phase de fluage secondaire s’exprime dès lors que les déformations différées qu’elle développe, sont du même ordre de grandeur que celles de la phase de fluage primaire.

Ce modèle est relaxant du fait que le modèle de Maxwell y soit incorporé. Cependant, l’équilibre est plus délicat à expliciter dans ce cas ; en effet, pour une déformation totale axiale maintenue constante, le ressort du modèle de Maxwell, qui restaure une part des déformations élastiques au cours du temps, doit compenser le relâchement des amortisseurs de Maxwell et de Kelvin. Cela conduit à des développements analytiques trop complexes pour pouvoir être exprimées explicitement en fonction du temps.

Jusqu’à présent, les modèles rhéologiques étudiés considèrent que les phénomènes différés se développent dès l’application d’une charge déviatoire quelconque. Nous allons maintenant introduire la notion de seuil de contrainte de déclenchement avec le modèle de Bingham.

e) Concept de Bingham

Le modèle analogique de Bingham considère un seuil de contrainte de cisaillement, σ_s , au-delà duquel seulement des déformations différées peuvent se développer ; ce modèle peut être représenté par la Figure 3.7, qui symbolise le seuil par un patin parfait :

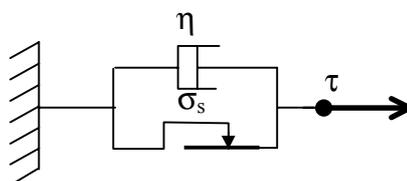


Figure 3.7 : Représentation du modèle analogique de Bingham en cisaillement simple

En configuration de cisaillement simple, la vitesse de distorsion $\dot{\gamma}$ s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= \eta (\tau - \sigma_s) & \text{lorsque: } & \tau \geq \sigma_s \\ \dot{\gamma} &= 0 & \text{lorsque: } & \tau \leq \sigma_s \end{aligned} \quad (3-26)$$

Cette loi a été établie, de manière expérimentale, pour des suspensions colloïdales (peintures, coulis d'injections). Elle ne fait intervenir que la valeur critique de la résistance en cisaillement σ_s , jouant un rôle de seuil de déclenchement de l'écoulement viscoplastique.

Norton (1929) [92] considère également ce principe pour qualifier « les solides plastiques », et notamment les argiles saturées. Pour ces corps, la vitesse d'écoulement peut être proportionnelle à l'excès de charge appliquée, au-delà d'un certain seuil de contrainte, correspondant au déclenchement du comportement différé. La Figure 3.8 compare le comportement visqueux de ce corps à celui du fluide newtonien.

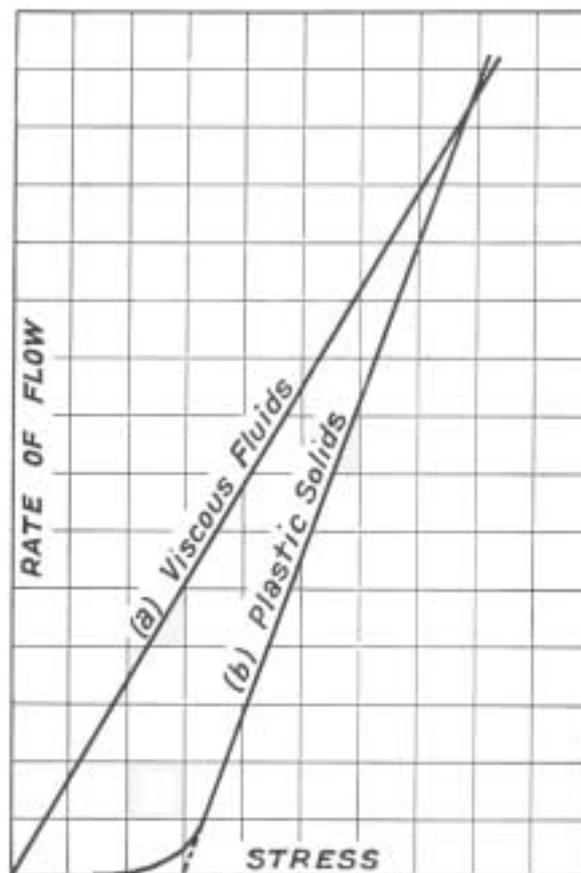


Figure 3.8 : Comparaison des caractéristiques d'écoulement entre le fluide visqueux et le solide plastique, d'après Norton (1929) [92]

La généralisation du concept de Bingham en prenant le second invariant du tenseur des contraintes comme référence a fait l'objet de nombreux travaux et notamment ceux de Cristescu et Hunsche (1997) [37]. Ce dernier donne une relation pour un comportement élasto-viscoplastique à seuils multiples par discrétisation du modèle de Bingham en différents sous-modèles viscoplastiques. Cette loi sera présentée dans le paragraphe 3.4.5.2.

3.2.4.2. Modèle CVISC

Les modèles analogiques de base présentés aux paragraphes précédents sont de type viscoélastique non relaxant (Newton, Kelvin) et de type viscoélastique relaxant (Maxwell, Burger). Le modèle CVISC, analogique dérivé, est de type élastoplastique visqueux. Il découle de celui de Burger et comprend, en plus de ce dernier, un patin plastique de type Mohr-Coulomb. La loi d'écoulement associée permet de calculer les déformations plastiques irréversibles qui se développent instantanément puis au cours du temps. C'est la raison pour laquelle, cette loi est beaucoup plus appliquée sur des cas d'ingénierie, notamment en travaux souterrains. La Figure 3.9 donne la représentation analogique du modèle CVISC.

L'étude de ce modèle fait l'objet du chapitre 4, de la partie II de ce mémoire, relative aux lois de comportement viscoplastique implémentées dans le logiciel FLAC. La loi de comportement associée a été transcrite dans ce code aux différences finies ; elle nécessite par ailleurs des précautions d'emploi toutes particulières relatives à l'utilisation des codes explicites en mode fluage, dont les principes sont résumés par Detournay (1998) [41]. L'ensemble de ces aspects purement numériques sera abordé dans ce chapitre.

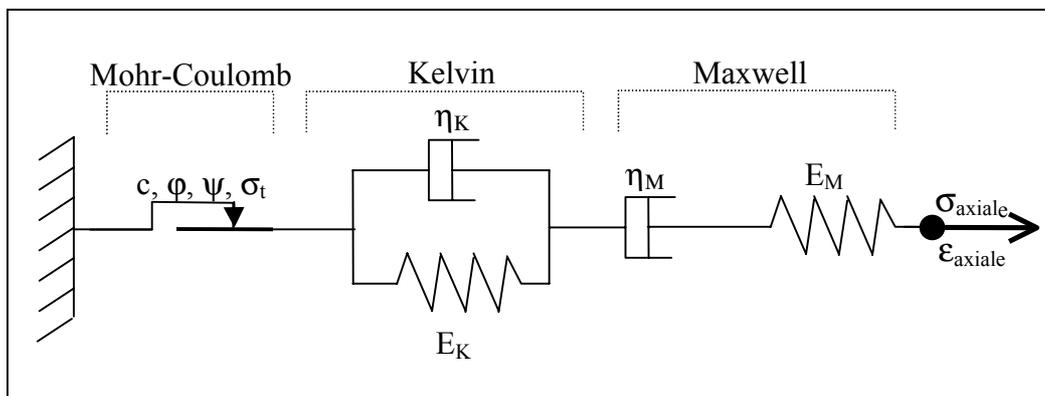


Figure 3.9 : Représentation du modèle dérivé CVISC en compression simple (K est relatif au modèle de Kelvin et M à celui de Maxwell)

Les paramètres du modèle CVISC sont les suivants :

- G_M : Module de cisaillement du modèle de Maxwell,
- G_K : Module de cisaillement du modèle de Kelvin,
- η_M : Viscosité dynamique du modèle de Maxwell,
- η_K : Viscosité dynamique du modèle de Kelvin,
- c : Cohésion,
- φ : Angle de frottement,
- ψ : Angle de dilatance,
- σ_t : Résistance en traction.

Le développement de ce type de lois nécessite de rappeler préalablement la théorie de l'élastoplasticité puis de définir le cadre de l'extension de celle-ci à l'ensemble des lois élasto-viscoplastiques. Le paragraphe suivant résume les principales notions de base régissant la théorie de l'élastoplasticité.

3.3. GENERALITES SUR LA FORMULATION DES LOIS ELASTOPLASTIQUES

En 1864, Tresca introduit pour la première fois la notion de plasticité avec le critère de contrainte maximale. Mais cette notion n'a été formulée numériquement que vers 1950 avec le développement de l'informatique ; elle a alors démontré tout son intérêt.

La non-linéarité du comportement des sols et des roches peut être introduite à partir de modèles élastoplastiques, qui sont basés sur les quatre notions fondamentales suivantes :

- la partition des déformations élastiques et plastiques,
- l'existence d'une surface de charge dans l'espace des contraintes,
- la loi d'écoulement,
- le type d'écrouissage.

3.3.1. Principe de partition des déformations élastiques et plastiques

Les déformations totales peuvent se décomposer en déformations élastiques réversibles et en déformations plastiques irréversibles. D'un point de vue microstructural, les déformations élastiques correspondent à une simple variation de distances inter-atomiques alors que les déformations plastiques induisent une modification structurale du milieu continu.

L'hypothèse, qui consiste à partager les déformations totales en une part élastique et une part plastique, simplifie considérablement l'identification expérimentale du comportement du matériau ainsi que la modélisation numérique qui s'en suit. Elle se traduit par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p \quad (3-27)$$

avec :

- ε_{ij} le terme du tenseur de déformations totales,
- ε_{ij}^e le terme du tenseur de déformations élastiques,
- ε_{ij}^p le terme du tenseur de déformations plastiques.

3.3.2. Définition de la surface de charge

Dans l'espace des contraintes principales, $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, il existe une surface de charge à partir de laquelle l'écoulement plastique peut se produire. Pour les états de contrainte contenus à l'intérieur de cette surface, le comportement reste entièrement élastique. Cette surface est convexe et s'exprime à travers l'équation scalaire suivante :

$$F(\sigma_{ij}) = 0 \quad (3-28)$$

où $F(\sigma_{ij})$ est appelée fonction de charge.

Afin de caractériser complètement l'écoulement plastique, il faut encore introduire un critère de charge-décharge. En effet, l'écoulement plastique se produit à partir du moment où deux conditions sont simultanément réunies.

Elles s'expriment de la manière suivante :

1. – Le point représentatif de l'état de contrainte est situé sur la surface de charge, ce qui correspond à $F = 0$.
2. – La théorie de la plasticité impose que le point représentatif de l'état de contrainte ne puisse sortir du volume défini par la surface de charge ($F(\sigma_{ij}) > 0$ est impossible) ; cela implique que la position de ce point, après chargement, reste sur cette même surface. Pendant l'écoulement, la condition de consistance est ainsi vérifiée, soit :

$$dF(\sigma_{ij}) = 0 \quad (3-29)$$

Il est cependant possible qu'une variation de contrainte peut entraîner le point représentatif de l'état de chargement vers l'intérieur de la surface de charge. Dans ce cas, il s'agit d'une décharge purement élastique qui se matérialise par :

$$dF(\sigma_{ij}) < 0 \quad (3-30)$$

En résumé, trois états de chargement sont possibles :

- $F(\sigma_{ij}) < 0$ correspond à un comportement élastique,
- $F(\sigma_{ij}) = 0$ et $dF(\sigma_{ij}) = 0$ caractérisent un écoulement plastique,
- $F(\sigma_{ij}) = 0$ et $dF(\sigma_{ij}) < 0$ caractérisent une décharge purement élastique.

Lorsque le point représentatif de l'état de contrainte se situe sur la surface de charge, $F = 0$, deux cas sont possibles :

- la surface de charge n'évolue pas, c'est le cas du modèle élastoplastique parfait,
- la surface évolue au cours du chargement, c'est le cas du modèle élastoplastique avec écrouissage ; la Figure 3.10 illustre ce second cas.

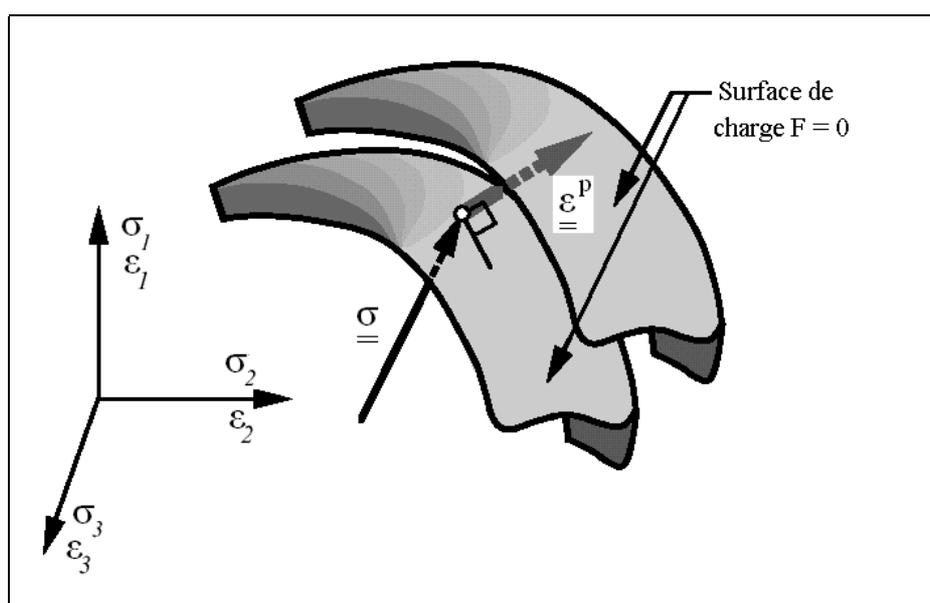


Figure 3.10 : Évolution de la surface de charge dans l'espace des contraintes principales pour un matériau présentant des propriétés d'écrouissage

3.3.3. Lois d'écoulement et potentiel plastique

Le cadre général de la thermodynamique postule l'existence d'un potentiel de dissipation plastique dont la connaissance fournit la loi d'évolution des déformations plastiques. Le potentiel plastique, noté G_p , définit également une surface équipotentielle dépendante des paramètres d'écrouissage. La normale à cette surface constitue la direction de l'écoulement plastique, comme indiqué à la Figure 3.10.

3.3.3.1. Lois d'écoulement associées

La loi d'écoulement est dite associée à la surface de charge quand cette dernière est confondue avec la surface représentative du potentiel plastique, ce qui revient naturellement à considérer l'identité, $F = G_p$.

La direction du vecteur déformation plastique dans l'espace des déformations principales (confondu avec celui des contraintes principales) est ainsi perpendiculaire à la surface de charge, $F = 0$, c'est-à-dire au vecteur gradient, normal à cette surface. Cela conduit à une loi d'écoulement de la forme :

$$\varepsilon_{ij}^p = \lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-31)$$

où λ est le multiplicateur plastique (scalaire positif) défini par l'équation de consistance.

Les matériaux pour lesquels la loi d'écoulement est dite associée, sont dits standards. C'est le cas des métaux. Ce type de matériaux obéit au principe du travail maximal de Hill (1950), qui s'énonce comme suit :

Soit un solide déformable, S , et P un point quelconque de ce solide, où règne un état de contrainte, σ_{ij} , tel que la fonction de charge plastique soit satisfaite : $F(\sigma_{ij}) = 0$. Soit, ε_{ij}^p , le terme du tenseur des vitesses de déformation plastique en P . Considérons un état virtuel de contrainte, σ_{ij}^* , vérifiant : $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} + d\sigma_{ij}$ et qui soit plastiquement admissible. Cela implique que :

$$F(\sigma_{ij}^*) \leq 0 \Rightarrow F(\sigma_{ij}^*) = F(\sigma_{ij}) + \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} (\sigma_{ij}^* - \sigma_{ij}) \leq 0 \quad (3-32)$$

Alors selon le théorème des puissances virtuelles : *la puissance dissipée localement par le champ de contrainte réel est toujours supérieure à la puissance dissipée par le champ de contrainte virtuel (le travail réel est maximal)*. Cela se traduit par :

$$(\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^*) \varepsilon_{ij}^p \geq 0 \quad (3-33)$$

où le produit des tenseurs des contraintes et des déformations plastiques est appelé « produit contracté » : la valeur de ce produit est un scalaire égal à la somme des produits des composantes terme à terme des deux tenseurs.

Il s'agit de la puissance réellement dissipée au cours de l'écoulement plastique par unité de volume. Les deux dernières équations ont pour conséquence la convexité de la surface de charge ainsi que la normalité de la vitesse d'écoulement plastique à cette même surface.

3.3.3.2. Lois d'écoulement non associées

Dans le cas des sols et des roches, l'utilisation d'une loi d'écoulement non associée s'avère souvent nécessaire. En effet, pour les lois élastoplastiques considérant un angle de frottement Φ , une loi d'écoulement associée induit un angle de dilatance, $\Psi = \Phi$, qui s'avère souvent trop élevé pour les géomatériaux.

On a alors recours à des lois non associées. Dans ce cas, la direction du vecteur déformation plastique est perpendiculaire à la surface représentative du potentiel plastique, $G_p(\sigma_{ij})$, qui est distincte de celle représentative de la fonction de charge plastique, $F(\sigma_{ij})$. Cela permet de considérer des angles de dilatance, Ψ , compris entre 0 et Φ .

3.3.4. Paramètres d'écrouissage

Lors de l'écoulement du matériau sous sollicitations mécaniques, la surface de charge définie dans le repère des contraintes principales peut évoluer. Ainsi, le domaine d'élasticité actuel dépend de l'état d'écrouissage, c'est-à-dire de l'histoire du chargement du matériau. On peut observer un accroissement de la limite élastique lors de ce chargement. On parle alors d'écrouissage positif ou de durcissement. A l'opposé, l'écrouissage négatif correspond à une diminution de la limite élastique, ou en d'autres termes, à un radoucissement du matériau. L'écrouissage peut être soit isotrope soit cinématique. Pour le qualifier et le quantifier, il convient d'effectuer des essais de laboratoire de chargement et déchargement.

3.3.4.1. Écrouissage isotrope

Le schéma de l'écrouissage isotrope est très souvent utilisé en pratique, à cause de sa simplicité et de sa bonne représentativité dans le cas où le vecteur de la sollicitation garde une direction constante dans l'espace des contraintes principales. La Figure 3.11 illustre l'évolution de la surface de charge, dans le cas de l'écrouissage positif isotrope.

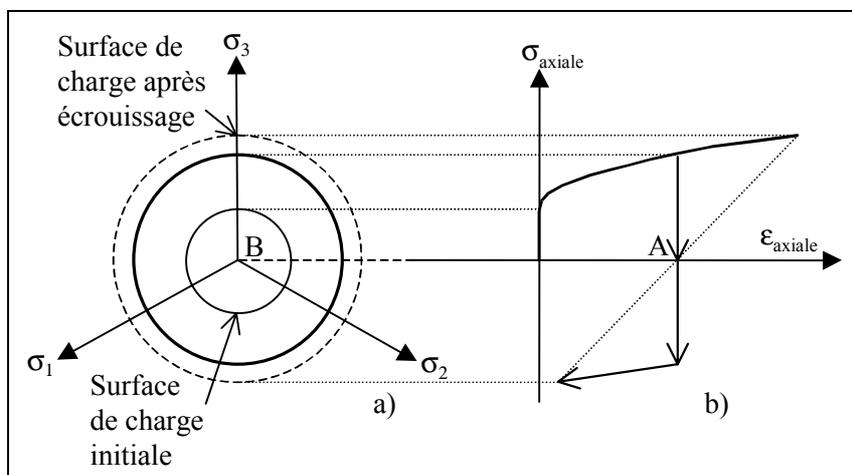


Figure 3.11 : Représentation de l'écrouissage isotrope en projection a) dans le plan déviatoire, b) dans le plan $\sigma_{axiale} - \epsilon_{axiale}$ en traction-compression simple

L'érouissage est dit isotrope, quand l'évolution de la surface de charge n'est gouvernée que par un seul paramètre scalaire, par exemple la déformation plastique cumulée. Ainsi, dans le plan $\sigma_{axiale} - \epsilon_{axiale}$ en traction-compression simple, la courbe de traction succédant à celle de compression se déduit de cette dernière par une homothétie de rapport (-1) et de centre, le point de contrainte nulle (point A de la Figure 3.11). Dans le plan déviatoire (plan normale à la trisectrice de l'espace des contraintes principales, d'équation $\sigma_1=\sigma_2=\sigma_3$), la surface de charge croît de manière homothétique par rapport au point représentatif d'une contrainte déviatoire nulle (point B de la Figure 3.11).

3.3.4.2. Érouissage cinématique

Bien souvent, l'érouissage isotrope reste insuffisant pour décrire le comportement des géomatériaux qui diffère notamment suivant que la sollicitation soit en compression ou en traction. Une schématisation possible de l'érouissage anisotrope est l'érouissage cinématique linéaire, comme représenté sur la Figure 3.12.

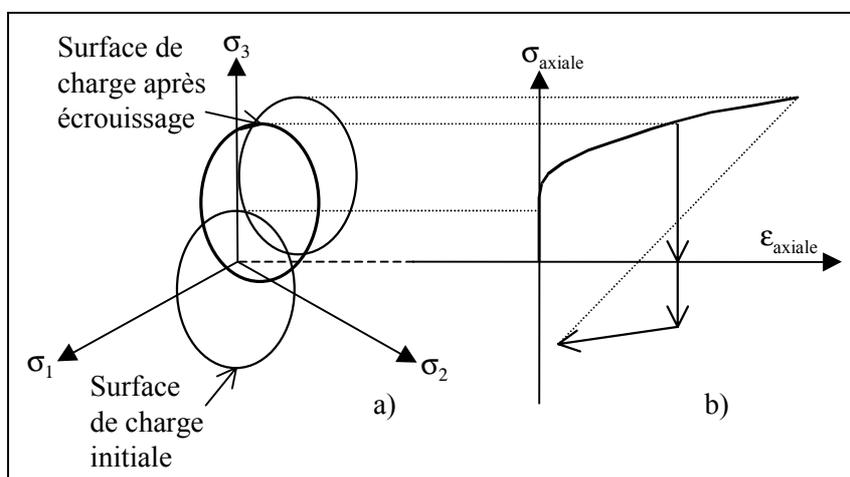


Figure 3.12 : Représentation de l'érouissage cinématique en projection a) dans le plan déviatoire, b) dans le plan $\sigma_{axiale} - \epsilon_{axiale}$ en traction-compression simple

Le domaine d'élasticité délimité par la surface de charge se déplace par translation dans l'espace des contraintes principales et sans distorsion de la surface de charge initiale. Ainsi, dans le plan $\sigma_{axiale} - \epsilon_{axiale}$ en traction-compression simple, le chemin de contrainte n'est plus homothétique par rapport au point de contrainte nulle.

Pour modéliser des comportements complexes, il est également possible de tenir compte d'un érouissage quelconque du matériau en combinant l'érouissage isotrope à l'érouissage cinématique, mais ces cas ne seront pas développés. Nous allons effectuer des rappels utiles pour les développements ultérieurs sur les critères de plasticité, les plus couramment utilisés.

3.3.5. Rappels sur quelques critères de plasticité

Les lois élastoplastiques sont définies à partir de la donnée d'un critère de rupture, caractérisant les propriétés de résistance de pic ou résiduelle. Dans ce paragraphe, seront présentés les principaux critères de plasticité parfaite, en distinguant ceux qui dépendent de la

pression moyenne, p , de ceux qui n'en dépendent pas, avec :

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \sigma_{ii} = \frac{1}{3} \sigma_{ii} \quad (3-34)$$

où $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ sont les contraintes principales.

3.3.5.1. Critères indépendants de la pression moyenne

a) Critère de Tresca (1864)

Après avoir effectué des essais sur le plomb, Tresca conclut que la plastification se produit quand la contrainte de cisaillement atteint une valeur limite k_T . Dans le repère des contraintes principales, le critère s'exprime par :

$$F(\sigma_{ij}) = \text{Max}(|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1|) - 2K_T = 0 \quad (3-35)$$

où K_T est la constante de Tresca, qui dans le cas des sols et des roches, correspond à la cohésion, c .

Dans l'espace des contraintes principales, la surface de charge est un prisme parallèle à la trisectrice, δ . Sa section dans le plan déviatoire, π , (normal à la trisectrice de l'espace des contraintes principales) est un hexagone régulier. La Figure 3.13 représente cette surface dans l'espace des contraintes principales.

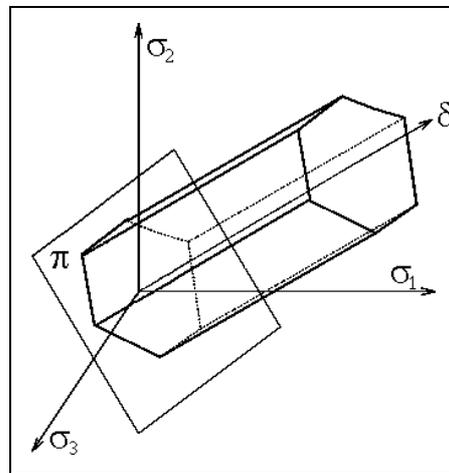


Figure 3.13 : Représentation du critère de Tresca dans l'espace des contraintes principales

b) Critère de von Mises (1913)

Le critère de von Mises traduit un mode de mise en plasticité dès lors que la contrainte de cisaillement octaédrique, égale au déviateur équivalent q , atteint une valeur de seuil. Ce déviateur correspond au second invariant du tenseur des contraintes et est défini par :

$$q = \sqrt{\frac{3}{2} \underline{\underline{s}} \otimes \underline{\underline{s}}} = \sqrt{\frac{3}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (s_{ij})^2} = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} \cdot s_{ij}} = \sqrt{\frac{3}{2} \text{tr}(\underline{\underline{s}}^2)} \quad (3-36)$$

où s_{ij} est le terme de la partie déviatoire du tenseur des contraintes.

Mathématiquement, la fonction de charge associée au critère de von Mises est la suivante :

$$F(\sigma_{ij}) = q - \sqrt{3}K_{VM} = 0 \quad (3-37)$$

où K_{VM} est la constante de von Mises ; sa signification physique réside dans la résistance en cisaillement, exprimée dans le plan de Mohr, comme le montre la Figure 3.14b.

La représentation du critère dans l'espace des contraintes principales est un cylindre dont l'axe est la trisectrice de cet espace. Dans le plan déviatoire, sa section est un cercle. Dans le plan de Mohr, le critère se résume à une droite enveloppe des cercles de même rayon. La Figure 3.14 en donne la représentation dans le plan de Mohr et dans l'espace des contraintes principales.

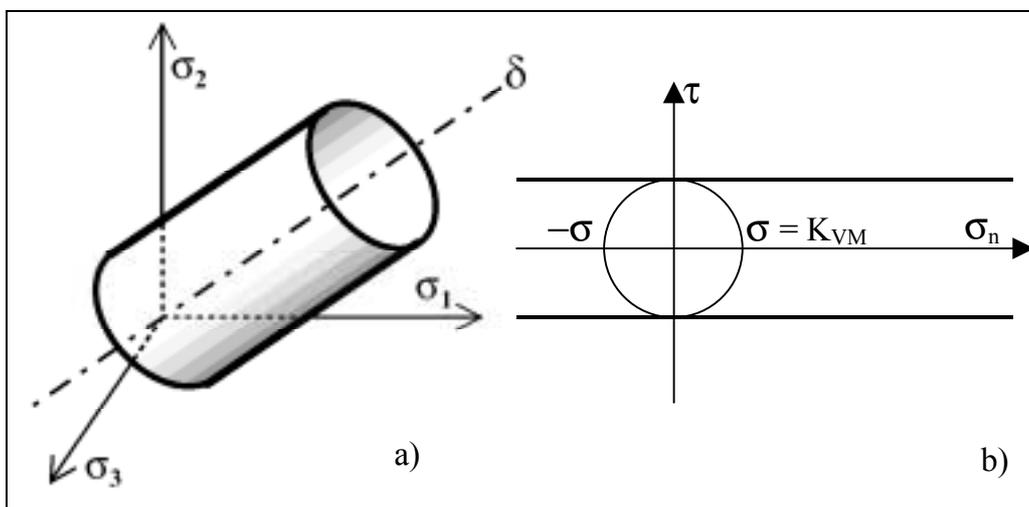


Figure 3.14 : Représentation du critère de von Mises a) dans l'espace des contraintes principales, b) dans le plan de Mohr

La contrainte moyenne, p , n'intervient ni dans les critères de Tresca, ni dans celui de von Mises. Cette lacune pour certains matériaux a été comblée par une généralisation de ces critères, présentée dans le paragraphe suivant.

3.3.5.2. Critères dépendants de la pression moyenne

a) Critère de Mohr-Coulomb (1900)

Le critère de Mohr-Coulomb est une généralisation du critère de Tresca. Ces deux critères supposent que la plastification apparaît lorsque la contrainte de cisaillement atteint une valeur limite. Cependant, Tresca suppose que cette valeur est une constante alors que Mohr postule que pour une facette donnée, cette valeur est fonction de la contrainte normale.

Dans le plan de Mohr, la forme de la courbe enveloppe de ce critère est une droite, appelée droite de Coulomb (1773) d'équation :

$$\tau = c + \sigma_n \operatorname{tg}(\varphi) \quad (3-38)$$

où :

- σ_n et τ correspondent respectivement à la contrainte normale et à la contrainte de cisaillement sur une facette donnée,
- c représente la cohésion,
- φ est l'angle de frottement interne du matériau.

La représentation de ce critère dans l'espace des contraintes principales est une pyramide dont l'axe est la trisectrice, comme illustrée sur la Figure 3.15. Sa section dans le plan déviatoire est un hexagone irrégulier, comparable à celui du critère de Tresca.

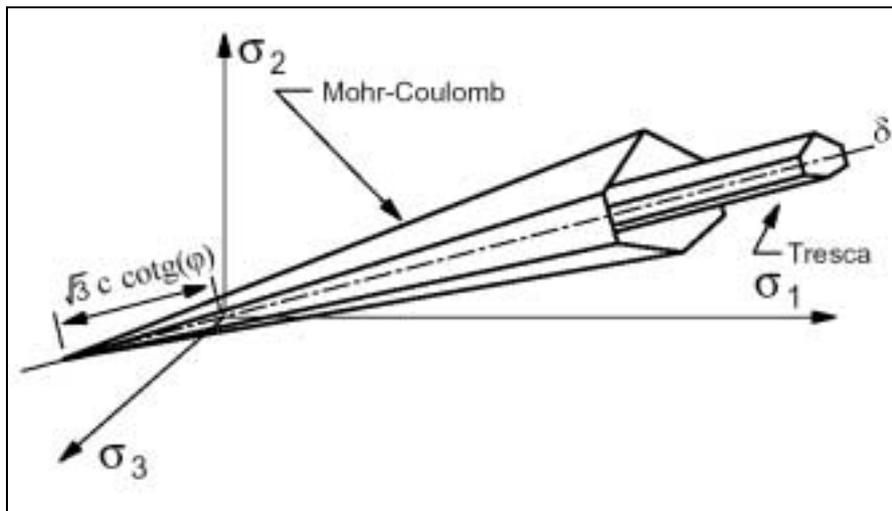


Figure 3.15 : Comparaison des critères de Mohr-Coulomb et Tresca dans l'espace des contraintes principales, d'après Itasca (2000) [70]

L'expression analytique d'un des plans de la pyramide, en fonction des contraintes principales, est donnée par :

$$\sigma_1 - \frac{1 + \sin(\varphi)}{1 - \sin(\varphi)} \sigma_3 - \frac{2c \cos(\varphi)}{1 - \sin(\varphi)} = 0 \quad (3-39)$$

Dans le plan de Mohr, la représentation de ce critère est donnée par la Figure 3.16. La contrainte intermédiaire σ_2 n'intervient pas dans sa formulation. Dans le cas d'un matériau purement cohérent ($\varphi = 0$), on retrouve le critère de Tresca.

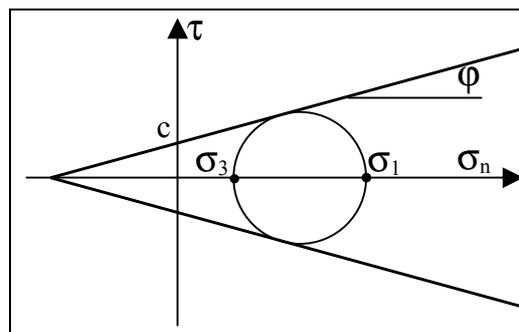


Figure 3.16 : Représentation du critère de Mohr-Coulomb dans le plan de Mohr

b) Critère de Drucker-Prager (1952)

Le critère de Drucker-Prager englobe celui de von Mises en tenant compte de la contrainte moyenne, p . Mathématiquement, la fonction de charge associée est la suivante :

$$F(\sigma_{ij}) = \xi p + q - \sqrt{3}K_{DP} = 0 \tag{3-40}$$

où ξ et K_{DP} correspondent à des constantes caractéristique du matériau.

La représentation du critère dans l'espace des contraintes principales est un cône d'axe la trisectrice ; elle est donnée par la Figure 3.17. Sa section est un cercle dans le plan déviatoire, comparable à celui du critère de von Mises.

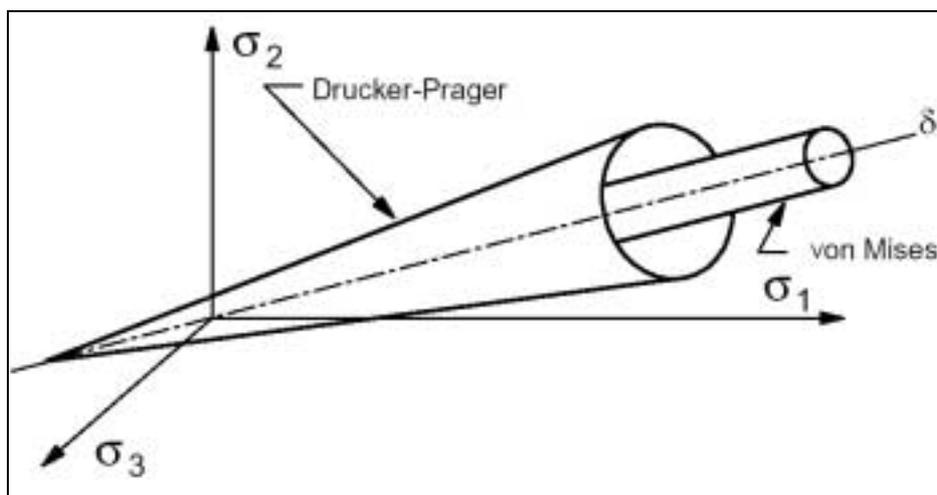


Figure 3.17 : Comparaison des critères de Drucker-Prager et von Mises dans l'espace des contraintes principales, d'après Itasca (2000) [70]

Les constantes ξ et K_{DP} sont définies selon que le critère de Drucker-Prager est circonscrit ou inscrit à celui de Mohr-Coulomb.

Le critère de Drucker-Prager est circonscrit à celui de Mohr-Coulomb lorsque :

$$\xi = \frac{2 \sin(\varphi)}{3 - \sin(\varphi)} \quad \text{et} \quad K_{DP} = \frac{2\sqrt{3} \cos(\varphi)}{3 - \sin(\varphi)} \tag{3-41}$$

Le critère de Drucker-Prager est inscrit dans celui de Mohr-Coulomb lorsque :

$$\xi = \frac{\sin(\varphi)}{\sqrt{3}\sqrt{3 + \sin^2(\varphi)}} \quad \text{et} \quad K_{DP} = \frac{\sqrt{6} \cos(\varphi)}{\sqrt{3}\sqrt{3 + \sin^2(\varphi)}} \tag{3-42}$$

La Figure 3.18 donne la représentation du critère de Drucker-Prager comparée à celle du critère inscrit de Mohr-Coulomb dans l'espace des contraintes principales. Il est moins apte à modéliser le comportement des géomatériaux mais bien plus simple conceptuellement que le critère de Mohr-Coulomb. En effet ce dernier présente la particularité de posséder deux régimes différents, un régime de faces et un régime d'arêtes, alors que le critère de Drucker-Prager ne présente qu'un seul régime conique.

L'avantage de cette simplification réside dans le traitement numérique des équations, car en régime d'arête, il faut tenir compte d'un potentiel plastique double.

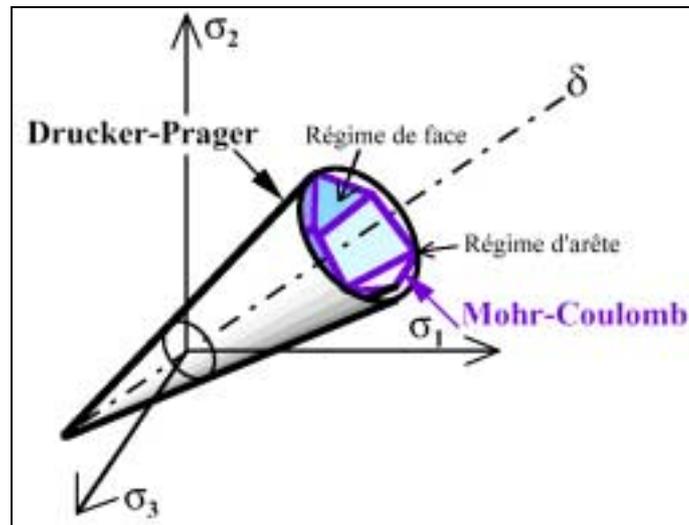


Figure 3.18 : Comparaison des critères de Mohr-Coulomb et Drucker-Prager dans l'espace des contraintes principales

L'ensemble des critères de plasticité, les plus usités, a fait l'objet d'un bref rappel dans l'optique de proposer, dès à présent, les lois viscoplastiques à potentiel, dont le développement s'est très largement inspiré de la théorie de la plasticité.

3.4. LOIS VISCOPLASTIQUES A POTENTIEL

La base théorique support des lois viscoplastiques dites à potentiel, est étayée par les travaux de Olszak et Perzyna (1964) [93], Perzyna (1966) [97] et Lemaitre (1996) [80]. Tous ont associé la théorie de la plasticité aux avancées de la rhéologie pour proposer le concept de la viscoplasticité.

Perzyna présente une théorie basée sur des recherches appliquées aux métaux puis aux sols. Lemaitre apportera des variantes à ces modèles qui sont aujourd'hui très utilisées, grâce aux moyens numériques.

3.4.1. De la plasticité à la viscoplasticité

La théorie de la plasticité, présentée dans le paragraphe 3.3, postule que la norme de l'écoulement plastique est déterminée par la condition de consistance, $dF = 0$.

Bien que formellement similaire au cas élastoplastique décrit précédemment, le modèle élasto-viscoplastique s'en distingue fondamentalement en ce sens que l'accès au domaine extérieur à la surface de charge est ici autorisé, ce qui revient à considérer :

$$F > 0 \quad (3-43)$$

Il en résulte alors l'impossibilité de déterminer la norme de l'écoulement viscoplastique par la condition de consistance et l'utilisation de l'algorithme du retour radial.

Le comportement élastoplastique indépendant du temps doit être considéré comme un cas particulier du schéma plus général de l'élasto-viscoplasticité. Très schématiquement, les surfaces équipotentielles constituent une famille de surfaces, comprises entre la surface de charge plastique correspondant à une vitesse d'écoulement infiniment lente ($F = 0$) et une autre caractéristique d'une vitesse d'écoulement infiniment rapide ($F = \infty$). Entre ces deux surfaces, se situe le domaine de la viscoplasticité, comme présenté sur la Figure 3.19.

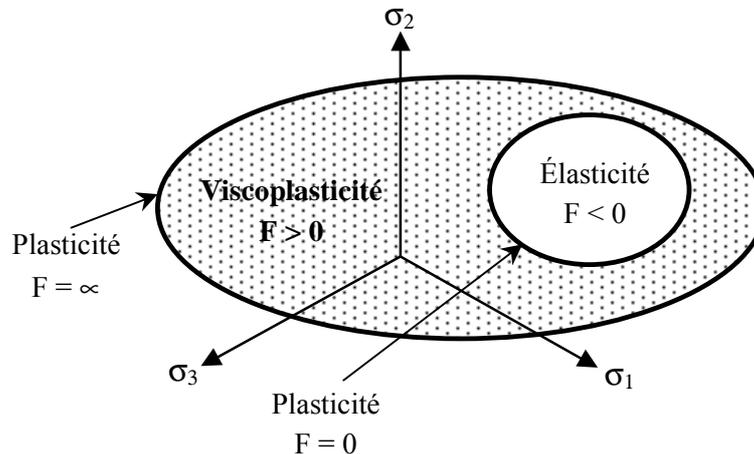


Figure 3.19 : Définition du domaine viscoplastique, d'après Perzyna (1966) [97]

3.4.2. Partition des déformations élastiques et viscoplastiques

Comme en plasticité, les déformations totales peuvent se décomposer en déformations élastiques réversibles et en déformations inélastiques dites viscoplastiques et supposées irréversibles. Cela implique l'hypothèse qu'aucun processus de recouvrance des déformations viscoplastiques n'est possible. Le principe de partition se traduit par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^{vp} \quad (3-44)$$

avec :

- ε_{ij} le terme du tenseur des déformations totales,
- ε_{ij}^e le terme du tenseur des déformations élastiques,
- ε_{ij}^{vp} le terme du tenseur des déformations viscoplastiques.

3.4.3. Potentiel de dissipation thermodynamique

La généralisation de la notion de surfaces équipotentielles à l'ensemble des variables thermodynamiques (contrainte, déformation, variable d'écrouissage, température) conduit à la définition du potentiel de dissipation, Ω . On en déduit la loi de normalité des matériaux standards généralisés. Cette dernière donne l'expression du tenseur des vitesses viscoplastiques, dont le terme général s'exprime par :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{\partial \Omega}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-45)$$

où $\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}$ constitue le terme du tenseur des vitesses de déformation viscoplastique.

Il faut impérativement que ce potentiel de dissipation, Ω , soit conforme au second principe de la thermodynamique ; il doit alors vérifier les deux propriétés suivantes :

1. - Ω est une fonction convexe des composantes de chacune des variables dépendantes,
2. - Ω est un scalaire toujours positif contenant l'origine.

3.4.4. Théorie de la viscoplasticité de Perzyna

Dans le chapitre 2, nous avons fait état de la sensibilité des caractéristiques mécaniques de la plupart des roches à la vitesse de sollicitation. Cette propriété a conduit Perzyna (1966) [97] à proposer une théorie dont la variable mécanique principale est la vitesse de déformation viscoplastique.

Afin de pouvoir exprimer la vitesse de déformation viscoplastique, il considère le principe de partition du tenseur des vitesses de déformation totale, qui s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} \quad (3-46)$$

où :

- $\dot{\varepsilon}_{ij}^e$ est le terme de la partie élastique du tenseur des vitesses de déformation,
- $\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}$ est assimilé au terme du tenseur des vitesses de déformation viscoplastique.

En posant l'hypothèse que le matériau est purement viscoplastique (le matériau ne présente pas de comportement visqueux dans son domaine élastique), il est possible de formuler une simple surface de charge de référence, $F = 0$, appelée aussi surface de charge limite ou « quasi-statique ». Cette surface correspond alors parfaitement à son homologue définie en plasticité pour une vitesse de sollicitation infiniment lente. En effet dans ce cas, aucun écrouissage n'est à prendre en considération.

Dans le domaine viscoplastique défini précédemment, il est nécessaire de définir un paramètre d'écrouissage qui va être fonction de l'histoire du chargement, c'est-à-dire de la déformation viscoplastique cumulée. La fonction de charge, F , dépend donc également de l'histoire du chargement et Perzyna suggère la loi suivante :

$$F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp}) = \frac{f(\sigma_{ij})}{\kappa(\varepsilon_{kl}^{vp})} - 1 \quad (3-47)$$

où :

- f est une fonction uniquement de l'état de contrainte,
- κ est la fonction d'écrouissage.

En posant l'hypothèse que la surface de charge, $F = 0$, est continue et convexe, Perzyna propose la loi d'écoulement viscoplastique de la forme :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \gamma \langle \Phi(F) \rangle \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-48)$$

Pour cette dernière équation :

- γ est un paramètre de viscosité du matériau (unité [s^{-1}]),
- $\Phi(F)$ est la fonction d'écoulement,
- $\langle \rangle$ correspondent aux crochets de Macaulay tel que :

$$\begin{aligned} \langle \Phi(F) \rangle &= 0 & \text{si } \Phi(F) < 0, \\ \langle \Phi(F) \rangle &= \Phi(F) & \text{si } \Phi(F) > 0. \end{aligned}$$

D'après l'équation 3-47, on aboutit à :

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \kappa(\varepsilon_{kl}^{vp}) \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-49)$$

La loi viscoplastique définie par Perzyna peut donc être qualifiée de « loi associée » par analogie à la théorie de la plasticité. La vitesse de déformation viscoplastique peut alors s'écrire :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{\partial \Omega(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp})}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-50)$$

où : $\Omega(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp})$ correspond au potentiel de dissipation thermodynamique.

avec : $\Omega(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp}) = \gamma \kappa(\varepsilon_{kl}^{vp}) \int_0^F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp}) \langle \Phi(X) \rangle dX$

A chaque instant t , l'écoulement viscoplastique est par conséquent normal à la surface de charge, $F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp}) = 0$. Au cours du temps, le paramètre d'écrouissage évolue, selon un processus à définir.

La fonction, F , caractérise la surcontrainte par rapport à l'état de chargement quasi-statique équivalent pour une déformation viscoplastique identique. La fonction d'écoulement, $\Phi(F)$, donne alors l'évolution de l'amplitude des déformations différées et est également désignée de « noyau visqueux » par Di Prisco et Pastor (2000) [43].

3.4.4.1. Elasto-viscoplasticité avec écrouissage positif isotrope

L'hypothèse d'écrouissage isotrope implique que la fonction, f , ne dépend que de l'état de contrainte et elle peut être exprimée dans l'espace des contraintes principales sous la forme :

$$f(\sigma_{ij}) = f(p, q, J_3) \quad (3-51)$$

où p , q , et J_3 sont respectivement les premier, second et troisième invariants du tenseur des contraintes.

Le troisième invariant sera toujours négligé afin de simplifier les lois et de faciliter leur implémentation dans des codes de calculs. En considérant que les déformations viscoplastiques se développent à volume constant (hypothèse souvent admise), la fonction, f , ne dépend plus de la contrainte moyenne, p .

Elle peut être alors de type von Mises et s'écrire sous la forme :

$$f(\sigma_{ij}) = q \quad (3-52)$$

Dans ce cas, la loi d'écoulement définie par l'équation 3-48 conduit aux simplifications suivantes :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \gamma \left\langle \Phi \left(\frac{q}{\kappa} - 1 \right) \right\rangle \frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-53)$$

De plus, en considérant les égalités suivantes, écrites de manière indicielle :

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} &= \frac{\partial q}{\partial s_{kl}} \frac{\partial s_{kl}}{\partial \sigma_{ij}} \quad \text{avec} \quad \frac{\partial q}{\partial s_{kl}} = \frac{1}{2} \frac{\frac{3}{2} s_{kl} + \frac{3}{2} s_{kl}}{\left(\frac{3}{2} s_{kl} s_{kl} \right)^{\frac{1}{2}}} \\ &\quad \text{et} \quad s_{kl} = \sigma_{kl} - \frac{1}{3} \sigma_{mm} \delta_{kl} = \sigma_{ij} \delta_{ik} \delta_{jl} - \frac{1}{3} \sigma_{ij} \delta_{ij} \delta_{kl} \end{aligned}$$

il en résulte que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} &= \frac{3}{2} \frac{s_{kl}}{q} \left(\delta_{ik} \delta_{jl} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta_{kl} \right) \\ &= \frac{3}{2} \frac{s_{kl}}{q} (\delta_{ik} \delta_{jl}) \\ &= \frac{3}{2} \frac{s_{ij}}{q} \end{aligned}$$

Au final, la loi d'écoulement, définie par Perzyna dans le cas de l'écroutissage positif isotrope, vérifie :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2} \gamma \left\langle \Phi \left(\frac{q}{\kappa} - 1 \right) \right\rangle \frac{s_{ij}}{q} \quad (3-54)$$

Le second invariant du tenseur des vitesses de déformation viscoplastique, qui conditionne entièrement la loi viscoplastique, est donné par l'expression suivante :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = \left(\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \right)^{\frac{1}{2}} = \gamma \left\langle \Phi \left(\frac{q}{\kappa} - 1 \right) \right\rangle \quad (3-55)$$

Le paramètre, κ , matérialise l'écroutissage positif isotrope et peut s'exprimer simplement en fonction du second invariant du tenseur des déformations viscoplastiques cumulées, également connu sous le nom de déformation viscoplastique équivalente. Elle est définie par :

$$\epsilon_{vp} = \int_0^t \left(\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \right)^{\frac{1}{2}} d\tau \quad (3-56)$$

3.4.4.2. Elasto-viscoplasticité parfaite avec dilatance

Olszak et Perzyna (1964) [93] se sont également attachés à étudier plus spécifiquement le comportement différé des sols. Ils ont proposé un modèle à viscoplasticité parfaite tenant compte de la dilatance du matériau au cours de son écoulement. Plus récemment, Grgic *et al* (2001) [61] ont appliqué ce modèle au cas du minerai de fer de Lorraine.

La fonction, f , correspondante est de type Druker-Prager et se met donc sous la forme :

$$f(\sigma_{ij}) = \alpha p + q \quad (3-57)$$

Par conséquent, la loi d'écoulement définie par l'équation 3-48 conduit à l'expression :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \gamma \left\langle \Phi \left(\frac{\alpha p + q}{\kappa} - 1 \right) \right\rangle \left(\alpha \frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} + \frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} \right) \quad (3-58)$$

où α caractérise les déformations volumiques de fluage : $\alpha = \text{tg}(\psi)$, avec ψ , l'angle de dilatance différé.

En considérant les égalités indicielles suivantes :

$$\frac{\partial q}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3}{2} \frac{s_{ij}}{q} \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{1}{3} \delta_{ij},$$

la loi d'écoulement définie par Perzyna dans le cas de l'élasto-viscoplasticité parfaite avec dilatance s'écrit au final :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \gamma \left\langle \Phi \left(\frac{\alpha p + q}{\kappa} - 1 \right) \right\rangle \left(\frac{1}{3} \alpha \delta_{ij} + \frac{3}{2} \frac{s_{ij}}{q} \right) \quad (3-59)$$

Dans ce cas, le second invariant du tenseur des vitesses de déformation viscoplastique tient compte du paramètre de dilatance, α , et s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}_{vp} = \gamma \left\langle \Phi \left(\frac{\alpha p + q}{\kappa} - 1 \right) \right\rangle \left(1 + \frac{2\alpha^2}{9} \right)^{1/2} \quad (3-60)$$

3.4.5. Généralisation des lois viscoplastiques à potentiel

Dans la modélisation du comportement des géomatériaux, il est apparu, ces dernières années, différentes variantes de la théorie de Perzyna. Elles sont issues tout naturellement de l'expérience acquise sur le comportement des sols et des roches. En effet, les géomatériaux imposent notamment, bien souvent, l'utilisation de lois non associées, afin de mieux tenir compte du caractère dilatant.

Les principales variantes des lois viscoplastiques à potentiel reposent sur l'adaptation de la loi d'écoulement, $\Phi(F)$, qui conditionne directement la tendance à long terme du comportement, comme nous le verrons dans ce paragraphe.

3.4.5.1. Formulation de la loi viscoplastique de type Prager

Prager (1937) [99] a été l'un des premiers à formuler la théorie de la viscoplasticité à potentiel, avant même d'introduire la notion de plasticité, qu'il définit comme n'étant qu'un cas limite de la viscoplasticité à viscosité infinie. Il propose alors une théorie plus générale que celle de Perzyna. Tous deux tiennent compte de la partition des déformations en une partie élastique et une seconde viscoplastique. Mais, selon Prager, l'évolution des déformations viscoplastiques va dépendre de la variation des caractéristiques mécaniques au cours du temps. Le paramètre d'écrouissage est également confondu avec la déformation viscoplastique cumulée, ε_{vp} , au sens du second invariant du tenseur des déformations viscoplastiques.

La loi de Prager peut être représentée par la Figure 3.20, pour laquelle le patin correspond à la fonction de charge viscoplastique, $F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{vp})$. Le comportement viscoplastique associé s'exprime à travers l'amortisseur de viscosité, γ , quand le patin se relâche. De plus, le comportement élastique est symbolisé par le ressort, de module de cisaillement, G . Cette représentation n'est que schématique et n'est en aucun cas à mettre en relation avec celle des modèles analogiques.

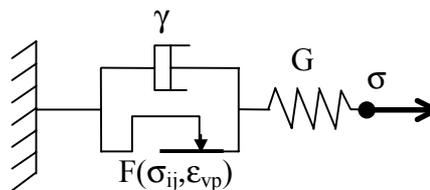


Figure 3.20 : Représentation du modèle de Prager

Le tenseur des vitesses de déformations viscoplastiques s'écrit alors sous la forme :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \gamma(\varepsilon_{vp}) \langle \Phi(F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{vp})) \rangle \frac{\partial G_p(\sigma_{ij}, \varepsilon_{vp})}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3-61)$$

où :

- $\gamma(\varepsilon_{vp})$ est le paramètre de viscosité qui peut être soit une constante, soit une fonction croissante de ε_{vp} pour modéliser un fluage tertiaire,
- $F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{vp})$ est la fonction de charge dont les paramètres mécaniques peuvent tenir compte d'un écrouissage positif ou négatif du matériau,
- $\Phi(F)$ est la fonction d'écoulement,
- $G_p(\sigma_{ij}, \varepsilon_{vp})$ est le potentiel viscoplastique.

La loi de Prager se rapporte à la notion de surcontrainte de Perzyna, définie au paragraphe 3.4.4. Dans la littérature, il persiste une ambiguïté entre le seuil de contrainte d'apparition des déformations viscoplastiques, défini par Bingham (paragraphe 3.2.4.1e), et la notion de surcontrainte. Ainsi, la loi de Prager est souvent qualifiée, par abus de langage, de loi de Bingham comme cela est mentionné par Rousset (1990) [106] et Panet (1995) [95].

a) Choix de la loi d'écoulement

Il est courant de trouver des lois d'écoulement de type puissance. Nguyen-Minh (1986) [91], Rousset (1990) [106] et Panet (1995) [95] ont montré que l'emploi d'une loi d'écoulement de ce type permet d'aboutir à des calages satisfaisants de la loi viscoplastique sur des mesures de laboratoire ou in situ. L'expression de la loi d'écoulement de type puissance est la suivante :

$$\Phi(F) = \left(\frac{F}{F_0} \right)^n \quad (3-62)$$

où :

- n est une constante supérieure à 1,
- $F_0 = 1$ MPa correspond à l'unité de référence.

Cependant, pour la plupart des géomatériaux, une relation linéaire entre la résistance maximale obtenue au triaxial et le logarithme de la vitesse de déformation imposée lors du chargement, est davantage vérifiée expérimentalement. Retenir une loi d'écoulement de type puissance ne permet pas de retrouver une telle relation en logarithme, et conduit généralement à surestimer la résistance des roches tendres sous sollicitation extrêmement lente.

Pour tenir compte correctement de ces résultats expérimentaux, Laigle et Kolmayer (1998) [78] ainsi que Fodil *et al.* (1997) [50] préconisent de retenir une relation exponentielle de la forme suivante :

$$\Phi(F) = A \left[\exp \left(\left(\frac{F}{F_0} \right)^n \right) - 1 \right] \quad (3-63)$$

Cette loi d'écoulement permet en effet de mettre en évidence un accroissement du déviateur proportionnel au logarithme de la vitesse de déformation viscoplastique.

b) Exemple d'application

La loi linéaire ($n = 1$ dans l'équation 3-62), avec une fonction de charge, F , de type Tresca, a fait l'objet d'un intérêt particulier compte tenu de sa simplicité d'écriture :

$$\Phi(F) = F = \sigma_1 - \sigma_3 - 2 c(\varepsilon_{vp}) \quad (3-64)$$

où $c(\varepsilon_{vp})$ est la cohésion mobilisée, au cours du comportement différé, est fonction des déformations viscoplastiques.

Selon Nguyen-Minh *et al.* (1999) [89], l'évolution de la cohésion mobilisée permet de décrire toutes les phases de fluage que peut subir le matériau. La Figure 3.21 illustre la phase de fluage primaire pendant laquelle la cohésion du matériau est progressivement mobilisée, jusqu'à ce que le matériau soit plastifié ou endommagé. Cette limite est très mal connue. Après le passage du pic de cohésion, c_{pic} , le matériau présente un comportement résiduel durant lequel le fluage peut s'accélérer et passer d'une phase secondaire, difficile à identifier à une phase tertiaire conduisant par exemple à la rupture.

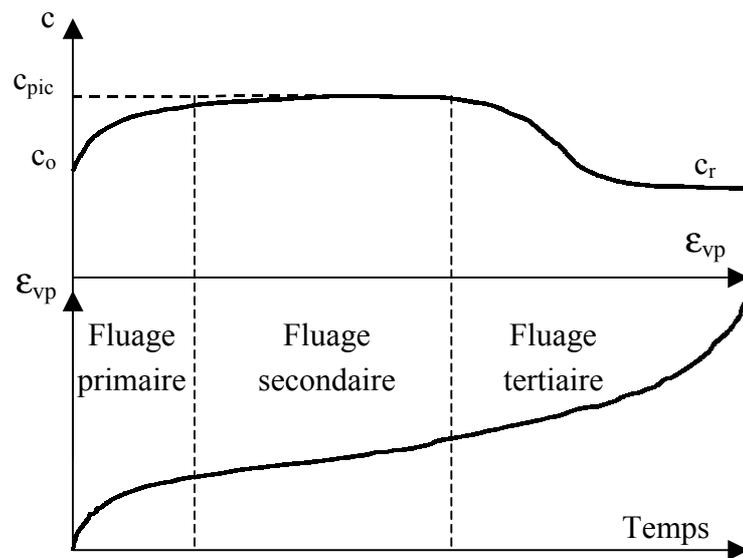


Figure 3.21 : Variations de la cohésion mobilisée et comportement différé associé, d'après Nguyen-Minh *et al.* (1999) [89]

La loi de Prager présente l'avantage de prendre en compte des caractéristiques mécaniques courantes en ingénierie, telles que la cohésion, l'angle de frottement et l'angle de dilatance. L'érouissage positif ou négatif qui se développe en fonction du taux de déformations différées, affecte directement la cohésion du matériau, qui constitue un paramètre à forte signification physique.

Cette loi a été appliquée avec succès aux argiles raides de Boom (Rousset *et al.*, 1996 [106], [104], [103]), en considérant des fonctions de charge, F , de type Tresca ou Mohr Coulomb. De tels développements ont également été adaptés pour le cas des roches dures en milieu minier (Malan, 1999 [81], [82]). Les auteurs de ces travaux se sont cependant principalement attachés à modéliser la phase de fluage secondaire, en considérant une cohésion constante au cours du temps.

3.4.5.2. Loi viscoplastique de Cristescu

La formulation récente développée par Cristescu et Hunsche (1997) [37] s'appuie également sur la théorie élasto-viscoplastique de Perzyna. Cristescu tient compte d'un potentiel viscoplastique, G_p , différent de la fonction de charge, F . Comme pour la loi de Prager, il s'agit d'une loi viscoplastique non associée, pour laquelle la loi d'écoulement est la suivante :

$$\Phi(F) = \frac{F}{F+1} \quad (3-65)$$

La fonction d'érouissage considéré, κ , tient compte du travail viscoplastique, W_p , qui s'exprime de la manière suivante (par unité de volume) :

$$W_p = \int_0^t \sigma_{ij}(\tau) \dot{\epsilon}_{ij}^{vp}(\tau) d\tau \quad (3-66)$$

L'avantage de considérer le travail viscoplastique comme paramètre d'érouissage réside dans le fait que la loi ainsi développée, permet de décrire un érouissage quelconque et un comportement contractant ou dilatant. Cette loi reste cependant difficile à caler sur des mesures expérimentales, c'est pourquoi nous allons maintenant présenter des lois viscoplastiques dites « multiplicatives », pour lesquelles les différentes variables sont multipliées entre elles.

3.4.5.3. Loi de Lemaitre

Dans le but de définir des lois directement applicables à des cas pratiques pour décrire notamment le comportement des matériaux métalliques, Lemaitre (1996) [80] propose des lois d'érouissage-viscosité additives et multiplicatives. Seule la loi multiplicative est présentée dans ce paragraphe. Elle sera étudiée de manière plus exhaustive dans le chapitre 5.

Lemaitre considère premièrement une loi d'écoulement, $\Phi(F)$, de type puissance de la forme :

$$\Phi(F) = \left(\frac{F}{F_0} \right)^n \quad (3-67)$$

où :

- n est une constante supérieure à 1,
- $F_0 = 1$ MPa correspond à l'unité de référence.

Il fait ensuite l'hypothèse supplémentaire que le fluage dépend de l'état de contrainte déviatoire, régnant au sein du matériau, et non de la surcontrainte définie par Perzyna. En d'autres termes, il considère que le matériau n'a pas de domaine élastique à proprement parler et que la surface de charge initiale se réduit à un point, l'origine. Cela se traduit par une fonction de charge, F , du type :

$$F(\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}^{vp}) = \frac{f(\sigma_{ij})}{\kappa(\varepsilon_{kl}^{vp})} \quad (3-68)$$

A noter qu'un seuil de contrainte σ_s de déclenchement des déformations visqueuses peut être introduit dans la fonction f , ce qui revient à considérer une formulation basée sur le concept de Bingham (paragraphe 3.2.4.1).

L'expérience des matériaux métalliques a conduit Lemaitre à utiliser une fonction, f , de type von Mises ($f = q$), traduisant indirectement que seule la partie déviatoire du tenseur des contraintes est responsable du fluage.

Par ailleurs, il considère également une loi d'érouissage de type puissance de la forme :

$$\kappa(\varepsilon_{vp}) = \varepsilon_{vp}^{-m/n} \quad (3-69)$$

où :

- m est une constante vérifiant : $1 - n < m < 0$,
- ε_{vp} est le second invariant du tenseur des déformations.

Un matériau obéissant à une telle loi peut être classé dans la rubrique des solides rigides viscoplastiques avec écrouissage isotrope. Sur la Figure 3.22, nous avons choisi de représenter le modèle de Lemaitre, par un amortisseur conique, traduisant la non linéarité de la viscosité, γ , en parallèle avec un seuil de contrainte σ_s . Comme pour le modèle de Prager, cette représentation n'est que schématique.

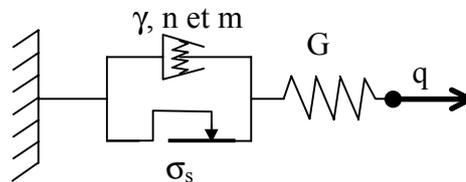


Figure 3.22 : Représentation du modèle de Lemaitre

La loi de Lemaitre a été initialement calée et utilisée sur les métaux et alliages. Très récemment, elle a été appliquée sur les ouvrages souterrains, essentiellement dans des formations salines (Munson, 1997 [87]) ou marneuses (Boidy *et al*, 1999, [23]).

a) Expression tensorielle de la loi de Lemaitre

L'équation 3-54 de la loi d'écoulement, donnée par Perzyna, se simplifie après considération des hypothèses précédentes et s'exprime comme suit :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\varepsilon}_{vp}}{q} s_{ij} \quad (3-70)$$

avec :
$$\dot{\varepsilon}_{vp} = \gamma \left(\frac{q - \sigma_s}{\varepsilon_{vp}^{-m/n}} \right)^n = \gamma (q - \sigma_s)^n \varepsilon_{vp}^m$$

La vitesse de déformation viscoplastique équivalente, $\dot{\varepsilon}_{vp}$, s'écrit alors :

$$\dot{\varepsilon}_{vp} = \gamma (q - \sigma_s)^n (\varepsilon_{vp})^m \quad (3-71)$$

où le paramètre de viscosité, γ , est souvent nommé A, dans la littérature.

b) Analyse thermodynamique de la loi de Lemaitre

Le potentiel de dissipation thermodynamique associé à la loi de Lemaitre peut se mettre sous la forme :

$$\Omega = g(q - \tau^* - \sigma_s + h_1(\varepsilon_{vp})) \times h_2(\varepsilon_{vp}) \quad (3-72)$$

où :

- q est le second invariant du tenseur des contraintes,
- τ^* est la contrainte effective microstructurale, responsable du blocage d'une partie de l'énergie au sein du squelette atomique ; elle est définie au paragraphe 2.3.2.3,
- σ_s est le seuil de déclenchement de la viscoplasticité,
- h_1 et h_2 sont fonction du degré d'écrouissage.

Pour un matériau visqueux sous un état de contrainte donné, h_1 quantifie la différence d'énergie emmagasinée par rapport à celle d'un matériau purement élastique.

En ce qui concerne les fonctions g et h_2 , Lemaitre propose deux fonctions de type puissance, pour rester homogène à l'analyse purement mécanique. Cela conduit à l'expression suivante du potentiel, Ω :

$$\Omega = \frac{K}{n+1} \left(\frac{q - \tau^* - \sigma_s + h_1(\varepsilon_{vp})}{K} \right)^{n+1} (\varepsilon_{vp})^m \quad (3-73)$$

où K , n , et m sont des constantes uniquement fonction de la température.

Le tenseur des vitesses viscoplastiques dérivant du potentiel, Ω , on obtient alors :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{\partial \Omega}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3}{2} \dot{\varepsilon}_{vp} \frac{S_{ij}}{q} \quad (3-74)$$

$$\text{avec : } \dot{\varepsilon}_{vp} = \left(\frac{q - \tau^* - \sigma_s + h_1(\varepsilon_{vp})}{K} \right)^n (\varepsilon_{vp})^m$$

Lemaitre considère alors que la contrainte effective microstructurale dérive quant à elle, directement de l'énergie emmagasinée. Cette hypothèse permet de s'affranchir de la fonction h_1 et de la contrainte effective microstructurale, τ^* , en supposant que ces deux termes se neutralisent. En effet, dans le cas où τ^* et h_1 ne s'annuleraient pas, la différence d'énergie définie par $[\tau^* - h_1(\varepsilon_{vp})]$ ne pourrait pas être restituée au système thermodynamique, par relaxation des contraintes ; cela est contraire aux fondements de la loi de Lemaitre, exposée précédemment.

En intégrant cette dernière simplification, on retrouve l'équation tensorielle (3-70) de la loi de Lemaitre, à savoir :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2} \gamma (q - \sigma_s)^n (\varepsilon_{vp})^m \frac{S_{ij}}{q} \quad (3-75)$$

$$\text{avec : } \gamma = \left(\frac{1}{K} \right)^n$$

L'implémentation de cette loi dans le logiciel FLAC ainsi que sa validation sur des chemins de sollicitation bien particuliers (notamment en axisymétrie) seront développés dans le chapitre 5, qui lui est entièrement consacré.

c) Cas particulier de la loi de Norton

La loi de Norton (1929) [92] est un cas particulier de la loi de Lemaitre avec une valeur $m = 0$. Elle a été formulée en configuration uniaxiale. Sa généralisation tridimensionnelle est plus récente et s'exprime de la même manière que celle de la loi de Lemaitre (équation 3-70). Pour cette raison, la loi de Lemaitre qui est postérieure à celle de Norton, se retrouve souvent sous

l'appellation « loi de Norton modifiée ». Pour la loi de Norton, seule la vitesse de déformation viscoplastique équivalente est modifiée de la manière suivante :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = \gamma(q - \sigma_s)^n \quad (3-76)$$

La loi de Norton ne tient pas compte de l'écrouissage et la viscosité est donc linéaire. Elle permet de modéliser la phase de fluage secondaire. Elle est présente dans la bibliographie traitant notamment du comportement du sel sous chargement important, mais sans considération de seuil de contrainte σ_s (Ghoreychi, 1990 [57]).

3.4.5.4. Présentation du modèle de Bodner et Partom

Tout comme Lemaitre, Bodner et Partom (1975) [21] proposent un modèle qui repose sur le principe de Perzyna sans tenir compte de la surcontrainte mais de la contrainte équivalente q . Cette loi s'exprime de la manière suivante :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\epsilon}_{vp}}{q} s_{ij} \quad (3-77)$$

avec :
$$\dot{\epsilon}_{vp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma e^{\left(\frac{Z}{q}\right)^{2n}}$$

où Z dépend de l'historique du chargement (donc de l'écrouissage) ; Z est souvent fonction du travail viscoplastique, W_p , défini par l'équation 3-66. Le paramètre, n , est une constante, au même titre que celui de la loi de Lemaitre.

Dans ce modèle, la loi d'écoulement, $\Phi(F)$, est de type exponentiel de la forme :

$$\Phi(F) = e^{-F^n} \quad (3-78)$$

où la fonction de charge, F , est inversement proportionnelle au déviateur q , soit :

$$F = \frac{Z}{q} \quad (3-79)$$

Cette loi a été appliquée avec succès pour la modélisation du comportement différé de métaux spéciaux (titane) et alliages. On peut citer les travaux de Bodner et Partom (1975) [21] et plus récemment ceux de Huang et Khan (1992) [65]. La détermination de ses paramètres a été effectuée sur des essais de compression et de traction sous de très faibles vitesses de chargement, ainsi que sur des essais de relaxation. La prédiction du comportement différé par ce modèle est remarquable en comparaison aux mesures obtenues en laboratoire. Son application aux géomatériaux n'a cependant jamais été tentée.

Dans ce chapitre consacré aux lois de comportement différé, nous avons présenté les principales lois à potentiel se basant sur le principe de partition des déformations ; elles sont comparées les unes aux autres dans le paragraphe suivant. Il existe bien entendu un certain nombre d'autres lois viscoplastiques qui n'admettent pas ce principe telle la loi de Scheideger (Sahli, 1988 [111]). Elles ne seront pas développées dans ce mémoire car très peu utilisées en pratique.

3.4.6. Comparaison des différentes lois viscoplastiques à potentiel

L'ensemble des différentes lois viscoplastiques à potentiel, présentées dans les paragraphes précédents est résumé au Tableau 3.2. On y distingue les lois tenant compte de l'ensemble de la partie déviatoire du tenseur des contraintes, de celles basées sur la notion de surcontrainte, définie par Perzyna. Cette propriété de la fonction de charge, F , constitue la particularité de chacune des lois, puisqu'elle conditionne le caractère de la loi d'écoulement. Cette dernière peut être associée ou non à cette même fonction de charge.

La fonction, f , considérée est de type von Mises pour les lois viscoplastiques n'intégrant pas la notion de surcontrainte. Cela implique que pour ces dernières, les déformations viscoplastiques se développent à volume constant. Il est cependant possible d'y greffer un seuil de contrainte (de déclenchement du comportement différé).

Hormis la loi de Norton, qui se place dans le cadre de la viscoplasticité parfaite, l'écoulement est isotrope pour les seules lois dites multiplicatives (pour lesquelles, les différentes variables sont multipliées entre elles pour former la loi d'écoulement). Cela est toujours le cas de la loi de Lemaitre, explicitée dans ce mémoire, et de celle de Bodner et Partom.

Loi rhéologique	NORTON	LEMAITRE	BODNER et PARTOM	PRAGER	CRISTESCU
Fonction de charge	$F = f^{(1)}$	$F = f^{(1)}$	$F = f^{(1)}$	$F = f/\kappa - 1^{(2)}$	$F = f/\kappa - 1^{(2)}$
Type de fonction f	von Mises	von Mises	von Mises	Tresca Mohr-Coulomb	Tresca Mohr-Coulomb
Loi d'écoulement	Associée	Associée	Associée	Non associée	Non associée
Volume constant	OUI	OUI	OUI	NON	NON
Fonction d'écoulement	$\Phi(F) = F^n$	$\Phi(F) = F^n$	$\Phi(F) = \exp(-F^n)$	$\Phi(F) = F^n$ $\Phi(F) = \exp(F^n) - 1$	$\Phi(F) = \frac{F}{F+1}$
Type d'écrouissage	Viscoplastique parfait	Écrouissage isotrope	Écrouissage isotrope	Isotrope ou Cinématique	Isotrope ou Cinématique
Seuil de contrainte	POSSIBLE	POSSIBLE	NON	NON	NON

Tableau 3.2 : Synthèse des caractéristiques des différentes lois viscoplastiques à potentiel

⁽¹⁾ La partie déviatoire du tenseur des contraintes participe totalement au développement des vitesses de déformations viscoplastiques, ce qui conduit à considérer : $F = f$

⁽²⁾ Seule la surcontrainte définie par Perzyna est à l'origine des vitesses de déformations viscoplastiques, soit : $F = f/\kappa - 1$

Toutes les lois de comportement visqueux présentées dans les paragraphes précédents, ont été développées sur des bases théoriques, étendues au domaine de la viscoplasticité. Nous allons maintenant étudier la possibilité de proposer un modèle fiable qui s'applique directement à la modélisation axisymétrique du comportement différé d'une galerie circulaire. Nous verrons dans la quatrième partie de ce mémoire, dans quelle mesure, il est possible de rapprocher ces deux démarches de modélisation.

3.5. MODELE DE PANET-SULEM APPLIQUE AUX TUNNELS

Nous avons vu qu'en tunnel, l'avancement du front de taille, a pour conséquence directe le développement de déformations en paroi. Elles ne sont pas imputables au seul phénomène de déconfinement mais également à la rhéologie du matériau. De même, pendant l'exploitation des ouvrages souterrains, il est couramment mesuré des déformations différées autour de l'excavation, ainsi que des efforts croissants dans le revêtement. Aussi, afin de prévoir le comportement à long terme de ces structures, il convient de mieux appréhender le lent processus de fluage et de relaxation du massif, qui à court terme est combiné au phénomène de déchargement consécutif au déconfinement du massif.

Dans ce paragraphe, le modèle empirique de Panet-Sulem, développé pour l'étude des tunnels circulaires, est présenté ; étant donné que ce dernier s'appuie sur le principe de la méthode convergence-confinement, notée CV-CF, cette dernière méthode fait l'objet tout d'abord d'une brève explication introductive. De plus amples explications sont fournies par Bouvard *et al.* (1992) [26], Panet (1995) [95] et Boidy (1998) [24].

3.5.1. Principe de base de la méthode convergence-confinement

3.5.1.1. Participation du terrain à son propre soutènement

En considérant la géométrie tridimensionnelle d'un tunnel avec son front de taille, la méthode convergence-confinement intègre de fait le rôle joué par le terrain dans le soutènement propre de l'ouvrage. Elle s'est développée en parallèle aux procédés de construction faisant appel à la participation effective du terrain à sa propre stabilité, procédés connus sous le nom de « Nouvelle Méthode Autrichienne ». L'idée est que la pression supportée par le soutènement pour assurer l'équilibre de la cavité, résulte de l'interaction du terrain et du soutènement lui-même. Ce dernier n'a pas à supporter le poids d'une charge morte constante mais bien une pression qui décroît à mesure que le terrain mobilise sa propre résistance, ce qui évidemment nécessite qu'il se déforme.

Le concept sous-jacent de cette évolution réside dans le fait que le rôle d'un soutènement n'est pas de s'opposer systématiquement à l'ensemble des déformations mais de satisfaire des critères de convergence, fonction des matériaux traversés, du rôle de l'ouvrage et d'optimiser ainsi le type de soutènement à mettre en place et les coûts correspondants.

3.5.1.2. Définition de la convergence en tunnel

La convergence, CV, traduit le déplacement de la paroi du tunnel qui s'accroît avec l'avancement du front de taille et le temps. Elle correspond au rapprochement de deux plots

fixés de manière diamétrale et opposés sur les parois ; elle est mesurée au fil invar ou plus fréquemment maintenant par visée optique. Sa mesure régulière permet de contrôler l'évolution des déformations du tunnel. Un critère de convergence n'est pas tant dans la définition d'un seuil critique, mais dans son évolution dans le temps (tendance ou pas à la stabilisation des convergences).

Pour une contrainte géostatique initiale, σ_0 , supposée homogène et isotrope, la déformation élastique maximale en paroi (résultat rappelé par Panet, 1995, [95]) vaut :

$$\frac{CV}{\varnothing} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_0 \quad (3-80)$$

où :

- \varnothing est le diamètre du tunnel,
- E est le module d'élasticité en décharge de la roche encaissante,
- ν est le coefficient de Poisson de cette même roche.

Dans un terrain élastique ou suffisamment résistant (éventuellement renforcé par boulons), la stabilité est obtenue sans soutènement. Dans le cas contraire, un soutènement est nécessaire, placé à une certaine distance du front de taille. Ce soutènement va encaisser des efforts fonction des déformations qu'il subira après sa mise en place, et fonction de sa raideur propre, jusqu'à atteindre la pression d'équilibre terrain-soutènement.

3.5.2. Développement de la méthode graphique CV-CF

3.5.2.1. Hypothèses de base

La méthode CV-CF se place dans les hypothèses simplificatrices suivantes :

- le tunnel est circulaire de rayon, r_0 , creusé dans un milieu homogène isotrope,
- le tunnel est sous forte couverture, H , supérieure à $8 r_0$, de façon à pouvoir supposer que le champ de contrainte est homogène,
- l'état des contraintes initiales est isotrope (de norme σ_0), soit : $K_0 = 1$.

La Figure 3.23 illustre la configuration simplifiée :

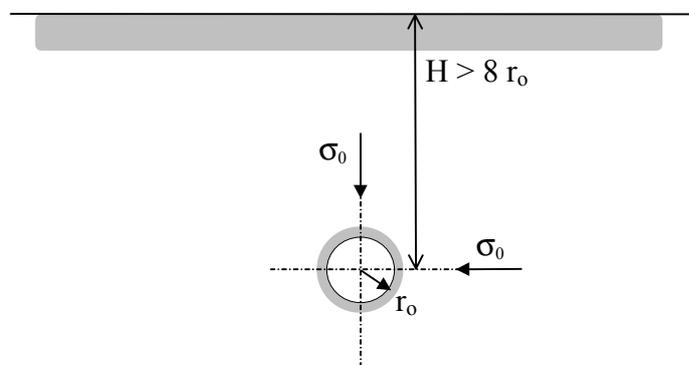


Figure 3.23 : Hypothèse du tunnel profond

3.5.2.2. Courbe de convergence du terrain CV

On étudie le comportement en déformations planes, d'une section transversale d'un cylindre infini, soumis initialement à une pression intérieure égale à σ_0 . Le cylindre est déconfiné progressivement, comme le schématise la Figure 3.24.

La présence du front à une certaine distance, x , de la section considérée, correspond à l'application d'une pression de soutènement fictive, notée p_s , telle que :

$$p_s = (1-\lambda) \sigma_0 \quad (3-81)$$

où λ correspond au taux de déconfinement.

Il s'agit du point clé de la méthode CV-CF, qui montre que toute la problématique réside en fait dans la relation que l'on se donne entre le taux de déconfinement, λ , et la distance au front de taille, x . Cette relation tient compte des propriétés de la roche.

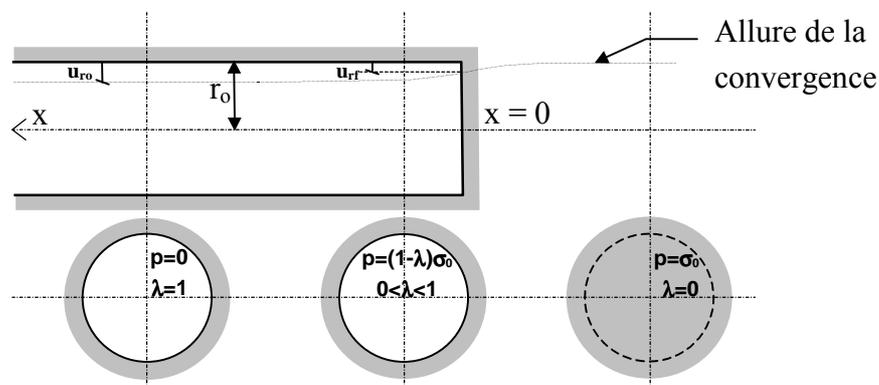


Figure 3.24 : Taux de déconfinement en fonction de la distance au front de taille

Le déconfinement provoque en paroi un déplacement radial, u_r , qui vaut u_{rf} au droit du front de taille, et u_{ro} à l'arrière comme indiqué sur la Figure 3.24. Il est possible de tracer la courbe de convergence du terrain, qui est fonction du rayon de l'excavation, r_0 , de la contrainte, σ_0 , et des lois qui régissent le comportement des matériaux constituant le massif. En milieu élastoplastique, un exemple de courbe de convergence est donné sur la Figure 3.25 (courbe b).

3.5.2.3. Courbe de confinement CF apporté par le soutènement

Lorsque le soutènement est mis en contact avec le terrain, à une certaine distance, x , du front de taille, la pression du terrain entraîne une déformation du soutènement, représentée par la courbe a sur la Figure 3.25. L'allure de cette courbe dépend de la raideur du soutènement et de la pression limite de soutènement.

La pression limite de soutènement est définie par la résistance des éléments de soutènement mis en œuvre ainsi que par différentes règles de dimensionnement. Elle varie selon les moyens technologiques mis en place tels que cintres, béton projeté ou béton de revêtement. Généralement, elle est de l'ordre de 0,2 à 0,3 MPa. Les déformations correspondantes sont fonction de la rigidité des dispositifs mis en œuvre, à l'exception des voussoirs qui supportent des pressions de confinement bien plus importantes (1 à 2 MPa).

A la distance, x , séparant le front de taille du premier élément de soutènement, le déplacement radial vaut u_o ; il est supérieur au déplacement radial u_{rf} au droit du front. Le problème le plus important de la méthode CV-CF consiste alors à déterminer le taux de déconfinement, λ_o , à la pose du soutènement qui traduit correctement le déplacement u_o .

Des méthodes directes ont été établies à partir de modèles aux éléments finis. Elles fournissent des lois générales donnant le déplacement radial à la pose du soutènement u_o , en fonction de la distance x , du front de taille. En particulier sont couramment utilisées :

- la méthode de Corbetta (1991) [35], qui donne u_o et λ_o en fonction de la distance au front x , de mise en place du soutènement,
- la « Nouvelle Méthode Implicite » (Bernaud et Rousset, 1991 [17]) qui en plus tient compte de la rigidité du soutènement, quand celui-ci, raide (revêtement épais par exemple) est placé près du front.

Après la pose du soutènement, celui-ci se charge sous l'action du déconfinement du terrain et l'équilibre terrain-soutènement correspond au point d'intersection des courbes a et b, comme le montre la Figure 3.25.

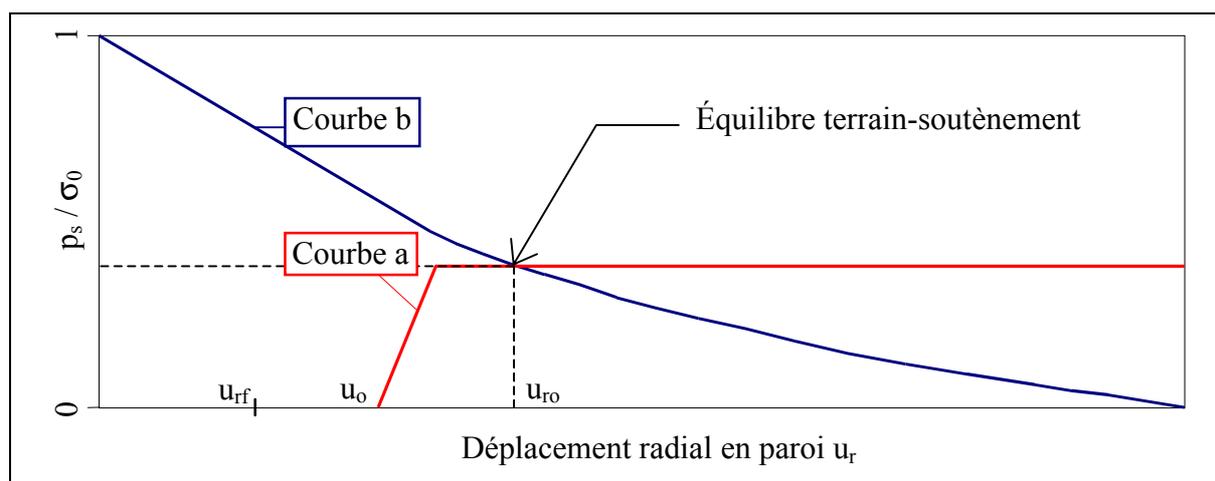


Figure 3.25 : Tracé des courbes de soutènement (a) et de terrain (b)

Cette dernière approche est valable pour une roche encaissante à comportement élastoplastique. En ce qui concerne le milieu viscoplastique, Bernaud *et al.* (1994) [16] propose une extension de la Nouvelle Méthode Implicite permettant de déterminer le déplacement radial, u_o , à la pose du soutènement en fonction de la viscosité du massif encaissant et de la vitesse d'avancement du front de taille, supposées toutes les deux constantes. Cette étude axisymétrique stationnaire a été menée en considérant une loi viscoplastique à potentiel, de type Prager avec :

- une fonction de charge et un potentiel viscoplastique de Tresca,
- une fonction d'écoulement linéaire, équivalente à l'équation 3-64 du paragraphe 3.4.5.1,
- une cohésion de terrain constante au cours du temps, ce qui revient à négliger l'érouissage et à considérer que le fluage en paroi est de type secondaire.

Les résultats de ce modèle se révèlent cependant peu applicables en pratique car ce dernier ne prend pas en compte la phase de fluage primaire. Toute extrapolation du comportement de l'excavation à long terme reste donc délicate. De plus, la vitesse d'avancement du front de taille, qui est l'un des paramètres les plus importants, est supposée constante, ce qui est très rarement le cas. Par conséquent, cette analyse ne sera pas développée dans ce mémoire. Nous allons maintenant davantage nous focaliser sur une autre méthode, plus empirique, la méthode de Panet-Sulem. Elle offre l'avantage de traiter les mesures de convergence, et permet ainsi de quantifier la tendance de l'évolution à long terme du comportement différé en paroi.

3.5.3. Modèle de Panet-Sulem

Les mesures de convergence intègrent à la fois les effets de l'éloignement du front de taille et les déformations différées exclusivement fonction de la rhéologie du milieu encaissant. Seul un arrêt prolongé de l'excavation permet de séparer les deux effets. Dans l'analyse proposée ici, les mesures de convergence sont interprétées comme étant des fonctions distinctes de ces deux effets.

Dans le cadre de la méthode convergence - confinement, Sulem, Guenot, et Panet (1987) [118], [119] ont proposé un modèle permettant de découpler l'effet du front de taille et celui du fluage. L'analyse se place en déformations planes et à volume constant. Cette approche a débouché sur une relation simple donnant l'évolution des convergences d'une section, $C_{(x,t)}$, pour une galerie circulaire, en fonction de la distance au front de taille, x , et du temps, t .

Sa formulation, donnée par Sulem (1983) [120] est la suivante :

$$C_{(x,t)} = C_{x=\infty,t=0} \left[1 - \left(\frac{X}{X+x} \right)^2 \right] \left[1 + \alpha \left(1 - \left(\frac{T}{T+t} \right)^n \right) \right] \quad (3-82)$$

où :

- x est la distance au front de taille qui s'exprime en fonction du temps, t , et de la vitesse d'avancement, v_F , du front de taille ($x = v_F.t$) ; l'origine du temps, t , correspond au passage du front au droit de la section considérée,
- X caractérise la distance d'influence du front de taille, (environ $4X$), qui est fonction de l'étendue de la zone plastique et de la demi-largeur d'excavation, B ,
- T est le temps caractéristique définissant la rhéologie du massif,
- $C_{x=\infty,t=0}$, α et n sont des constantes ; par expérience, n est souvent pris égal à 0,3.

Si la roche ne flue pas, alors la constante α est nulle et l'expression (3-82) correspond au profil de déconfinement donné par la méthode CV-CF. La constante $C_{x=\infty,t=0}$, qui correspond à la convergence obtenue pour un déconfinement total de l'excavation et sans fluage, peut donc directement être obtenue à partir des caractéristiques élastoplastiques instantanées du massif. Par ailleurs, il apparaît clairement que les convergences différées sont asymptotiques, ce qui sous-entend que la stabilité du tunnel est assurée à long terme.

Cette loi a été mise en œuvre avec succès sur plusieurs tunnels qui ont présenté des déformations différées importantes et souvent trois à quatre fois supérieures aux déformations élastoplastiques instantanées. Le Tableau 3.3 donne des valeurs moyennes des paramètres de cette loi calée sur ces ouvrages, qui ont été classés par ordre chronologique.

D'après l'ensemble des applications de ce modèle, les coefficients α et n se sont révélés relativement indépendants de la rigidité du soutènement mis en place au front. De plus, les paramètres T et α varient peu pour des sections variables de tunnels réalisés dans une même formation géologique.

OUVRAGE	Géologie du massif	$\frac{\underline{X}}{B}$	T (jours)	α	n
Tunnel LAS-PLANAS 1976, [95]	Marnes	0,45	2,3	2,75	0,3
Tunnel du FREJUS 1980, [95]	Schistes lustrés	1,3	3,75	4	0,3
Tunnel de CHAMOISE 1986, [62] [95]	Marnes du Jurassique	0,4	12,3	6,8	0,3
Galerie de reconnaissance du MONT TERRI 1989, [66] [75] [74]	Argiles à Opalinus de l'Aalénien	2-2,4 ⁽³⁾	10-15 ⁽³⁾	2-3 ⁽³⁾	0,3 ⁽³⁾
		0,8-1 ⁽⁴⁾	30-40 ⁽⁴⁾	2-3 ⁽⁴⁾	0,3 ⁽⁴⁾
Galerie de PENLY 1992, [95]	Argiles du Gault	0,54	25	4,3	1,15
Tunnel de MONACO 1995, [95]	Marnes du Cénomanién	0,45	24,5	1,58	1,5
Tunnel du MONT TERRI 1997, [66] [75] [74]	Argiles à Opalinus de l'Aalénien	1,7-2,7	18	2,2	0,3
Tunnel de TARTAIGUILLE 1997, [33] [115]	Marnes de l'Aptien	0,4 ⁽⁵⁾	17 ⁽⁵⁾	8 ⁽⁵⁾	0,7 ⁽⁵⁾
		0,5 ⁽⁶⁾	19 ⁽⁶⁾	10 ⁽⁶⁾	1,3 ⁽⁶⁾
Tunnel de GIBRALTAR 1998, [63]	Flyschs argilo-calcaire	0,6	5,5	3,7	0,85
		2	2	4,5	0,7

Tableau 3.3 : Valeurs moyennes des paramètres caractérisant la rhéologie du massif encaissant pour différents tunnels avec le modèle de Panet-Sulrm

⁽³⁾ Tronçon II : Faciès sableux

⁽⁴⁾ Tronçon I : Faciès marneux

⁽⁵⁾ Section à densité initiale de boulons

⁽⁶⁾ Section où la quantité de boulons a été augmentées

Par contre, le paramètre X dépend fortement des dimensions et de la forme de la section courante ainsi que du soutènement mis en place, comme cela a été mis en évidence sur les ouvrages de Chamoise (Guerpillon et Allagnat, 1986 [62]).

Le modèle de Panet-Sulem, appliquée à la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri, sera confrontée à la modélisation numérique dans la partie consacrée aux études de cas (chapitre 8), afin de voir dans quelle mesure il est possible de mettre en relation ces deux types d'approche du comportement différé des tunnels.

3.6. SYNTHÈSE ET REFLEXIONS

En souterrain, « le nombre de stabilité N_s » est couramment utilisé comme indicateur du déclenchement de la plasticité autour d'une excavation. Ce paramètre s'exprime par :

$$N_s = \frac{2\sigma_0}{\sigma_c} \quad (3-83)$$

où :

- σ_c est la résistance à la compression simple,
- σ_0 est la contrainte géostatique autour de l'excavation.

Selon Aydan (1996) [11], ce paramètre permet également d'identifier les milieux susceptibles de présenter des aptitudes au fluage en tunnel ; il suggère que les conditions de fluage sont réunies lorsque :

$$N_s > 1$$

Cela correspond également à la limite élastique du matériau en paroi et traduit que le fluage se développe surtout dans les zones plastiques. Ce phénomène ne peut nullement être modéliser par les lois viscoplastiques présentées dans ce chapitre. En effet, nous avons vu que dans tous les cas, le fluage augmente avec le déviateur. Or, autour d'une excavation, la plasticité ne peut que faire diminuer le déviateur.

Il faudra ainsi, en théorie, décomposer le tenseur des déformations en trois parties, en y rajoutant la partie purement plastique. Mais ces considérations nous entraîneraient dans des modélisations trop complexes. A ce stade des recherches, il faut considérer le paramètre N_s bien plus comme un seuil d'apparition potentielle du fluage, par rapport à l'équilibre élastique court terme.

Avant d'étudier plus en détail le comportement d'une galerie, la loi CVISC et celle de Lemaitre vont être développées dans les chapitres suivants, afin d'analyser la stabilité des solutions numériques obtenues avec le logiciel FLAC.

Chapitre 4

Principes et justifications de la loi CVISC

Différentes lois viscoplastiques ont été présentées dans le chapitre précédent. Parmi celles-ci, le modèle CVISC, qui dérive des modèles analogiques, décrit au paragraphe 3.2.4.2, présente l'intérêt de tenir compte de la mise en plasticité du matériau, aussi bien à court terme, qu'à long terme.

Avant d'étudier son principe et son application aux ouvrages souterrains, il convient de présenter, en premier lieu, le code de calcul, dans lequel ce modèle a été introduit. Il s'agit du code FLAC (Fast Lagrangian Analysis of Continua) et plus précisément de sa version bidimensionnelle, conçue et commercialisée par la société Itasca. Ce code aux différences finies a été développé pour traiter les problèmes non-linéaires de la mécanique appliquée à la géotechnique. Intégrant un mode de résolution explicite des équations de la mécanique, il est nécessaire d'analyser la stabilité numérique des solutions obtenues.

4.1. SCHEMA DE RESOLUTION NUMERIQUE DANS LE CODE FLAC 2D

La résolution d'un système d'équations en viscoplasticité est beaucoup plus complexe qu'en élastoplasticité, car il faut tenir compte d'une variable supplémentaire, à savoir le temps physique. Cela est d'autant plus délicat avec le code FLAC, compte tenu des équations qui considèrent déjà pour un calcul instantané la variable temps. Dans ce cas, elle ne revêt qu'un caractère purement numérique, propre aux codes explicites. Il est ainsi nécessaire d'étudier préalablement ce schéma de résolution pour les lois rhéologiques élastoplastiques.

4.1.1. La méthode des différences finies

Comme le soulignent Billiaux et Cundall (1993) [18], la méthode des différences finies est l'une des plus anciennes méthodes de résolution numérique d'un système d'équations différentielles. Pour des conditions initiales et des conditions aux limites données, la solution

est unique. La plupart des méthodes utilisant les différences finies adoptent une discrétisation du milieu en mailles rectangulaires exclusivement. L'approche retenue par Itasca est basée sur la méthode de Wilkins (1964) [132], qui permet de formuler les équations des différences finies pour des éléments quelconques. On peut leur donner n'importe quelle forme aux limites et, faire varier les propriétés d'un élément à l'autre. De ce point de vue, elle est donc aussi performante que la méthode des éléments finis.

Dans la méthode des différences finies, toute dérivée du système d'équations est directement discrétisée, et les variations définies aux points de discrétisation ne nécessitent pas de fonctions de forme, comme cela est le cas pour les éléments finis. Le maillage est constitué de quadrilatères, chacun d'eux étant divisé en deux paires d'éléments triangulaires (a,b) et (c,d), comme indiqué sur la Figure 4.1. La force exercée sur un nœud est prise comme la moyenne des forces pour les deux paires de triangles, ce qui permet d'assurer une réponse symétrique sous un chargement symétrique. Il en va de même pour les déplacements des nœuds.

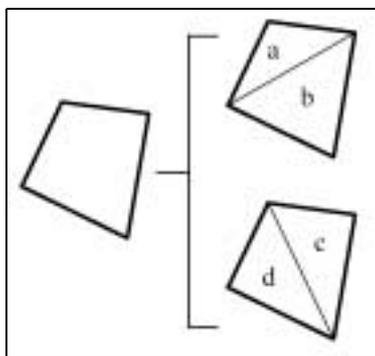


Figure 4.1 : Principe de dissociation des quadrilatères en deux paires d'éléments triangulaires, d'après Itasca (2000) [70]

Le code FLAC utilise des éléments lagrangiens, dont la géométrie est réactualisée à chaque pas de temps. Cette propriété permet de traiter les problèmes en grands déplacements, sans algorithme supplémentaire.

De plus, le code FLAC se distingue essentiellement par son schéma de résolution explicite, qui permet de ne pas combiner les matrices élémentaires, autorisant ainsi un gain substantiel de place mémoire, à savoir de Random Access Memory (RAM). En effet, seules les variables à la fin de chaque pas de temps sont stockées et non la matrice de rigidité, comme cela est le cas pour la méthode aux éléments finis.

4.1.2. Principe de résolution numérique en mode explicite

Dans ce paragraphe, la méthode de résolution explicite implantée dans le code FLAC est décrite de manière conceptuelle. Tout d'abord, la méthode est présentée dans le cas élastoplastique, où la variable temps n'intervient pas dans la loi rhéologique, puis plus précisément pour le cas viscoplastique. Les procédures numériques de cette résolution ne sont pas abordées ici de manière exhaustive, mais ont fait l'objet d'études très précises par Marti et Cundall (1982) [83].

4.1.2.1. Principes de base

A l'origine, la méthode de résolution explicite s'inspire du principe de propagation et de dissipation de l'énergie cinétique au sein d'un corps déformable en mouvement. En effet, le schéma de résolution explicite intègre ce phénomène physique en considérant les équations de la dynamique du mouvement.

Le déséquilibre induit par une modification de l'état de contraintes, dans une zone localisée, va se propager dans l'ensemble du système. Dans ce contexte, l'objectif de la méthode explicite aux éléments lagrangiens n'en reste pas moins la résolution d'un problème statique (élastoplastique) ou quasi-statique (viscoplastique) par l'intermédiaire des équations de la dynamique. La Figure 4.2 précise le rôle de ces équations dans la séquence de calcul parcourue pendant un incrément de temps, Δt .

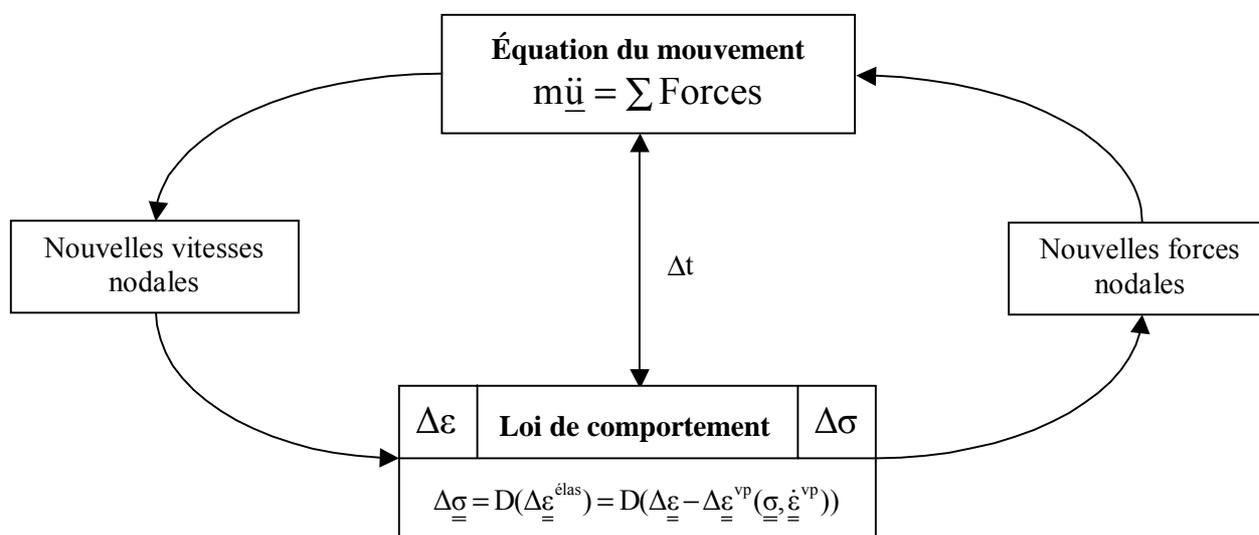


Figure 4.2 : Une séquence de calcul FLAC pour un pas de temps, Δt , selon Billiaux et Cundall (1993) [18]

Le processus de résolution démarre avec l'équation du mouvement qui fournit un nouveau champ de vitesses nodales après intégration des accélérations sur l'intervalle de temps, $\Delta t/2$, comme illustré par la Figure 4.3. Puis par une seconde intégration sur le second intervalle de temps, $\Delta t/2$, on aboutit au champ de déplacements nodaux.

Rappelons brièvement que pour un solide déformable dans un référentiel lagrangien, l'équation du mouvement de Newton est exprimée par :

$$\rho_v \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \tag{4-1}$$

où :

- ρ_v est le masse volumique,
- \dot{u}_i est le terme du vecteur vitesse nodale,
- x_j est le terme du vecteur position du point considéré,

- g_i correspond au terme du vecteur accélération généré par les forces de volume,
- σ_{ij} correspond au terme du tenseur des contraintes,
- t est le temps.

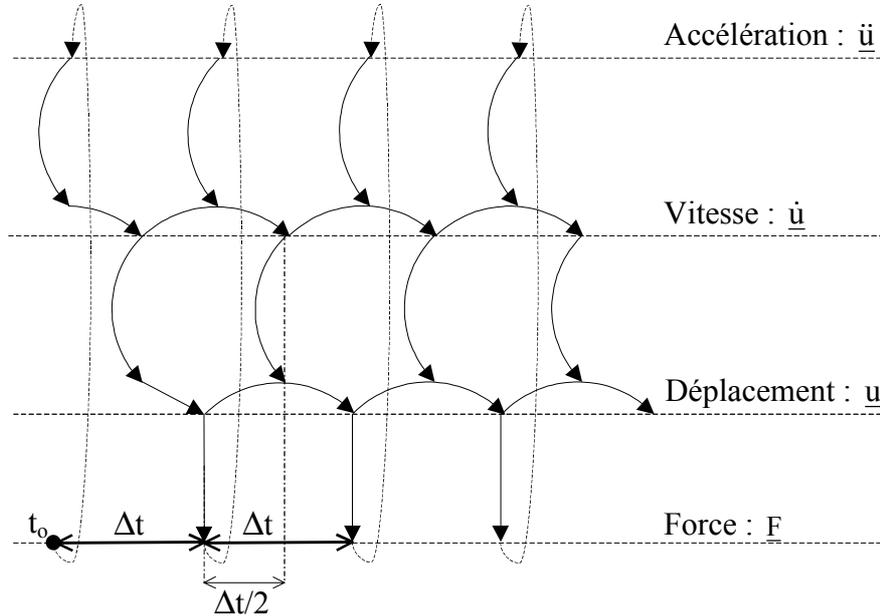


Figure 4.3 : Schéma des différentes étapes récurrentes au cours d'un calcul explicite, d'après Itasca (2000) [70]

Le taux de déformation tensoriel, $\Delta \underline{\underline{\varepsilon}}$, encaissé par le solide, pendant l'intervalle de temps, Δt , s'écrit alors :

$$\Delta \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \dot{u}_j}{\partial x_i} \right) \Delta t \quad (4-2)$$

Le nouveau tenseur des contraintes est alors déduit du taux de déformation tensoriel en faisant intervenir la loi de comportement du matériau, dont l'implémentation est décrite dans les paragraphes suivants. Les nouvelles forces nodales correspondantes permettent de calculer les accélérations à la fin du pas de temps, Δt .

Dans chaque compartiment du schéma de la Figure 4.2, les variables sont incrémentées à partir de leur valeur issue du cycle de calcul précédent. Ainsi, la détermination des nouvelles contraintes n'affecte pas les vitesses nodales calculées dans le compartiment précédent. Cette hypothèse est justifiée si le pas de temps, Δt , est choisi suffisamment petit, de sorte que le déséquilibre généré dans un élément ne puisse pas se propager vers ses voisins pendant ce même intervalle de temps.

La procédure de résolution explicite n'étant pas inconditionnellement stable, il est nécessaire de définir un certain pas de temps critique, qui ne doit en aucun cas être dépassé par le pas de temps du calcul. Les promoteurs de cette procédure (Cormeau, 1975 [36] ; Billiaux et Cundall, 1993 [18]) se basent sur l'idée que la vitesse de « l'onde de calcul » doit rester toujours

supérieure à celle de l'onde physique, ce qui permet de figer les variables pendant la durée d'un cycle de calcul. Le pas de temps critique, qu'il convient d'étudier très précisément en mode viscoplastique et dynamique, sera abordé plus précisément dans le paragraphe 4.1.2.3.

Le système se trouve ainsi en instabilité durant les premiers cycles de calcul, mais les chemins de contrainte et de déformation sont déterminés à chaque pas de temps. Ainsi, pour constituer un algorithme opérationnel, les mouvements du solide doivent être amortis de manière à aboutir le plus rapidement possible à un état de déséquilibre résiduel négligeable devant l'état initial des contraintes. Les deux modes d'amortissement, utilisables dans FLAC, sont présentés dans le paragraphe suivant.

Le critère de stabilité permettant de contrôler l'état d'équilibre de l'ensemble du système, est basé sur la force maximale non équilibrée. L'utilisateur du code définit la force en deçà de laquelle le déséquilibre résiduel est supposé satisfaisant. Cependant, ce critère conduit inévitablement à un nombre de cycles de calculs très importants, ce qui rend la méthode explicite peu performante pour l'ensemble des problèmes linéaires et notamment en petits déplacements. Le domaine de prédilection de la méthode serait davantage l'étude des systèmes non-linéaires et des grands déplacements.

Ainsi formulée, la méthode de résolution implémentée dans FLAC présente des propriétés, qu'il est possible de confronter à celles de la méthode implicite, qui est généralement utilisée en éléments finis. Le Tableau 4.1 résume cette comparaison.

Méthode explicite	Méthode implicite
Le pas de temps doit être inférieur à un certain pas de temps critique pour assurer la stabilité de la solution.	La stabilité de la solution est inconditionnelle pour les schémas classiques de résolution.
Les lois de comportement non linéaires sont prises en compte sans aucun autre algorithme itératif supplémentaire.	Une procédure itérative complémentaire est nécessaire pour la prise en compte de comportements fortement non-linéaires.
Aucun amortissement artificiel n'est introduit en calcul viscoplastique ou dynamique.	Un amortissement numérique dépendant du temps est indispensable pour traiter des cas viscoplastiques ou dynamiques.
Aucune matrice n'est stockée et la mémoire (RAM) nécessaire est minimale.	Une matrice de rigidité doit être stockée, ce qui nécessite une grande capacité mémoire.
Un calcul en grands déplacements ne nécessite aucun algorithme supplémentaire, grâce aux éléments lagrangiens.	Des calculs supplémentaires sont souvent nécessaires pour satisfaire les conditions d'un calcul en grands déplacements.

Tableau 4.1 : Comparaison entre les méthodes de résolution explicite et implicite, d'après Itasca (2000) [70]

4.1.2.2. Étude des modes d'amortissement

L'amortissement du déséquilibre d'un système repose sur le suivi et la réduction de deux variables. Il s'agit des forces résiduelles non équilibrées (unbalanced forces) et des vitesses nodales. L'amortissement utilisé consiste à imposer à chaque nœud une force dont le module est proportionnel à celui de la force non équilibrée issue du cycle de calcul précédent, et dont la direction est telle qu'elle produit toujours un travail dissipatif. Cette forme d'amortissement artificiel permet aux forces non équilibrées de se dissiper à l'équilibre.

La discrétisation de l'équation du mouvement, pour un élément, E_j , vérifie alors l'équation suivante :

$$\dot{u}_i^{(t+\Delta t/2)} = \dot{u}_i^{(t-\Delta t/2)} + \left\{ \sum_{E_j} F_i^{(t)} - F_{d_i}^{(t)} \right\} \frac{\Delta t}{\rho_v} \quad (4-3)$$

où :

- ρ_v est dans ce cas une masse volumique fictive,
- $F_{d_i}^{(t)}$ est la force non équilibrée pour l'élément, E_j , à l'instant t ,
- $\sum_{E_j} F_i^{(t)}$ correspond à la somme vectorielle des forces nodales agissant sur les nœuds de l'élément, E_j , à l'instant t .

Dans FLAC, pour la détermination de l'équilibre instantané, le mode de résolution par défaut est appelé amortissement local (local damping). L'oscillation de « l'onde de calcul » générée dans le système est amortie en tenant compte du changement de signe des vitesses nodales. La force non équilibrée vérifie alors :

$$F_{d_i}^{(t)} = \alpha_d \left| \sum_{E_j} F_i^{(t)} \right| \times \text{sgn}(\dot{u}_i^{(t-\Delta t/2)}) \quad (4-4)$$

où :

- α_d est la constante d'amortissement prise égale à 0,8 par défaut,
- sgn correspond à la fonction signe,

avec : $\text{sgn}(x) = -1$ si $x < 0$; $\text{sgn}(x) = 1$ si $x > 0$.

La constante d'amortissement, ne dépend en aucun cas des propriétés du système et agit par conséquent plus ou moins efficacement d'une maille à une autre du modèle.

Ce mode d'amortissement peut cependant se révéler inefficace dans certaines situations. C'est le cas en viscoplasticité, où la vitesse nodale est fortement conditionnée par la vitesse de déformation viscoplastique, et notamment en phase de fluage secondaire. Dans ce cas, le mode d'amortissement local a pour conséquences d'empêcher la vitesse nodale d'évoluer librement, et donc de générer des zones d'instabilité numérique. Il est alors conseillé pour un calcul viscoplastique de faire appel au mode d'amortissement combiné (combined damping).

Le mode d'amortissement combiné donne autant de poids au changement de signe des vitesses nodales qu'à celui des forces non équilibrées, dans la fonction de dissipation de l'énergie résiduelle au cours du temps. La force non équilibrée s'écrit alors :

$$F_{d_i}^{(t)} = \alpha_d \left| \sum_{E_j} F_i^{(t)} \right| \times \frac{1}{2} \left\{ \text{sgn}(F_i^{(t)} - F_i^{(t-\Delta t)}) - \text{sgn}(\dot{u}_i^{(t-\Delta t/2)}) \right\} \quad (4-5)$$

En pratique, pour un calcul de fluage, le mode d'amortissement local peut être utilisé mais uniquement dans les cas où les déformations viscoplastiques restent bien localisées dans une portion du modèle comme c'est parfois le cas en souterrain où les déformations différées se concentrent autour de la paroi. En fait, pour une loi viscoplastique, responsable d'une seule phase de fluage primaire, le mode de résolution a peu d'influence, compte tenu du fait que le régime stationnaire des vitesses nodales n'est jamais atteint. L'attention de l'ingénieur doit donc se porter davantage sur le choix du pas de temps, qui fait l'objet du paragraphe suivant.

4.1.2.3. Définition du pas de temps critique

Comme décrite précédemment, la procédure de résolution explicite n'est pas inconditionnellement stable et nécessite la définition d'un pas de temps critique. D'après Marti et Cundall (1982) [83], la condition de stabilité pour un solide élastique discrétisé en maille carrée, de côté, Δx , est la suivante :

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{C_p} \quad (4-6)$$

où :

- Δt est le pas de temps admissible,
- C_p est la célérité maximale à laquelle « l'onde de calcul » se propage.

Pour un milieu élastique, la célérité C_p correspond à celle « des ondes primaires », dites P, qui est définie par :

$$C_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho_v}} = \sqrt{\frac{E_{\text{oedo}}}{\rho_v}} \quad (4-7)$$

où K, G et E_{oedo} correspondent respectivement au module de compressibilité volumique, au module de cisaillement et au module de compressibilité œdométrique.

En viscoplasticité, le temps de calcul correspond au temps physique et la résolution explicite du problème mécanique doit induire des forces non équilibrées négligeables dès les premiers cycles de calcul. Les variables, figées sur chaque intervalle de temps, doivent suivre le plus fidèlement possible l'évolution physique du phénomène modélisé.

Pour une loi viscoplastique quelconque, en supposant que seule la partie déviatoire de l'état de contraintes est à l'origine de déformations différées, Itasca (2000) [70] suggère une estimation du pas de temps critique. Celui-ci est défini comme étant le rapport de la viscosité, η , du matériau par son module de cisaillement, G.

Ainsi, le pas de temps critique, Δt_{cr} , s'exprime par :

$$\Delta t_{cr} = \frac{\eta}{G} \quad (4-8)$$

Pour chacune des lois viscoplastiques présentées dans cette partie numérique, le choix du pas de temps critique sera justifié. Il convient maintenant de décrire le procédé d'implémentation des lois de comportement dans FLAC, qui constitue le dernier maillon de l'algorithme explicite.

4.1.3. Mode d'implémentation d'une loi de comportement

De nouvelles lois de comportement peuvent être écrites puis introduites dans FLAC, grâce au langage de programmation interne FLACish, dont le diminutif courant est Fish. La procédure générale d'implémentation s'effectue en quatre opérations, appelées aussi en langage Fish « case of mode » (annexe I.1) :

- la première consiste à initialiser les variables et à mettre à jour éventuellement les propriétés des matériaux ; cette opération n'est appelée qu'une seule fois par élément et par pas de calcul,
- la seconde constitue le corps de la loi de comportement, qui définit les nouvelles contraintes en fonction des anciennes, du taux de déformation tensoriel et des paramètres d'érouissage ; cette fonction est appelée quatre fois par élément et par pas de calcul, pour chacune des sous-zones triangulaires (Figure 4.1),
- la troisième consiste à définir le module de cisaillement maximal et le module de compressibilité œdométrique maximal afin de permettre au code numérique FLAC de déterminer, pour un calcul instantané, un pas de temps admissible, qu'il ajuste automatiquement aussi souvent que nécessaire,
- la dernière, uniquement effectuée en mode thermique, permet la gestion du couplage thermomécanique.

La loi de comportement étant écrite pour chacune des sous-zones triangulaires (au nombre de deux ou quatre suivant la géométrie), les paramètres d'état et d'érouissage de chaque élément coïncident avec la moyenne arithmétique des quantités déterminées sur ces sous-zones. Cette écriture nécessite systématiquement la dissociation du tenseur des contraintes en ses parties sphérique et déviatoire, traitées de manière indépendante.

En viscoplasticité, seul l'utilisateur du code définit l'évolution du pas de temps ; dans ces conditions, la troisième opération n'a ainsi plus lieu d'exister. De plus, la vérification de l'amortissement du déséquilibre résiduel ainsi que la précision de la solution à court terme sont des opérations complémentaires qui s'avèrent souvent nécessaires.

L'ensemble des procédures de résolution d'un problème statique ou quasi-statique a été explicité. Nous pouvons, maintenant, étudier le principe du développement numérique de la loi CVISC puis sa justification en symétrie cylindrique, par comparaison avec la méthode convergence-confinement (CV-CF), présentée au chapitre 3.

4.2. DEVELOPPEMENT NUMERIQUE DE LA LOI CVISC

Ce paragraphe traite du développement numérique du modèle dérivé CVISC, tel qu'il a été entrepris par Itasca en collaboration avec Coyne et Bellier. Seul l'ensemble des points clés est analysé ici ; pour plus de détails sur l'algorithme de programmation, le lecteur intéressé pourra se reporter au listing de la loi, en annexe I.1, à la fin de ce mémoire.

4.2.1. Origine et développement de la loi

Au cours des études de faisabilité de concepts d'architecture de stockage souterrain de déchets radioactifs, confiées à Coyne et Bellier par l'ANDRA, le comportement viscoplastique a dû être pris en compte. En l'absence de loi de comportement différé adaptée, le réflexe de l'ingénieur a été de prendre en compte l'effet du temps en faisant varier le module du terrain. Cependant, un changement brutal du module du terrain ne modifie pas l'équilibre d'un système mécanique avec les lois de comportement élastoplastique. Aucun phénomène de fluage ne pouvait alors être modélisé.

Pour résoudre ce problème, une approche classique peut être adoptée ; elle consiste à combiner la loi élastoplastique avec un critère de Mohr-Coulomb avec la méthode convergence - confinement. Son principe de base sera présenté au paragraphe 4.3.1. Elle donne des résultats satisfaisants en déformations planes, pour un tunnel circulaire, mais elle devient inopérante dès lors que la géométrie de l'excavation devient plus complexe.

Il a alors été envisagé de développer avec Itasca, une loi élastoplastique visqueuse tenant compte du critère de Mohr-Coulomb, qui permettrait de simuler une diminution de la raideur des terrains, au cours du temps. La loi incrémentale CVISC était alors créée. Elle est dérivée du modèle analogique de Burger, comme décrite au paragraphe 3.2.4.2.

Dans le cadre de son utilisation courante en travaux souterrains, la loi incrémentale CVISC a donc été rapidement restreinte pour répondre précisément au problème soulevé précédemment. Ainsi, l'application de cette loi a conduit l'ingénieur à considérer les paramètres de viscosité, uniquement comme des paramètres purement numériques, permettant de passer d'un état d'équilibre court terme à un nouvel état d'équilibre qualifié de long terme. C'est précisément cette loi CVISC simplifiée qui est développée dans ce chapitre. L'objectif est de valider un nouvel outil donnant successivement différents états d'équilibre au cours de la vie d'un ouvrage.

4.2.2. Principe de la loi CVISC simplifiée

La loi CVISC simplifiée doit correspondre à la loi de Mohr-Coulomb à court terme et tenir compte d'une diminution des caractéristiques mécaniques du massif, au cours du temps, et notamment de la raideur. Les paramètres de viscosité ne jouent qu'un simple rôle numérique, à savoir celui de faire évoluer l'équilibre vers un nouvel état de stabilité à long terme.

Dans ces conditions, l'amortisseur du modèle de Maxwell (Figure 4.4) n'est pas activé. Cela revient à considérer une viscosité dynamique, η_M , infinie, de manière à imputer toutes les déformations élastiques instantanées au seul module court terme du système, E_{CT} .

Le paramètre de viscosité, η_K , est donc le seul à permettre au modèle simplifié de développer des déformations différées au cours du temps. Mais, compte tenu que ce paramètre est mécaniquement très délicat à déterminer, il ne sera pas considéré comme tel. En d'autres termes, la loi étant asymptotique à long terme, le chemin suivi pour atteindre le nouvel état d'équilibre n'a pas d'importance. Seule la stabilité de la solution numérique, à long terme, est étudiée ici. Cela revient à définir un paramètre de viscosité, η_K , admissible par le système et en adéquation avec le pas de temps. Le choix de ce dernier revêt donc un intérêt très particulier, bien que ce dernier ne soit plus physique dans le modèle simplifié considéré.

Pour rappel, la Figure 4.4 symbolise de manière analogique le modèle CVISC simplifié, qui regroupe le modèle de Kelvin avec un modèle élastoplastique de type Mohr-Coulomb.

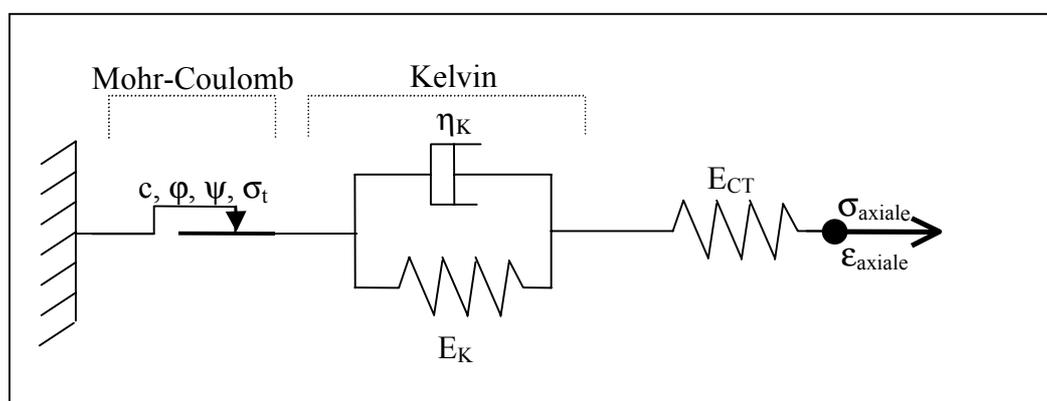


Figure 4.4 : Représentation du modèle CVISC simplifié en sollicitation monoaxiale (l'indice K est relatif au modèle de Kelvin et E_{CT} est le module à court terme)

4.2.2.1. Propriétés de la loi à court terme

A court terme (instantanément), l'amortisseur de Kelvin reste bloqué ; ainsi seuls le ressort de module équivalent, E_{CT} , et le patin de plasticité parfaite peuvent s'exprimer, ce qui correspond à un comportement élastoplastique de type Mohr-Coulomb, qu'il est également possible de tronquer dans le domaine des tractions. Ainsi, pour définir entièrement ce comportement, il convient de spécifier les paramètres suivants :

- c : cohésion,
- φ : angle de frottement,
- ψ : angle de dilatance,
- σ_t : résistance en traction.

Pour un calcul instantané avec le code FLAC, la valeur du paramètre de viscosité, η_K , introduite est la valeur par défaut, correspondant à : $\eta_K = \infty$. Nous verrons, dans le chapitre consacré 4.3.1, la conformité de la restriction du modèle CVISC en mode de résolution de l'équilibre instantané, avec la loi de Mohr-Coulomb.

4.2.2.2. Propriétés de la loi à long terme

A long terme (au temps infini), l'amortisseur de Kelvin se retrouve complètement activé provoquant du même coup la mise en série des deux ressorts. Le module du terrain diminue et

tend vers une valeur E_{LT} . En pratique, l'incompressibilité du matériau, pour les déformations purement visqueuses, est souvent considérée. Cette hypothèse conduit à modifier uniquement le module de cisaillement du modèle de Kelvin, G_K , dont l'expression est la suivante :

$$G_K = \frac{E_{CT} \cdot E_{LT}}{2(1+\nu) \cdot (E_{CT} - E_{LT})} \quad (4-9)$$

où :

- E_{CT} est le module court terme du matériau,
- E_{LT} est le module long terme,
- ν est le coefficient de Poisson, considéré constant au cours du temps.

Les déformations plastiques continuent à se développer en équilibrant mécaniquement le système. Elles suivent toujours une loi de type Mohr-Coulomb pour laquelle les caractéristiques mécaniques peuvent également être modifiées à long terme.

4.2.2.3. Choix du pas de temps

L'étude consiste maintenant à définir le pas de temps, Δt , le paramètre de viscosité, η_K , ainsi qu'une méthodologie générale d'utilisation de la loi CVISC simplifiée. Itasca (2000) [70] donne une valeur du pas de temps critique, Δt_{cr} , conforme à l'équation 4-8 ; elle fait intervenir le paramètre de viscosité, η_K , et le module de cisaillement, G_K , par la relation suivante :

$$\Delta t_{cr} = \frac{\eta_K}{G_K} \quad (4-10)$$

Il apparaît clairement, que les deux paramètres du modèle de Kelvin à définir, sont liés et qu'il n'en existe pas un couple unique pour un système donné. Selon Detournay (1998) [41], il est recommandé de prendre un facteur de sécurité de 100 à 1000, sur le pas de temps critique, pour établir une progression du pas de temps qui soit admissible par le système. Cela correspond en quelque sorte à un facteur de réduction d'échelle du temps d'étude, permettant ainsi de faire tendre plus rapidement le système vers l'état d'équilibre long terme. Dans ce cas, le principe d'amortissement du déséquilibre résiduel peut être décrit de la manière suivante :

La précision de la solution à long terme dépend de la finesse du pas de temps, Δt , retenu. Considérons par exemple un pas de temps, $\Delta t = 10^{-a}$ ($a > 5$ en général). Il faudrait alors 10^a pas de calcul pour qu'à chaque pas, le déséquilibre induit soit totalement amorti. Le temps serait alors dans ce cas physique. Cela étant matériellement difficile à réaliser (le nombre de pas de calcul serait très important), nous choisirons un facteur d'échelle, F_e , de l'ordre de deux ou trois puissances de dix, comme conseillé par Detournay (1998) [41].

Étant donné que l'on se permet ainsi de comprimer le temps, il convient de diminuer d'autant le paramètre de viscosité, η_K , afin de se ramener à un système équivalent pour permettre à ce dernier de converger vers un état d'équilibre à long terme en $10^{(a-F_e)}$ pas de calculs. Ainsi, le facteur d'échelle, F_e , correspond au nombre minimal de pas de calcul, N_{min} , qui sont nécessaires pour obtenir un amortissement admissible du déséquilibre du système équivalent.

Le cadre de la restriction de la loi CVISC est donc maintenant fixé. Il convient d'en apporter la justification sur un exemple d'application basée sur le principe de la méthode CV-CF, qui constituera analytiquement la solution de référence.

4.3. JUSTIFICATION DE LA LOI CVISC SIMPLIFIEE

La justification de la loi CVISC simplifiée a été effectuée dans le cadre des hypothèses de la méthode CV-CF, qui ont été explicitées au paragraphe 3.5.2.1. Elle se base sur la comparaison de la solution obtenue avec cette loi pour une galerie circulaire, à la solution obtenue avec la méthode CV-CF ; cette dernière tient compte également d'une loi de comportement de type Mohr-Coulomb. La solution CV-CF, pour laquelle il existe une solution analytique, constitue notre solution de référence en déformations planes pour une excavation circulaire en milieu homogène et isotrope.

4.3.1. Principe du calcul de comparaison basé sur la méthode convergence-confinement

Le principe du calcul de comparaison est simple. Au lieu de modéliser le passage du court au long terme par un simple changement de module du massif, une seconde simulation a été effectuée en tenant compte du potentiel de fluage à long terme par un confinement fictif équivalent. Ce dernier est apporté sous forme d'une contrainte radiale en périphérie d'excavation, qui est relâchée pour modéliser le phénomène de fluage.

Pour illustrer le principe du calcul de comparaison, considérons une alvéole de stockage cylindrique de rayon d'excavation 1,2 m. L'ouvrage se situe à grande profondeur et est soumis à une pression géostatique supposée homogène et isotrope de 12,1 MPa. Immédiatement après excavation, une pression de soutènement de 0,2 MPa est appliquée en paroi.

Une barrière ouvragée (BO) constituée d'un ciment argileux, à comportement élastique est alors mise en place dans la galerie pour confiner le stockage. L'épaisseur de la BO est de 84 cm. Un tube métallique de rayon 0,36 m, destiné à accueillir les fûts de stockage, est disposé au centre de l'excavation. La Figure 4.5 illustre l'ouvrage étudié et donne les caractéristiques mécaniques des matériaux :

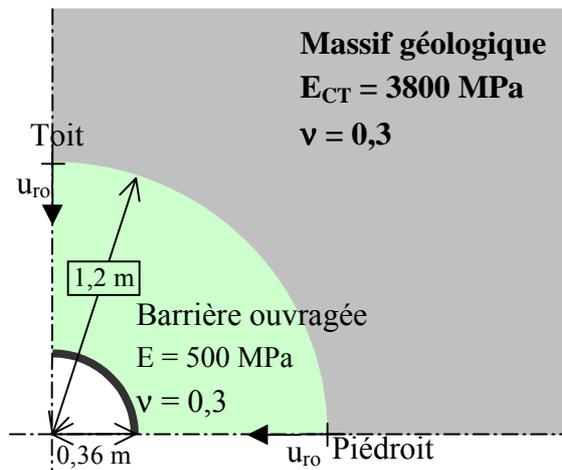


Figure 4.5 : Alvéole de stockage étudiée en déformations planes (milieu homogène isotrope)

On s'intéresse aux convergences différées du massif au contact de la BO au bout d'un an et 100 ans. Pour tenir compte du fluage, le module du massif, E , varie au cours du temps. Lors d'une étude paramétrique, il a été retenu des valeurs de 3800 MPa à court terme, 2890 au bout d'un an, et 2440 MPa au bout de 100 ans. Les équilibres théoriques obtenus avec la méthode CV-CF sont représentés respectivement par les points D, D'1, et, D'100, sur la Figure 4.6.

Pour chacun de ces équilibres, la pression de soutènement théorique est alors déterminée, de manière à retrouver les mêmes déplacements en paroi d'excavation, que ceux générés avec le module de terrain à court terme de 3800 MPa. Par ce procédé, un déséquilibre latent est conservé au sein du système. Sur la Figure 4.6, cette pression fictive est matérialisée par les flèches verticales partant du point D, qui correspond au point d'équilibre à court terme.

L'activation du fluage induit le relâchement de cette pression qui a pour conséquence de provoquer dans le système un nouveau déséquilibre. Le point d'équilibre massif-BO peut alors se déplacer sur la courbe de terrain vers le point D1, correspondant au point d'équilibre au bout d'un an, ou vers D100, pour atteindre celui au bout de 100 ans. La simulation est réalisée avec la barrière ouvragée qui apporte la pression d'équilibre à long terme (réaction).

Une telle méthode est intéressante dans le cadre de la justification de la restriction du modèle CVISC. Elle peut être facilement appliquée pour une excavation circulaire en milieu homogène isotrope. Par contre, dès que la géométrie de l'excavation se complique ou que la condition d'isotropie des contraintes n'est plus vérifiée, seule la loi CVISC simplifiée permet de résoudre ce type de problème. La méthode considérant cette dernière est explicitée dans le paragraphe suivant, qui justifie également son domaine d'application.

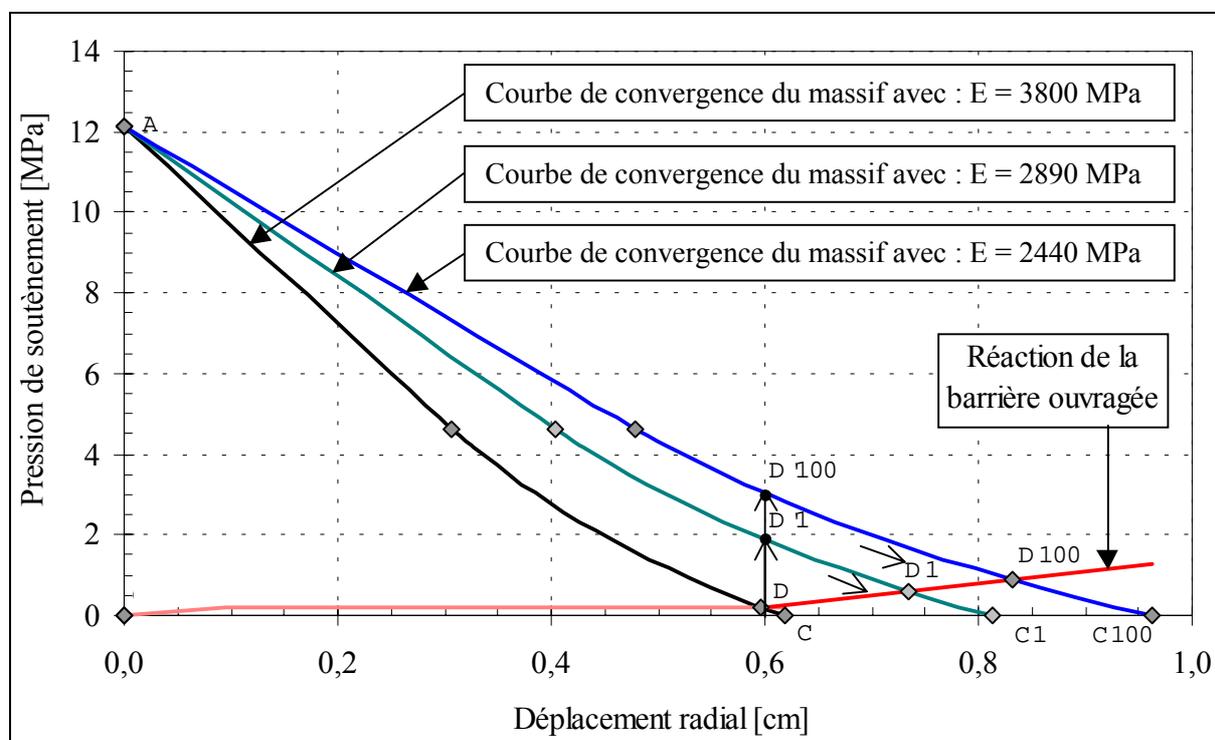


Figure 4.6 : Principe de la méthode CV-CF pour la détermination de l'équilibre à long terme
Points d'équilibre : D instantané ; D1 au bout d'un an ; D100 au bout de 100 ans

4.3.2. Comparaison des résultats pour un tunnel circulaire en milieu isotrope

Les résultats de l'application de la loi CVISC restreinte à la configuration du tunnel circulaire en un milieu isotrope, sont présentés dans ce paragraphe. La méthodologie suivie y est expliquée avant de comparer les résultats en terme de convergences avec ceux obtenus avec la méthode CV-CF. Le choix du pas de temps ainsi que le mode d'amortissement des forces résiduelles sont également étudiés, afin de définir les modalités d'utilisation de cette loi.

4.3.2.1. Méthodologie d'utilisation de la loi CVISC simplifiée

Les modules de déformation du massif géologique à court et à long termes, introduits dans la loi CVISC simplifiée, sont donnés dans le Tableau 4.2. Les modules à long terme tiennent compte de l'équation 4-9 avec un coefficient de Poisson égal à 0,3. Le module de compressibilité, K , ne varie pas au cours du temps, traduisant l'hypothèse de fluage à volume constant. Le paramètre de viscosité, η_K , reste à définir pour permettre au modèle de converger le plus rapidement possible ; il fera l'objet d'une étude paramétrique.

Paramètres	E [MPa]	E_K [MPa]	G_K [MPa]	G_M [MPa]	K [MPa]	η_K
Court terme	3800	∞	0	1460	3170	∞
Moyen terme : 1 an	2890	12070	4640	1460	3170	A définir
Long terme : 100 ans	2440	6800	2620	1460	3170	A définir

Tableau 4.2 : Paramètres à court, moyen et long termes considérés pour la simulation avec le modèle CVISC simplifié (l'indice, K , est relatif au modèle de Kelvin et M à celui de Maxwell)

Les paramètres de plasticité sont pris constants au cours du temps et correspondent à :

- $c = 4,5$ MPa
- $\varphi = 15^\circ$
- $\psi = 0^\circ$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2.2.3, le paramètre de viscosité, η_K , est à définir en adéquation avec le pas de temps de calcul, Δt . Pour une durée d'étude donnée, T_e , ($T_e = 1$ an, ou $T_e = 100$ ans, pour cette application), on définit un facteur d'échelle, F_e , fixé ici à 1000. Ce facteur correspond au nombre minimal de cycles de calcul, N_{\min} , qui sont nécessaires pour obtenir l'amortissement du déséquilibre du système. Ce nombre minimal de cycles est également défini comme étant le nombre d'incrément de pas de temps, ramené au facteur d'échelle, et correspondant à la durée de calcul. Cela revient à considérer l'égalité suivante :

$$N_{\min} = F_e = \frac{T_e}{F_e \Delta t} \Rightarrow \Delta t = \frac{T_e}{F_e^2} = 10^{-6} \cdot T_e \quad (4-11)$$

Si $T_e = 1$ an, on obtient un pas de temps de temps critique : $\Delta t = 10^{-6}$ an.

Si $T_e = 100$ ans, on obtient un pas de temps de temps critique : $\Delta t = 10^{-4}$ an.

Par ailleurs, la définition propre du facteur d'échelle permet d'introduire l'égalité supplémentaire :

$$\Delta t = \frac{1}{F_e} \frac{\eta_K}{G_K} \Rightarrow \eta_K = F_e G_K \Delta t \quad (4-12)$$

Si $T_e = 1$ an, on obtient un paramètre de viscosité : $\eta_K = 4,6$ MPa.an.

Si $T_e = 100$ ans, on obtient un paramètre de viscosité : $\eta_K = 261,6$ MPa.an.

Le modèle présenté au paragraphe précédent a été étudié avec la loi CVISC simplifiée en tenant compte des paramètres de configuration, précédemment déterminés. Afin de présenter des résultats complets, les calculs ont été menés avec les deux modes d'amortissement local et combiné. Les solutions sont comparées à celle obtenue avec le calcul basé sur la méthode convergence-confinement.

4.3.2.2. Analyse et comparaison des résultats

La confrontation des deux méthodes présentées dans les paragraphes précédents, porte sur l'analyse des déplacements radiaux, u_{ro} , en paroi au contact de la barrière ouvragée, et plus particulièrement en piedroit et au toit de l'alvéole, comme indiqué sur la Figure 4.5. L'analyse porte également sur les contraintes principales, à 9,4 cm de profondeur à l'intérieur du massif, en piedroit et au toit.

a) Comparaison des solutions CV-CF analytique et numérique

Avant de vouloir confronter les résultats du modèle CVISC simplifié à ceux du modèle numérique FLAC inspiré de la méthode CV-CF, il a été entrepris de comparer les résultats obtenus en terme de déplacements radiaux avec ce dernier modèle, à ceux de la solution analytique. Les points d'équilibre obtenus analytiquement sont les points D, D1 et D100 de la Figure 4.6. Les principaux résultats de comparaison à la solution numérique, déterminée en mode d'amortissement local, sont les suivants :

Calcul	Solution analytique u_{ro} [cm]	Solution numérique u_{ro} [cm]
Court terme	0,60	0,65
Moyen terme : 1 an	0,73	0,74
Long terme : 100 ans	0,83	0,79

Tableau 4.3 : Comparaison des résultats élastoplastiques analytique et numérique en convergence-confinement

Nous retrouvons un résultat classique en modélisation de tunnel avec FLAC, à savoir que l'apparition d'un rayon plastique, autour d'une cavité peu soutenue, engendre des déformations plastiques légèrement plus importantes en paroi que celles obtenues de manière analytique. Pour cet exemple, le rayon plastique vaut initialement près de 1,4 fois le rayon de l'excavation.

Puis, dès que l'on vient s'opposer aux déplacements en paroi (pose de la barrière ouvragée), les zones plastiques tendent à régresser, ce qui a pour conséquence de diminuer la différence de convergences entre les deux solutions. Globalement, la comparaison est satisfaisante, ce qui nous permet de prendre cette solution numérique obtenue en mode d'amortissement local comme solution de référence pour la justification du modèle CVISC simplifié.

b) Analyse des résultats à court terme

En élastoplasticité à court terme, le Tableau 4.4 montre clairement que le modèle CVISC simplifié donne des résultats comparables à ceux de la solution numérique de référence, en convergence-confinement. Les écarts en terme de convergence et de contrainte n'excèdent pas 1%. Pour mémoire, le mode d'amortissement local est utilisé par défaut pour déterminer l'équilibre instantané.

Calcul court terme	CVISC	CV-CF	Ecart CVISC / CV-CF [%]
En piedroit			
u_{ro} [cm]	0,653	0,655	-0,2
σ_1 [MPa]	13,84	13,85	-0,1
σ_3 [MPa]	1,25	1,26	-0,8
Au toit			
u_{ro} [cm]	0,654	0,657	-0,3
σ_1 [MPa]	13,83	13,83	0,0
σ_3 [MPa]	1,25	1,24	0,8
Δt [an]	0	0	
η_k [MPa an]	0	0	
Nombre de cycles de calcul	4000	4000	

Tableau 4.4 : Comparaison des résultats obtenus à court terme en élastoplasticité avec la loi CVISC simplifiée et la solution numérique de référence en convergence-confinement (CV-CF) ; $\sigma_0 = 12,1$ MPa

Par ailleurs, un calcul en mode d'amortissement combiné, conduit à surestimer les convergences et à sous-estimer les contraintes principales de plus de 30%. Ce mode de résolution n'est donc pas du tout adapté pour un calcul instantané, ce qui est conforme aux préconisations d'Itasca (2000) [70]. En effet, le déplacement radial à court terme de la solution CVISC, obtenu en mode d'amortissement combiné vaut 0,83 cm. Il s'éloigne considérablement de celui obtenu précédemment de manière analytique, à savoir 0,60 cm.

c) Analyse des solutions à 1 an et 100 ans

Les solutions obtenues au bout d'un an et de 100 ans de fluage avec le modèle CVISC simplifié, tiennent compte des paramètres de calcul déterminés au paragraphe 4.3.2.1. Ces deux solutions sont comparées à la solution numérique de référence, et l'ensemble des résultats a été reporté dans le Tableau 4.5.

Globalement, les différences en terme de déplacements radiaux et de contraintes principales n'excèdent pas 5% au bout d'un an, et 9% au bout de 100 ans. Les déplacements obtenus avec le modèle CVISC simplifié sont toujours supérieurs à ceux donnés par le modèle numérique de référence. Par contre, avec CVISC, la contrainte principale majeure est plus faible et la

mineure plus importante, ce qui a pour conséquence de diminuer le déviateur en paroi et cela, dans les mêmes proportions en voûte qu'en piédroit.

Contrairement au calcul à court terme, le mode d'amortissement n'a plus d'influence notable. En effet, l'impact en terme de déplacement radial est quasi nul et les contraintes principales en mode d'amortissement combiné ne sont inférieures que de 2 à 3 %, à celles issues en mode local. Ainsi, pour l'étude paramétrique portant sur η_K , qui sera détaillée au paragraphe suivant, seule la configuration en mode d'amortissement local sera retenue.

Calcul long terme	CVISC 1 an	CVISC 100 ans	CV-CF 1 an	CV-CF 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]	
					1 an	100 ans
En piédroit						
u_{ro} [cm]	0,759	0,829	0,735	0,787	3,2	5,3
σ_1 [MPa]	14,59	14,91	15,18	16,06	-3,9	-7,2
σ_3 [MPa]	2,14	2,74	2,04	2,56	4,9	7,0
Au toit						
u_{ro} [cm]	0,760	0,830	0,735	0,787	3,4	5,5
σ_1 [MPa]	14,59	14,91	15,18	16,06	-3,9	-7,2
σ_3 [MPa]	2,14	2,74	2,04	2,56	4,9	7,0
Δt [an]	1E-06	1E-04				
η_K [MPa an]	4,6	261,6				
Nombre de cycles de calcul	4000	4000				

Tableau 4.5 : Comparaison des résultats à long terme obtenus avec la loi CVISC simplifiée et la solution numérique de référence en convergence- confinement (CV-CF) ; $\sigma_0 = 12,1$ MPa

4.3.2.3. Rôle du paramètre de viscosité η_K

Une étude paramétrique sur η_K a été effectuée, pour valider à rebours, la méthodologie employée pour déterminer les paramètres conditionnant la stabilité de la solution après une phase de fluage. Il s'agit notamment du pas de temps, Δt , du nombre minimal de cycles de calcul, N_{min} , et de la viscosité, η_K , comme cela a été présenté au paragraphe 4.3.2.1. Les hypothèses sont rigoureusement les mêmes que précédemment, mais la simulation tient compte d'une anisotropie des contraintes initiales avec un rapport des contraintes horizontale et verticale, (σ_h / σ_v) , fixé à : $K_0 = 1,2$. L'étude est faite sur une période de 100 ans.

Dans ce cas, les remarques précédentes pour un milieu isotrope restent toutes valables ; les écarts entre les deux méthodes comparées s'avèrent cependant plus dispersés du fait de l'introduction de l'anisotropie des contraintes. L'annexe II donne les résultats de cette étude paramétrique pour cinq valeurs du paramètre de viscosité, η_K (0,1 - 4,6 - 50,0 - 261,6 MPa.an et l'infini). Les valeurs de 4,6 et 261,6 correspondent à celles déterminées de manière théorique selon le principe proposé au paragraphe 4.3.2.1. Un paramètre de viscosité de 0,1 qualifie un matériau très visqueux et à l'opposé, un paramètre infini désigne un matériau dépourvu de viscosité. Pour chacune de ces valeurs, il est testé un à deux pas de temps, Δt , avec un nombre de cycles de calcul supérieur à 4000 le cas échéant. Globalement, l'ensemble des résultats justifie la démarche qui a conduit à évaluer les paramètres régissant le calcul CVISC.

Ce qui ressort manifestement de cette étude paramétrique peut se résumer ainsi :

Il convient de choisir de manière préférentielle une faible valeur de viscosité, η_K , afin de favoriser la dissipation du déséquilibre résiduel le plus rapidement possible (avec un pas de temps, Δt , adapté et relativement fin). Pour de plus fortes valeurs de viscosité, il convient d'augmenter la valeur et le nombre de pas de temps. Ces derniers calculs, plus difficiles à gérer, représentent mieux le phénomène physique, avec le risque de sous-estimer de beaucoup les déformations à l'équilibre. D'une manière générale, les paramètres, déterminés au paragraphe 4.3.2.1, donnent des résultats plus précis.

L'étude montre que le système d'équation converge vers une solution unique pour des paramètres bien choisis. Les résultats comparatifs de l'annexe II sont les suivants :

- pour des valeurs de $\eta_K < 5$ MPa.an, le modèle atteint rapidement (en 1000 à 4000 cycles de calcul avec un pas de temps, $\Delta t = 10^{-6}$ an) une solution d'équilibre dont l'écart avec la solution numérique de référence n'excède pas +7% à 1 an et +12% à 100 ans, ce qui est jugé acceptable,
- pour des valeurs de $\eta_K \approx 50$ MPa.an, il convient d'augmenter soit le pas de temps, Δt , passant de 10^{-6} à $5 \cdot 10^{-4}$ an, soit le nombre de cycles de calcul (de 4000 à 12000) ; dans ce dernier cas, il est beaucoup plus difficile d'amortir le déséquilibre,
- pour des valeurs de $\eta_K > 200$ MPa.an, il faut obligatoirement augmenter le pas de temps pour pouvoir espérer atteindre l'équilibre. Ces gammes du paramètre de viscosité sont à éviter.

Contrairement au cas où K_o vaut 1, pour lequel l'ensemble des déplacements est dirigé vers l'intérieure de la cavité, l'anisotropie de contraintes, induite par le changement de coefficient K_o ($K_o = 1,2$ dans cet exemple), crée un champ de déplacements parasites en périphérie de modèle. On observe un champ de déplacement aux limites du modèle du même ordre de grandeur qu'autour de la paroi, comme illustré sur la Figure 4.7.

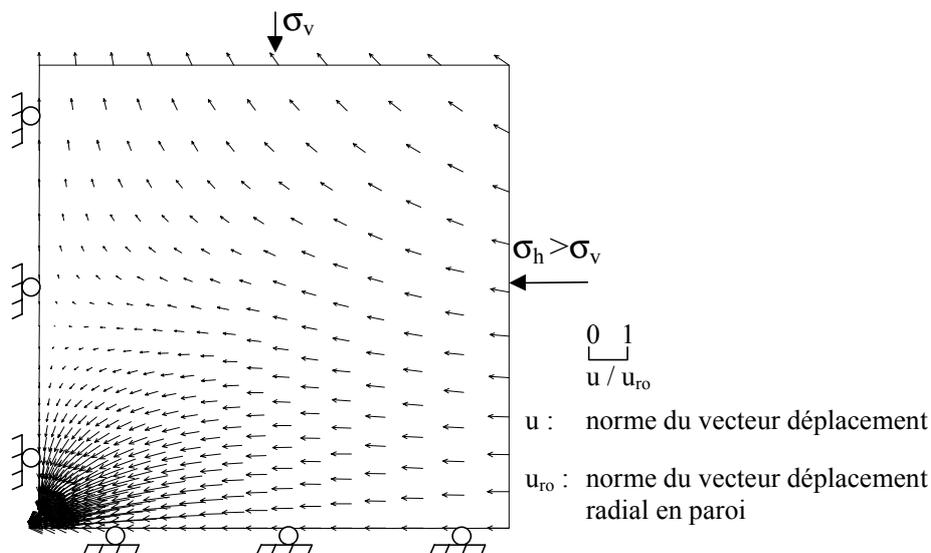


Figure 4.7 : Champ des déplacements différés parasites au sein du modèle à mettre en relation avec l'anisotropie des contraintes initiales ($\sigma_h > \sigma_v$)

Cela tient au fait que le déviateur naturel correspondant induit des déformations différées parasites. Numériquement, les convergences en paroi sont très peu affectées par ce phénomène mais le champ des déplacements loin de la cavité n'a aucune signification physique. Pour éviter ce phénomène, il conviendrait de modifier la loi en neutralisant le déviateur initial induit par l'effet K_0 , comme cela sera fait pour la loi de Lemaitre, développée au chapitre 5.

4.4. SYNTHÈSE SUR LA JUSTIFICATION DE LA LOI CVISC SIMPLIFIÉE

Le modèle CVISC rend compte convenablement du phénomène de fluage, généré par une diminution du module du massif encaissant. Numériquement, l'effet du fluage est légèrement sur-évalué par rapport aux résultats de la solution numérique de référence, basée sur la méthode CV-CF. Les convergences sont supérieures de l'ordre de 5% au bout d'un an et de 10% au bout de 100 ans.

Afin d'utiliser ce modèle à bon escient, il convient de suivre les recommandations suivantes :

- choisir une viscosité relativement faible, $\eta_K < 5 \text{ MPa.an}$,
- choisir un facteur d'échelle F_e , de l'ordre de 1000,
- calculer le pas de temps Δt correspondant,
- vérifier a posteriori que le nombre minimal de cycles de calcul est suffisant et contrôler l'amortissement du déséquilibre résiduel pas à pas.

Pour le calcul à court terme, l'ensemble des résultats confirme qu'il est impératif de se placer en mode d'amortissement local aussi bien avec la loi de type Mohr-Coulomb qu'avec la loi CVISC simplifiée. Par contre, en phase de fluage, la différence entre les deux modes est très faible voire insignifiante. En théorie, le mode d'amortissement local est à préconiser dans les cas où le fluage reste localisé dans une partie du modèle.

Quant au mode d'amortissement combiné, il doit être actionné pour un fluage généralisé dans tout le modèle. Dans le cas étudié, le fluage reste physiquement confiné autour de l'excavation, hormis en anisotropie de contraintes, où un fluage parasite se développe. Ce phénomène purement numérique semble sans influence directe sur les convergences en paroi d'excavation, car le même test en isotropie de contrainte, ne met en évidence aucune différence notable entre les deux modes d'amortissement.

La loi CVISC est donc justifiée pour toute application en tunnel faisant intervenir une diminution de la raideur du massif. Cette loi permet de calculer des états d'équilibre pour différentes dates données, mais ne donne en aucun cas, l'évolution continue au cours du temps des convergences et du déviateur en paroi.

Pour intégrer cette dimension supplémentaire, il faut faire appel à des lois viscoplastiques intégrant des paramètres de viscosité physique, qui peuvent être déterminés sur des essais de fluage, par exemple. Une telle loi va être, dès à présent, développée dans le chapitre 5. Il s'agit de la loi viscoplastique de Lemaitre.

Chapitre 5

Développement et implémentation de la loi de Lemaitre

A ce stade des études menées par l'ANDRA, la loi viscoplastique de Lemaitre a été retenue pour la modélisation du comportement différé des argilites du site de l'Est. Ces matériaux seront étudiés expérimentalement au chapitre 6. Le cadre théorique de la loi de Lemaitre a été présenté au paragraphe 3.3.5.3. Le présent chapitre en donne le développement matriciel et algorithmique ainsi que les modalités de son implémentation dans le code de calcul FLAC, grâce au langage de programmation interne Fish.

L'objectif de ce chapitre est double. Premièrement, il convient d'apporter toutes les justifications de cette loi sur différents chemins de sollicitation. L'étude du pas de temps critique revêt un intérêt tout particulier et l'ensemble des paramètres d'utilisation de cette loi est à définir.

Deuxièmement, l'application de la loi de Lemaitre sur les ouvrages souterrains a fait l'objet d'un développement semi-analytique, qui permet d'analyser la sensibilité des paramètres de cette loi en configuration de tunnel sous certaines hypothèses. La finalité de ces études consiste donc à donner des outils d'aide à la décision, ainsi qu'une méthodologie générale d'application. Des exemples concrets sur des cas de tunnels et autres grandes cavernes seront alors proposés aux chapitres 8 et 9.

5.1. PROGRAMMATION DE LA LOI VISCOPLASTIQUE DE LEMAITRE

5.1.1. Généralités et rappels

Le principe de base du développement des lois élasto-viscoplastiques est celui présenté au paragraphe 3.4.2. Il repose sur la partition des déformations totales en déformations élastiques (réversibles) et en déformations viscoplastiques (irréversibles).

Ce principe s'exprime par l'équation suivante :

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^{vp} \quad (5-1)$$

où :

- ε_{ij} constitue le terme général du tenseur des déformations totales,
- ε_{ij}^e constitue le terme général du tenseur des déformations élastiques,
- ε_{ij}^{vp} constitue le terme général du tenseur des déformations viscoplastiques.

La loi de Lemaitre donne le tenseur des vitesses de déformation viscoplastique, dont l'expression du terme général, $\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}$, correspond à la loi d'écoulement suivante :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\varepsilon}_{vp}}{q} s_{ij} \quad (5-2)$$

où :

- s_{ij} est le terme général de la partie déviatoire du tenseur des contraintes,
- q correspond au second invariant du tenseur des contraintes,
- $\dot{\varepsilon}_{vp}$ est la vitesse de déformation viscoplastique équivalente.

Cette dernière quantité correspond au second invariant du tenseur des déformations viscoplastiques et s'écrit sous la forme :

$$\dot{\varepsilon}_{vp} = A \left(\frac{q - \sigma_s}{F_0} \right)^n (\varepsilon_{vp})^m \quad (5-3)$$

avec :

- A , le paramètre de viscosité (unité : $[s^{-1}]$),
- n , une constante supérieure à 1,
- m , une constante vérifiant : $1 - n < m < 0$,
- σ_s , le seuil de contrainte de déclenchement du comportement différé,
- F_0 correspondant à l'unité de contrainte de référence, fixée à : $F_0 = 1 \text{ MPa}$

Les déformations réversibles sont le résultat de déformations élastiques cumulées calculées instantanément à chaque incrément de charge. Les déformations viscoplastiques se développent à volume constant. Cette restriction simplifie les équations régissant le comportement différé, qui ne s'expriment qu'au travers du second invariant du tenseur des contraintes, q , et de celui du tenseur des vitesses de déformation viscoplastiques $\dot{\varepsilon}_{vp}$.

L'expression de la loi de fluage associée, issue de l'intégration de l'équation (5-3) à déviateur, q , constant (annexe III.2), est la suivante :

$$\varepsilon_{vp} = a.(q - \sigma_s)^\beta . t^\alpha \quad (5-4)$$

où les constantes α , β et a vérifient les relations suivantes :

$$\alpha = \frac{1}{1-m} \text{ avec : } 0 < \alpha \leq 1, \quad \beta = \frac{n}{1-m} = \alpha.n > 1 \text{ et } a = \left(\frac{A}{\alpha} \right)^\alpha \quad (5-5)$$

La loi de fluage associée qui donne explicitement les déformations viscoplastiques en fonction d'une puissance du temps, correspond à la loi d'Andrade, présentée au paragraphe 3.2.3.1a. Il est important de remarquer qu'à travers cette expression, on peut isoler le paramètre m . C'est ce dernier qui régit l'amortissement des déformations viscoplastiques, c'est-à-dire la diminution des vitesses de déformation viscoplastique.

La condition, $\beta > 1$, est nécessaire pour pouvoir parler de loi viscoplastique. Cela a été mis en évidence pour une section transversale de tunnel en déformations planes. Cette condition sera justifiée au paragraphe 5.4.1, lors de l'application de la loi de Lemaitre en symétrie cylindrique. Pour la loi de fluage associée (équation 5-4), si β vaut 1, on se retrouve dans des conditions viscoélastiques qui traduisent simplement au cours du fluage, une diminution du module de déformation, $E(t)$, de la forme :

$$E(t) = \frac{E_{(t=0)}}{1 + E_{(t=0)} a t^\alpha} \quad (5-6)$$

La traduction algorithmique de la loi de Lemaitre va être maintenant développée avant de procéder à la définition du pas de temps critique puis à sa validation sur des chemins de sollicitation bien définis.

5.1.2. Développement algorithmique

La loi constitutive a été développée grâce au langage de programmation Fish, avant d'être optimisée puis implémentée dans le code FLAC. A chaque cycle de calcul, la loi constitutive est appelée afin de déterminer entre autres le tenseur des vitesses de déformation viscoplastique. Ce dernier tient compte du tenseur des déformations viscoplastiques, évalué au cours du pas de temps précédent.

Pour amorcer le calcul, il convient de définir en tout premier lieu, le tenseur des déformations viscoplastiques initiales. Ce premier pseudo-cycle de calcul considère la loi de fluage explicite (Equation 5-4). Le choix du pas de temps initial est conditionné par la vitesse de déplacement nodale maximale induite ; elle doit ainsi générer un déséquilibre initial admissible au sein du système. On note toute la difficulté à ajuster le pas de temps initial de manière optimale.

Le listing de programmation de la loi de Lemaitre reprend le schéma de résolution présenté sur la Figure 4.2. Ce listing est donné en annexe I.2. Deux grandes opérations se distinguent. La première consiste à fixer initialement des conditions admissibles correspondant au premier pas de temps, noté formellement, t_0 .

La seconde opération donne en sortie le nouveau tenseur des contraintes, calculé à partir de celui des déformations élastiques, lui-même issu de la soustraction du tenseur incrément des déformations viscoplastiques à celui des déformations totales. Ce dernier tenseur est estimé à partir de l'amortissement du déséquilibre résiduel et l'utilisateur du code FLAC n'a pas accès à son développement. La gestion du pas de temps nécessite ainsi une étude propre, qui fait l'objet des paragraphes suivants.

5.1.3. Définition du pas de temps critique

Nous avons mentionné au paragraphe 4.1.2.3 que d'après Itasca (2000) [70], le pas de temps critique, Δt_{cr} , pouvait être estimé comme étant le rapport de la viscosité équivalente du matériau, η , par son module de cisaillement, G . Cela tient au fait que seule la partie déviatoire de l'état de contrainte génère des déformations différées. Cette viscosité équivalente est définie par l'expression suivante :

$$\eta = \frac{q}{\dot{\epsilon}_{vp}} \quad (5-7)$$

Pour la loi de fluage associée à la loi constitutive de Lemaitre, en tenant compte d'un seuil de contrainte, σ_s , nul, cela conduit à la définition suivante du pas de temps critique :

$$\Delta t_{cr(t)} = \frac{2(1+\nu)}{E} \frac{q^{1-\beta}}{\alpha a t^{\alpha-1}} \quad (5-8)$$

où :

- E et ν sont respectivement le module de déformation et le coefficient de Poisson,
- α , β et a sont les paramètres définis par les équations 5-5.

Cormeau (1975) [36] a également étudié la stabilité numérique des schémas de résolution explicite des équations de la mécanique, pour le cas de la loi viscoplastique de Lemaitre. Pour cela, il a considéré la condition de stabilité exprimée sur la matrice de rigidité en éléments finis. Il a ainsi abouti au pas de temps critique suivant :

$$\Delta t_{cr(t)} = \frac{2}{3\beta} \frac{2(1+\nu)}{E} \frac{q^{1-\beta}}{\alpha a t^{\alpha-1}} \quad (5-9)$$

Ce pas de temps critique est à comparer de manière prudente à celui défini pour le code FLAC, étant donné que ce dernier ne gère pas de matrice de rigidité. Pourtant, Il apparaît que le pas de temps critique donné par Cormeau correspond à celui d'Itasca à un facteur, $2/3\beta$, près. Comme le paramètre, β , doit être toujours supérieur à 1 par définition, le pas de temps critique de Cormeau est toujours plus petit que celui estimé par Itasca mais l'ordre de grandeur est conservé.

Cette analyse justifie les réflexions d'Itasca sur le choix d'un facteur de sécurité appliqué au pas de temps de critique. Un pas de temps admissible pour une précision satisfaisante de la solution, doit considérer un facteur de sécurité de l'ordre de 100 à 1000, du même ordre que le facteur d'échelle déterminé pour la loi CVISC au chapitre 4.

La justification de ce facteur sera donnée au paragraphe 5.2.4, sur la simulation d'un essai de relaxation, puis sur celle d'une galerie circulaire. Mais auparavant, il est nécessaire de valider la loi de Lemaitre pour différents chemins de sollicitation.

5.2. ÉTUDE DE LA LOI DE LEMAITRE SUR DES CHEMINS CLASSIQUES DE SOLLICITATION

Une nouvelle loi constitutive, implémentée dans un code de calcul, ne peut être rigoureusement validée, faute d'une solution théorique de référence. Ce paragraphe restreint ainsi la validation, puis l'étude des temps caractéristiques de la loi constitutive de Lemaitre sur trois chemins monoaxiaux de sollicitation, pour lesquels il existe une solution incrémentale de référence. Il s'agit des chemins en :

- fluage,
- relaxation,
- compression à vitesse de déformation axiale imposée et constante.

5.2.1. Simulation d'un essai de fluage

On se place en configuration de fluage monoaxial, en tenant compte d'un seuil de contrainte, σ_s , nul. Conformément aux équations (5-1) et (5-4), sous un chargement, σ_{axiale} , constant, la déformation axiale, ε_{axiale} , a pour expression théorique :

$$\varepsilon_{axiale} = \frac{\sigma_{axiale}}{E} + a (\sigma_{axiale})^\beta t^\alpha \quad (5-10)$$

La modélisation numérique avec le code FLAC de l'essai de fluage, a été réalisée sous une contrainte, σ_{axiale} , de 5,2 MPa. La configuration axisymétrique (quart de section transversale de l'échantillon) est celle représentée sur la Figure 5.1. La modélisation (Pellet *et al.*, 2000, [96]) considère pour un échantillon de grès de Villarlod, les propriétés mécaniques suivantes :

- caractéristiques élastiques : $E = 6000$ MPa, et $\nu = 0,44$
- paramètres de la loi de Lemaitre : $\alpha = 0,1$; $\beta = 1,48$; $a = 1,09 \cdot 10^{-5}$ (avec la contrainte σ_{axiale} en MPa, et le temps en seconde)

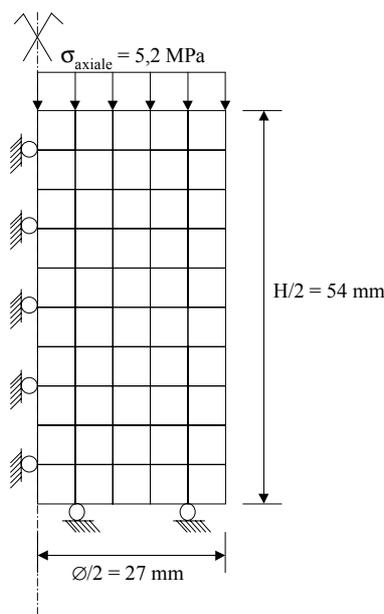


Figure 5.1 : Modèle FLAC d'un quart d'échantillon soumis à un essai de fluage, selon Pellet *et al.* (2000) [96]

La réalisation de la simulation a été menée avec un pas de temps extrêmement fin, dans le but d'obtenir une bonne précision. Le pas de temps a été initialement fixé à 10^{-20} s. Il évolue ensuite en continu de manière géométrique, avec une progression géométrique fixée à 1,0005. La Figure 5.2 présente la déformation axiale en fonction du temps pour dix jours de fluage. La solution numérique FLAC correspond bien à la solution analytique de référence.

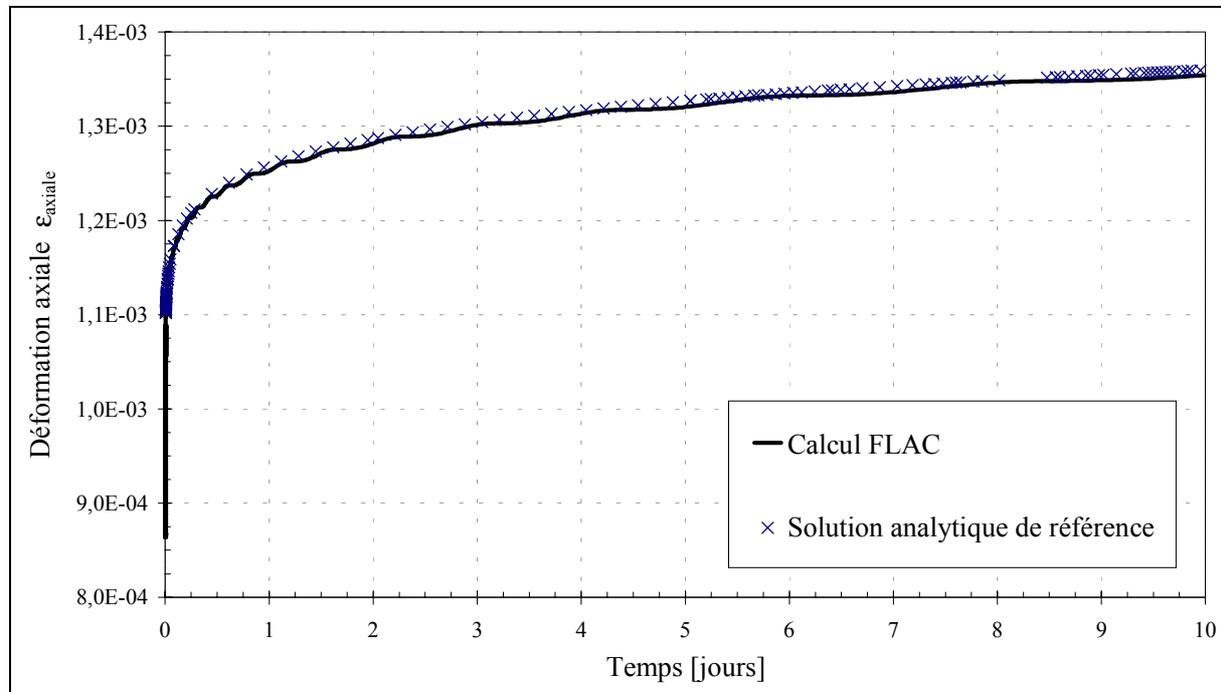


Figure 5.2 : Résultat de la simulation d'un essai de fluage avec FLAC, comparé à la solution analytique de référence, d'après Pellet *et al.* (2000) [96]

On observe cependant que la solution FLAC oscille légèrement autour de la solution de référence. Ces oscillations sont le fruit de l'amortissement du déséquilibre résiduel. Dans cet exemple, malgré un pas de temps extrêmement petit, elles subsistent avec une longueur d'onde de plus en plus grande au cours du temps, mais sans que pour autant leur amplitude ne varie. Cela tient essentiellement au coefficient de Poisson, qui dans cet exemple est très proche de 0,5 et induit par conséquent dans le modèle, une onde de compression, qui a du mal à s'amortir au cours du temps. Cette insuffisance dans l'amortissement du déséquilibre résiduel ne remet cependant pas en cause la stabilité de la solution numérique ; la justification est donc apportée en configuration de fluage.

5.2.2. Simulation d'un essai de chargement monoaxial à vitesse de déformation imposée

Lors d'une montée en charge à vitesse de déformation axiale imposée, $\dot{\epsilon}_{axiale} = Cte$, il se développe tout au long de l'essai, à la fois des déformations élastiques (réversibles), et des déformations viscoplastiques. Dans cet exemple, il sera également tenu compte d'un seuil de contrainte, σ_s , nul. Dans, ces conditions, l'expression contrainte-déformation vérifie :

$$\dot{\epsilon}_{axiale} = \frac{\dot{\sigma}_{axiale}}{E} + A (\sigma_{axiale})^n (\epsilon_{vp})^m = Cte \quad (5-11)$$

Pour un pas de temps, Δt , l'expression incrémentale équivalente s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}_{\text{axiale}} = \frac{\sigma_{\text{axiale}}^{(t+\Delta t)} - \sigma_{\text{axiale}}^{(t)}}{E \Delta t} + A (\sigma_{\text{axiale}}^{(t)})^n \left(\varepsilon_{\text{axiale}}^{(t)} - \frac{\sigma_{\text{axiale}}^{(t)}}{E} \right)^m \quad (5-12)$$

On peut donc exprimer de manière explicite la contrainte axiale à l'instant $(t+\Delta t)$, qui se met sous la forme :

$$\sigma_{\text{axiale}}^{(t+\Delta t)} = \sigma_{\text{axiale}}^{(t)} + E \left[\dot{\varepsilon}_{\text{axiale}} - A (\sigma_{\text{axiale}}^{(t)})^n \left(\varepsilon_{\text{axiale}}^{(t)} - \frac{\sigma_{\text{axiale}}^{(t)}}{E} \right)^m \right] \Delta t \quad (5-13)$$

La modélisation numérique de cet essai a été réalisée sur un modèle identique à celui utilisé en configuration de fluage (Figure 5.1). La vitesse de déformation axiale, $\dot{\varepsilon}_{\text{axiale}}$, a ici été fixée à $9,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, et les caractéristiques mécaniques considérés sont :

- module de déformation : $E = 5900 \text{ MPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu = 0,3$
- paramètres de la loi de Lemaitre : $n = 24,8$; $m = -6,0$; $A = 1,02 \cdot 10^{-52} \text{ s}^{-1}$.

La Figure 5.3 présente la confrontation de la solution FLAC à la solution de référence (donnée par l'équation 5-13) sur 1% de déformation axiale. De plus, afin d'appréhender la sensibilité de la courbe contrainte-déformation à la vitesse de déformation axiale, une seconde courbe de référence y a été reportée. Cette dernière tient compte d'une vitesse de déformation axiale d'un ordre de grandeur inférieur ; elle a été fixée à $9,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$.

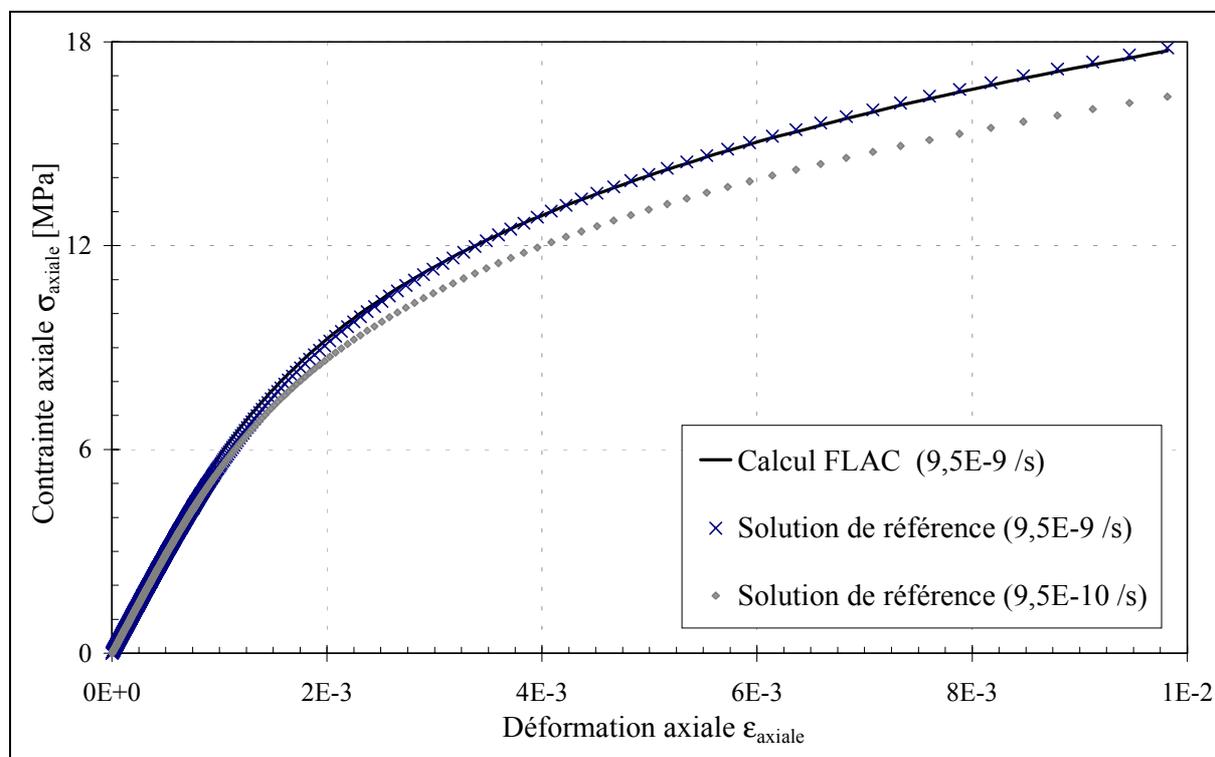


Figure 5.3 : Résultat de la simulation FLAC d'un essai virtuel de chargement à vitesse de déformation imposée, comparé à la solution incrémentale de référence

La correspondance entre la solution FLAC et la solution analytique est excellente, même si la sensibilité à la vitesse de sollicitation n'est pas très marquée avec le jeu de paramètres retenus pour la loi de Lemaitre. Les oscillations observées sur la courbe de fluage obtenue précédemment avec le code FLAC, ne sont plus visibles en chargement monoaxial, compte tenu de la valeur du coefficient de Poisson, qui n'est ici que de 0,3. La justification de la loi constitutive de Lemaitre est par conséquent donnée en configuration de chargement monoaxial.

Pour cet essai, il est intéressant d'étudier le paramètre $(-m/n)$ qui gouverne la montée en charge et définit la concavité de la courbe dans le diagramme contrainte-déformation. Il peut être quantifié en extrayant la partie viscoplastique des déformations. Cette analyse sera très largement reprise pour l'ajustement des paramètres de la loi de Lemaitre sur les essais de laboratoires, dans la partie expérimentale de ce mémoire.

5.2.3. Simulation d'un essai de relaxation

On se place en configuration de relaxation monoaxiale, en tenant compte d'un seuil de contrainte, σ_s , nul. Conformément aux équations (5-1) et (5-4), en considérant une déformation axiale constante, on aboutit à l'expression théorique suivante :

$$\frac{\dot{\sigma}_{\text{axiale}}}{E} + A (\sigma_{\text{axiale}})^n (\varepsilon_{\text{vp}})^m = 0 \quad (5-14)$$

Cette équation différentielle peut être résolue de manière incrémentale en considérant une discrétisation du temps suffisamment fine. Pour un pas de temps, Δt , l'expression incrémentale donnant explicitement la contrainte axiale est la suivante :

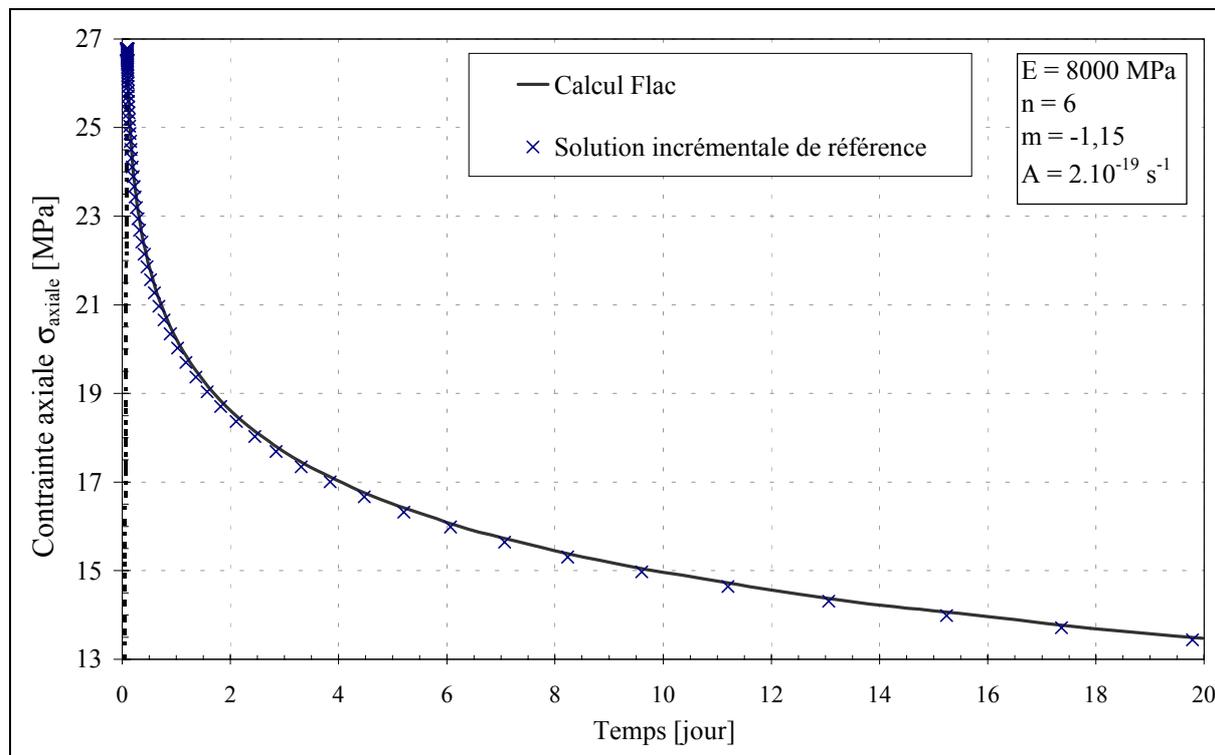
$$\sigma_{\text{axiale}}^{(t+\Delta t)} = \sigma_{\text{axiale}}^{(t)} - AE (\sigma_{\text{axiale}}^{(t)})^n \left(\varepsilon_{\text{axiale}} - \frac{\sigma_{\text{axiale}}^{(t)}}{E} \right)^m \Delta t \quad (5-15)$$

Cette dernière équation montre que la contrainte axiale diminue au cours du temps, et tend à s'annuler de manière asymptotique. La relaxation est de type puissance dont l'amortissement est contrôlé par le développement continu des déformations viscoplastiques. Numériquement, les déformations élastiques réversibles diminuent pour permettre aux déformations viscoplastiques de continuer à se développer tout en maintenant la déformation axiale totale constante.

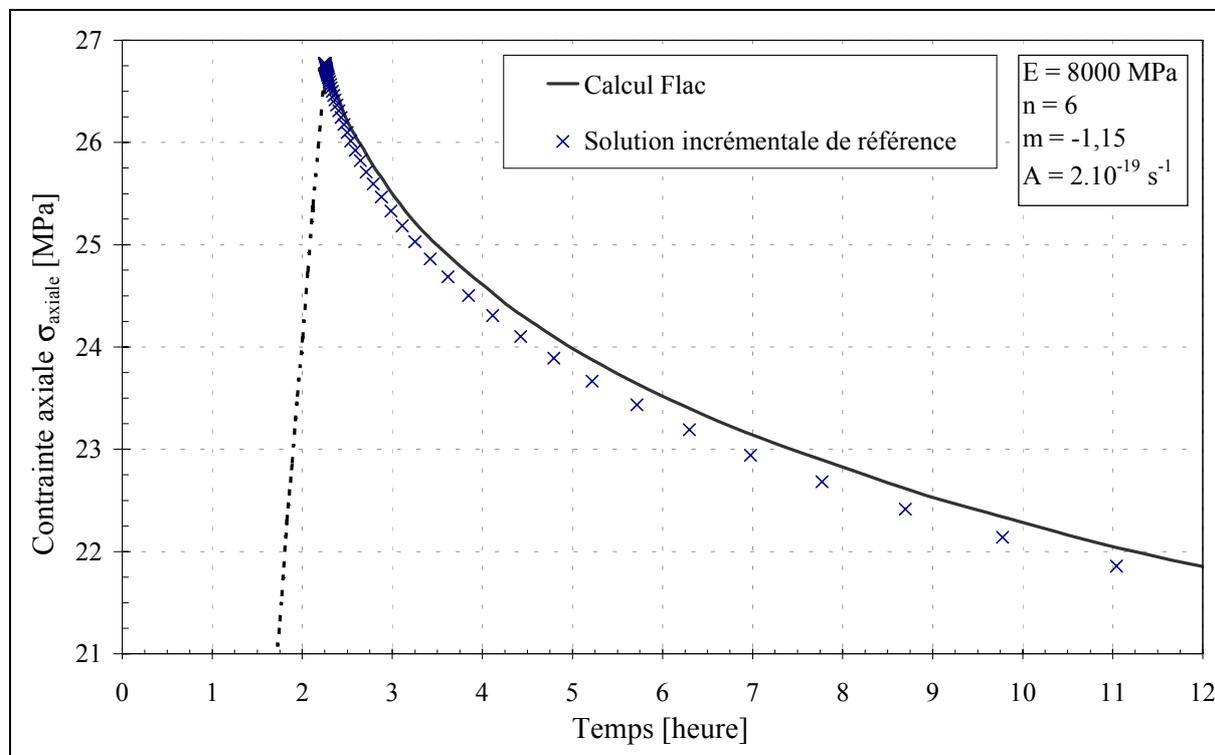
L'objet de cette simulation est de confronter la solution analytique incrémentale à la solution numérique obtenue avec le code FLAC en relaxation, après montée en charge préalable à vitesse de déformation constante, fixée à 10^{-6} s^{-1} . La déformation axiale totale avant relaxation vaut $8,4 \cdot 10^{-3}$ sous une charge de 27 MPa. Le relâchement de la contrainte axiale est alors suivie depuis ce niveau de déformation. Les caractéristiques mécaniques considérées sont :

- module de déformation : $E = 8000 \text{ MPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu = 0,3$
- paramètres de la loi de Lemaitre : $n = 6,0$; $m = -1,15$; $A = 2 \cdot 10^{-19} \text{ s}^{-1}$.

Les Figures 5.4a et 5.4b donnent la comparaison de la solution Flac avec la solution incrémentale de l'équation 5-15, pendant respectivement 20 jours et 12 heures.



a)



b)

Figure 5.4 : Résultat de la simulation FLAC d'un essai de relaxation sur a) 20 jours, b) 12 heures, comparé à la solution incrémentale de référence

La correspondance est très satisfaisante à l'échelle de quelques jours. On note une légère divergence à très court terme dans l'amplitude de la relaxation. La solution FLAC majore la solution de référence d'environ 6% au maximum au bout de 10 heures. La simulation numérique a été réalisée avec un pas de temps suffisamment petit pour éviter tout problème d'amortissement du déséquilibre résiduel. Pour une étude approfondie de cet amortissement, la simulation de l'essai de relaxation sera reprise au paragraphe 5.3.1. Pour l'heure, après avoir justifié la loi constitutive de Lemaitre implémentée dans le code FLAC, il est important de définir les temps caractéristiques de cette loi en fluage et relaxation.

5.2.4. Temps caractéristiques de fluage et de relaxation

Lemaitre et Chaboche (1996) [80] expriment l'intérêt d'analyser les temps caractéristiques de fluage et de relaxation. En effet, pour les matériaux métalliques, le temps nécessaire pour atteindre un état caractéristique en terme de vitesses de déformation viscoplastique est de l'ordre de 5 à 50 fois plus court pour un essai de relaxation, que pour un essai de fluage. Ce résultat nous invite à analyser de manière théorique les temps caractéristiques associés pour la loi constitutive de Lemaitre avant de les comparer pour certains géomatériaux.

On se place tout d'abord en configuration de fluage monoaxial, en tenant compte d'un seuil de contrainte, σ_s , nul. Le temps caractéristique de fluage, T_f , est le temps nécessaire pour atteindre l'état caractérisé par :

$$\sigma_{\text{axiale}}(T_f) = \sigma_{\text{axiale}}^* \quad \varepsilon_{\text{vp}}(T_f) = \varepsilon_{\text{vp}}^* \quad \dot{\varepsilon}_{\text{vp}}(T_f) = \dot{\varepsilon}_{\text{vp}}^* \quad (5-16)$$

Avec ces notations, l'équation 5-4 fournit l'expression du temps caractéristique de fluage, T_f , qui s'écrit :

$$T_f = \frac{(\varepsilon_{\text{vp}}^*)^{l-m}}{(1-m)A(\sigma_{\text{axiale}}^*)^n} \quad (5-17)$$

Le temps nécessaire pour atteindre le même état caractérisé (équations 5-16) au cours d'un essai de relaxation est noté, T_r , qui s'exprime par intégration de l'équation 5-3, par :

$$T_r = \frac{I(\varepsilon_{\text{vp}}^*)}{A E^n} \quad (5-18)$$

où I désigne la fonction d'intégration suivante, qui ne peut être calculée que numériquement :

$$I(\varepsilon_{\text{vp}}^*) = \int_0^{\varepsilon_{\text{vp}}^*} x^{-m} \left(\varepsilon_{\text{vp}}^* + \frac{\sigma_{\text{axiale}}^*}{E} - x \right)^{-n} dx \quad (5-19)$$

avec E , le module de déformation mobilisé en relaxation.

Le gain de temps relatif de l'essai de relaxation par rapport à l'essai de fluage, vaut alors :

$$\frac{T_f - T_r}{T_r} = \frac{(\varepsilon_{\text{vp}}^*)^{l-m}}{(1-m)I(\varepsilon_{\text{vp}}^*)} \left(\frac{E}{\sigma_{\text{axiale}}^*} \right)^n - 1 \quad (5-20)$$

On pose la fonction, Γ , comme vérifiant l'équation :

$$\Gamma = \frac{\left(\frac{E}{\sigma_{axiale}^*}\right)^{n-1}}{(1-m)(\varepsilon_{vp}^*)^m I(\varepsilon_{vp}^*)} \quad (5-21)$$

Le gain de temps relatif s'exprime alors de la manière suivante :

$$\frac{T_f - T_r}{T_r} = \Gamma \frac{E \varepsilon_{vp}^*}{\sigma_{axiale}^*} - 1 \quad (5-22)$$

Lemaitre et Chaboche (1996) [80] estime que la fonction, Γ , varie peu dans le domaine des petites déformations. Une représentation paramétrique de cette fonction est donnée sur la Figure 5.5, pour le domaine de validité défini par :

$$\begin{aligned} 2 \leq -\frac{n}{m} &\leq 20 \\ 2 \leq n &\leq 100 \\ 2.10^{-3} \leq \frac{\sigma_{axiale}^*}{E} &\leq 4.10^{-3} \\ 1 \leq \frac{E \varepsilon_{vp}^*}{\sigma_{axiale}^*} &\leq 5 \end{aligned} \quad (5-23)$$

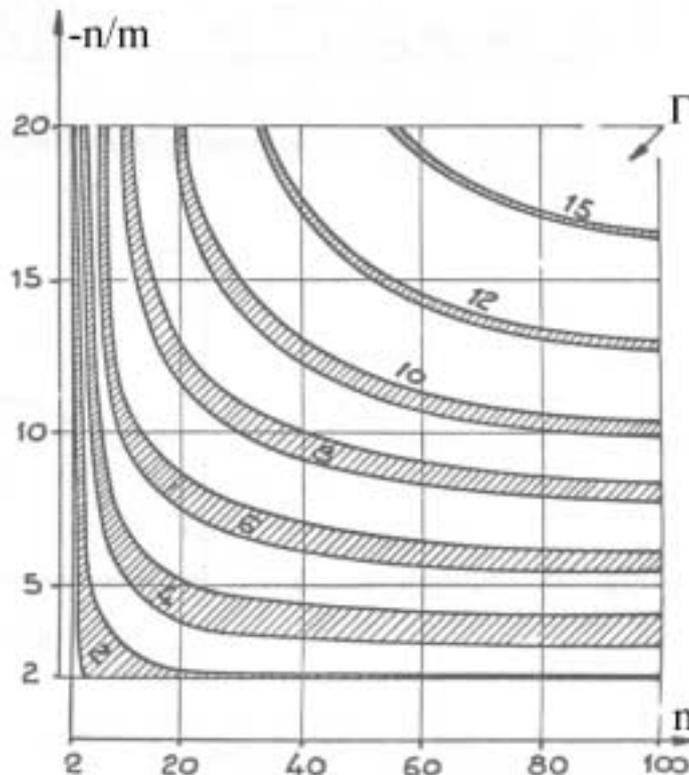


Figure 5.5 : Valeurs numériques de la fonction Γ , d'après Lemaitre et Chaboche (1996) [80]

Le gain de temps relatif est d'autant plus important que le rapport, $(-n/m)$, et le paramètre, n , présentent des valeurs élevées. Pour les géomatériaux, ce gain a été déterminé récemment par Sahli *et al.* (2001) [109]. Sur des grès de Villarlod (Suisse), il est de l'ordre de 20% à 28% et ne semble pas dépendre du niveau de contrainte, σ_{axiale}^* . En ce qui concerne les argilites du site de l'Est, ce gain de temps est beaucoup plus élevé et atteint des valeurs de l'ordre de 200% à 400%. Cela est considérable et justifie l'intérêt de la réalisation d'essais de relaxation pour la détermination de la tendance du comportement à long terme.

La loi de Lemaitre a été étudiée pour différentes configurations de sollicitation. Il est cependant encore nécessaire de définir les conditions de stabilité des solutions numériques fournies par le code FLAC. Pour ce faire, un pas de temps admissible doit être déterminé.

5.3. OPTIMISATION DU PAS DE TEMPS DE DISCRETISATION

Choisir un pas de temps de discrétisation du domaine d'étude très fin est scientifiquement satisfaisant. En effet, dans ce cas, la résolution explicite des équations du mouvement fournit une solution présentant à chaque pas de calcul, un déséquilibre résiduel négligeable. Cependant, pour un calcul d'ingénierie, il convient de définir un pas de temps admissible satisfaisant à la fois aux exigences de précision de la solution numérique et de temps de calcul machine, « Central Processor Unit » (CPU). En effet, le dimensionnement d'un ouvrage souterrain complexe peut demander énormément de temps CPU (quelques jours). Ainsi, la précision a un coût réel et une bonne gestion du pas de temps permet d'optimiser la performance d'un calcul numérique en mode viscoplastique.

Ce paragraphe analyse la stabilité numérique de la simulation d'un essai de relaxation, puis justifie la méthode de détermination d'un pas de temps admissible pour le cas du cylindre creux infini, correspondant à une section de tunnel en déformations planes. L'ensemble de ces analyses a fait l'objet de la publication, Boidy *et al.* (2001) [22].

5.3.1. Étude de la stabilité numérique de la simulation d'un essai de relaxation

Dans cette optique, une analyse de la solution numérique d'un essai de relaxation a été entreprise afin de déterminer le facteur de sécurité à appliquer sur le pas de temps critique défini par Corneau. Nous avons vu au paragraphe 4.1.2.3, que cette approche rejoint les observations formulées par Detournay, qui préconise de prendre en pratique un facteur de sécurité de l'ordre de 100 à 1000, sur l'estimation du pas de temps critique proposé par Itasca ; or ce dernier diffère peu de celui donné par Corneau.

A titre d'exemple, un essai de relaxation a été modélisé afin d'estimer ce facteur de sécurité et d'observer l'impact sur la solution numérique, du pas de temps initial, t_0 , et de la progression géométrique retenue. Cette dernière définit l'incrément de temps au cycle de calcul $(n+1)$ en fonction de celui au cycle précédent, exprimé à l'instant t :

$$\Delta t_{n+1}^{[t+\Delta t_n]} = p^g \Delta t_n^{[t]} \quad (5-24)$$

où p^g est un scalaire à définir, sensiblement supérieur à 1.

Comme au paragraphe 5.2.3, la montée en charge préalable en compression simple est réalisée à vitesse de déformation axiale constante, fixée à 10^{-6} s^{-1} , jusqu'à atteindre une déformation axiale totale de $8,4 \cdot 10^{-3}$, sous une charge de 27 MPa. Les caractéristiques mécaniques considérées pour cette étude sont les suivantes :

- module de déformation : $E = 3620 \text{ MPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu = 0,3$
- paramètres de la loi de Lemaitre : $n = 9,25$; $m = -1,77$; $A = 10^{-25} \text{ s}^{-1}$
soit : $\alpha = 0,36$; $\beta = 3,34$; $a = 1,36 \cdot 10^{-9}$

De plus, afin de mettre en évidence le rôle joué par la vitesse de déformation viscoplastique dans la stabilité de la solution numérique, cette vitesse a été limitée lors du franchissement d'un seuil fixé à 10^{-9} s^{-1} , au cours de la simulation de l'essai.

La Figure 5.6 montre l'influence du pas de temps initial, t_0 , sur la stabilité de la relaxation de la contrainte axiale. Pour cette simulation, le pas de temps initial admissible est de l'ordre de 0,1 s. Or, d'après Corneau (équation 5-9), le pas de temps critique initial, calculé après un premier incrément de 0,1 s, vaut 30 s soit 300 fois cette même valeur admissible. De plus, la Figure 5.6 suggère que pour un pas de temps proche du pas de temps critique, la solution FLAC en relaxation oscille autour de la solution de référence. Un pas de temps de 10 s engendre un déséquilibre immédiat très important au sein du système, mais pas totalement irréversible à long terme car le déséquilibre dépend également de la progression géométrique.

Les déformations réversibles assurant l'équilibre du système peuvent se compenser d'un pas de temps au suivant, ce qui montre bien qu'un pas de temps même non admissible ne remet pas nécessairement en cause la stabilité de la solution à long terme. Pour illustrer cela, la Figure 5.7 montre l'influence de la progression géométrique p^g , qui devient prédominante sur la stabilité de la solution. En effet, pour un pas de temps initial d'une ou dix secondes et une progression géométrique, p^g , égale à 1,001, il y a stabilité de la solution malgré quelques oscillations de cette dernière autour de la solution de référence. Par contre, pour une progression géométrique non adaptée ($p^g = 1,005$), il est possible de se retrouver en conditions de non stabilité ou du moins avec une précision de la solution, qui soit inadmissible.

Ainsi, il est possible de définir un ordre de grandeur du facteur de sécurité à prendre sur le pas de temps critique de Corneau, en retenant comme solution admissible celle définie pour un pas de temps initial de 0,1 s et une progression géométrique de 1,001. Pour le cas étudié ici, ce facteur s'évalue à 750 et permet de définir un domaine admissible d'évolution du pas de temps, en considérant l'équation 5-9. Pour justifier ce facteur, Les Figures 5.8a et 5.8b montrent que la progression géométrique de 1,001 avec un pas de temps initial de 0,1 s, reste toujours dans le domaine d'évolution admissible et cela même quand la vitesse de déformation viscoplastique atteint le seuil de 10^{-9} s^{-1} . Cet état correspond sur la Figure 5.8b au point de brisure du domaine admissible au sens de Corneau. Au-delà de ce point, étant donné que la vitesse de déformation viscoplastique est constante, le pas de temps admissible doit diminuer pour maintenir un déséquilibre identique. C'est pour cette raison, que la progression géométrique, $p^g = 1,005$, ne permet plus d'assurer la stabilité de la solution à long terme.

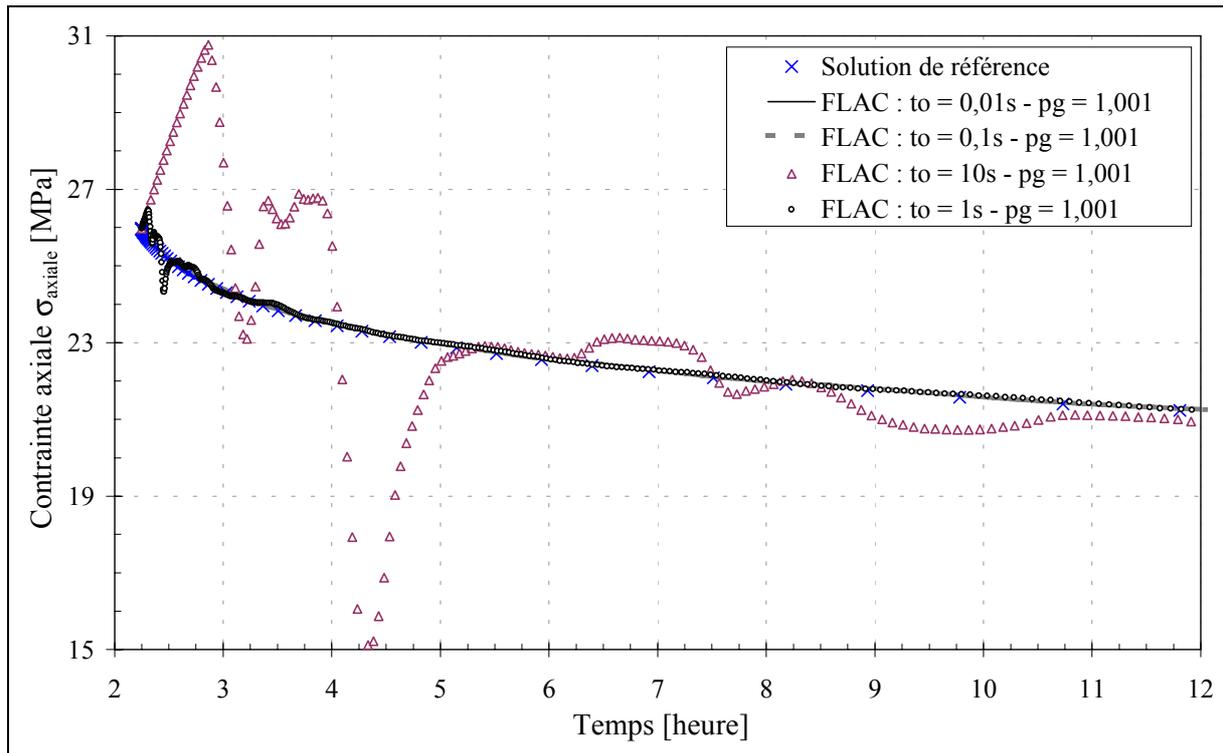


Figure 5.6 : Influence du pas de temps initial sur la stabilité de la simulation numérique de l'essai de relaxation, d'après Boidy *et al.* (2001) [22]

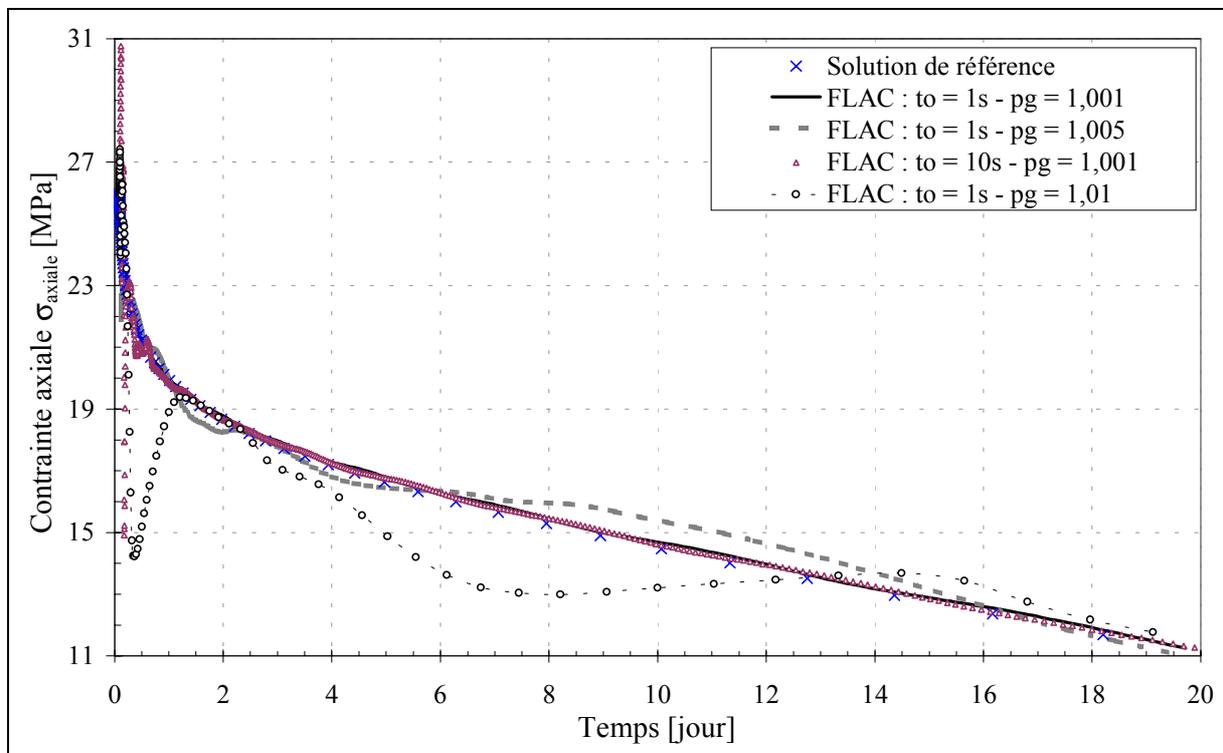
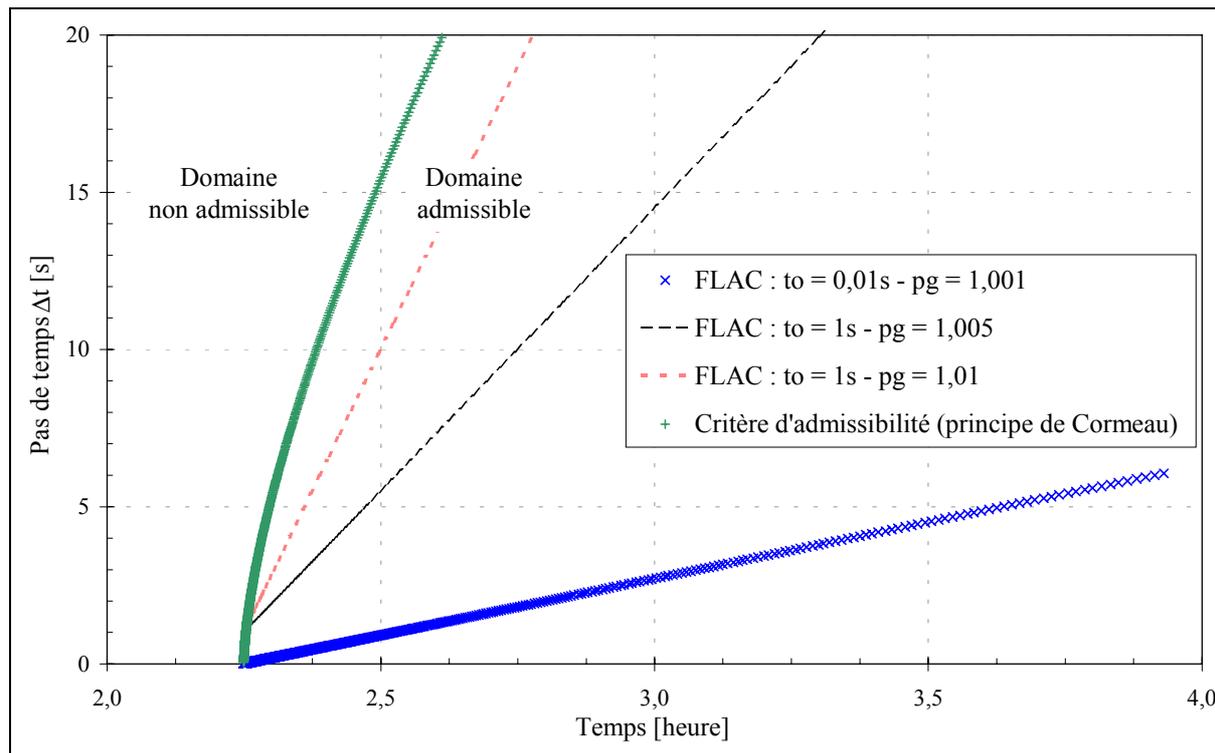
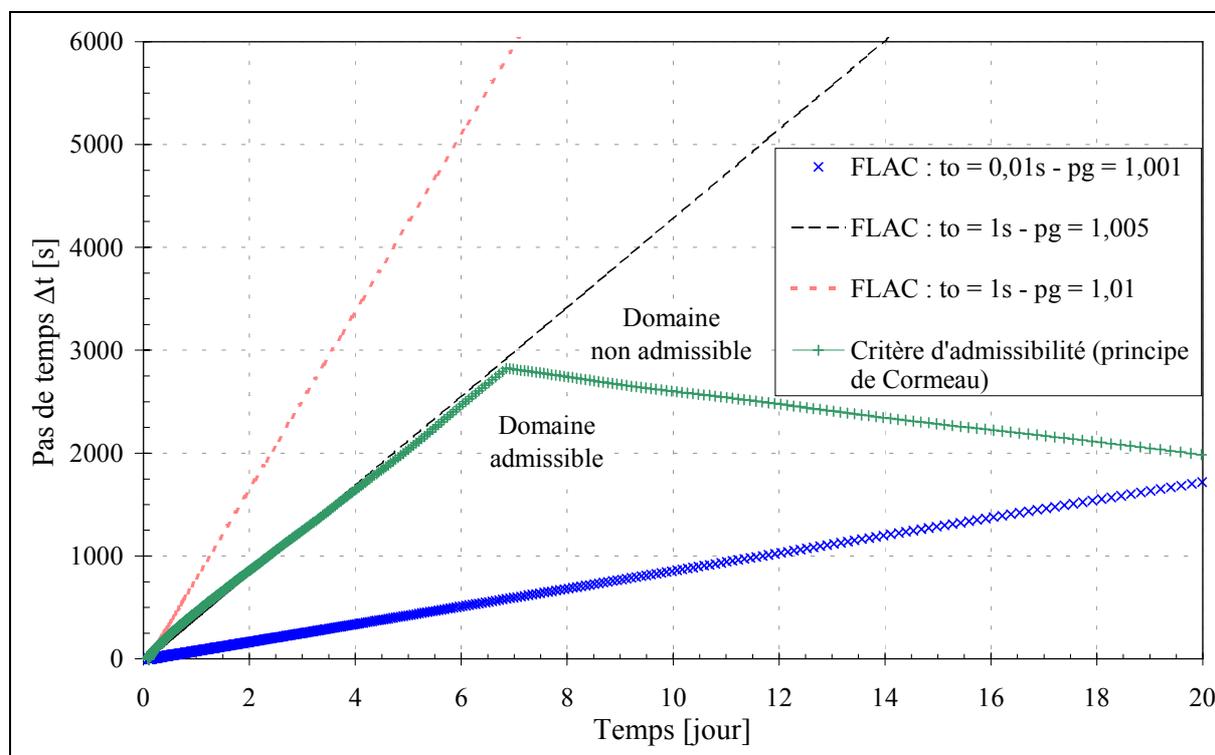


Figure 5.7 : Influence de la progression géométrique sur la stabilité de la simulation numérique de l'essai de relaxation, d'après Boidy *et al.* (2001) [22]



a)



b)

Figure 5.8 : Progression du pas de temps de discrétisation par rapport au critère d’admissibilité basé sur le principe de Cormeau (coefficient de sécurité : 750) pendant a) 3 heures, b) 20 jours, d’après Boidy *et al.* (2001) [22]

Pour compléter cette analyse, il est intéressant d'observer l'évolution des forces non équilibrées au cours du temps, afin de confirmer la justesse des résultats obtenus sur les simulations précédentes. La configuration retenue pour ce travail est celle du cylindre creux infini, qui est présenté dans le paragraphe suivant.

5.3.2. Application au cas du cylindre creux infini

L'application précédente sur l'essai de relaxation a permis de définir un facteur de sécurité de l'ordre de 750, à prendre sur le pas de temps critique donné par Corneau. Ce paragraphe donne une justification de l'ordre de grandeur de ce facteur en analysant l'évolution des forces non équilibrées au cours du calcul, pour une section transversale de tunnel en déformations planes (type d'alvéole d'après l'ANDRA, 1998 [5]). Les caractéristiques mécaniques du massif sont identiques à celles considérées au paragraphe 5.3.1, sans toutefois considérer de seuil minimal de vitesse de déformation viscoplastique.

5.3.2.1. Modèle utilisé

Pour illustrer ces propos, l'étude considère un tunnel circulaire, non revêtu, de rayon, r , valant 2,80 m. L'état des contraintes initiales est supposé homogène et isotrope, soit :

$$\sigma_v = \sigma_h = \sigma_o = 12 \text{ MPa},$$

où σ_v est la contrainte verticale et σ_h , la contrainte horizontale.

Le maillage FLAC, composé de 3600 éléments surfaciques, et les conditions aux limites retenues sont présentées sur la Figure 5.9. La maille la plus fine est d'environ 27 cm de côté en paroi.

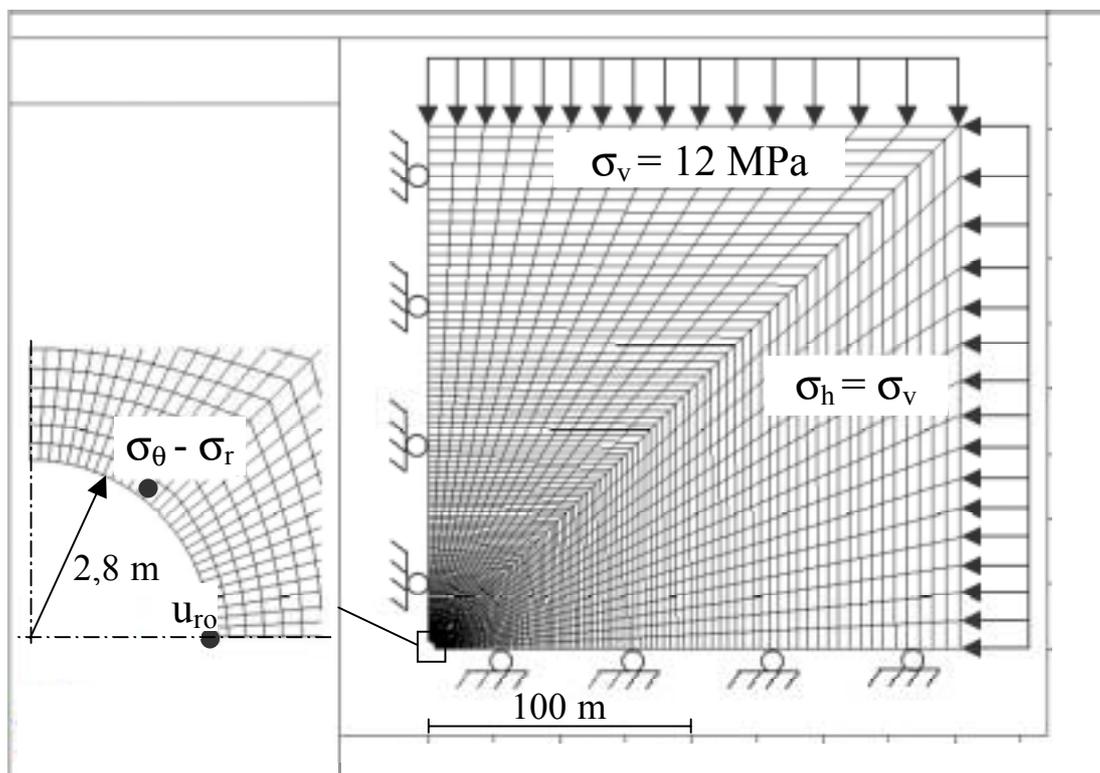


Figure 5.9 : Modèle FLAC bidimensionnel et conditions aux limites

Après obtention de l'équilibre élastique instantané, le comportement différé de la paroi du tunnel est analysé sur une période de 200 ans, en terme de déviateur et de déplacement radial. Le pas de temps initial, t_0 , a été fixé à 10 s. La progression géométrique, p^g , constitue l'unique paramètre de cette étude ; la plage de variation de ce dernier se situe entre 1,0001 et 1,02.

L'objectif est de comparer la stabilité de la solution à long terme, et de montrer qu'une progression géométrique de 1,001 est satisfaisante, comme cela est le cas pour la simulation de l'essai de relaxation. Dans ces conditions, un nouveau coefficient de sécurité, à prendre sur le pas de temps critique de Corneau pourra être proposé, en adéquation avec le niveau d'amortissement du déséquilibre résiduel au bout de 200 ans.

5.3.2.2. Résultats en paroi de tunnel

La Figure 5.10 donne l'évolution du déviateur réduit en paroi de tunnel ; il s'agit du déviateur, \underline{q} , ($\underline{q} = \sigma_\theta - \sigma_r$) ramené au déviateur élastique initial en paroi, à savoir $2\sigma_0$. La Figure 5.11 rend compte des déplacements radiaux différés réduits, u_{r0}/r_0 .

Les quatre simulations numériques effectuées montrent que la solution est stable dès lors que la progression géométrique, p^g , n'excède pas 1,001. En effet, pour une progression du pas de temps plus rapide, les déplacements radiaux en paroi tendent à être surévaluées et la précision du calcul diminue très rapidement. De même, le déviateur en paroi diverge graduellement en fonction de la progression géométrique. De plus, considérer une progression, p^g , de 1,0001, ne laisse entrevoir aucune différence dans les résultats avec celle de 1,001. Cela conduit à dire que cette dernière fournit une précision très satisfaisante de la solution numérique.

Cette simple analyse constitue pour l'ingénieur un réel investissement en temps, compte tenu de l'importance du choix de la progression géométrique sur la rapidité d'exécution de la simulation numérique. En effet, la modélisation présentée ici ne nécessite que 15 minutes de temps CPU pour une progression, p^g , de 1,02 mais près de deux jours pour une progression, p^g , de 1,0001 (PC de 533 Mhz). Un pas de temps admissible, choisi judicieusement (ici $p^g = 1,001$), induit un gain de temps considérable. Le temps de calcul CPU est optimisé à 4 heures avec un gain estimé à près de 90% par rapport à la progression sécuritaire, p^g , de 1,0001.

Dans ces conditions, il est intéressant de définir le coefficient de sécurité à prendre sur le pas de temps critique de Corneau, pour coïncider avec la progression admissible, p^g , de 1,001. Ce facteur de sécurité a été évalué à 500, comme l'illustre la Figure 5.12.

5.3.2.3. Analyse des forces non équilibrées

L'analyse précédente a permis de définir un domaine de progression admissible du pas de temps de discrétisation. Pour pouvoir affirmer sa validité, il convient d'analyser les variations des forces non équilibrées au cours du fluage pour chacune des simulations numériques.

La Figure 5.13 montre clairement que pour la progression admissible retenue ($p^g = 1,001$), la force maximale non équilibrée s'amortit au cours du temps, par rapport à celle issue du calcul initial purement élastique. De plus, réduire davantage la progression du pas de temps ne permet d'améliorer que très légèrement la précision de la solution.

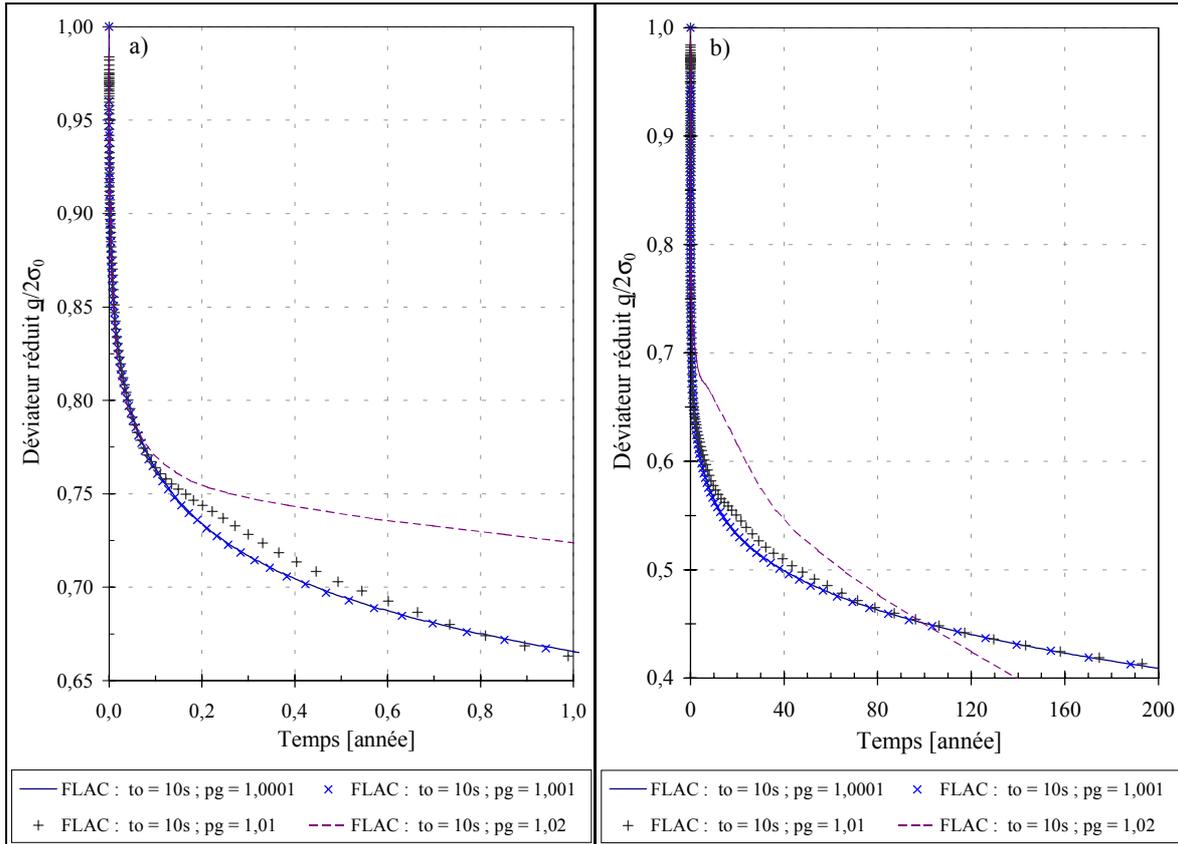


Figure 5.10 : Variations du déviateur réduit en paroi de tunnel sur a) 1 an, b) 200 ans, d’après Boidy *et al.* (2001) [22]

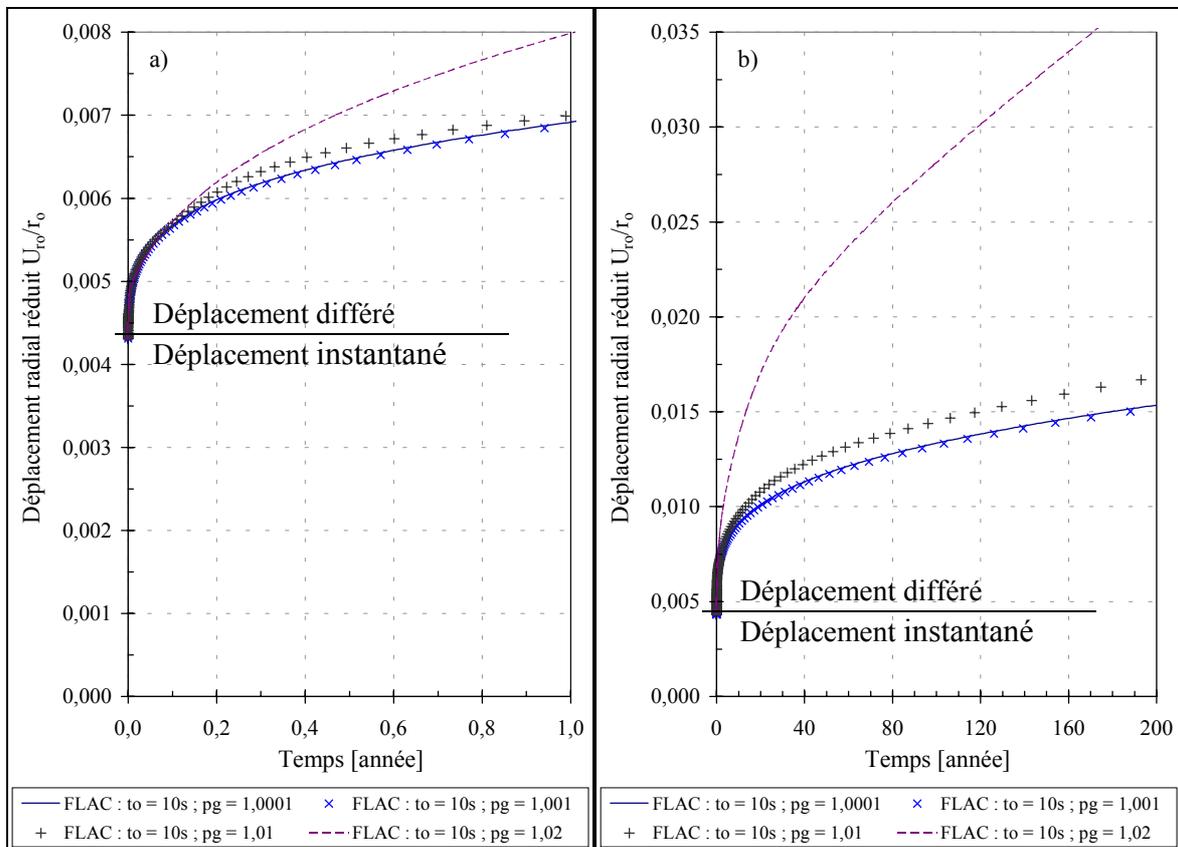


Figure 5.11 : Variations du déplacement radial réduit en paroi de tunnel sur a) 1 an, b) 200 ans, d’après Boidy *et al.* (2001) [22]

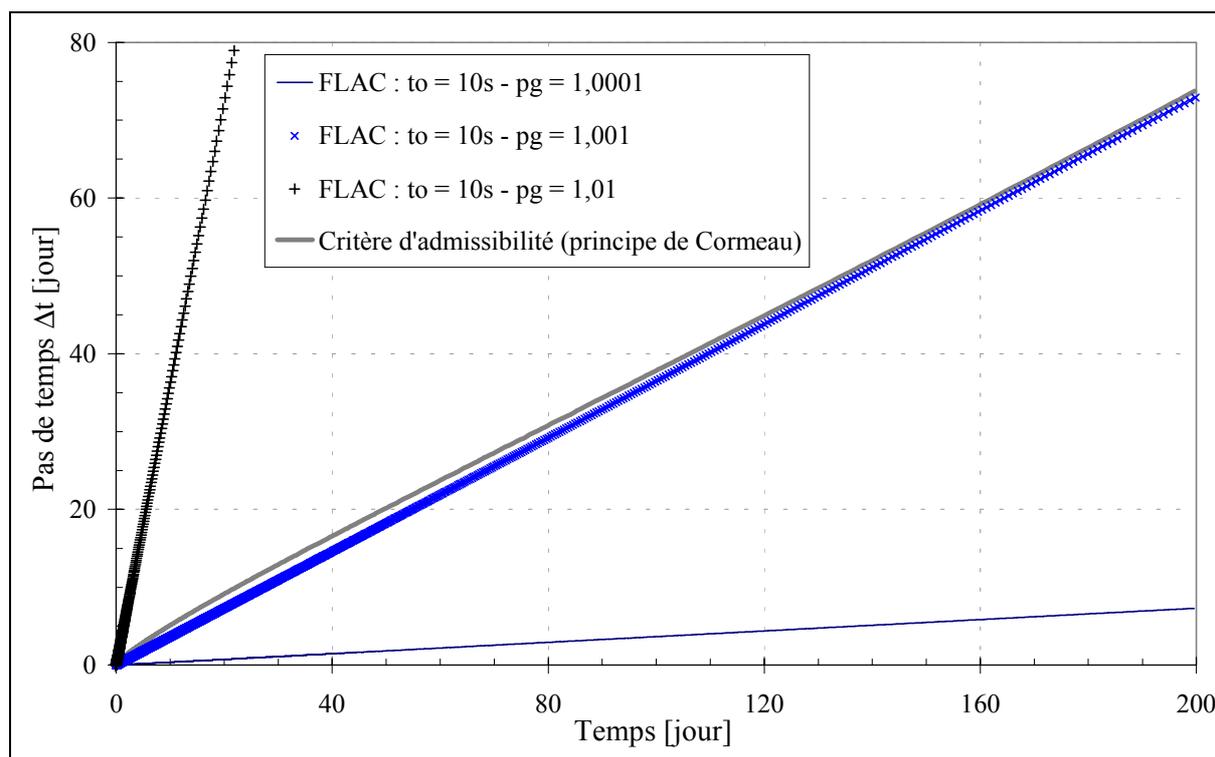


Figure 5.12 : Progression du pas de temps de discrétisation par rapport au critère d'admissibilité basé sur le principe de Cormeau (coefficient de sécurité : 500)

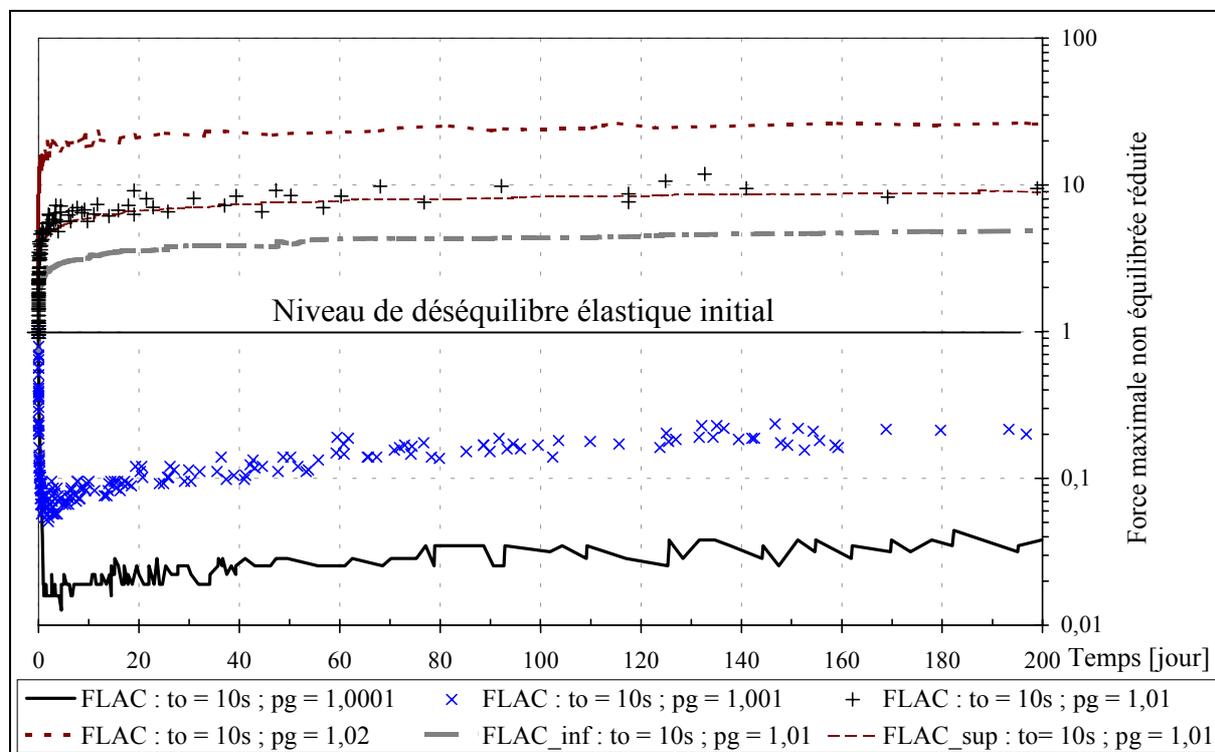


Figure 5.13 : Variations des contraintes maximales non équilibrées réduites sur 200 ans, d'après Boidy *et al.* (2001) [22]

Par contre, dès que p^g excède 1,01, l'équilibre n'est plus stable car les forces non équilibrées divergent globalement bien que stabilisées au bout de 200 ans. Cela tient au fait que la loi de Lemaitre amortit physiquement les vitesses de déformation viscoplastique au cours du temps.

Par ailleurs, une simulation semi-implicite, pilotée avec une progression géométrique, p^g , de 1,01 mais uniquement activée après dix cycles de calcul, a été réalisée. Elle permet d'apprécier le potentiel des contraintes non équilibrées entre l'état de déséquilibre du système après incrémentation du temps (courbe FLAC_sup sur la Figure 5.13) et celui après dix cycles de calcul sans incrémentation du temps (courbe FLAC_inf sur la Figure 5.13).

Ce type de résolution permet de réduire l'amplitude du déséquilibre mais nullement d'inverser la tendance à la divergence au cours du temps. En effet avec 26300 cycles de calcul (courbe FLAC_inf), le gain d'équilibre est faible par rapport à la progression géométrique admissible de 1,001, qui nécessite seulement 24000 cycles de calcul, et pour laquelle l'amortissement des forces non équilibrées est jugée satisfaisante.

5.3.3. Synthèse et recommandations pour l'application de la loi constitutive de Lemaitre

Au vue des tests présentés dans les paragraphes précédents, la loi constitutive de Lemaitre, introduite dans FLAC, est validée pour les chemins de sollicitation monoaxiaux de type fluage, relaxation et compression à vitesse de déformation axiale imposée. Cette loi appartient à l'ensemble des lois viscoplastiques incrémentales du premier ordre, qui sont définies par : $f(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\underline{\varepsilon}}, \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}) = 0$ (paragraphe 3.2.1).

Ainsi, étant donné que les trois configurations testées considèrent respectivement que seule l'une des trois variables $(\underline{\underline{\sigma}}, \underline{\underline{\varepsilon}}, \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}})$ est maintenue constante, la loi constitutive de Lemaitre peut être considérée comme globalement justifiée. A l'échelle de l'ouvrage, cette justification sera apportée au paragraphe 5.4.1, pour une section transversale de tunnel en déformations planes.

La progression du pas de temps générant les forces non équilibrées les plus faibles, est la progression géométrique. En effet, pour le code FLAC, toute variation brutale du pas de temps peut occasionner des instabilités locales. La progression admissible du pas temps est à rechercher à partir de la définition du pas de temps critique de Cormeau, sur lequel il convient de prendre un facteur de sécurité de l'ordre de 500 à 1000. L'optimisation de la rapidité de l'amortissement du déséquilibre résiduel doit être effectuée en fonction du résultat recherché à une date prédéfinie. Une imprécision de la solution à une date donnée, n'affecte pas nécessairement sa stabilité, et pour une même progression du pas de temps, la précision peut être jugée satisfaisante à une date ultérieure. Pour s'assurer que la solution est admissible, il est alors nécessaire de suivre l'évolution des forces non équilibrées au cours de la simulation.

De plus, nous avons vu au paragraphe 5.2.4, que le temps caractéristique de relaxation est très nettement inférieur à son homologue défini en fluage. Ainsi, pour la simulation du comportement d'un ouvrage, la progression du pas de temps pourra être choisie de manière d'autant plus rapide que la relaxation du déviateur des contraintes autour de l'excavation est importante.

Nous allons maintenant étudier plus précisément le chemin de contrainte suivi par une excavation circulaire au cours du temps, afin de se munir d'un outil semi-analytique permettant la réalisation d'études de sensibilité sur les paramètres de la loi de Lemaitre.

5.4. ÉTUDE DU COMPORTEMENT DU TUNNEL CIRCULAIRE A LONG TERME

Dans ce paragraphe, une méthode semi-analytique est présentée pour le cas du tunnel circulaire en déformations planes et en milieu homogène, isotrope et incompressible. Cette approche simplifiée, permet d'analyser le comportement d'une paroi d'excavation en donnant à l'ingénieur la possibilité de réaliser rapidement des études paramétriques.

Dans une seconde phase, l'impact de l'anisotropie des contraintes initiales est étudié plus précisément, et une méthode est proposée pour neutraliser le déviateur initial ainsi induit dans le modèle. L'ensemble des justifications est donné sur la base des équations analytiques en milieu homogène et isotrope et sur les solutions obtenues avec le code aux éléments finis CASTEM 2000, en contraintes anisotropes.

5.4.1. Développement semi-analytique en milieu homogène isotrope et incompressible

5.4.1.1. Hypothèses et intérêt de l'approche analytique

L'analyse décrite dans ce paragraphe se place dans les hypothèses de symétrie cylindrique en déformations planes radiales, pour un milieu incompressible (Figure 5.14). Elle fait appel aux équations du cylindre creux; qui sont décrites en annexe IV. Cette configuration bien que restrictive représente de manière satisfaisante ce qui se passe dans une section de galerie circulaire, située loin du front de taille du tunnel.

L'hypothèse d'incompressibilité permet de diminuer le nombre d'inconnues du système d'une unité, en ne tenant compte de l'état de contrainte du cylindre creux qu'au travers du déviateur. Le problème est alors résolvable, comme justifié en annexe V-1. Cette hypothèse n'est que très peu restrictive car la loi de Lemaitre considère un écoulement visqueux à volume constant. Seul un coefficient de Poisson de 0,5 doit être pris en compte en élasticité.

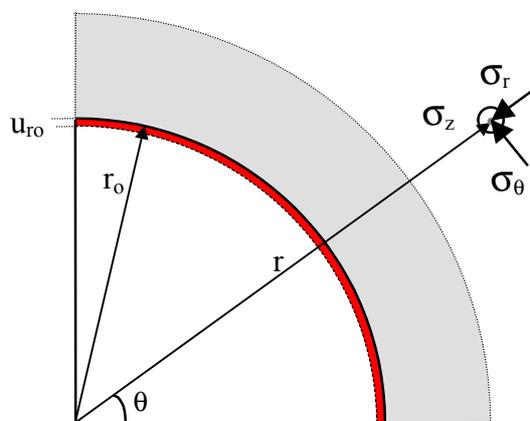


Figure 5.14 : Configuration cylindrique en déformation planes avec : r_0 , rayon de l'excavation ; u_{r_0} , déplacement radial en paroi ; σ_r , la contrainte radiale ; σ_θ , la contrainte orthoradiale ; σ_z , la contrainte longitudinale

Ce développement analytique nécessite une discrétisation à la fois spatiale et temporelle, qui conditionne bien évidemment la précision de la solution. Il est considéré que le pas de temps choisi est suffisamment petit pour maintenir l'état de contrainte constant au cours d'un pas de temps. Cela conduit à développer une méthode semi-analytique, à partir de la loi de fluage, associée à la loi de Lemaitre, qui s'écrit dans le repère cylindrique, sous la forme :

$$\underline{\varepsilon}_{vp} = a_{Cyl} \underline{q}^\beta t^\alpha \quad (5-25)$$

avec :

- \underline{q} , le déviateur exprimé dans le repère cylindrique : $\underline{q} = \sigma_\theta - \sigma_r > 0$,
- $\underline{\varepsilon}_{vp}$, la déformation radiale équivalente, en symétrie cylindrique : $\underline{\varepsilon}_{vp} = |\varepsilon_r^{vp}| = -\varepsilon_r^{vp} > 0$,
- a_{Cyl} , le paramètre de viscosité correspondant : $a_{Cyl} = (0,75)^{\frac{\beta+1}{2}} \left(\frac{A}{\alpha} \right)^\alpha$,

où le paramètre A est déterminé sur un essai de fluage triaxial.

Cette approche discrète est justifiée par la méthode d'intégration spatiale et temporelle, dont la qualité de la précision est vérifiée par un outil développé avec le logiciel Excel. Le développement semi-analytique de ces équations donne à l'ensemble du modèle simplifié une grande souplesse d'utilisation pour l'ingénieur.

5.4.1.2. Développement des équations adimensionnelles

L'atout majeur de la formulation explicite des équations, qui est proposée dans ce paragraphe et justifiée en annexe V, réside essentiellement dans son caractère adimensionnel, qui va permettre une intégration rapide de ces équations. La base de référence des différentes variables considérées est l'état élastique instantané, défini par ε_o et σ_o , qui correspondent respectivement à la déformation radiale et au déviateur en paroi. Ces quantités élastiques vérifient donc :

$$\varepsilon_o = \frac{2\sigma_o}{E'} \quad (5-26)$$

où le module, E' , vaut $4E/3$, avec E, le module de décharge du massif (annexe V-1).

Les variables réduites sont alors les suivantes :

$$\underline{\varepsilon}_{vp}^* = \frac{\underline{\varepsilon}_{vp}}{\varepsilon_o}; \quad \underline{q}^* = \frac{\underline{q}}{2\sigma_o}; \quad t^* = \frac{t}{\tau_o} \quad (5-27)$$

où τ_o est une constante équivalente au temps caractéristique de l'excavation, c'est-à-dire pour lequel, la déformation radiale différée est égale à la déformation radiale élastique, ε_o , à déviateur constant. Ce temps peut s'exprimer simplement via la loi de fluage associée à la loi de Lemaitre ; il s'écrit :

$$\tau_o = \left(\frac{\varepsilon_o}{a_{Cyl} (2\sigma_o)^\beta} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (5-28)$$

Considérer alors le changement de variable, t/τ_0 , permet de comprimer artificiellement le temps d'étude et de tenir compte de l'amortissement du fluage en paroi d'excavation d'une manière temporelle. La loi d'écoulement visqueuse se réduit ainsi à l'expression suivante :

$$\frac{\partial \underline{\varepsilon}_{vp}^*}{\partial (t^*)^\alpha} = (\underline{q}^*)^\beta \quad (5-29)$$

Cette dernière relation fait intervenir les dimensions de temps et d'espace, que la méthode se borne à traiter de manière dissociée.

5.4.1.3. Analyse de l'état d'équilibre spatial

L'hypothèse d'incompressibilité conduit à l'équation d'état développée en annexe V.4. Elle relie l'ensemble des variables locales en chaque point du massif, et s'écrit :

$$\forall t \quad \frac{U_i^*}{\bar{r}^2} + \varepsilon_r^{vp*} = \underline{q}^* \quad (5-30)$$

où :

- $\bar{r} = \frac{r}{r_0}$ correspond à la distance relative du point considéré,
- $U_i^* = \frac{U_{r_0(t)}}{\varepsilon_0 r_0}$ est le déplacement radial relatif en paroi, par rapport au déplacement élastique instantané.

En combinant l'équation 5-30 et l'équation d'équilibre du cylindre creux (annexe IV.3), il est possible d'exprimer, à chaque instant, le déplacement radial relatif en paroi en fonction des déformations radiales viscoplastiques. En intégrant les équations sur l'épaisseur du cylindre de rayon extérieur réduit, $\bar{\rho}$, on obtient pour la galerie circulaire sans soutènement à grande profondeur, l'expression suivante :

$$\forall t \quad U_i^* = 1 - \frac{2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\varepsilon_r^{vp*}}{\bar{r}} d\bar{r} \quad (5-31)$$

5.4.1.4. Développement de l'équation différentielle

L'équation d'équilibre spatial 5-31 peut être couplée avec l'équation d'écoulement 5-29, comme proposé dans l'annexe V.5. Il est alors envisageable d'isoler le déviateur, $\underline{q}^*_{(\bar{r}, t^*)}$, dans l'équation différentielle, définie par :

$$\frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^{*\alpha}} + \underline{q}^{*\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\underline{q}^{*\beta}}{\bar{r}} d\bar{r} = 0 \quad (5-32)$$

La solution de l'état asymptotique peut être exprimée de manière analytique comme formulée dans le paragraphe suivant. Pour le régime transitoire, il n'existe pas de solution analytique

unique. La solution retenue est celle proposée par Nguyen-Minh et Pouya (1992) [90], qui est valable pour des valeurs de β inférieures à 3, et qui s'écrit :

$$\underline{q}^*(u, t^*) = u \left[1 + (\beta - 1) u^{\beta-1} t^{*\alpha} \right]^{\frac{1}{1-\beta}} + \frac{u^{\frac{1}{\beta}}}{\beta} \left[1 - \left(1 + (\beta - 1) u^{\frac{\beta-1}{\beta}} t^{*\alpha} \right) \right]^{\frac{1}{1-\beta}} \quad (5-33)$$

avec : $u = \frac{1}{\bar{r}^2}$

La justification de cette solution sera apportée lors de la confrontation des résultats avec une solution numérique FLAC sur un modèle de référence. Cette comparaison sera développée au paragraphe 5.4.2.

5.4.1.5. Définition de l'état asymptotique

Le déviateur des contraintes tend vers un régime permanent, qui est obtenu en imposant dans l'équation 5-32, que ce même déviateur ne dépende plus du temps (annexe V-6). On obtient alors facilement la solution analytique de type puissance :

$$\begin{cases} U_i^* = 1 + C \beta t^{*\alpha} \\ \underline{q}^* = \frac{C}{\bar{r}^{2/\beta}} \end{cases} \quad (5-34)$$

avec : $C = \frac{1}{\beta} \frac{1 - 1/\bar{\rho}^2}{1 - 1/\bar{\rho}^{2/\beta}}$

Il apparaît que le déviateur en régime permanent est asymptotique et qu'il dépend fortement de la géométrie du modèle. Ainsi pour un tunnel profond, il convient d'intégrer les équations sur un rayon extérieur réduit de cylindre, $\bar{\rho}$, suffisamment grand.

Par ailleurs, ce régime asymptotique en contraintes n'est fonction que du paramètre, β , tandis que le déplacement radial différé en paroi continue à se développer indéfiniment en $t^{*\alpha}$. Pour une galerie circulaire en milieu isotrope et incompressible, la valeur asymptotique du déviateur en paroi est donnée par l'expression suivante :

$$\underline{q} = \frac{2\sigma_0}{\beta} \quad (5-35)$$

Cette valeur asymptotique justifie à elle seule la restriction apportée sur le paramètre, β , qui doit être toujours supérieur à 1. En effet, l'apparition des déformations viscoplastiques contribue à diminuer le déviateur en paroi, par analogie à la théorie de la plasticité.

L'ensemble des équations développées dans ce paragraphe a été compilé dans le tableur Excel qui calcul pour une date donnée, l'intégrale double sur le temps et l'espace. La solution fournie par ce calcul semi-analytique simplifiée, va être à présent comparée à la solution numérique FLAC, tenant compte de la loi constitutive.

5.4.2. Comparaison du modèle semi-analytique avec la simulation numérique FLAC

L'objectif de ce paragraphe est de donner la justification du modèle semi-analytique, présenté précédemment en tenant compte du régime transitoire de l'état de contrainte du massif, donné par l'équation 5-33. La solution de référence est la solution numérique FLAC, dont la validation a été établie sur des chemins particuliers de sollicitation (paragraphe 5.2).

5.4.2.1. Modèle de référence et caractéristiques mécaniques

Le modèle de référence correspond à celui présenté sur la Figure 5.9. Il considère également un rayon d'excavation, r_0 , de 2,80 m et une contrainte initiale homogène isotrope, σ_0 , de 12 MPa. Par contre, le module de déformation en décharge, E , vaut ici 3800 MPa, ce qui conduit à une valeur de 5067 MPa pour le module, E' ($E' = 4E / 3$, d'après le paragraphe 5.4.1.2).

De plus, le coefficient de Poisson, ν , a été pris égal à 0,3. Nous verrons, au paragraphe suivant, que ce coefficient a très peu d'influence sur le chemin de contraintes suivi en théorie par le massif autour de l'excavation. Or, le déplacement radial élastique à la paroi est directement proportionnel au facteur, $1+\nu$, (annexe IV). Compte tenu des hypothèses élastiques faites avec la méthode semi-analytique, il a donc été analytiquement considéré un effet Poisson au cours du fluage, par le biais de ce simple facteur correctif. Pour justification, la solution correspondante sera également confrontée à la solution numérique FLAC.

Pour le comportement différé, les matériaux considérés pour cette étude sont des argilites du site de l'Est, pour lesquelles l'ANDRA (1998) [4] a donné un jeu de paramètres pour la loi viscoplastique de Lemaitre :

- $A = 9,305 \cdot 10^{-53} \text{ s}^{-1}$, $n = 16$ et $m = -9$
- soit : - $\alpha = 0,1$ et $\beta = 1,6$

On en déduit également :

- $a_{\text{Cyl}} = 5,425 \cdot 10^{-6}$ (le temps étant exprimé en seconde)
- $\tau_0 = 246$ jours, d'après l'équation 5-28

5.4.2.2. Résultats comparatifs

Afin d'évaluer la justesse et l'intérêt de la méthode semi-analytique, il va être comparé successivement l'état de contrainte déviatoire dans le massif, les déformations viscoplastiques puis les convergences en paroi. La solution de référence est la solution numérique FLAC, pour laquelle un pas de temps de discrétisation suffisamment fin a été considéré.

a) Évolution du profil du déviateur dans le massif

Les Figures 5.15a et 5.15b présentent l'évolution sur 200 ans du profil du déviateur réduit, dans le massif, respectivement pour des valeurs du coefficient de Poisson de 0,5 et 0,3. Il apparaît clairement que ce dernier n'a numériquement aucune influence sur le profil à 200 ans, ce qui justifie le choix de l'hypothèse d'incompressibilité pour la méthode semi-analytique.

Malgré une bonne correspondance globale entre les solutions numérique et analytique, la diminution du déviateur en paroi est plus marquée pour la solution analytique. Le phénomène s'inverse loin de la paroi, par rééquilibrage du déviateur dans le modèle, avec une diminution plus faible du déviateur analytique. Les deux solutions présentent cependant le même point de non variation, qui se situe à près de deux rayons de profondeur dans le massif.

b) Évolution du profil du déviateur dans le massif

La Figure 5.16 propose la comparaison des déformations radiales viscoplastiques relatives, qui se sont développées dans le massif au bout de 200 ans. Dans cet exemple, la déformation radiale élastique, ϵ_0 , vaut $4,75 \cdot 10^{-3}$. Des valeurs de coefficients de Poisson de 0,3 et 0,5 ont été testés, et ne laissent également apparaître aucune différence significative en terme de déformations.

La déformation viscoplastique radiale est déterminée analytiquement par intégration de l'équation 5-29. Quant à son homologue calculée numériquement, elle correspond au cumul des déformations viscoplastiques équivalentes au cours du fluage du massif. La concordance est excellente au bout de 200 ans, ce qui valide la méthode semi-analytique. Par ailleurs, ce profil permet de visualiser la zone subissant de fortes déformations, qui se développent sur une distance de plus de trois rayons, soit environ 10 m.

c) Suivi du déplacement radial et du déviateur en paroi

L'évolution du déplacement radial en paroi normalisé par rapport au déplacement radial élastique est donnée par la Figure 5.17a. La correspondance entre les solutions analytique et numérique est également très bonne à long terme (moins de 5% d'écart). Globalement l'écart diminue avec le temps, ce qui rejoint l'idée que le calcul numérique explicite nécessite un certain nombre de cycles de calcul avant de présenter une précision suffisante.

En terme de déviateur réduit en paroi (Figure 5.17b), la comparaison laisse apparaître que la solution analytique tend plus rapidement vers son asymptote avec un écart d'amplitude qui n'excède pas 5% avec la solution FLAC. La valeur asymptotique du déviateur réduit (équation 5-35) vaut en théorie $1/\beta$, soit 0,625. Ce seuil est loin d'être atteint à 200 ans.

La méthode semi-analytique est donc globalement justifiée. Les hypothèses considérées ne se révèlent pas tant restrictives dans la mesure où le comportement modélisé rejoint qualitativement celui obtenu numériquement avec le code FLAC. En effet, même si la précision de la solution analytique se révèle bonne pour l'exemple retenu, elle n'est pas tant le but recherché. Cette méthode a surtout pour atout de permettre une comparaison rapide de différents jeux de paramètres de la loi de Lemaitre pour une configuration de tunnel circulaire en déformations planes.

L'évolution du profil du déviateur dans le massif a également été étudiée dans ce paragraphe en milieu isotrope. La méthode semi-analytique illustre de manière indirecte, l'existence d'un régime asymptotique en contrainte autour de l'excavation. Nous allons maintenant analyser l'effet de l'anisotropie des contraintes initiales, afin de justifier une méthode de modélisation avec la loi viscoplastique de Lemaitre, sans créer de perturbations parasites dans le modèle.

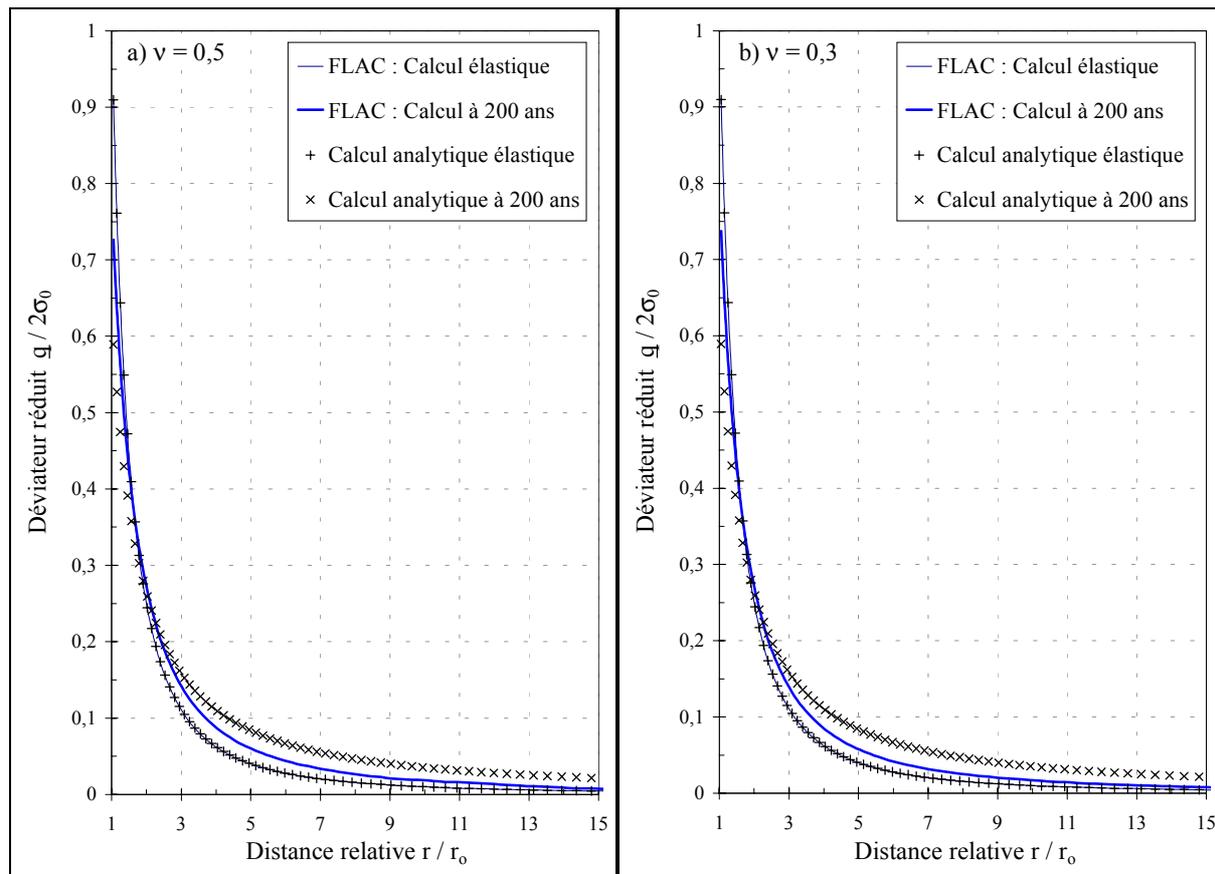


Figure 5.15 : Évolution du profil du déviateur réduit en paroi avec a) $\nu = 0,5$ et b) $\nu = 0,3$

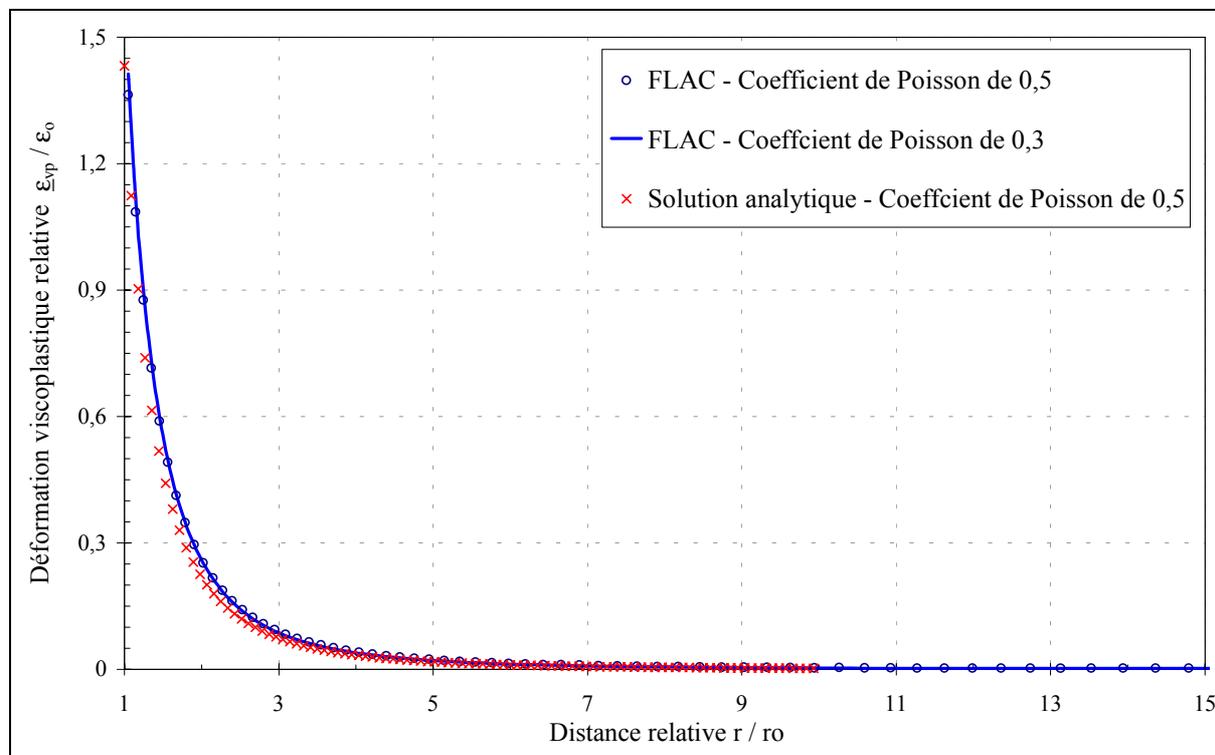


Figure 5.16 : Comparaison des déformations viscoplastiques relatives calculées de manière numérique et analytique au bout de 200 ans

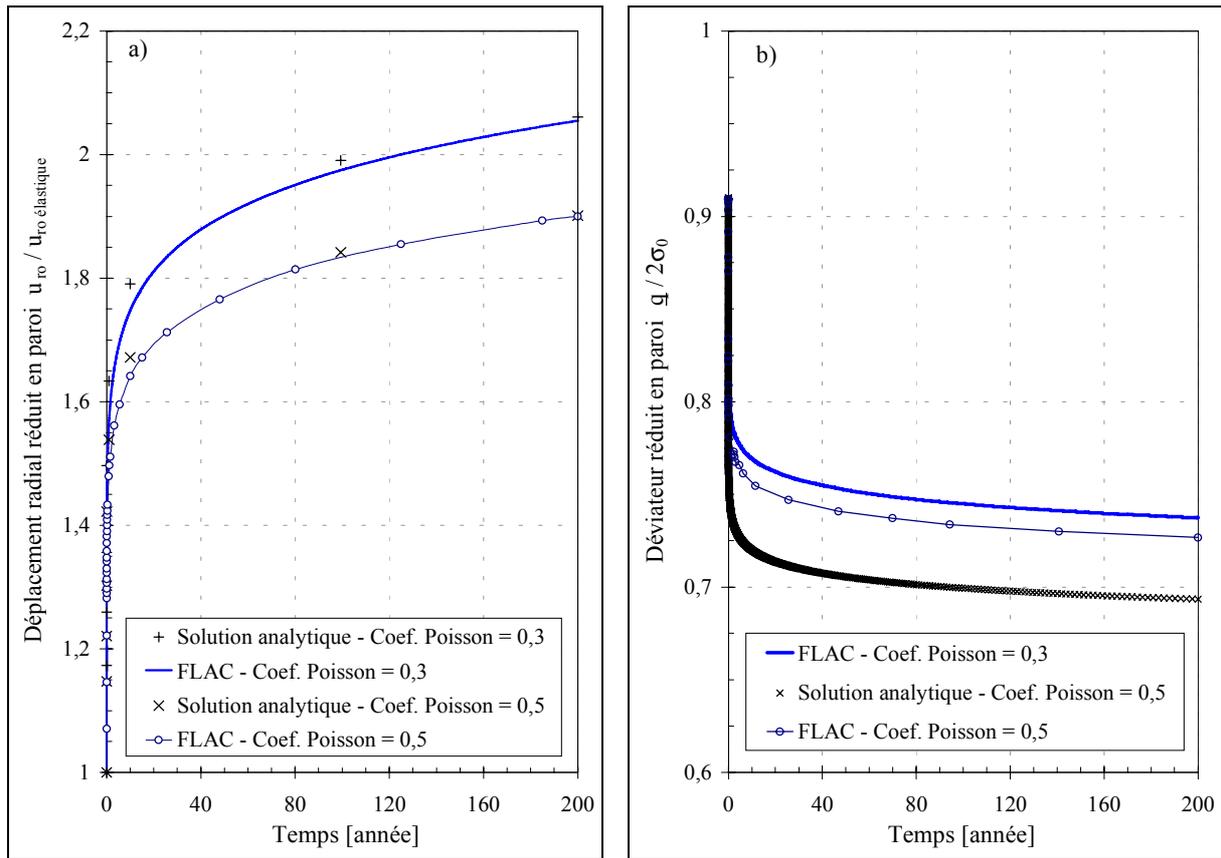


Figure 5.17 : Comparaison numérique et analytique en fonction du temps du a) déplacement radial réduit en paroi, b) déviateur réduit en paroi

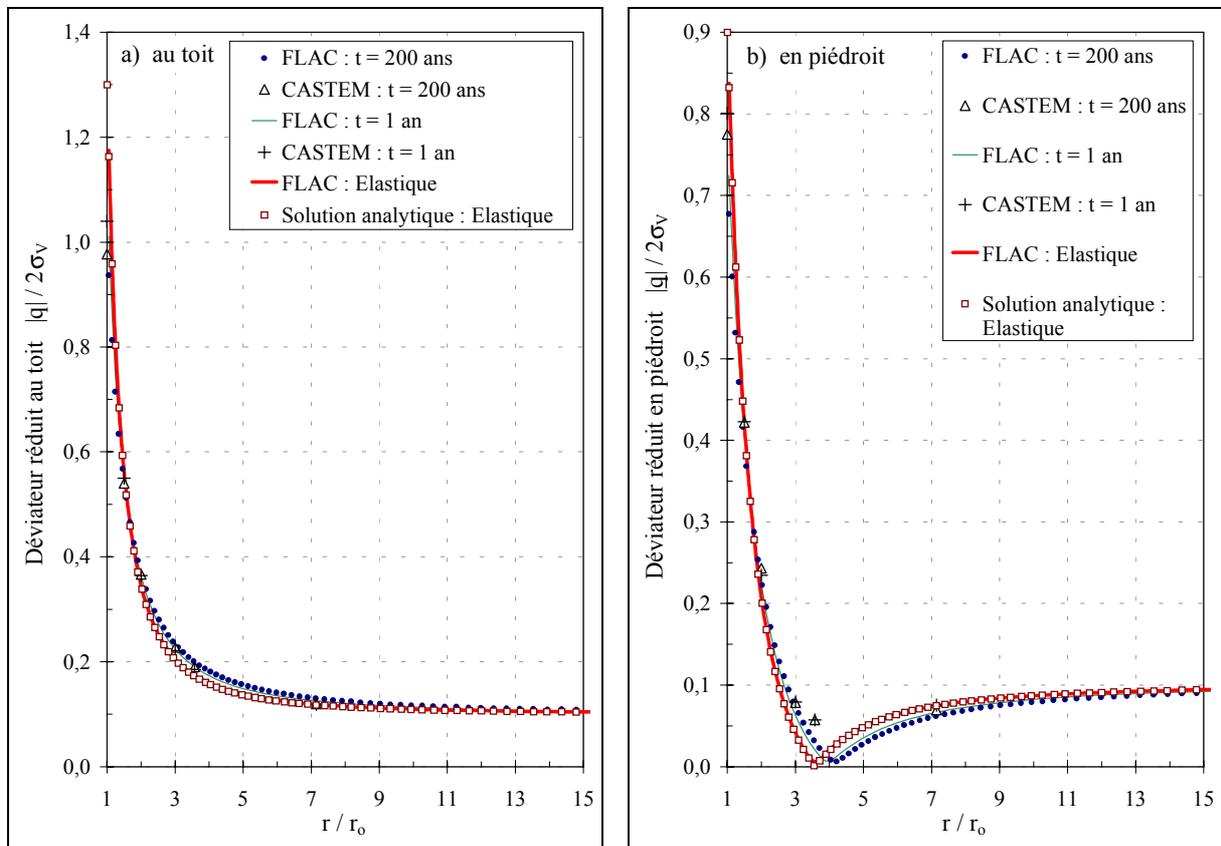


Figure 5.18 : Comparaison du déviateur réduit FLAC et CASTEM en fonction de la distance à la paroi a) au toit b) en piedroit

5.4.3. Effet d'une anisotropie de contrainte et synthèse des résultats

L'effet d'une anisotropie de contrainte a déjà été étudié pour le modèle CVISC. Il a été observé un champ de déplacements parasites aux limites du modèle, comme cela a été illustré sur la Figure 4.7.

L'explication de ce phénomène réside dans le fait que le déviateur, induit par l'anisotropie initiale des contraintes, génère des déformations différées parasites. Pour éviter une telle manifestation en périphérie de modèle, il est possible de tenir compte d'un seuil de contrainte σ_s , au-delà duquel seulement le comportement différé peut s'exprimer. Ce seuil, noté comme tel dans le listing de la loi constitutive en annexe I.2, est de type tensoriel. L'idée sous-jacente consiste à considérer que l'état naturel des contraintes initiales, quel qu'il soit, n'induit pas de phénomène de fluage.

Le modèle considéré dans cette analyse, ainsi que les caractéristiques mécaniques à court et à long termes, sont parfaitement identiques. Seul le coefficient, K_o , a été fixé à 1,2 en considérant :

$$\sigma_h = K_o \sigma_v = 14,4 \text{ MPa}$$

où :

- σ_h est la contrainte horizontale,
- σ_v est la contrainte verticale inchangée de 12 MPa.

Les résultats obtenus avec le code FLAC ont été comparés ponctuellement à ceux issus du code aux éléments finis CASTEM 2000, qui tient compte également d'un tel seuil pour la loi de Lemaitre (ANDRA, 1998, [5]). Les Figures 5.18a et 5.18b montrent les évolutions sur 200 ans du déviateur réduit au toit (dans la direction de la contrainte, σ_v) et en piédroit (dans celle de la contrainte, σ_h), obtenues avec les deux codes de calcul.

On observe bien que les déviateurs au toit comme en piédroit tendent vers le déviateur initial égal à : $(1-K_o)\sigma_v$. La correspondance entre les deux codes est bonne même si le contraste entre les profils initial et à 200 ans est faible (notamment avec le code CASTEM). Le comportement en piédroit est plus complexe ; compte tenu de l'anisotropie des contraintes initiales, le déviateur s'annule à une distance de 3 à 4 rayons en piédroit. Dans cette zone, le comportement différé se trouve donc presque totalement annihilé.

En terme de déplacements radiaux en paroi au bout de 200 ans, l'écart entre les résultats des deux codes de calcul, n'excède pas 4%. Globalement, CASTEM donne un déplacement radial légèrement supérieur au toit (2,46 cm contre 2,38 cm avec FLAC), de même qu'en piédroit (3,12 cm contre 3,00 cm avec FLAC).

5.5. CONCLUSIONS

Ce paragraphe justifie l'emploi de la loi de Lemaitre en milieu anisotrope en tenant compte d'un seuil de contrainte, équivalent à la partie déviatoire du tenseur des contraintes initiales. La justesse de cette méthode est à l'image de la justification propre de la loi de Lemaitre,

donnée dans ce chapitre 5. Globalement, le code numérique FLAC se révèle en effet très adapté pour résoudre des équations différencielles non linéaires, moyennant quelques recommandations sur la gestion et la discrétisation du pas de temps.

Il convient maintenant de s'intéresser à la sensibilité des paramètres de cette loi et d'en proposer une méthode d'ajustement sur la base des essais de laboratoire. C'est l'objet des chapitres 6 et 7, constituant la partie expérimentale de ce mémoire.

Chapitre 6

Programme expérimental sur les argilites du site de l'Est

6.1. INTRODUCTION

La campagne d'essais qui a été entreprise au cours de l'année 2000, au laboratoire 3S, avait pour objectif l'observation puis l'extrapolation du comportement différé à long terme des argilites du site de l'Est. Ces argilites ont également fait l'objet d'expérimentations (ANDRA, 2001 [1]), de la part du Groupement d'intérêt public pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage (G.3S) ; ces derniers résultats seront analysés dans le chapitre 9.

Conjointement aux différents essais réalisés au laboratoire 3S, il a été mené un calage de la loi viscoplastique de Lemaitre dans le but d'étudier les deux points fondamentaux suivants :

- la représentativité de cette loi pour la simulation du comportement à très long terme,
- la prise en compte des différents modes de sollicitation dans le calage de la loi : fluage, mais aussi relaxation et chargement lent en compression monoaxiale.

L'essai le plus couramment effectué en laboratoire est l'essai de fluage, qui constitue historiquement l'essai de référence pour l'étude du comportement différé et le calage de lois de fluage monoaxial. En effet, dès le début du XX^{ème} siècle, des chercheurs ont construit des bâtis de fluage, dont le principe a peu évolué jusqu'à nos jours, mis à part la modernisation de l'instrumentation.

Il s'agit souvent d'un système mécanique rustique pour lequel la charge axiale est développée par paliers, par un ou plusieurs bras de levier, comme le montrent les Figures 6.1a et 6.1b. Grâce à ce dispositif, Norton (1929) [92] a étudié le fluage en traction des aciers. Pour les sols et les roches, le fluage est presque essentiellement expérimenté en compression.

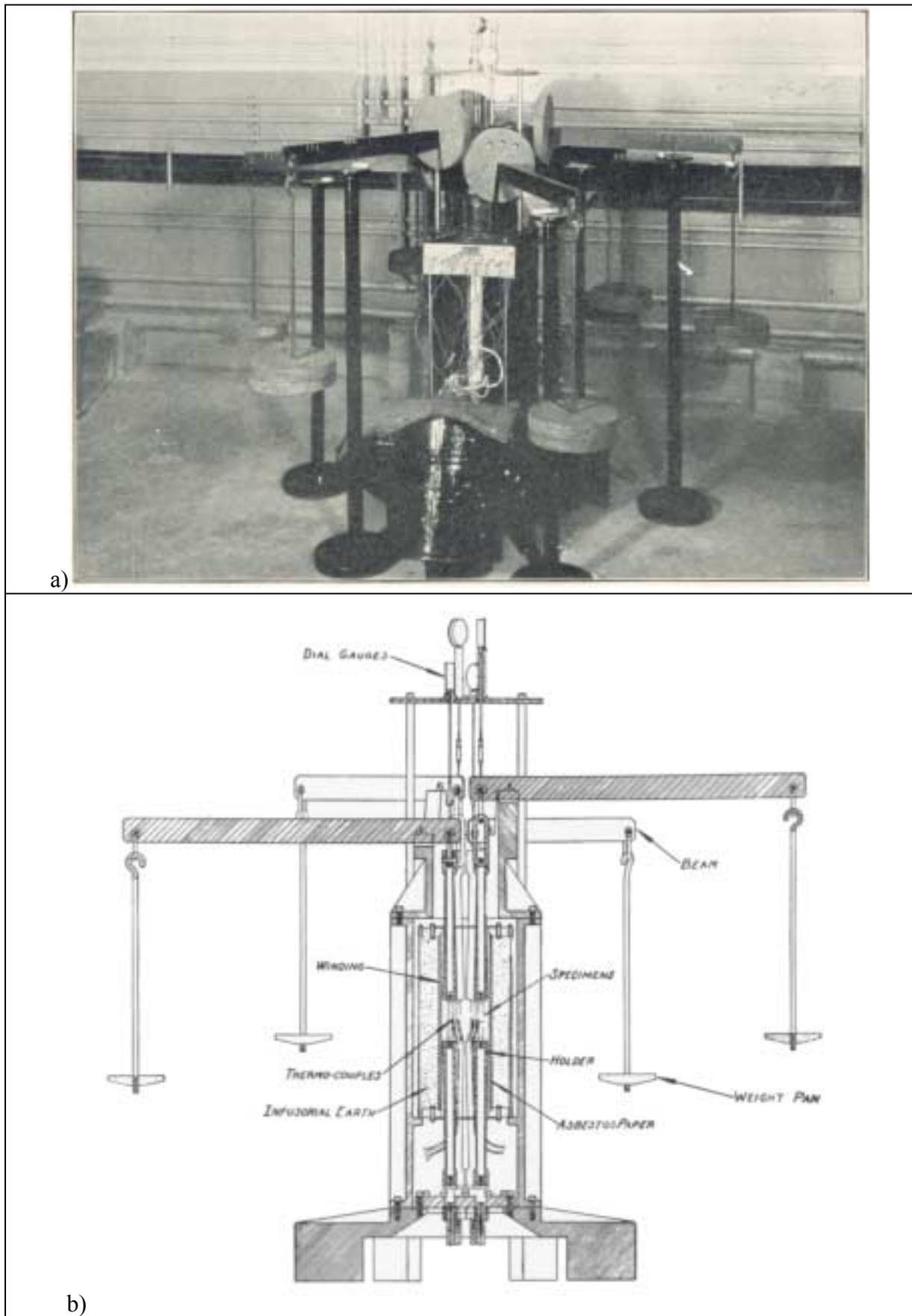


Figure 6.1 : Principe du bâti de fluage en traction : a) photographie d'ensemble, b) coupe schématique du dispositif expérimental, d'après Norton (1929) [92]

Cependant, compte tenu du nombre important d'essais de fluage déjà effectués sur les argilites du site de l'Est, il a été décidé de privilégier la réalisation des essais complémentaires suivants :

- compression simple à vitesse de déformation axiale imposée constante par paliers,
- relaxation à différents taux de déformation axiale maintenue constante, après un chargement préalable du type précédent.

Ce chapitre a pour objet de présenter l'ensemble du programme expérimental (matériels et protocoles) ainsi que les caractéristiques physiques du matériau testé.

6.2. PRESENTATION DU MATERIEL D'ESSAIS

En ce qui concerne les essais de compression, afin de tester une large gamme de vitesses de sollicitation, deux presses ont été utilisées, à savoir une presse de type Schenck et un bâti dit de chargement lent. Elles présentent chacune d'entre elles des caractéristiques propres, qui ont été exploitées au maximum, afin de développer des contrastes suffisamment importants de changement de comportement sous vitesse de sollicitation imposée.

La presse Schenck permet de développer des vitesses de déformations axiales courantes de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-6} s^{-1} , alors que le bâti de chargement lent offre la possibilité d'appliquer des vitesses encore plus faibles pouvant atteindre environ 6.10^{-9} s^{-1} . De plus, ce dernier bâti est bien adapté pour la réalisation d'essais de relaxation.

6.2.1. Bâti de chargement lent

Le bâti de chargement lent (BCL), présenté sur les Figures 6.2a et 6.2b, est une presse de capacité de 500 kN. Elle est dotée d'un moteur électrique pas à pas, et permet de solliciter l'échantillon en compression ou en traction, sous de très faibles vitesses de déformation axiales variant de $0,03 \mu\text{m mn}^{-1}$ à $6 \mu\text{m mn}^{-1}$. Pour un échantillon de 80 mm de haut (dimension standard des échantillons testés ici), cela correspond, à des vitesses de déformation axiale de 6.10^{-9} s^{-1} à $1,25.10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

Son principal inconvénient réside dans sa structure à quatre colonnes en acier, de grande hauteur (1,25 m), qui sous l'action de la température, se dilatent ou se contractent. Avec un coefficient thermique de l'acier de $10 \mu\text{m.m}^{-1}.\text{°C}^{-1}$, et un module de déformation élastique de roche de 5000 MPa (ordre de grandeur des matériaux testés), la variation de contrainte axiale au sein d'un échantillon de 80 mm de haut, est de $\pm 0,8 \text{ MPa.°C}^{-1}$. Cela est relativement considérable pour des essais de longue durée et notamment pour des essais de relaxation.

On observe alors des oscillations diurne et saisonnière, qui sont d'autant plus marquées que les variations de contrainte axiale, imputables au chargement, sont faibles. En mesurant, la température ambiante, il est possible de corriger cet effet journalier en ne retenant qu'un point de mesure par jour, pour une température donnée. Un système de climatisation a été réalisé récemment pour réguler la température ambiante de la pièce d'accueil de ce dispositif expérimental, mais il n'a pas été opérationnel pour les essais présentés dans ce chapitre.

Cependant, l'avantage considérable que présente ce bâti demeure dans son mécanisme à vis pas à pas, qui assure un parfait maintien de la déformation axiale désirée lors des essais de relaxation.

L'instrumentation est constituée des appareils de mesure suivants :

- quatre quarts de pont de jauges d'extensométrie de 350Ω (précision de $4\ \mu\text{m/m}$),
- deux capteurs inductifs de déplacement de type LVDT (Linear Variable Differential Transformer) de courses ± 3 à $\pm 5\text{mm}$ (précision de $10^{-4}\ \text{mm}$),
- un capteur de force de type Deltech de $\pm 100\ \text{kN}$ (précision de $200\ \text{N}$),

La chaîne d'acquisition est complétée par des conditionneurs (type Sensorex) permettant d'alimenter et d'amplifier les variations des signaux aux bornes des capteurs et par une carte d'acquisition (type National Instrument 16 bits). Le logiciel principal d'exploitation permet de définir les paramètres de l'acquisition. Il récupère les informations avec une cadence de scrutation pouvant atteindre la seconde, les sauvegarde numériquement au format texte et affiche l'évolution des signaux au cours de l'essai.

Quatre essais de compression ont été réalisés avec ce dispositif expérimental et deux d'entre eux ont été suivis par une à deux phases de relaxation. Ces essais seront présentés au paragraphe 6.4.

6.2.2. Presse Schenck

La presse Schenck hydropuls d'une capacité maximale de $1000\ \text{kN}$ (Figure 6.3a) est entièrement asservie de manière hydraulique. Les efforts sont mesurés à l'aide du capteur de force intégré dans la presse avec une précision de $0,02\%$. Cette presse développe des vitesses de déformation axiale de $10^{-6}\ \text{s}^{-1}$ à $5.10^{-3}\ \text{s}^{-1}$, ce qui complète la gamme de vitesse du bâti de chargement lent. Par contre, il est impossible de réaliser des essais de relaxation très longs avec ce dispositif, du fait de sa conception hydraulique qui ne permet pas de maintenir fixes les plateaux de la presse suffisamment longtemps.

Le système d'acquisition Vishay Micromesures Système 4000 «interroge» les jauges d'extensométrie (350Ω) collées directement sur l'échantillon à tester, ainsi que différents capteurs dont le capteur de force interne et trois capteurs inductifs de déplacement, type LVDT (utilisés en contrôle du bon fonctionnement des jauges). Ce système est capable d'échantillonner les signaux des capteurs à une fréquence de $100\ \text{kHz}$, soit $10\ \mu\text{s}$ entre chaque enregistrement. Le logiciel d'acquisition et de traitement des différents signaux a été développé en environnement LabWindows/CVI (langage de programmation C), et offre également la visualisation de l'évolution de ces signaux en temps réel au cours de l'essai.

Ce matériel très performant a conduit à la réalisation d'un seul essai à vitesse de déformation axiale imposée avec mesure des déformations locales à l'aide de jauges d'extensométrie. Il a cependant permis de tester, avec une grande précision, un échantillon sous une vitesse de déformation axiale très élevée.

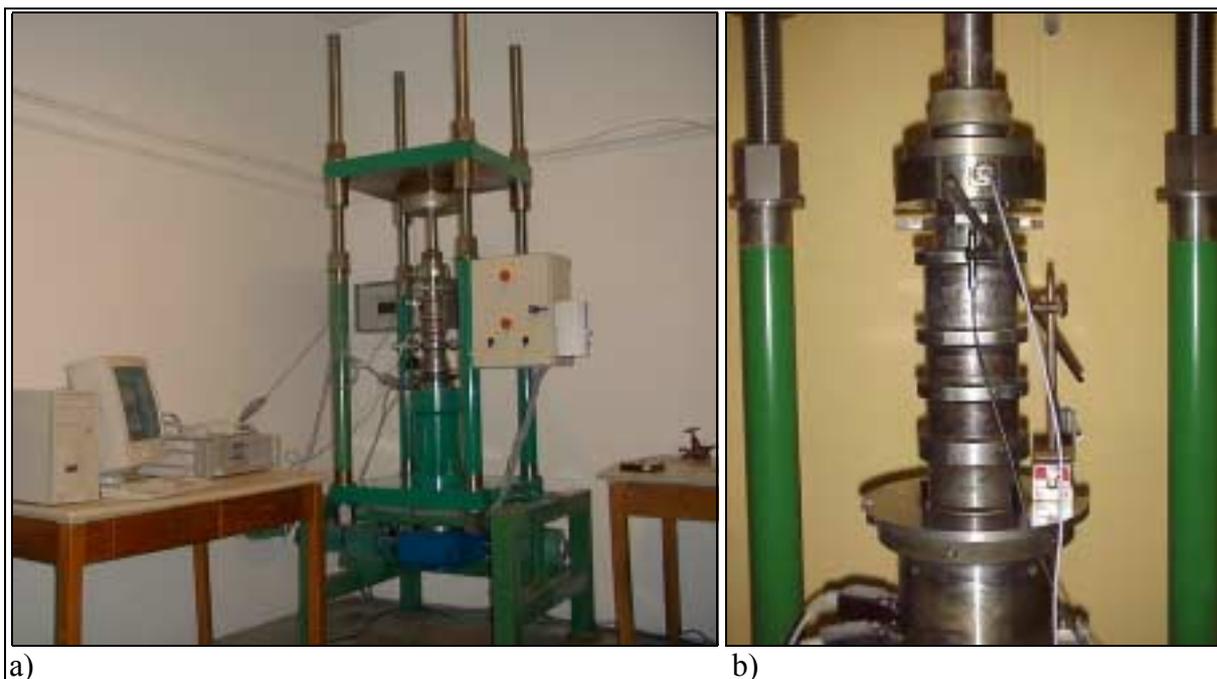


Figure 6.2 : Bâti de chargement lent : a) vue d'ensemble sur la presse et sur le système d'acquisition, b) plateau supportant la cellule et un capteur inductif de type LVDT ; le capteur de force de ± 100 kN est situé au-dessus de la cellule



Figure 6.3 : Presse Schenck : a) vue sur le plateau instrumenté supportant une cellule de Boehler, b) éprouvette sur l'embase inférieure de la cellule permettant le passage des fils de jauges

6.2.3. Préparation et conditionnement des éprouvettes d'argilite

6.2.3.1. Préparation des éprouvettes

Les carottes d'argilite du site de l'Est, de diamètre 100 mm, ont été conditionnées sur site par passe de 30 cm dans une membrane étanche. Elles se présentent confinées latéralement par un coulis expansif, et axialement par un ressort appliquant une contrainte de 2 à 3 bars. L'ensemble est protégé par une gaine en PVC de 25 cm de diamètre.

Avant carottage au laboratoire, l'échantillon d'argilite doit être extrait délicatement de sa protection. La Figure 6.4a illustre une telle carotte après extraction. Cette opération nécessite un grand soin pour ne pas fragiliser localement la roche et tirer ainsi parti d'un matériau parfaitement sain avant les phases de sciage et de recarottage (Figure 6.4b) qui se sont révélées très délicates.

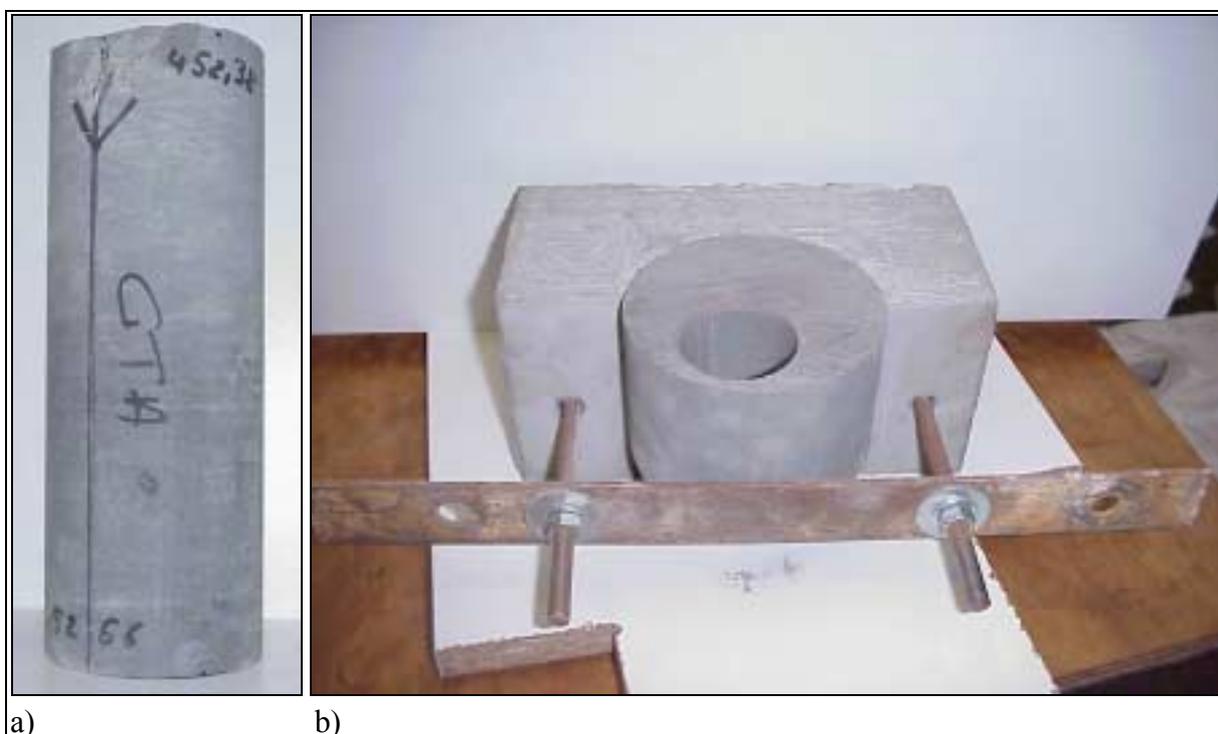


Figure 6.4 : Carotte d'argilite du site de l'Est (forage EST 104) : a) après extraction de sa protection d'origine, b) après recarottage à sec d'une éprouvette de 39,0 mm de diamètre

Compte tenu de la présence de minéraux argileux sensibles à l'eau, toutes les opérations de préparation des éprouvettes ont été menées à sec, ce qui a nécessité une bonne évacuation des poussières par voie d'air. Par ailleurs, toute mise à l'air prolongée du matériau, a été évitée autant que possible afin de limiter les possibilités de délitage de la roche, et les pertes hydriques éventuelles.

Les éprouvettes cylindriques ont été carottées à l'aide d'un carottier diamanté, de diamètre intérieur 39,0 mm, monté sur une perceuse de type GSP. Ce carottage a été réalisé à sec avec un système d'aspiration des poussières. Les éprouvettes ont ensuite été sciées puis rectifiées

jusqu'à atteindre un élargissement de 2, dans la mesure du possible. Conformément aux recommandations préconisées par la Société Internationale de Mécanique des Roches, ISRM, (1983) [69], les tolérances d'écart au parallélisme entre les bases des éprouvettes ont été respectées, avec un écart maximal de $\pm 10 \mu\text{m}$. Ces tolérances ont été mesurées au marbre à l'aide d'un comparateur à $1 \mu\text{m}$.

Pour chaque éprouvette, hauteur et diamètre ont également été déterminés à l'aide d'un pied à coulisse au $1/100^{\text{ème}}$ de mm, selon les recommandations édictées par l'ISRM (1983) [69]. Puis le poids de chacune d'entre elles a été mesuré avant de passer un échantillon témoin à l'étude à 105°C , jusqu'à stabilisation du poids, afin de déterminer la teneur en eau initiale des carottes, selon la norme de NF P 94-050 de l'Association Française de Normalisation (AFNOR, 1995 [8]).

6.2.3.2. Cellule de Boehler

Pour l'ensemble des essais réalisés aussi bien avec la presse Schenck que le bâti de chargement lent, la cellule triaxiale de Boehler conçue au laboratoire 3S de Grenoble, a été utilisée. Sur la Figure 6.3a, le corps de cette cellule est disposé sur le plateau de la presse Schenck. A l'intérieur, l'éprouvette est placée sur l'embase inférieure, comme le montre la Figure 6.3b.

Cette cellule décrite très précisément par Gatelier (2001) [54] et Menrad (1994) [85] présente de nombreux avantages comme :

- l'application de pressions de confinement élevées jusqu'à 140 MPa.
- le centrage automatique de l'éprouvette grâce à une cale intermédiaire placée entre l'éprouvette et le piston supérieur, et à une rotule sphérique posée entre le piston supérieur de la cellule et le plateau de la presse,
- un montage et un démontage rapide,
- un passage étanche pour les câbles de liaison des jauges, vis à vis d'une éventuelle présence du fluide de confinement,

Afin de minimiser le frettage sur les deux faces, ces dernières sont enduites d'une fine pellicule de graisse graphitée. Par ailleurs, une attention toute particulière s'est portée sur la protection de l'échantillon qui est constituée d'une membrane en néoprène de 0,8 mm d'épaisseur, et de 35 mm de diamètre. Cela a été réalisé afin de conserver la teneur en eau initiale de la roche testée.

6.2.3.3. Instrumentation par jauges d'extensométrie

L'éprouvette testée sur la presse Schenck a été instrumentée par des jauges d'extensométrie encapsulées Vishay Micromesures (350Ω), de type CEA (Figure 6.5a), afin de mesurer localement les déformations axiales et transversales. L'allongement théorique maximal est égal à $\pm 5\%$.

Avant le collage des jauges, la surface de contact est recouverte de colle époxyde puis polie manuellement, jusqu'à retrouver la surface des grains, pour éviter le poinçonnement des

grilles des jauges. Pour assurer l'adhérence des jauges sur l'éprouvette, une colle époxyde à polymérisation à température ambiante, a été employée, pour éviter d'avoir recours au chauffage traditionnel de la colle. Deux couples de jauges axiale et transversale sont ainsi disposés sur l'éprouvette, comme représenté sur la Figure 6.5b.

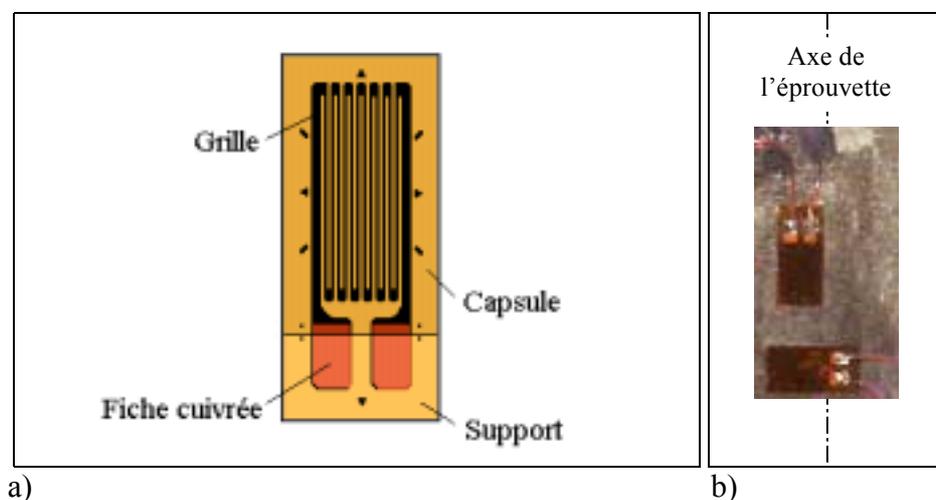


Figure 6.5 : Jauge d'extensométrie encapsulée Vishay Micromesures type CEA a) schéma de principe, b) disposition d'un couple de jauges axiale et transversale sur l'éprouvette

6.3. CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES EPROUVETTES

Le matériau, faisant l'objet des investigations expérimentales présentées dans ce chapitre, correspond qualitativement à celui présenté au paragraphe 2.5.3. Il provient du sondage EST 104, qui a été réalisé en avril 1996, sur le site de Bure (Haute-Marne). Il s'agit d'échantillons d'argilite qui ont été prélevés entre 450 m et 455 m de profondeur, en partie basse de la « zone A », nommée par l'ANDRA (2001) [1]. A cette profondeur, la teneur en argile, bien que très hétérogène, est globalement plus faible que celle des argilites de la « zone C », présentée dans le Tableau 2.1 (chapitre 2).

Six éprouvettes ont été réalisées dont l'une d'entre elles (éprouvette 1-A) a été écartée pour cause de mauvais carottage du à la présence d'une zone indurée (Tableau 6.1). Quatre éprouvettes (1-B, 1-C, 2-B, et 2-C) ont été testées sur le bâti de chargement lent (BCL). Enfin, l'éprouvette 2-A, qui a été instrumentée par jauges d'extensométrie, a fait l'objet d'un essai sur la presse Schenck.

Avant de passer au protocole expérimental de chacun des essais mécaniques, il est important de définir préalablement l'ensemble des paramètres physiques des éprouvettes.

6.3.1. Identification physique

Étant donné l'importance de la durée de stockage des carottes (plus de trois ans), il a été entrepris de manière systématique différentes mesures de teneur en eau. De plus, à l'ouverture des carottes, il s'est avéré que le matériau présentait visuellement des hétérogénéités importantes de teneur en carbonates et en argile, ce qui a été confirmé par les mesures de

teneur en eau et par l'observation de lames minces au microscope à balayage électronique (MEB), comme décrit au paragraphe suivant.

Le Tableau 6.1 montre que la teneur en eau initiale est très variable (4,2 à 8,8%) et que cette variation est due à une désaturation partielle du matériau d'origine, dont le degré de saturation in situ est proche de 100%. La teneur en eau du matériau saturé serait alors de l'ordre de 9 à 10%. Les pertes possibles d'eau ont pu se produire au cours du prélèvement des carottes et des différentes étapes de manipulation en laboratoire. Le degré de saturation ainsi que la porosité calculée tiennent compte d'un poids spécifique moyen des grains de $26,6 \text{ kN/m}^3$, avec un écart type de $0,35 \text{ kN/m}^3$ (ANDRA, 2001, [1]), comme l'illustre l'histogramme de la Figure 6.6. La porosité moyenne est de 18% ; elle est qualifiée plus précisément dans le paragraphe suivant. Le poids volumique sec reste voisin de 22 kN/m^3 .

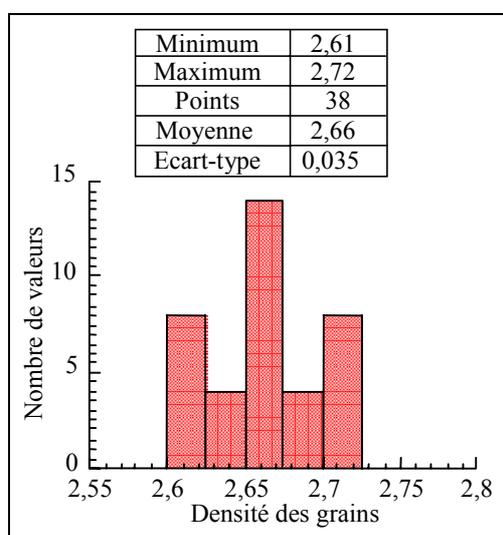


Figure 6.6 : Histogramme de la densité des grains mesurée au pycnomètre à hélium - sondages HTM 102 et EST 104, d'après ANDRA (2001) [1]

FORAGE EST 104 Carotte	Éprouvette (Presse)	Poids [g]	Hauteur [mm]	Diamètre [mm]	Poids volumique [kN/m ³]	Teneur en eau initiale w _i [%]	Porosité calculée n [%]	Saturation initiale Sr _i [%]	Poids volumique sec [kN/m ³]
Passe : K55 Numéro : 2177 Cote toit : 452,38 Cote mur : 452,66	1 - A	Zone indurée - Échec du carottage à sec Réalisation d'une lame mince témoin sur une tranche représentative (w _i = 4,2%)							
	1 - B (BCL)	227,9	79,6	39,0	23,5	7,5	17,7 ± 1,1	94 ± 6	21,9
	1 - C (BCL)	192,8	67,5	39,0	23,4	7,4 8,8	17,9 ± 1,1	92 ± 6	21,8
Passe : 1156 Numéro : 2187 Cote toit : 454,07 Cote mur : 454,37	2 - A (Schenck)	229,7	80,0	39,0	23,6	5,0	15,6 ± 1,1	74 ± 5	22,5
	2 - B (BCL)	226,5	80,0	39,0	23,3	-	-	-	-
	2 - C (BCL)	223,0	78,7	39,0	23,3	6,7	18,0 ± 1,1	82 ± 5	21,8

Tableau 6.1 : Synthèse des mesures physiques effectuées sur les différentes éprouvettes

Par ailleurs, l'éprouvette 1-B, pour laquelle une mesure de teneur en eau a été effectuée après la réalisation de l'essai, montre que l'étanchement par membrane en néoprène est efficace. En effet, la variation de teneur en eau, est négligeable (0,7%) ce qui a été jugé satisfaisant.

6.3.2. Étude microscopique sur lame mince de l'éprouvette témoin

L'éprouvette 1-A a fait l'objet de la réalisation d'une lame mince dans le plan de l'axe de la carotte, dont elle est issue. Cette lame témoin a ensuite été analysée à l'École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers (ESIP) au microscope optique puis au microscope électronique à balayage (MEB).

6.3.2.1. Analyse pétrographique au microscope optique

L'argilite présente une texture « granulaire », riche en cristaux de calcite et de quartz. La taille de ces cristaux est voisine de 30 à 50 μm . Ils sont cimentés par une matrice argileuse beige à marron, localement colorée en noir par les dépôts d'oxydes de fer. Cela est visible sur la Figure 6.7b, sur laquelle les dépôts apparaissent opaques.

Les marques de stratification sont peu abondantes. On observe quelques lits sub-horizontaux plus riches en calcite par opposition à quelques veines plus argileuses. Un seul accident mécanique a été observé. Il s'agit d'une fracture ouverte sub-horizontale, sans aucune trace de quelconque broyage, cisaillement, circulation de fluide, ou autre déplacement parallèle au plan. Cette fracture a pu se produire par décompression au cours du carottage.

6.3.2.2. Observations au microscope électronique à balayage

Les observations en mode électrons rétro-diffusés affectent les niveaux de gris de l'image des minéraux comme le montre la Figure 6.8. Ces niveaux de gris sont fonction du poids atomique des éléments constitutifs de chacun des minéraux. Ainsi, sur les deux photos présentées, les cristaux de calcite sont visibles en gris clair, tandis que ceux de quartz ressortent en gris foncé de même que la matrice argileuse. Il est également bien visible que la roche est constituée majoritairement de cristaux de quartz et de calcite (de taille 30 à 50 μm).

Une seconde lame mince similaire a été réalisée sur l'éprouvette 1-C, mais après réalisation de l'essai sur le bâti de chargement lent, en fin de relaxation. Cette lame va nous permettre de comparer l'état de la microstructure du matériau après sollicitation mécanique, et de mieux appréhender les mécanismes microstructuraux du comportement différé des argilites du site de l'Est. Les résultats sont donnés au paragraphe 6.4.3.

6.3.2.3. Sensibilité des argilites aux conditions hygrométriques

Malgré l'absence de traces d'humidité, lors de l'ouverture des carottes d'argilite, ce matériau reste très sensible aux conditions hygrométriques et peut évoluer très rapidement une fois exposé à l'air libre. La Figure 6.9 justifie les précautions prises pour le conditionnement des éprouvettes. Des mesures de teneur en eau ont été faites sur un reste de carotte (de l'éprouvette 2-A) et montrent une perte de près de 4% de teneur en eau en une semaine. On observe ensuite une stabilisation de la teneur en eau entre 1 et 1,5%, en fonction des conditions hygrométriques ambiantes.

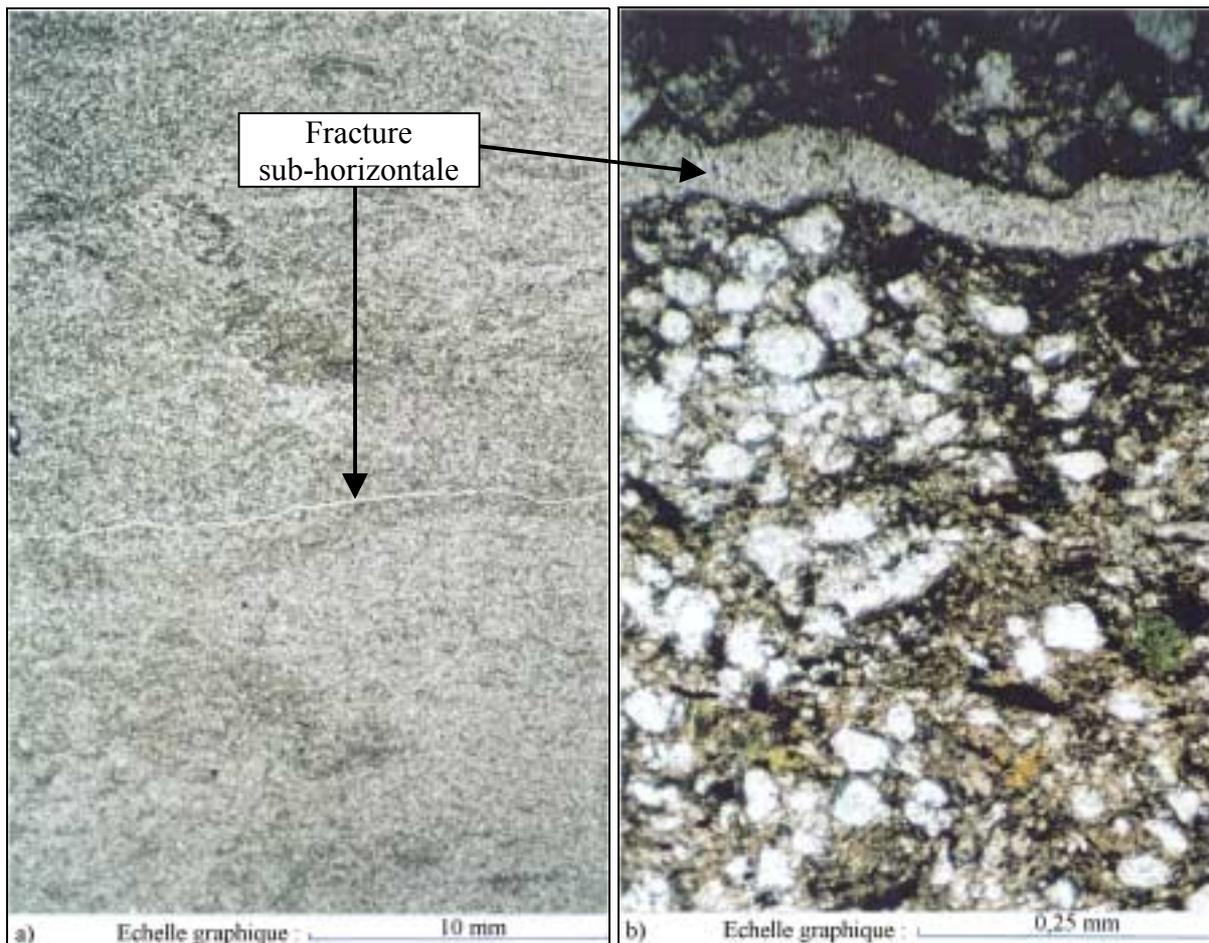


Figure 6.7 : Éprouvette témoin 1-A au microscope optique : aspect de la matrice argileuse riche en cristaux de calcite a) vue d'ensemble sur la fracture sub-horizontale, b) zoom sur la microstructure des épontes ; cristaux de calcite et de quartz en blanc, matrice argileuse en beige, dépôts d'oxyde de fer en noir

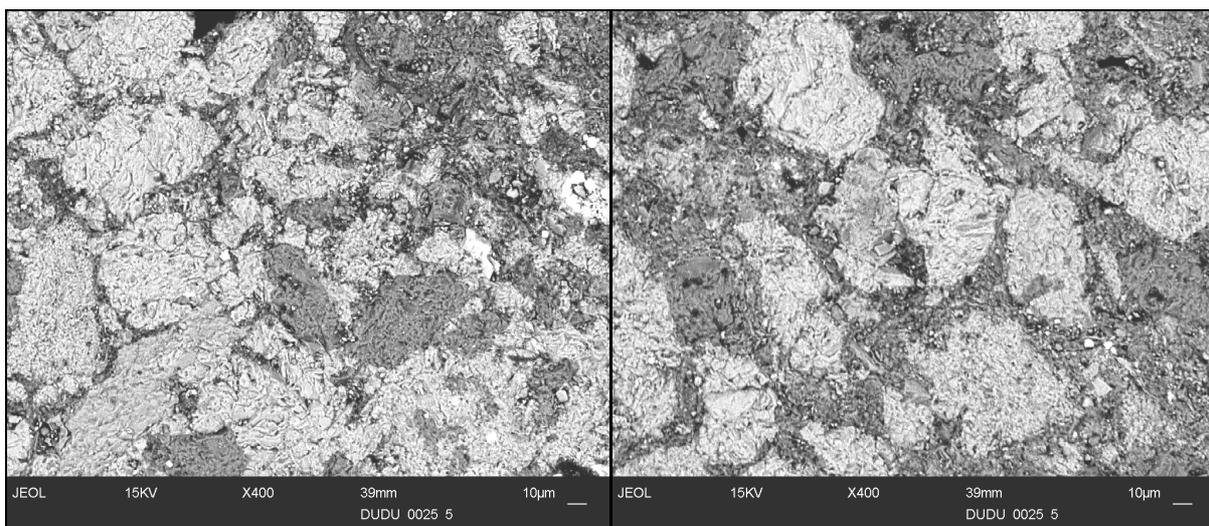


Figure 6.8 : Éprouvette témoin 1-A au MEB : texture d'une éponte constituée de cristaux de calcite (gris clair) très abondants, de cristaux de quartz et d'un ciment argileux

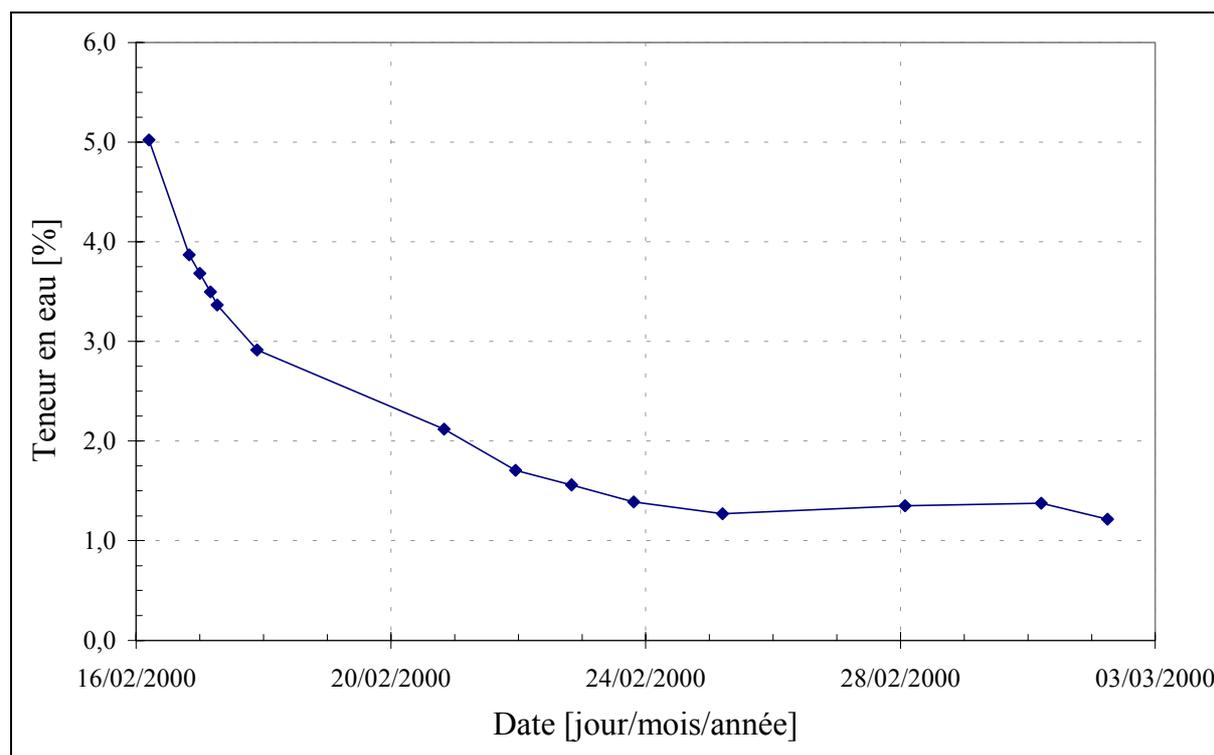


Figure 6.9 : Évolution de la teneur en eau à l'air libre des argilites du site de l'Est en fonction du temps sur résidu de carottage de l'éprouvette 2-A

6.4. PROTOCOLES ET RESULTATS D'ESSAIS

Compte tenu du nombre limité d'éprouvettes disponibles sur ce matériau, les choix se sont portés sur des essais à vitesse de déformation axiale imposée, complétés par des essais de relaxation. Les différents protocoles opératoires présentés dans ce paragraphe, rendent compte des cinq essais mécaniques réalisés.

6.4.1. Présentation des protocoles opératoires

Trois essais (1-B, 2-C, 2-A) ont été pilotés en compression simple avec modifications de la vitesse de sollicitation en cours d'essai ; les éprouvettes correspondantes ont été amenées ainsi directement à la rupture. Les deux autres essais (2-B et 1-C) ont fait respectivement l'objet d'une et de deux phases de relaxation, après chargement préalable à vitesse de déformation imposée de 10^{-6} s^{-1} . Les protocoles opératoires sont énoncés dans le Tableau 6.2.

Une lame mince a été réalisée dans le plan radial de l'éprouvette 1-C, à la fin du second palier de relaxation, après déchargement instantané de l'éprouvette. Les résultats d'essais et d'observation des lames minces sont discutés dans le paragraphe suivant.

6.4.2. Principaux résultats mécaniques

Dans ce paragraphe, il n'est examiné que les principales caractéristiques mécaniques à court et à long termes des argilites, ainsi que les résultats de l'étude microstructurale sur la lame mince de l'éprouvette 1-C. Le calage de la loi viscoplastique de Lemaitre fera l'objet du prochain chapitre.

Essai 1-B	Compression simple à vitesse de déformation imposée
Type	
Presse	Bâti de chargement lent
Chargement (3 étapes)	Vitesse n°1 : $8,0 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ pour : $0 \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 3,8 \cdot 10^{-3}$ Vitesse n°2 : $5,3 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ pour : $3,8 \cdot 10^{-3} \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 5,8 \cdot 10^{-3}$ Vitesse n°3 : $2,1 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ pour : $5,8 \cdot 10^{-3} \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 1,1 \cdot 10^{-2}$
Mesures	Déplacement axial externe (LVDT ± 1 mm et comparateur) Force axiale (capteur de force de capacité 20 t)
Essai 1-C	Compression à vitesse de déformation imposée suivie de deux niveaux de relaxation
Type	
Presse	Bâti de chargement lent
Chargement	Vitesse : $7,2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ pour : $0 \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 2,9 \cdot 10^{-3}$
Relaxation 1	Vitesse : 0.0 (contrôle manuel) - durée : 26 jours
Déchargement	Vitesse : $5,7 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
Rechargement	Vitesse : $9,2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ pour : $\epsilon_{\text{axiale}} \leq 4,65 \cdot 10^{-3}$
Relaxation 2	Vitesse : 0.0 (contrôle manuel) - durée : 20 jours
Déchargement	Instantané (réalisation d'une lame mince)
Mesures	Déplacement axial externe (LVDT ± 1 mm et comparateur) Force axiale (capteur de force de capacité 20 t)
Essai 2-A	Compression simple à vitesse de déformation imposée
Type	
Presse	Presse Schenck
Chargement (2 étapes)	Vitesse n°1 : $1,0 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ pour : $0 \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 3,0 \cdot 10^{-3}$ Vitesse n°2 : $4,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour : $3,0 \cdot 10^{-3} \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 1,3 \cdot 10^{-2}$
Mesures	Déplacement axial externe (4 LVDT de ± 3 mm) Force axiale (capteur de force de capacité 10 t) Jauges d'extensométrie (350Ω)
Essai 2-B	Compression à vitesse de déformation imposée suivie d'un palier de relaxation
Type	
Presse	Bâti de chargement lent
Chargement	Vitesse : $9,85 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ pour : $0 \leq \epsilon_{\text{axiale}} \leq 8,4 \cdot 10^{-3}$
Relaxation	Vitesse : 0.0 (contrôle manuel) - durée : 28 jours
Déchargement	Vitesse : $8,5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
Rechargement	Vitesse : $1,05 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ pour : $\epsilon_{\text{axiale}} \leq 1,8 \cdot 10^{-2}$
Mesures	Déplacement axial externe (LVDT ± 1 mm et comparateur) Force axiale (capteur de force de capacité 20 t)
Essai 2-C	Compression simple à vitesse de déformation imposée
Type	
Presse	Bâti de chargement lent
Chargement (2 étapes)	Vitesse n°1 : $5,95 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ pour $0 \leq \epsilon_1 \leq 4,0 \cdot 10^{-3}$ Vitesse n°2 : $1,05 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ pour $4,0 \cdot 10^{-3} \leq \epsilon_1 \leq 1,3 \cdot 10^{-2}$
Mesures	Déplacement axial externe (LVDT ± 1 mm et comparateur) Force axiale (capteur de force de capacité 20 t)

Tableau 6.2 : Protocoles opératoires des cinq essais réalisés

6.4.2.1. Comparaison des caractéristiques mécaniques à court terme

Les Figures 6.10 et 6.11 donnent l'ensemble des résultats d'essais en contrainte-déformation qui ont la propriété de ne présenter que très peu de dispersion malgré une sensibilité assez nette à la vitesse de sollicitation. En effet, on observe une rupture de pente après chaque changement de vitesse de déformation axiale.

Pour l'ensemble des courbes de charge, une phase de serrage et de rattrapage de jeux est bien marquée sauf pour l'essai 2-A, pour lequel le résultat est donné en déformation axiale mesurée localement, par jauges d'extensométrie. Il présente l'avantage de donner fidèlement le début de la courbe de charge.

Les oscillations visibles sur la courbe représentative de l'essai 2-C, ont une période équivalente à la journée. Ces oscillations sont consécutives à la dilatation et à la contraction du bâti de chargement. Les effets thermiques sont ainsi visibles pour une vitesse de déformation axiale imposée très faible de l'ordre de $5,95 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ (essai 2-C), mais disparaissent pour une vitesse de $2,1 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ (essai 1-B). Une climatisation de l'air ambiant semble donc nécessaire dès lors que la vitesse de sollicitation reste inférieure à 10^{-8} s^{-1} .

a) Caractéristiques mécaniques à la rupture

Les valeurs de la résistance en compression simple, σ_c , mesurées sont peu dispersées pour les quatre essais menés à la rupture, et cela pour des vitesses de déformation axiale très différentes, comme le montrent les Figures 6.10 et 6.11. Cette résistance vaut :

$$\sigma_c = 37 \text{ MPa} \pm 0,5 \text{ MPa}$$

Pour les géomatériaux, la résistance en compression simple est souvent une fonction croissante de la vitesse de sollicitation. Pour ces éprouvettes d'argilite, cela ne semble pas être le cas, mais la déformation à la rupture apparaît d'autant plus importante que la vitesse de sollicitation est faible. Cette observation rend compte du caractère très ductile des argilites du site de l'Est. Elles ont une capacité à encaisser de grandes déformations par un phénomène d'accommodation visqueuse ; cela est notamment le cas de l'éprouvette 2-B.

La rupture des échantillons s'est produite soit par cisaillement selon des plans recoupant longitudinalement toute l'éprouvette (cas de l'essai 2-A illustré sur la Figure 6.12a), soit par poinçonnement pour cause de frottement en tête de la face reposant sur le plateau mobile du bâti (cas de l'essai 1-B : Figure 6.12b).

b) Caractéristiques mécaniques de déformabilité

Sur les Figures 6.10 et 6.11, il apparaît clairement que la vitesse de sollicitation, si elle semble ne pas affecter la résistance à la compression, conditionne par contre le module de déformation en chargement, E_c . Celui-ci est équivalent au module sécant sous faible charge, et ne correspond au module élastique qu'en apparence. Si les argilites semblent présenter un comportement linéaire sur une plage importante de déformations ($2 \cdot 10^{-3}$ à $3 \cdot 10^{-3}$), on ne peut pas qualifier ce comportement d'élastique, tant il est sensible à la vitesse de sollicitation. Des déformations viscoplastiques se développent certainement sous faible charge déviatoire.

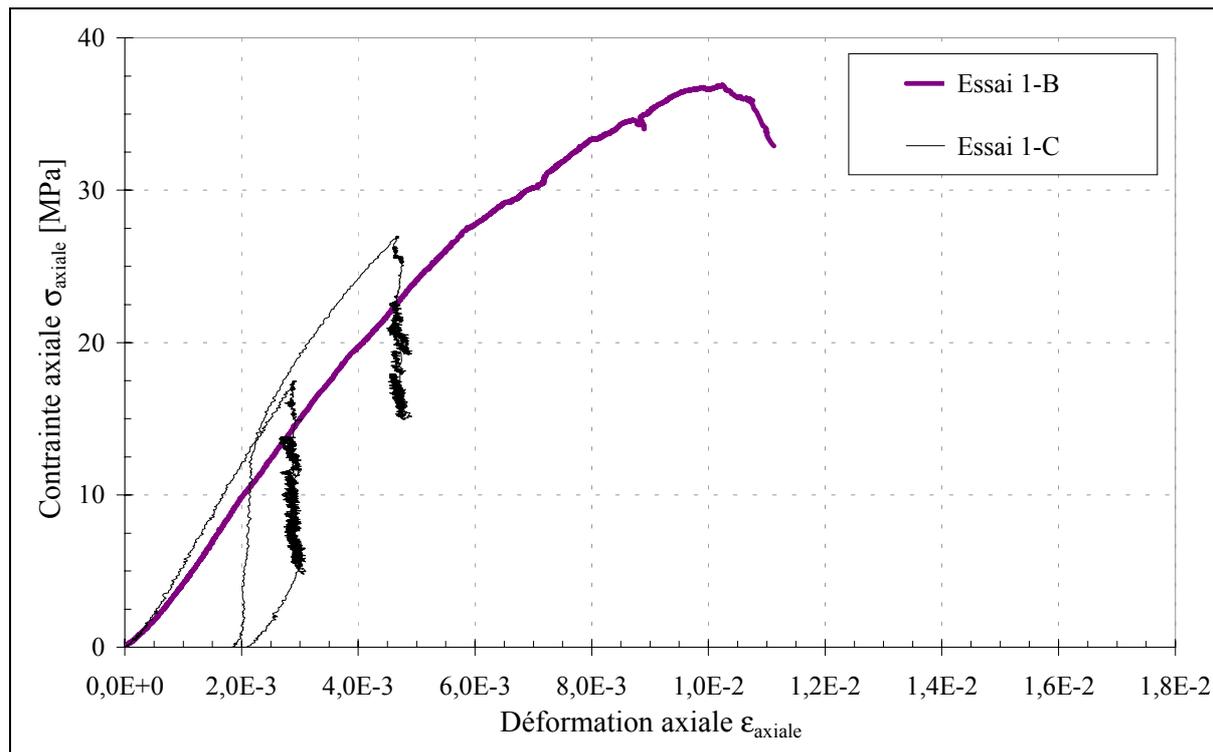


Figure 6.10 : Carotte n°2177 : Résultats en contrainte-déformation pour les essais 1-B et 1-C réalisés à différentes vitesses de déformation axiale – les protocoles opératoires sont énoncés dans le Tableau 6.2

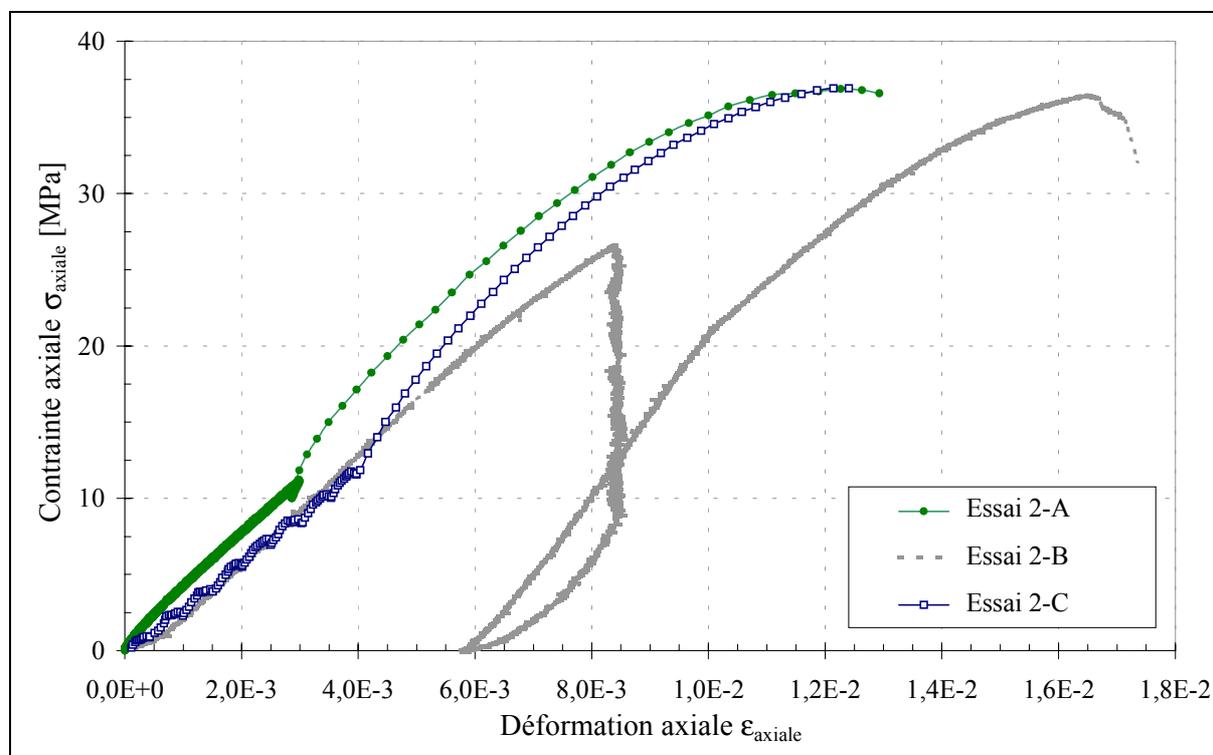


Figure 6.11 : Carotte n°2187 : Résultats en contrainte-déformation pour les essais 2-A et 2-B et 2-C réalisés à différentes vitesses de déformation axiale – les protocoles opératoires sont énoncés dans le Tableau 6.2

La Figure 6.13 représente dans un diagramme semi-logarithmique la variation du module de déformation en chargement en fonction de la vitesse de déformation axiale imposée. La tendance apparaît logarithmique mais la dispersion reste importante ; le coefficient de corrélation, R^2 , n'est que de 0,62. Cela tient essentiellement au fait que ce module est également fonction de l'historique du chargement, c'est-à-dire du degré d'érouissage et d'accommodation visqueuse du matériau.

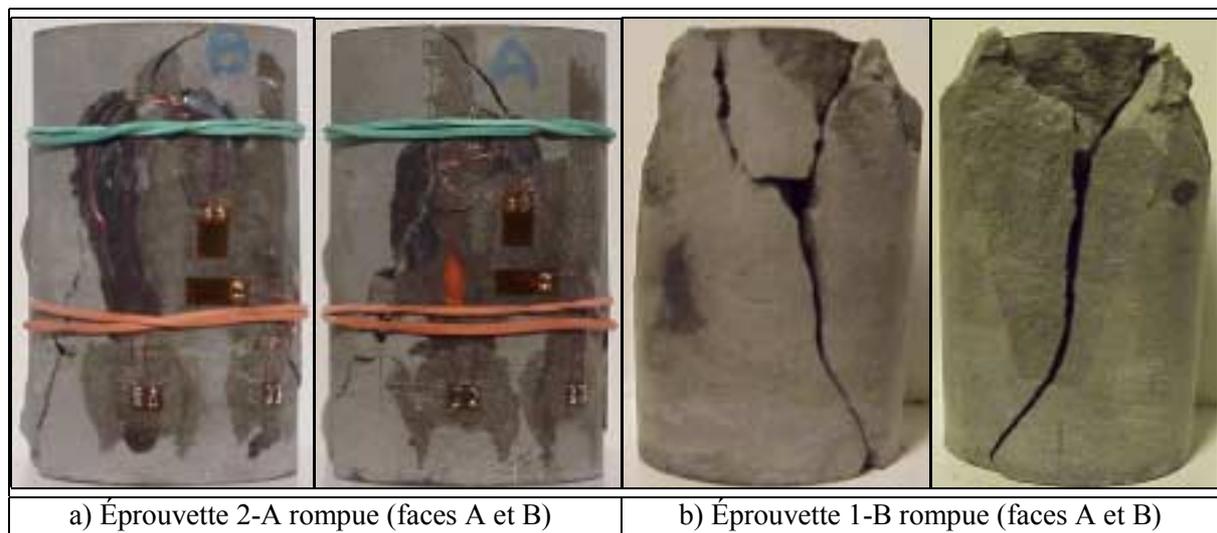


Figure 6.12 : Types de ruptures observées sur les éprouvettes a) 2-A : rupture par cisaillement, b) 1-B : rupture par poinçonnement

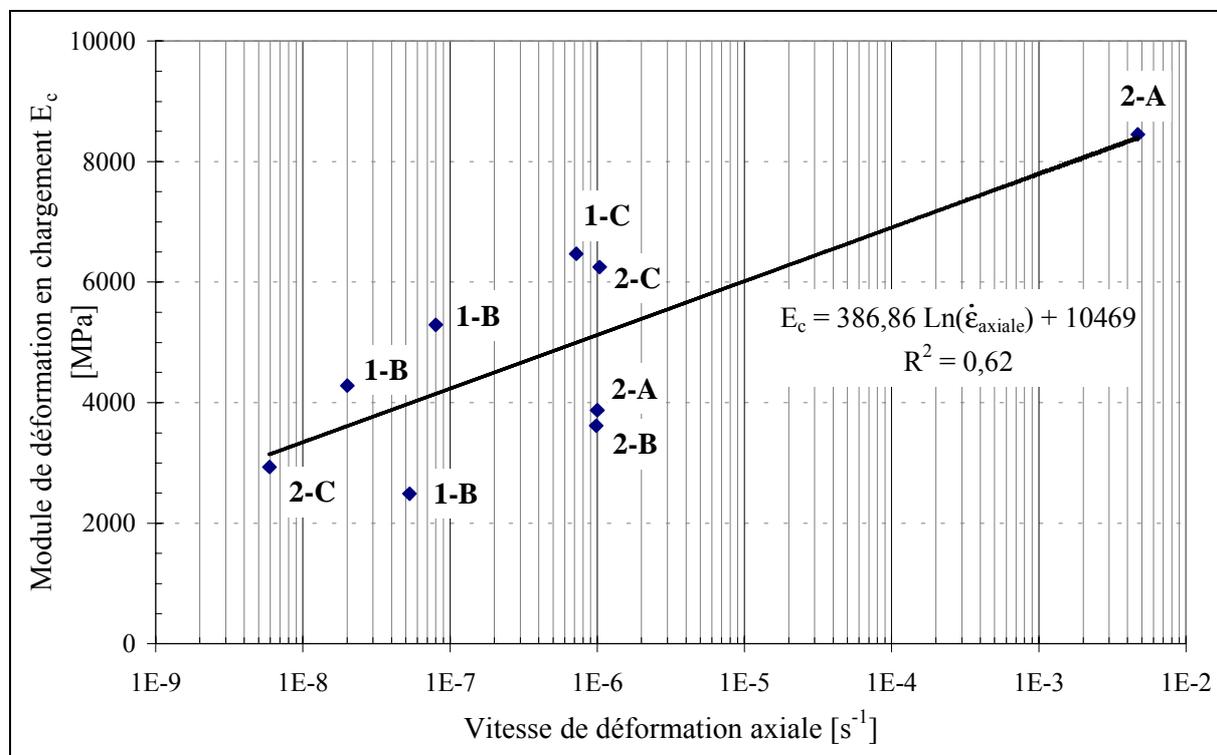


Figure 6.13 : Variation du module de déformation en charge, E_c , en fonction de la vitesse de déformation axiale imposée

L'essai 2-A (effectué sur la presse Schenck), pour lequel nous avons mesuré les déformations localement par jauges d'extensométrie axiales et transversales, permet de définir les caractéristiques mécaniques à court terme. La Figure 6.14 donne la courbe de charge, dans le diagramme contrainte axiale – déformations, pour les deux vitesses successives de sollicitation imposées à l'éprouvette 2-A (vitesse n°1 : 10^{-6} s^{-1} , vitesse n°2 : $4,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). Il est ainsi possible de déterminer un module de déformation en chargement pour ces deux vitesses, qui vaut respectivement :

$$E_{c1} = 3875 \text{ MPa}$$

$$E_{c2} = 8450 \text{ MPa}$$

La Figure 6.15 permet de définir un coefficient de Poisson proche de 0,15. Il reste constant tant que la vitesse de déformation axiale de 10^{-6} s^{-1} est appliquée. Quand cette vitesse est brutalement augmentée, les déformations tendent à se développer à volume constant. Sur cette même figure, on a également représenté l'indice de saturation calculé à partir de la teneur en eau initiale ; il ne dépasse pas 70%. L'augmentation du coefficient de Poisson n'est donc pas imputable à la saturation globale de l'éprouvette. Il est néanmoins possible que des lentilles argileuses au sein de l'échantillon, se comportent de manière non drainée.

Par ailleurs, la Figure 6.14 montre que la transition de la contractance à la dilataance se situe à près de 90% de la résistance en compression simple, ce qui est relativement élevé.

6.4.2.2. Analyse du comportement à long terme

Pour accéder aux caractéristiques viscoplastiques du matériau, il est nécessaire d'observer la tendance du comportement à long terme soit sur un essai de fluage, soit sur un essai de relaxation. Notre choix s'est porté sur des essais de relaxation qui s'avèrent très « riches » d'informations et, de surcroît, complémentaires aux essais de chargement à vitesse de déformation axiale imposée.

a) Essais de relaxation

L'objectif de ces essais est de quantifier le potentiel de restitution de la contrainte axiale (sous déformation axiale maintenue constante), et de définir le cas échéant un éventuel seuil de contrainte vers lequel un nouvel état de stabilité à long terme serait atteint. Ces essais ont été menés pour différentes déformations axiales imposées, de façon à tester le potentiel de relaxation entre 50% et 75% de la résistance en compression simple, soit respectivement entre 18 et 27 MPa.

Pour l'éprouvette 2-B, un seul palier de relaxation a été considéré pour une déformation axiale totale de $8,4 \cdot 10^{-3}$. Cette déformation a été atteinte sous 27 MPa de contrainte axiale, après chargement préalable à vitesse de déformation axiale imposée à $9,85 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. L'essai de relaxation a duré 28 jours, pendant lesquels les plateaux de la presse ont été bloqués. Il a fallu corriger manuellement de temps à autre, la position du plateau (notamment en début de relaxation), afin de maintenir constante la déformation axiale souhaitée, compte tenu des variations thermiques observées sur les mesures. La variation de la déformation axiale a été maintenue ainsi à $\pm 1\%$, ce qui a été jugé tout à fait satisfaisant.

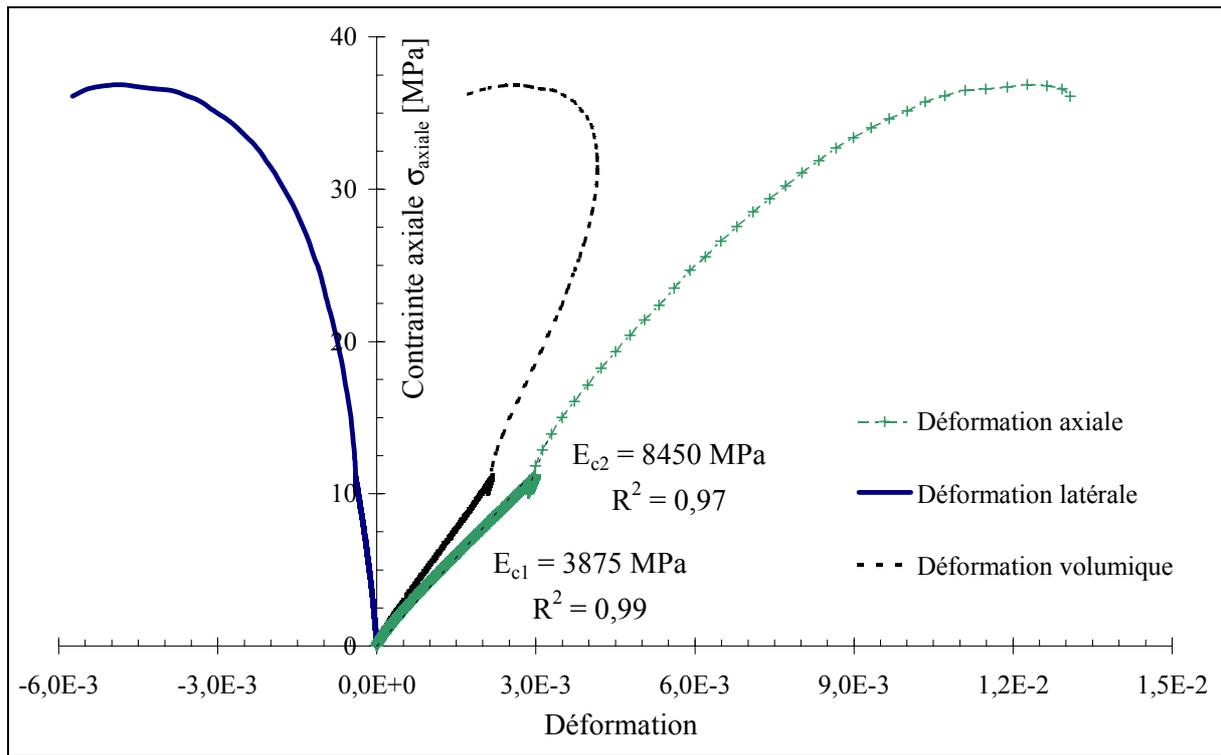


Figure 6.14 : Essai 2-A : Courbes contrainte axiale – déformations : vitesse n°1 : 10^{-6} s^{-1} ; vitesse n°2 : $4,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

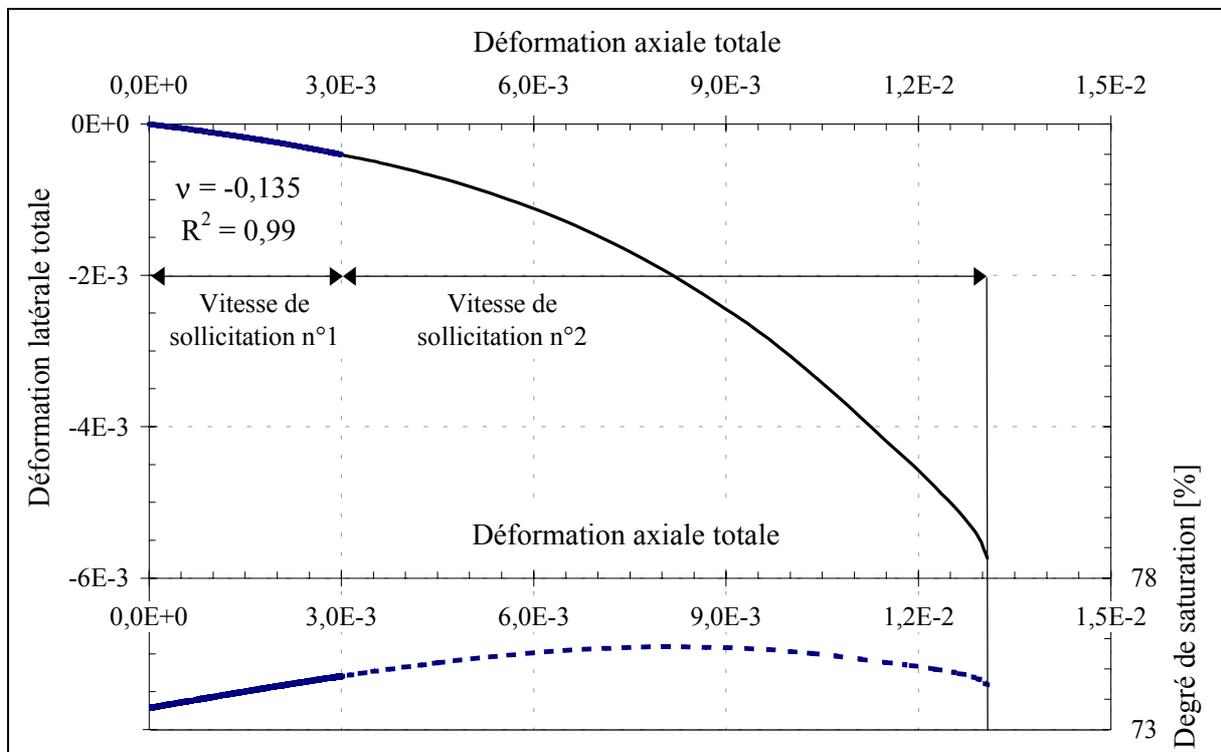


Figure 6.15 : Essai 2-A : calcul du coefficient de Poisson et du degré de saturation : vitesse n°1 : 10^{-6} s^{-1} ; vitesse n°2 : $4,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

La courbe de relaxation est représentée sur la Figure 6.16, sur laquelle les triangles correspondent aux repères journaliers dont le relevé a été fait pour des conditions thermiques identiques (20°C). Il est ainsi possible de s'affranchir des oscillations diurnes et d'affiner la tendance du phénomène physique.

La relaxation est considérable avec une restitution de près des deux tiers de la contrainte axiale initiale, sur 28 jours. De plus, elle s'opère en trois phases successives. La première est de type puissance avec un amortissement bien marqué sur les dix premiers jours, jusqu'à atteindre 15 MPa. La seconde est pseudo linéaire et dure deux semaines, la relaxation est alors de 1 MPa sur trois jours. En fin d'essai, entre 24 et 28 jours, l'éprouvette semble avoir atteint un nouvel état d'équilibre sous une contrainte axiale d'environ 9 à 10 MPa, ce qui ne représente environ plus qu'un tiers de la charge initialement appliquée.

Une autre interprétation plus générale serait d'analyser conjointement l'ensemble des deux phases. Dans ce cas, une fonction logarithmique est la plus appropriée, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Pour l'éprouvette 1-C, deux niveaux successifs de relaxation ont été considérés. Le premier correspond à 18 MPa de contrainte axiale, pour une déformation axiale totale de $2,9 \cdot 10^{-3}$, après un chargement préalable à vitesse de déformation axiale imposée à $7,2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. L'essai de relaxation a duré 26 jours. Il a ensuite été suivi d'un cycle de charge – décharge, piloté respectivement à une vitesse de $5,7 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ et $9,2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Le second niveau de relaxation fixé à 27 MPa a ainsi été obtenu pour une déformation axiale de $4,65 \cdot 10^{-3}$. Cette seconde relaxation a duré 20 jours avant la réalisation de la lame mince. Au cours des deux essais de relaxation, la tolérance sur la déformation axiale n'a pu être maintenue qu'à $\pm 5\%$. Les causes de cette dérive sont à rechercher dans des variations d'amplitude thermique plus importantes que celles présentes au cours de la réalisation de l'essai 2-B.

La première relaxation (Figure 6.17) ne met pas autant en évidence les deux phases successives observées sur l'essai 2-B. Les perturbations d'ordre thermique sont en effet beaucoup plus importantes et notamment en fin d'essai. Par contre, la seconde relaxation (Figure 6.18) présente une seconde phase linéaire bien visible, bien que l'amplitude en relaxation soit bien moins importante.

L'analyse microstructurale, présentée au paragraphe 6.4.3 doit permettre de mieux appréhender les mécanismes d'endommagement et d'accommodation visqueuse, qui sont à l'origine de ce raidissement apparent du matériau.

Dans tous les cas, le phénomène tend à se stabiliser au bout de deux à trois semaines mais des essais plus longs, seraient nécessaires pour savoir si cette stabilisation admet une asymptote, et si tel est le cas connaître sa valeur. La seconde relaxation a été interrompue au bout d'une vingtaine de jours car la hausse de la température ambiante tendait à induire un déchargement parasite du bâti que nous avons réussi à évaluer à 0,25 MPa par degré Celsius, ce qui est très important et justifie un dispositif de climatisation pour de futurs essais.

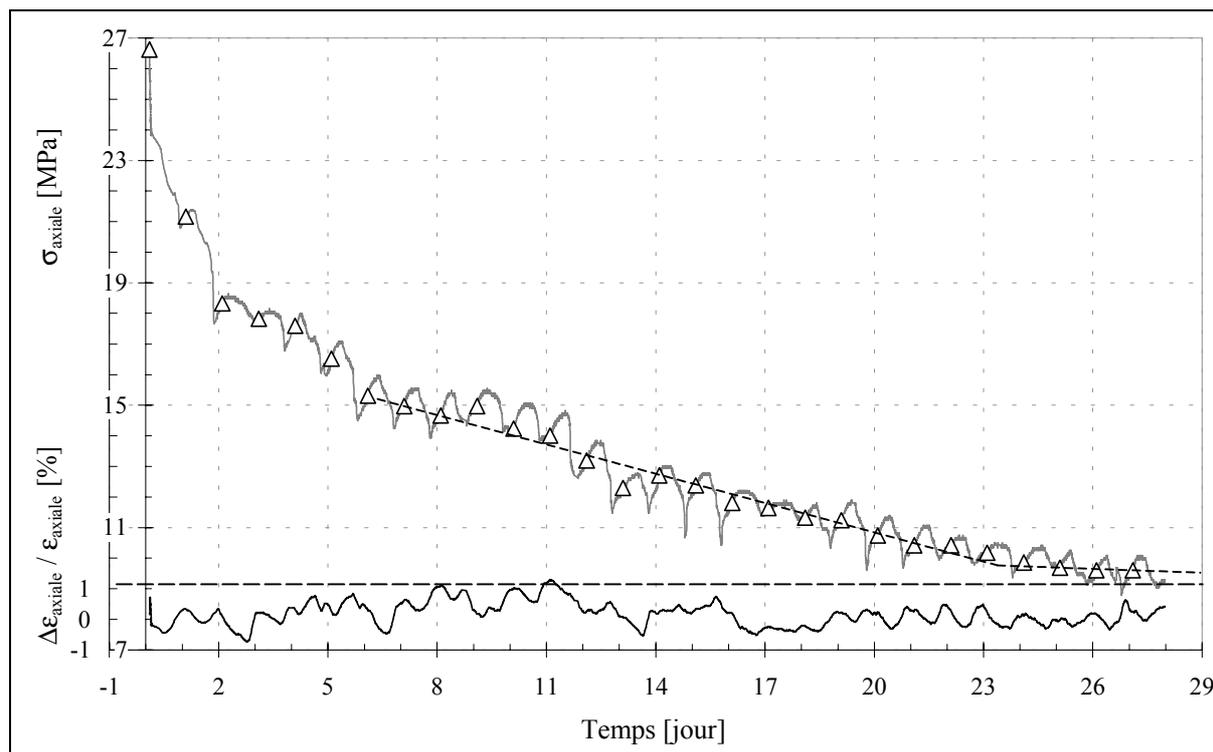


Figure 6.16 : Essai 2-B : relaxation de la contrainte axiale à 75% de la résistance en compression simple et variations de la déformation axiale

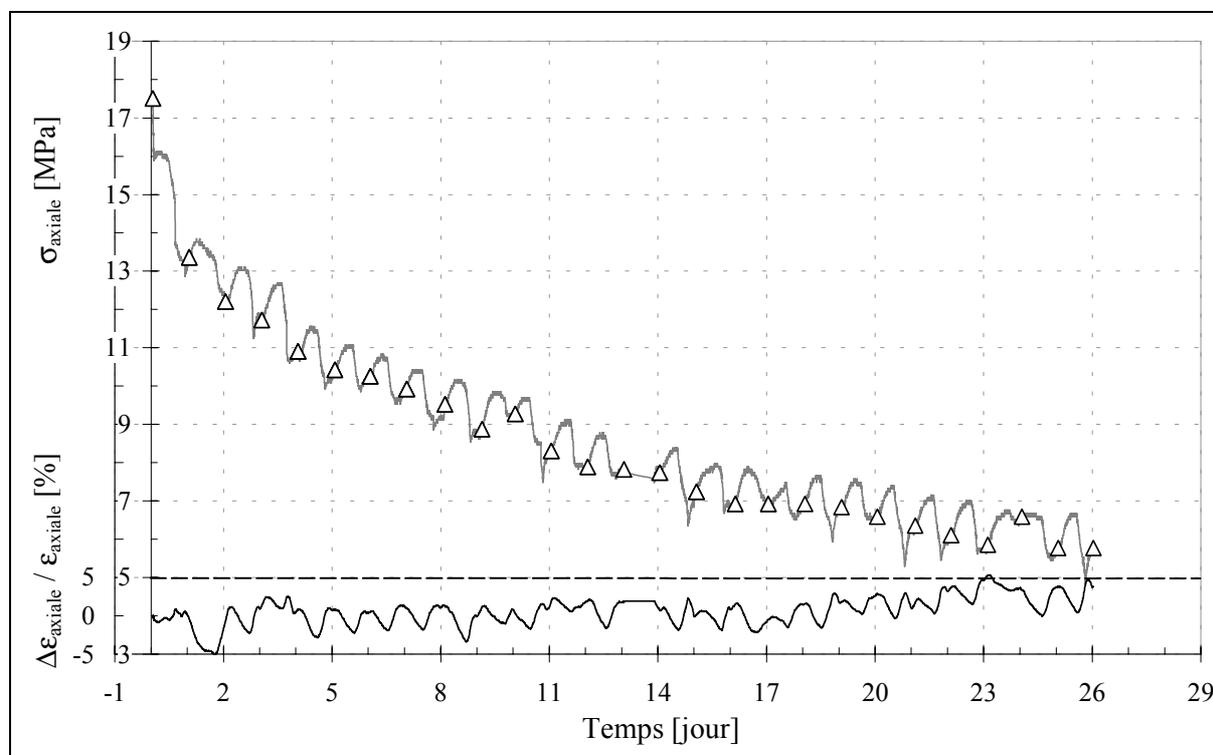


Figure 6.17 : Essai 1-C : relaxation de la contrainte axiale à 50% de la résistance en compression simple et variations de la déformation axiale

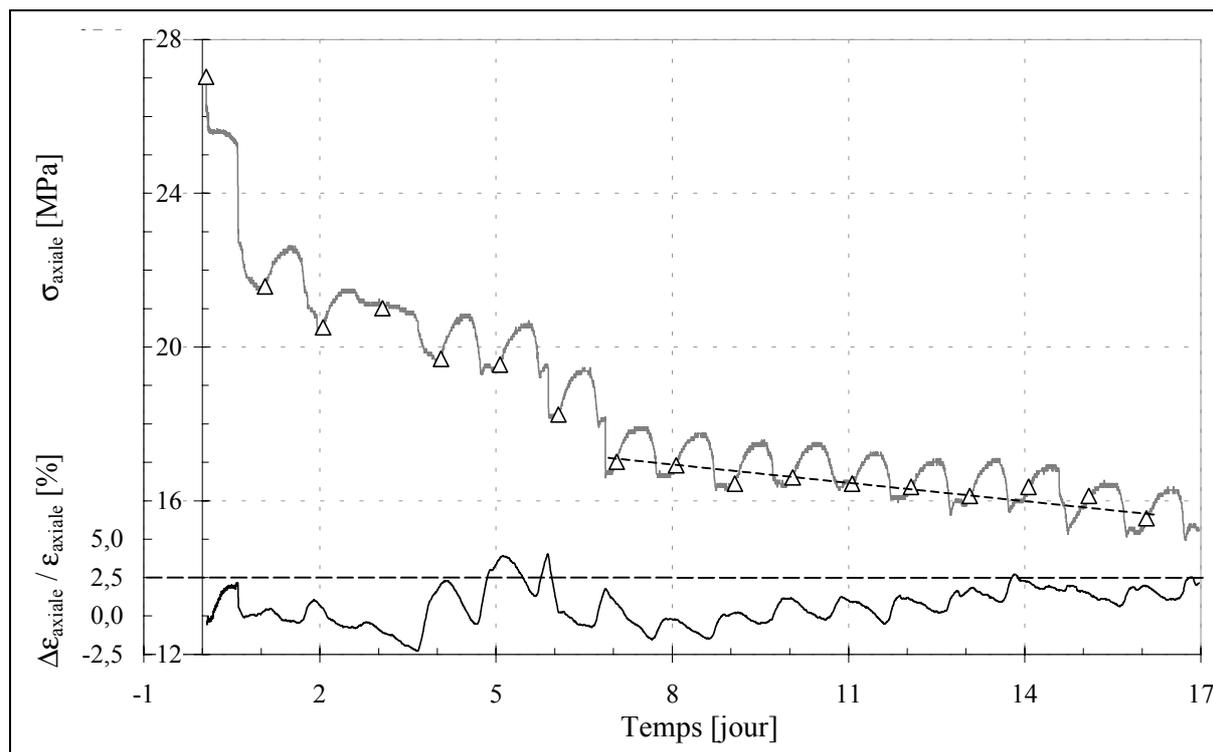


Figure 6.18 : Essai 1-C : relaxation de la contrainte axiale à 75% de la résistance en compression simple et variations de la déformation axiale

b) Écrouissage et accommodation visqueuse

Le comportement des argilites du site de l'Est est fonction de l'histoire du chargement que ces dernières ont subi. En effet, ce matériau présente de grandes capacités d'écrouissage et d'accommodation visqueuse, comme le montre les éprouvettes 2-B et 1-C (Figure 6.10). Pour ces éprouvettes, la phase de relaxation a conduit à un raidissement du matériau ainsi qu'à une augmentation du taux de déformation à la rupture.

Ces phénomènes sont clairement identifiables pour l'éprouvette 2-B, pour laquelle le module de déformation en chargement et déchargement après relaxation est 45% plus élevé que celui mobilisé au cours du premier chargement (5200 MPa contre 3600 MPa). De plus, en ne considérant que le premier chargement, la déformation axiale à la rupture peut être estimée à 1,2% alors qu'en fin d'essai, elle a été mesurée à près de 1,7%, soit un gain de plus de 40%. Cela s'apparente à un phénomène d'accommodation visqueuse au développement des déformations viscoplastiques irréversibles. En fin de relaxation, le taux de déformation irréversible après déchargement vaut près de 0,6%, ce qui est élevé. Le matériau semble cependant s'en être déjà accommodé lors de la phase de rechargement.

L'essai 1-C est plus difficile à interpréter car si le raidissement du matériau est bien observé (il est même très important), par contre cette relaxation n'a pas fait apparaître de déformations irréversibles. Cette éprouvette n'a pas été amenée à la rupture afin d'identifier, sur lame mince, les mécanismes de déformation de la microstructure des argilites. Cette étude est résumée au paragraphe suivant.

6.4.3. Étude microstructurale sur lame mince

6.4.3.1. Analyse pétrographique et endommagement de l'éprouvette 1-C

La lame mince réalisée sur l'éprouvette 1-C, présente une densité en éléments argileux beaucoup plus forte que la lame témoin de l'éprouvette 1-A. De plus, la teneur en cristaux de calcite et de quartz est beaucoup plus faible, ce qui donne à la lame 1-C, une texture davantage microcristalline que granulaire, comme on le voit sur la Figure 6.19b. Les orientations de texture sédimentaire sont marquées par des lits d'opacités sub-horizontaux (oxydes de fer et matière organique) et une orientation discrète de la matrice argileuse, intrinsèque à l'argilite. Cette orientation est localement marquée par des directions d'éclairage des particules argileuses observées en lumière analysée et polarisée. Macroscopiquement, une seule fracture ouverte est visible au binoculaire (Figure 6.19a). Elle s'apparente à celle observée sur l'éprouvette 1-A, c'est-à-dire sans trace de cisaillement ou broyage de ses épontes.

Par ailleurs, en microscopie optique, les Figures 6.19b et 6.19c traduisent le degré d'endommagement général de l'éprouvette, à savoir la localisation de :

- zones de cisaillement micrométriques observables au sein de la matrice argileuse,
- microfissures ouvertes.

Les microfissures apparaissent soit sub-horizontalement et indépendamment des directions des micro-plans de cisaillement observés dans la matrice argileuse, soit en association avec ces derniers. Elles marquent ainsi une chronologie bien marquée dans l'endommagement de la matrice, avec une ouverture de la fissuration au cours de la phase de relaxation.

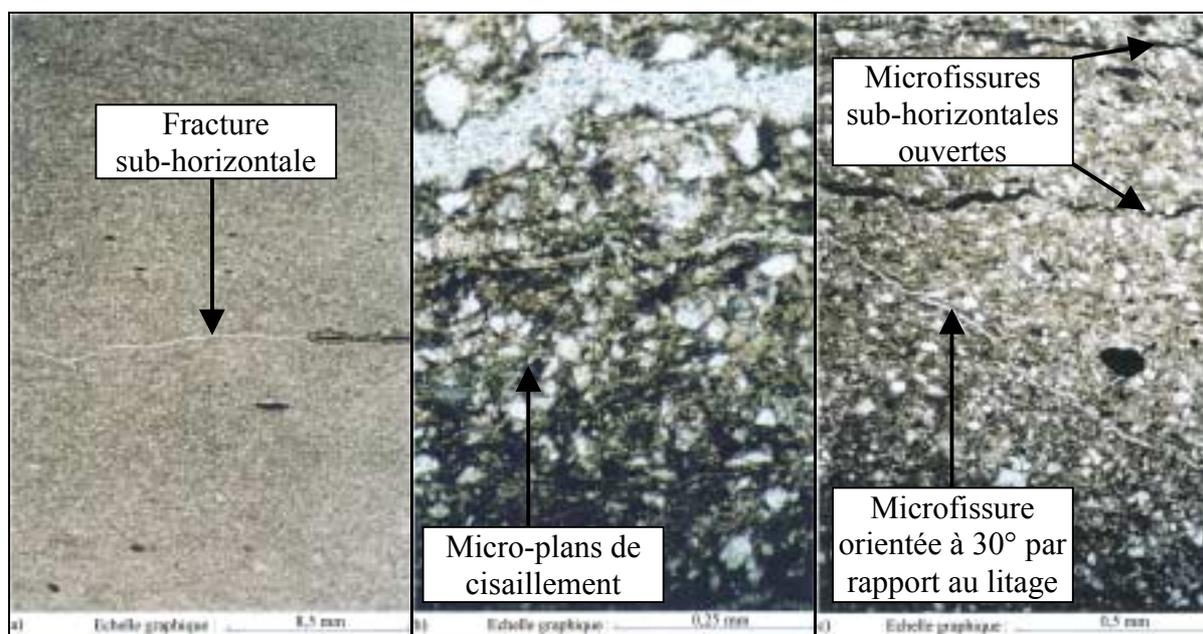


Figure 6.19 : Éprouvette 1-C au microscope optique : aspect de l'endommagement de la matrice argileuse a) vue d'ensemble sur la fracture sub-horizontale d'origine, b) détails de l'endommagement par microfissuration et micro-plans de cisaillement, c) vue sur une microfissure orientée à 30° par rapport au litage

6.4.3.2. Mécanismes d'endommagement

Au microscope électronique à balayage, les observations sont effectuées en mode électrons retro-diffusés, pour mettre en évidence les différences de minéralogie, la porosité et les microfissures par différence de niveaux de gris. L'endommagement est visible de manière diffuse au sein de la matrice argileuse par de nombreux micro-plans de cisaillement, de moins de 5 μm de large, marqués par une réorientation très nette des particules argileuses. Ces micro-plans sont soulignés en noir en mode rétro-diffusé, ce qui peut conduire à les assimiler, à tort, à des microfissures, comme le soulignent les Figures 6.20a et 6.20b.

Sur ces figures, les plages les plus claires correspondent aux carbonates et celles apparaissant en noir sont des zones endommagées par le polissage de la lame. La surface de la lame n'est pas suffisamment polie pour optimiser ce type d'observation. Les particules argileuses sont cependant clairement orientées face contre face, le long de l'axe d'endommagement. L'arrangement des particules affecte une zone de 10 à 20 μm autour de cet axe.

Localement, des bandes de cisaillement peuvent être plus larges, de 50 à 100 μm de large, et sont visibles à l'œil nu. Elles présentent un arrangement plus diffus des particules argileuses, comme cela est visible sur la Figure 6.21. Plusieurs micro-plans de cisaillement et microfissures y sont alors visibles au sein de la matrice argileuse. Par ailleurs, les cristaux de calcite sont localement recoupés par des microfractures transminérales, résultat probable de dislocations très importantes.

Un mécanisme d'endommagement en deux temps se retrouve ainsi au niveau de l'analyse microstructurale. Dans un premier temps, les micro-plans de cisaillement sont induits au sein de la matrice argileuse lors de la mise en compression du matériau. Ces micro-plans, qui sont visibles au MEB, mais difficilement repérables au microscope optique, ont une orientation oblique de 30 à 40°, par rapport au plan horizontal de l'éprouvette. Ces micro-plans ne sont pas rectilignes. Leur orientation et leur tortuosité sont en partie contrôlées à cette échelle d'observation, par la stratigraphie et la granulométrie du matériau. Cette phase de compression a également généré des fracturations locales des cristaux de calcite au sein de ces zones de cisaillement. La fracturation de ces cristaux est certainement consécutive à des dislocations très développées et conduit à la création de microfissures à un stade avancé de l'endommagement.

La seconde phase du mécanisme d'endommagement correspond à la relaxation du matériau, au cours de laquelle les fissures et microfissures sub-horizontales tendent à s'ouvrir. Les épaisseurs d'ouverture varient de quelques microns pour les plus fines à 0,3 mm pour les plus épaisses. Cette fissuration constitue un réseau sub-parallèle à la stratigraphie. Elle se retrouve par endroit plus concentrée en bandes de cisaillement horizontales. Durant, la phase de relaxation, l'ouverture de fissures a tendance à désolidariser les cristaux de calcite de la matrice argileuse. Le glissement des phyllites argileuses face contre face, le long des microfissures, nécessite alors peu d'énergie. Il peut éventuellement s'accompagner d'un délitage local de certaines particules argileuses mais ce mécanisme est difficilement identifiable à l'échelle des observations microscopiques.

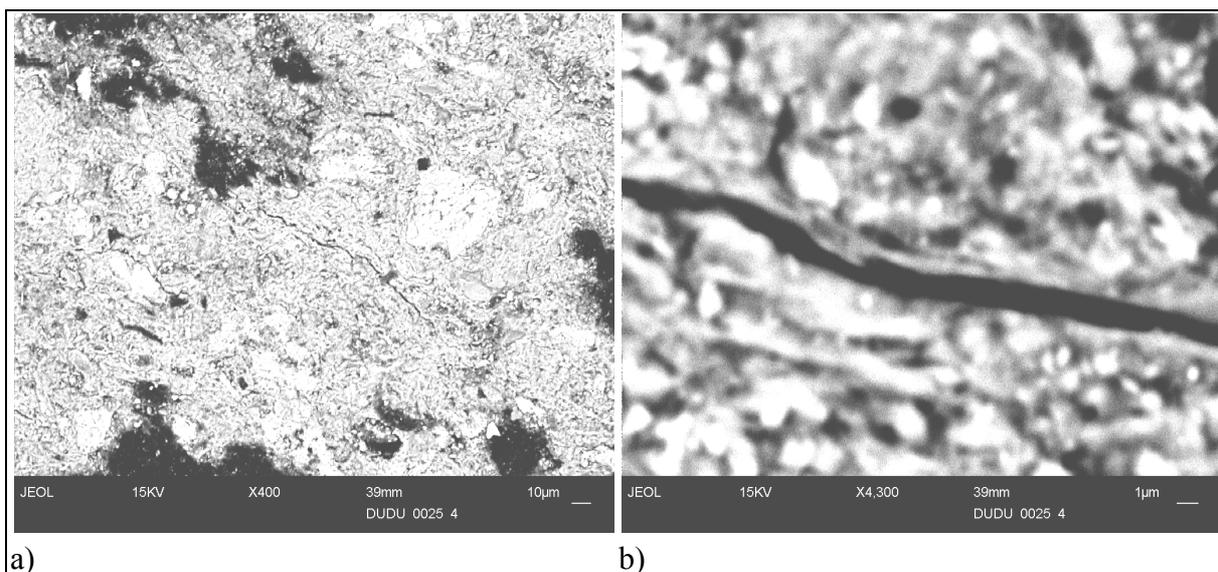


Figure 6.20 : Éprouvette 1-C au MEB : a) microfissure en noir, b) plan de cisaillement et microfissuration associée de la matrice argileuse

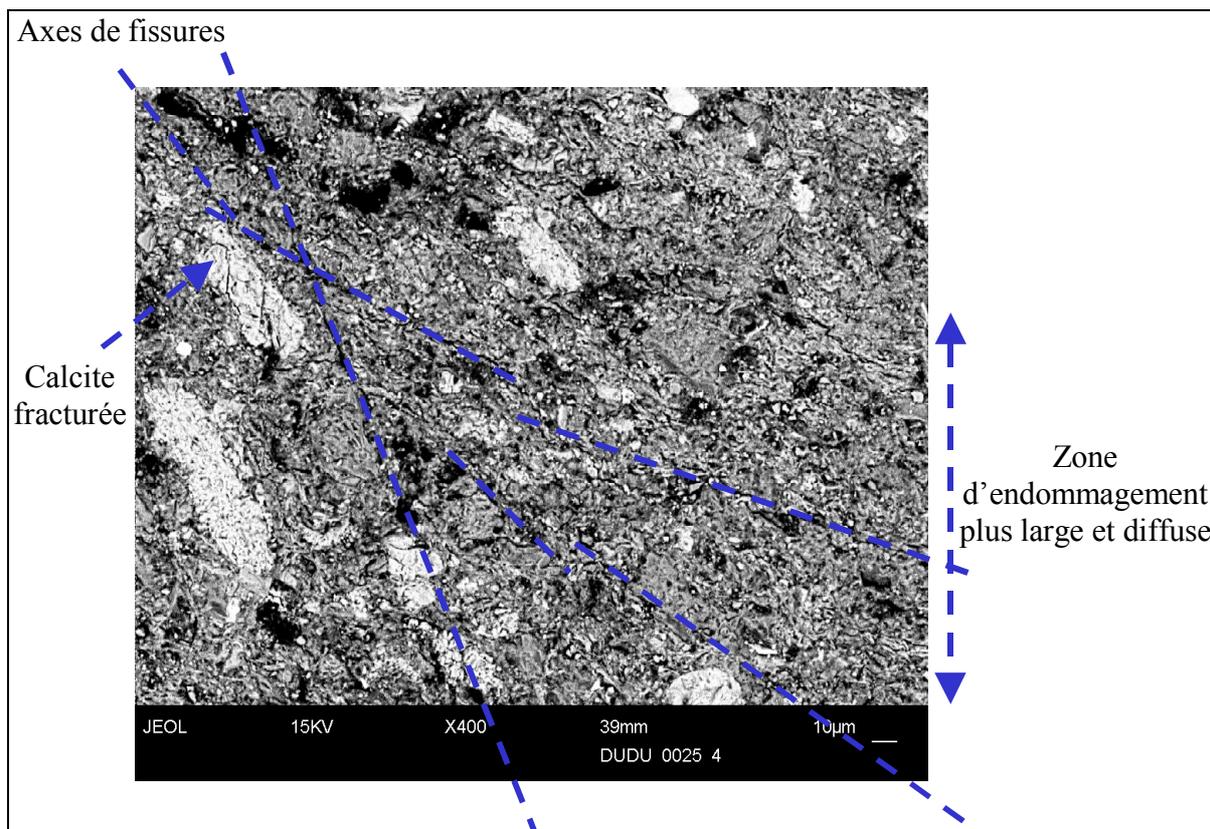


Figure 6.21 : Éprouvette 1-C au MEB : zone d'endommagement avec fissuration de la matrice argileuse, et fracturation de cristaux de calcite (arrangement plus diffus des particules argileuses)

Pour les illites, présentes dans ces argilites, il est possible d'observer une réorientation des particules, compte tenu de la rigidité de ces plaquettes argileuses. Cette rigidité peut également engendrer, sous certains niveaux de contrainte, des fractures et des exfoliations de ces phyllites.

6.5. CONCLUSION

Les mécanismes d'endommagement sont donc identifiés. Ils constituent également les mécanismes régissant le comportement différé des argilites. On constate que les mécanismes de déformation lors des phases de chargement monotone en compression et de relaxation sont bien distincts. Cela amène à penser qu'il n'existe pas nécessairement une loi unique permettant de décrire simplement le comportement différé.

En effet, lors de la mise en compression du matériau, des micro-plans de cisaillement sont générés au sein de la matrice argileuse. Ces micro-plans sont visibles au MEB et ont une orientation oblique de 30 à 40°, par rapport à la stratigraphie. Cette phase de compression a également généré des fracturations locales des cristaux de calcite au sein des zones en cisaillement. Au cours de la phase de relaxation, les fissures et microfissures sub-horizontales tendent à s'ouvrir. Les épaisseurs d'ouverture varient de quelques microns pour les plus fines à 0,3 mm pour les plus épaisses. Cette fissuration constitue un réseau sub-parallèle à la stratigraphie.

Ainsi, le chapitre 7 a pour objectif de déterminer un jeu optimum de paramètres pour la loi viscoplastique de Lemaitre sur les phases de compression et de relaxation, puis de définir le domaine de validité des jeux de paramètres ainsi définis.

Chapitre 7

Calage de la loi de Lemaitre sur la base des essais de laboratoire

Les cinq essais de laboratoire, qui ont été présentés dans le chapitre précédent, vont faire à présent l'objet du calage de la loi viscoplastique de Lemaitre. Avant d'entreprendre cette étude, les méthodes et principes d'un tel ajustement sont abordés, afin de mieux appréhender les difficultés de la détermination du comportement différé.

7.1. DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA LOI SUR LA BASE DES ESSAIS DE FLUAGE

7.1.1. Rappels

Au laboratoire, l'étude du comportement différé et le calage d'une loi constitutive sont souvent réalisés sur la base d'essais de fluage, réalisés sous différents paliers de chargement déviatoire. Ces derniers peuvent être appliqués de manière indépendante (un seul palier par éprouvette), auquel cas, plusieurs essais de fluage sont nécessaires pour caler une loi viscoplastique fonction du déviateur. Les paliers de charge peuvent également être appliqués successivement sur une même éprouvette.

Pour les argilites du site de l'Est, les premiers jeux de paramètres de la loi viscoplastique de Lemaitre ont été obtenus ainsi. L'avantage de procéder par paliers successifs, réside dans l'absence de dispersion naturelle des résultats. Cependant, à niveau de contraintes élevées, l'endommagement induit par une brusque augmentation du déviateur, conduit nécessairement à entraîner le matériau en fluage secondaire ou tertiaire, ce qui s'écarte naturellement du domaine d'ajustement de la loi de Lemaitre.

Dans tous les cas, il est nécessaire de réaliser au minimum deux paliers de chargement, pour pouvoir déterminer de manière univoque les trois paramètres de la loi de Lemaitre.

Cette loi est définie au paragraphe 5.2.1 ; en fluage monoaxial et en considérant que le seuil de contrainte, σ_s , est nul, elle s'écrit de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\text{axiale}} = \frac{\sigma_{\text{axiale}}}{E} + a (\sigma_{\text{axiale}})^{\beta} t^{\alpha} \quad (7-1)$$

où α , β et a sont les trois paramètres à définir, en plus de E , le module de déformation instantanée.

7.1.2. Méthode et difficultés du calage

Le principe consiste tout d'abord à isoler les déformations différées en retranchant aux déformations totales, les déformations élastiques instantanées, consécutives à l'application d'un palier de déviateur, ce qui n'est pas toujours évident à réaliser.

Dans un deuxième temps, on cherche une régression de type puissance sur l'évolution des déformations différées en fonction du temps. Il est alors courant de déterminer le paramètre, α , comme étant l'exposant du temps, pour un palier de chargement donné. Dans la pratique, les valeurs de α peuvent différer pour chaque palier, aussi il est délicat de déterminer un tel paramètre qui puisse être représentatif de l'évolution d'ensemble des déformations différées. De plus, c'est ce paramètre qui détermine la tendance à long terme lorsqu'on extrapole la loi au delà de la durée des mesures.

Il est ensuite possible d'extraire les valeurs des paramètres, β , et, a , en exprimant les quantités, aq^{β} , définies précédemment, en fonction du palier de déviateur associé, q . Pour cela, le passage au logarithme sur cette dernière relation est nécessaire. Il convient de privilégier les paliers de déviateur induisant un minimum d'endommagement du matériau, afin de ne pas surestimer le paramètre, β .

Cette méthode sera appliquée au chapitre 8, pour la détermination d'un jeu de paramètre permettant de caler la loi viscoplastique de Lemaitre sur le comportement différé des argiles à Opalinus. Globalement, nous verrons qu'avec seulement quelques essais de fluage, de fortes incertitudes pèsent sur la détermination des paramètres, α et β . Cela est très gênant pour l'ingénieur qui dispose rarement d'un nombre important d'essais de fluage et de surcroît de longue durée. Ainsi, il est judicieux de préconiser la réalisation d'essais complémentaires de chargement lent et de relaxation afin de choisir, dans un objectif de dimensionnement, des jeux de paramètres tenant compte de différents chemins de sollicitation.

7.2. AJUSTEMENT SUR LA BASE D'ESSAIS A VITESSE DE DEFORMATION CONSTANTE

7.2.1. Méthode générale

Pour un essai à vitesse de déformation imposée et constante, l'opération consiste à déterminer la part des déformations viscoplastiques à chaque instant, en appliquant le principe de la partition des déformations (paragraphe 5.2.2). Pour cela, il est nécessaire de calculer le

module de déformation en chargement ou en déchargement qui correspond au module sécant sous faible sollicitation ; il s'agit du module d'élasticité apparent qui est fonction de la vitesse de déformation imposée (paragraphe 6.4.2.1).

En tenant compte de l'équation (5-13) (chapitre 5), la loi viscoplastique de Lemaitre liant le déviateur, q , aux déformations axiales viscoplastiques, ε_{vp} , s'écrit à chaque instant :

$$q = A^{-1/n} \left(\dot{\varepsilon}_o - \frac{1}{E} \frac{\Delta q}{\Delta t} \right)^{1/n} (\varepsilon_{vp})^{-m/n} \quad (7-2)$$

où :

- $\dot{\varepsilon}_o$ est la vitesse de déformation axiale constante,
- E est le module de déformation en chargement ou déchargement,
- Δq est l'incrément de contrainte axiale pendant l'incrément de temps Δt .

On considère en première approximation que l'incrément de contrainte axiale Δq ramené à l'incrément de temps Δt varie peu en cours d'essai, de façon à ne retenir la déformation axiale viscoplastique cumulée ε_{vp} , comme unique variable de la relation 7-2. En passant alors au logarithme de cette relation, la valeur du rapport, $-m/n$, qui rend compte de la concavité de la courbe dans un diagramme contrainte-déformation, peut être déterminée comme étant la pente de la droite correspondante dans un diagramme logarithmique. Ce paramètre reste constant dans un domaine de déformations, intermédiaire aux domaines élastique et plastique. Cela correspond en fait au domaine où la vitesse de déformation viscoplastique reste quasi constante, lorsque le régime permanent d'écoulement visco-plastique est atteint.

L'ajustement final du rapport $-m/n$ est obtenu en comparant la courbe expérimentale à celle calculée avec l'équation incrémentale (5-13). Ainsi pour un essai à vitesse de déformation constante, les paramètres, m , et, A , de la loi de Lemaitre, peuvent se définir en fonction du paramètre, n .

7.2.2. Application à deux essais à vitesse de déformation axiale constante

A titre d'exemple, la Figure 7.1 donne le résultat de la détermination du rapport $-m/n$ sur deux essais triaxiaux à vitesse de déformation axiale imposée, à $9,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ et $9,5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Ces essais ont été réalisés en décompression uniaxiale par Nguyen-Minh *et al.* (1999) [89], sur deux éprouvettes distinctes d'argilite (site de l'Est) qui ont été soumises préalablement à une pression de confinement de 25 MPa. Les courbes en contrainte-déformation correspondantes sont représentées sur la Figure 7.3 et donnent le déviateur en fonction de la déformation axiale, jusqu'à 1% de déformation. Au-delà, on observe une rupture fragile.

Le rapport $-m/n$ qui correspond à la pente des deux droites dans un diagramme logarithmique, a été trouvé égal à 0,24 pour les deux éprouvettes pourtant distinctes. Il tient compte d'un module de déformation en décharge de 5900 MPa, pour les deux essais, indépendant de la vitesse de sollicitation. De plus, compte tenu de l'équation (7-2), l'ordonnée à l'origine dépend à la fois des paramètres A et n .

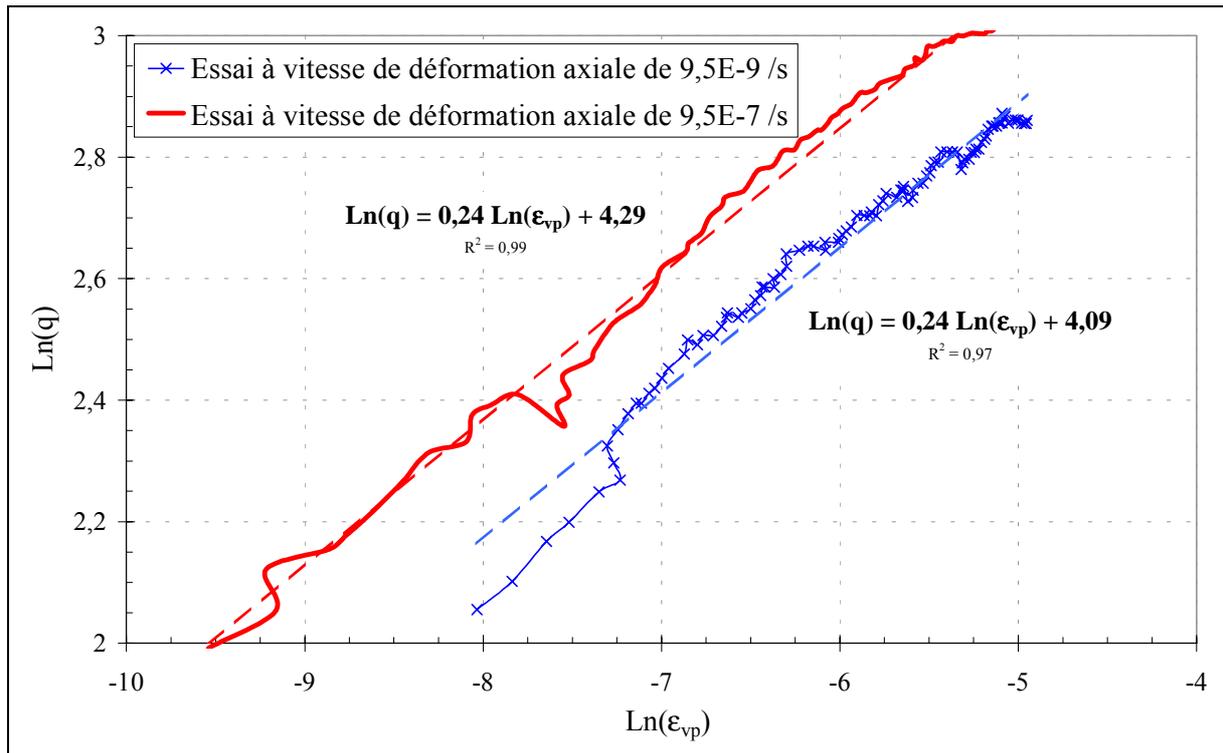


Figure 7.1 : Détermination du rapport $-m/n$ sur deux essais en déchargement uniaxiale, réalisés à faible vitesse de déformation axiale sur deux échantillons distincts d'argilite du site de l'Est, d'après Nguyen-Minh *et al.* (1999)

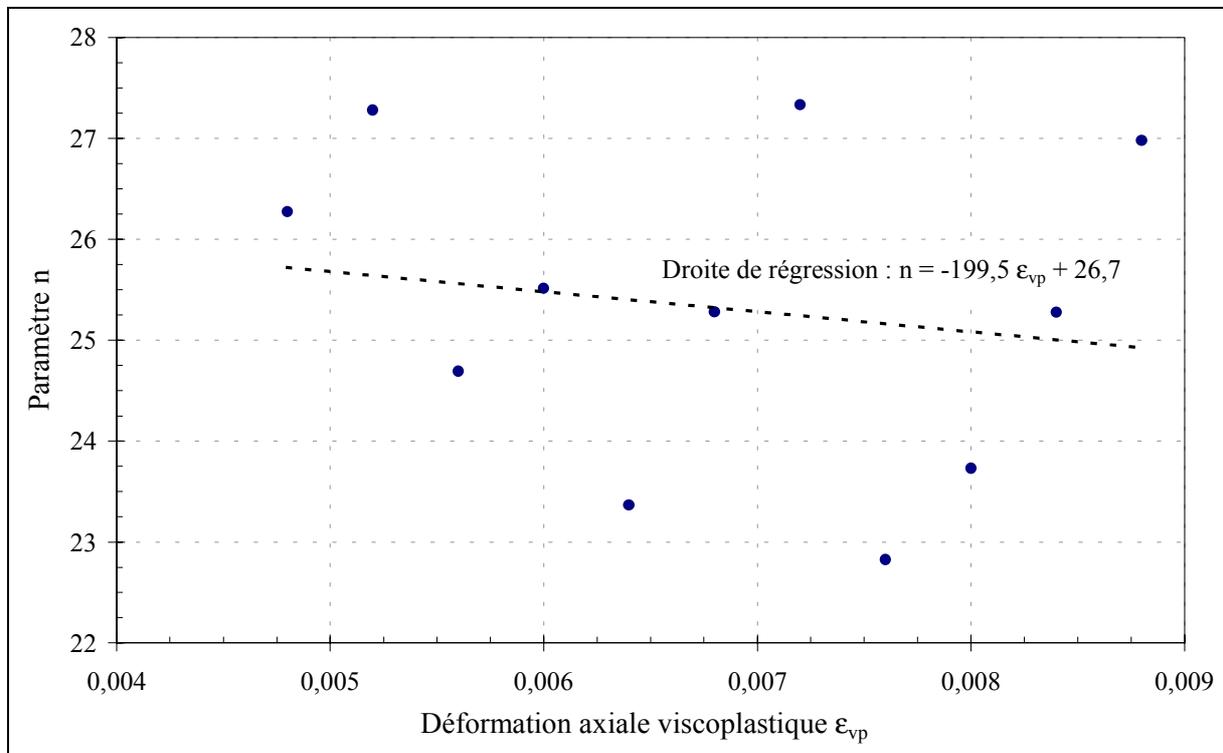


Figure 7.2 : Variation du paramètre n en fonction de la déformation axiale viscoplastique

La concavité des deux courbes en contrainte-déformation est à présent exploitée. Il reste à déterminer l'influence de la vitesse de déformation axiale sur le potentiel d'érouissage – relaxation du matériau. En d'autres termes, cela revient à identifier le paramètre, n , en reproduisant le même raisonnement que précédemment pour les deux essais, notés ici (a) et (b). L'objectif de cette seconde opération consiste à isoler, la vitesse de déformation axiale viscoplastique. En passant au logarithme, l'équation (7-2) se transforme de la manière suivante :

$$\ln\left(\dot{\varepsilon}_o - \frac{1}{E_c} \frac{\Delta q}{\Delta t}\right) = n \ln(q) + \ln(A) + m \ln(\varepsilon_{vp}) \quad (7-3)$$

Pour une déformation axiale viscoplastique donnée, le paramètre, n , vérifie alors :

$$\forall \varepsilon_{vp}, n = \left[\ln\left(\dot{\varepsilon}_o^{(a)} - \frac{\Delta q_{(\varepsilon_{vp})}^{(a)}}{E_c \Delta t}\right) - \ln\left(\dot{\varepsilon}_o^{(b)} - \frac{\Delta q_{(\varepsilon_{vp})}^{(b)}}{E_c \Delta t}\right) \right] / \ln\left(\frac{q_{(\varepsilon_{vp})}^{(a)}}{q_{(\varepsilon_{vp})}^{(b)}}\right) \quad (7-4)$$

La Figure 7.2 traduit le résultat de l'équation (7-4) et donne la plage de variation du paramètre, n , évalué point par point en fonction de la déformation axiale viscoplastique. Cette plage de variation permet de restreindre le domaine de recherche du paramètre, n , permettant d'obtenir le meilleur ajustement des courbes en contrainte-déformation. La valeur moyenne est environ 25, avec un écart-type d'environ 10%.

En procédant ainsi à une étude paramétrique sur n , il est possible de déterminer un ajustement optimal des trois paramètres de la loi de Lemaitre. Finalement, le jeu de paramètres retenu correspond à celui étudié numériquement au paragraphe 5.2.2, à savoir :

$$\begin{cases} n = 24,8 \\ m = -6,0 \\ A = 10^{-52} \text{ s}^{-1} \end{cases}$$

La Figure 7.3 donne la confrontation des mesures de laboratoire avec les courbes d'ajustement analytique pour chacun des deux essais à vitesse constante, avec le jeu de paramètres précédent. A noter qu'en ce qui concerne, la loi de Lemaitre, les ajustements en extension ou en compression sont identiques, étant donné que la loi d'érouissage associée est isotrope.

La correspondance est très satisfaisante avant la plastification et la rupture du matériau, mais cela constitue évidemment la limite du modèle théorique. Un ajustement mécaniquement admissible nécessiterait cependant davantage d'essais avec une gamme de vitesses de déformations plus large, aussi bien en décompression qu'en compression.

7.2.3. Étude paramétrique

Afin de mieux appréhender l'influence du rapport $-m/n$, il est proposé dans ce paragraphe, d'effectuer une étude paramétrique sur trois valeurs de ce dernier. Pour chacune d'entre elles, le paramètre A est redéfini afin d'optimiser analytiquement le calage de la loi de Lemaitre.

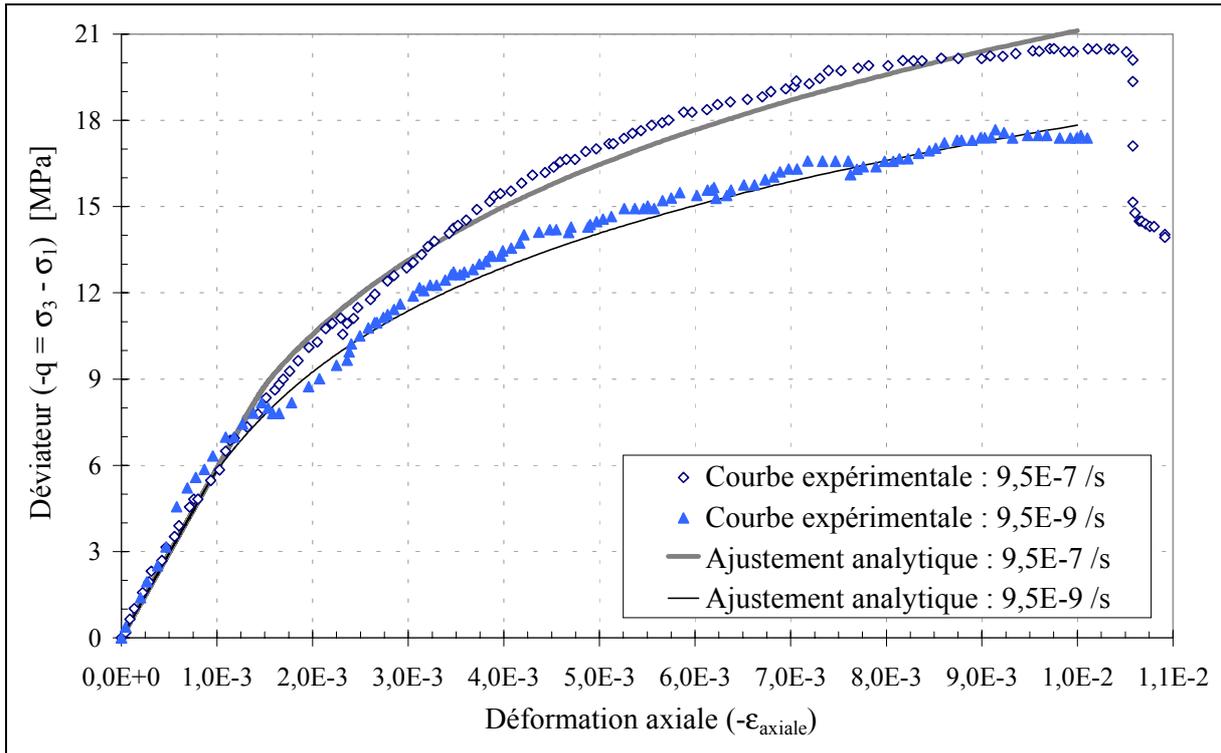


Figure 7.3 : Ajustement des paramètres de la loi de Lemaitre sur deux essais en décompression uniaxiale, réalisés à faible vitesse de déformation axiale (argilite du site de l'Est sous 25 MPa de pression de confinement), d'après Nguyen-Minh *et al.* (1999)

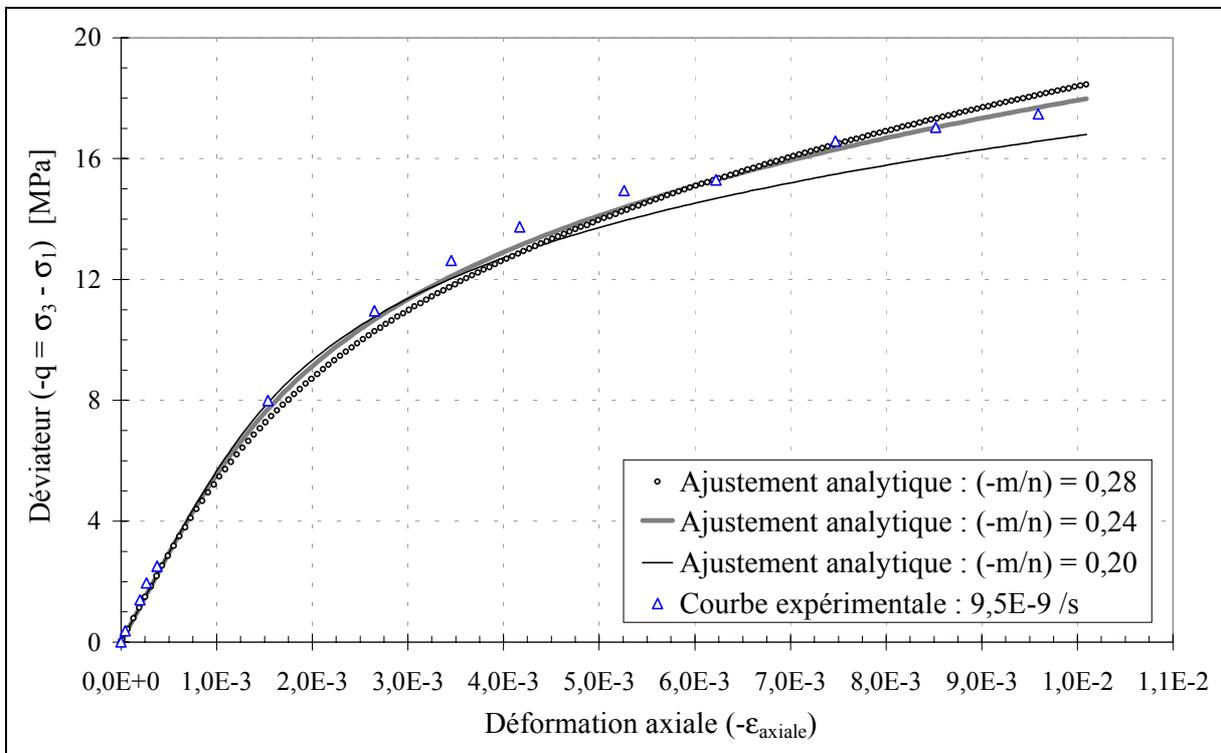


Figure 7.4 : Résultats de l'étude paramétrique confrontée aux mesures expérimentales (essai piloté en décompression axiale à $9,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$), d'après Nguyen-Minh *et al.* (1999)

Trois jeux de paramètres ont ainsi été testés, en fixant $m = -6 \pm 1$. Ils se présentent ainsi :

n	m	-m/n	A [s ⁻¹]	α	β	a
24,8	-5,0	0,20	8,8E-50	0,167	4,13	9,0.10 ⁻⁹
24,8	-6,0	0,24	1,0E-52	0,143	3,54	4,9.10 ⁻⁸
24,8	-7,0	0,28	2,7E-55	0,125	3,10	1,6.10 ⁻⁷

Tableau 7.1 : Jeux de paramètres considérés pour l'étude de l'influence du rapport -m/n, avec les contraintes exprimées en MPa et le temps en seconde

La Figure 7.4 illustre le résultat de l'étude paramétrique confrontée aux mesures expérimentales de l'essai en décompression monoaxiale à vitesse de déformation axiale de $9,5.10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Un rapport -m/n de 0,24 offre un bon calage sur les mesures, en comparaison aux deux autres valeurs de 0,2 et 0,28, pour lesquelles la concavité de la courbe s'écarte rapidement de celle des mesures. La comparaison reste cependant délicate, étant donné que celles-ci ne sont pas régulières et comprennent certainement des erreurs d'ordre thermique.

7.2.4. Ajustement sur les cinq essais réalisés

En appliquant la démarche décrite au paragraphe 7.2.1 sur les essais réalisés au laboratoire 3S, l'ajustement du rapport -m/n a mis en évidence peu de dispersion. Seules les phases de chargement non linéaires ont été retenues. Ce travail a fait l'objet de la publication de Boidy et Pellet (2000) [23]. Le calage de ce rapport est justifié sur la Figure 7.5 et les résultats sont résumés dans le Tableau 7.2, pour chacune des vitesses de déformation axiale considérée :

Référence de l'essai	Vitesse de déformation axiale imposée [s ⁻¹]	Module de déformation en charge [MPa]	Rapport -m/n
Essai 1-B (Charge 2)	5,3.10 ⁻⁸	4285	0,204
Essai 1-B (Charge 3)	2,1.10 ⁻⁸	2485	0,193
Essai 2-C (Charge 2)	1,05.10 ⁻⁶	6250	0,222
Essai 2-A (Charge 2)	4,7.10 ⁻³	8450	0,288
Essai 2-B (Charge)	9,85.10 ⁻⁷	3620	0,196
Essai 2-B (Recharge)	1,05.10 ⁻⁶	5200	0,192
Essai 1-C (Recharge)	9,2.10 ⁻⁷	8330	0,192

Tableau 7.2 : Synthèse des paramètres de montée en charge à vitesse de déformation imposée

Le rapport -m/n correspond à la pente des courbes tracées dans le diagramme logarithmique de la Figure 7.5. Il varie peu et tend légèrement à croître avec la vitesse de sollicitation, bien que l'essai 2-A (pour lequel cette vitesse est la plus importante) soit peu significatif car la viscosité du matériau semble avoir été peu mobilisée.

De plus, un changement de vitesse de déformation axiale en cours d'essai n'affecte pas ce rapport (essai 1-B), tout comme une relaxation intermédiaire (essai 2-B). Par ailleurs, l'augmentation de la vitesse axiale de déformation induit une translation des courbes vers le domaine des déformations viscoplastiques plus importantes ; cela correspond physiquement à une augmentation du module de déformation en chargement.

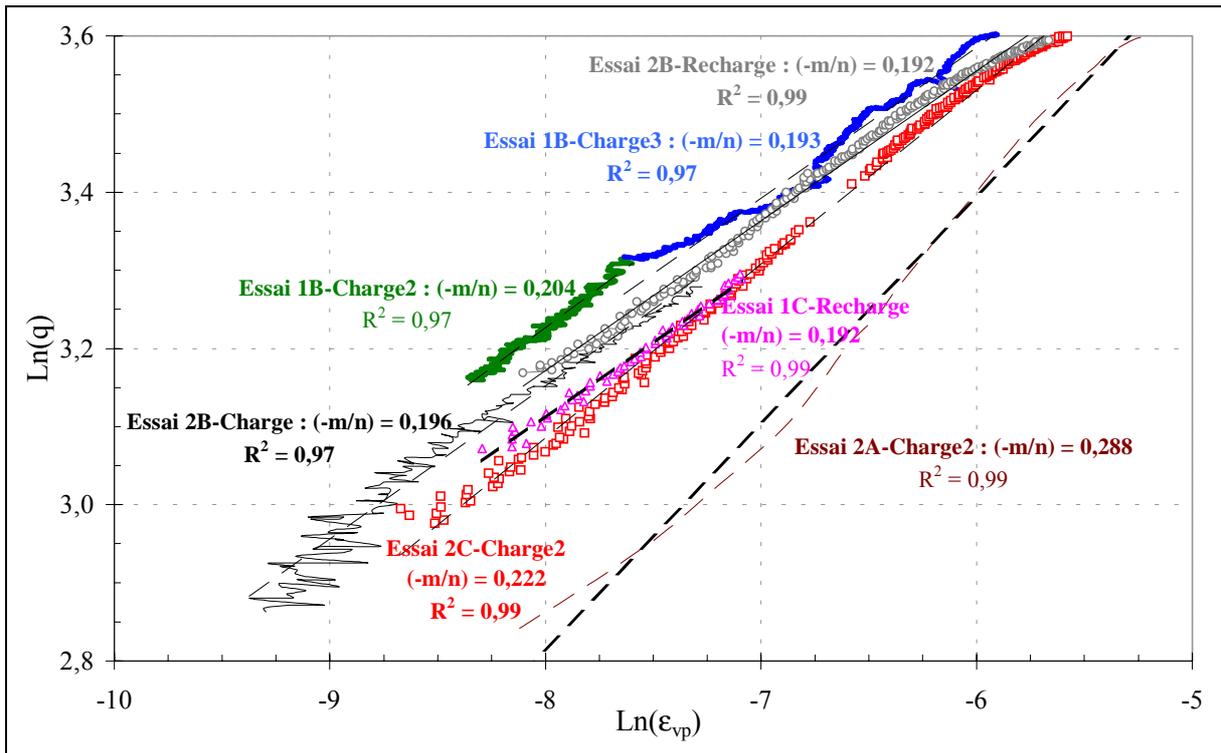


Figure 7.5 : Ajustement du rapport $-m/n$ sur l'ensemble des cinq essais réalisés au laboratoire 3S, d'après Boidy et Pellet (2000) [23]

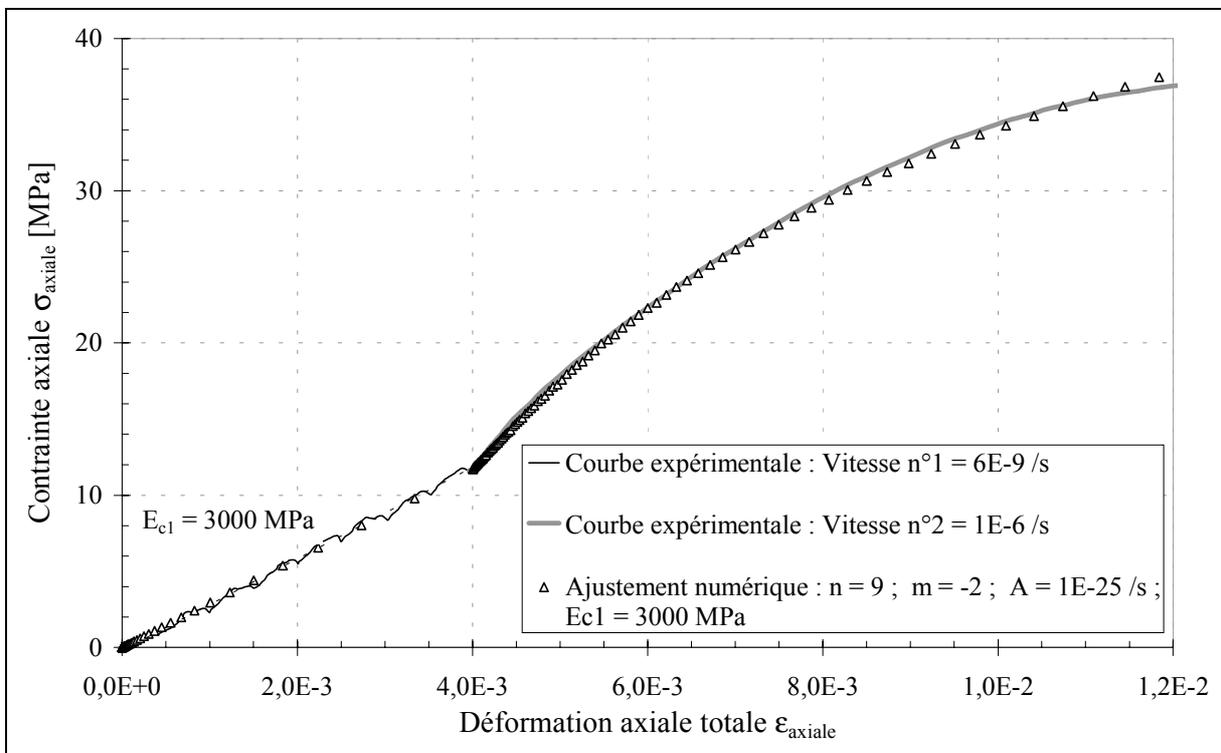


Figure 7.6 : Ajustement de la loi de Lemaitre sur l'essai 2-C en tenant compte de l'augmentation de la vitesse de déformation axiale

7.2.5. Détermination d'un jeu optimum de paramètres

Afin de s'affranchir de la dispersion des paramètres calculés, il convient de réaliser différents essais. Après avoir déterminé sur un échantillon les relations entre les paramètres, m , ϵ , A , en fonction du paramètre, n , le second objectif de cette démarche est de définir une plage de variation admissible pour ce dernier, comme cela a été réalisé au paragraphe 7.2.2.

Pour remplir cet objectif, deux approches ont été suivies. La première consiste à faire varier la vitesse de déformation axiale en cours d'essai, avec un contraste suffisamment important. Le saut de contrainte axiale consécutif peut permettre d'apprécier l'ordre de grandeur du paramètre, n . La seconde méthode nécessite la réalisation conjuguée d'un essai à vitesse de déformation axiale constante et d'un essai de relaxation. Cette démarche a été privilégiée car elle offre l'avantage de caler le paramètre, n , avec plus de rigueur.

7.2.5.1. Influence d'une augmentation de la vitesse de déformation axiale

Considérons l'essai 2-C, pour lequel il a été déterminé précédemment un rapport $-m/n$ égal à 0,22 avec la seconde vitesse de chargement. La valeur du paramètre n peut être estimée rapidement entre 11 et 12 en rapportant le saut de contrainte axiale à l'augmentation brutale de la vitesse de déformation axiale.

Cependant, la mobilisation de la viscosité nécessite un temps de latence, ce qui conduit à surestimer ce dernier paramètre. En effet, l'ajustement numérique des paramètres de la loi de Lemaitre sur l'essai 2-C aboutit à un paramètre n égal à 9, comme le montre la Figure 7.6. Pour la modélisation numérique FLAC correspondante, le module de déformation en chargement considéré est équivalent au module initial sécant (pour la vitesse de déformation axiale de 6.10^{-9} s^{-1}), qui vaut près de 3000 MPa.

Pour l'essai 2-A, piloté avec une seconde vitesse de déformation axiale beaucoup plus importante ($4,7.10^{-3} \text{ s}^{-1}$), le paramètre, n , ne peut être déterminé précisément, compte tenu du caractère trop brutal de cette sollicitation. Cet essai n'a donc pas fait l'objet d'un ajustement complet de la loi de Lemaitre.

7.2.5.2. Influence d'une diminution de la vitesse de déformation axiale

Une diminution de la vitesse de déformation axiale conduit le matériau à s'accommoder plus facilement au cours du temps à la sollicitation à laquelle il est soumis. La Figure 7.7 met en évidence l'influence de la diminution par deux fois de la vitesse de déformation axiale appliquée à l'éprouvette 1-B. La sensibilité de la courbe en contrainte-déformation n'est pas très marquée car une diminution de la vitesse de déformation axiale en cours d'essai agit dans le même sens que l'endommagement du matériau, qui induit une augmentation des déformations irréversibles.

La valeur retenue pour le rapport $-m/n$ correspond à la moyenne de celles obtenues pour cet essai (Tableau 7.2), soit 0,20. Une étude paramétrique a alors été menée numériquement jusqu'à obtenir le meilleur ajustement de la loi de Lemaitre, qui est illustré sur la Figure 7.7. Le jeu de paramètres obtenus est en outre très proche de celui déterminé sur l'essai 2-C.

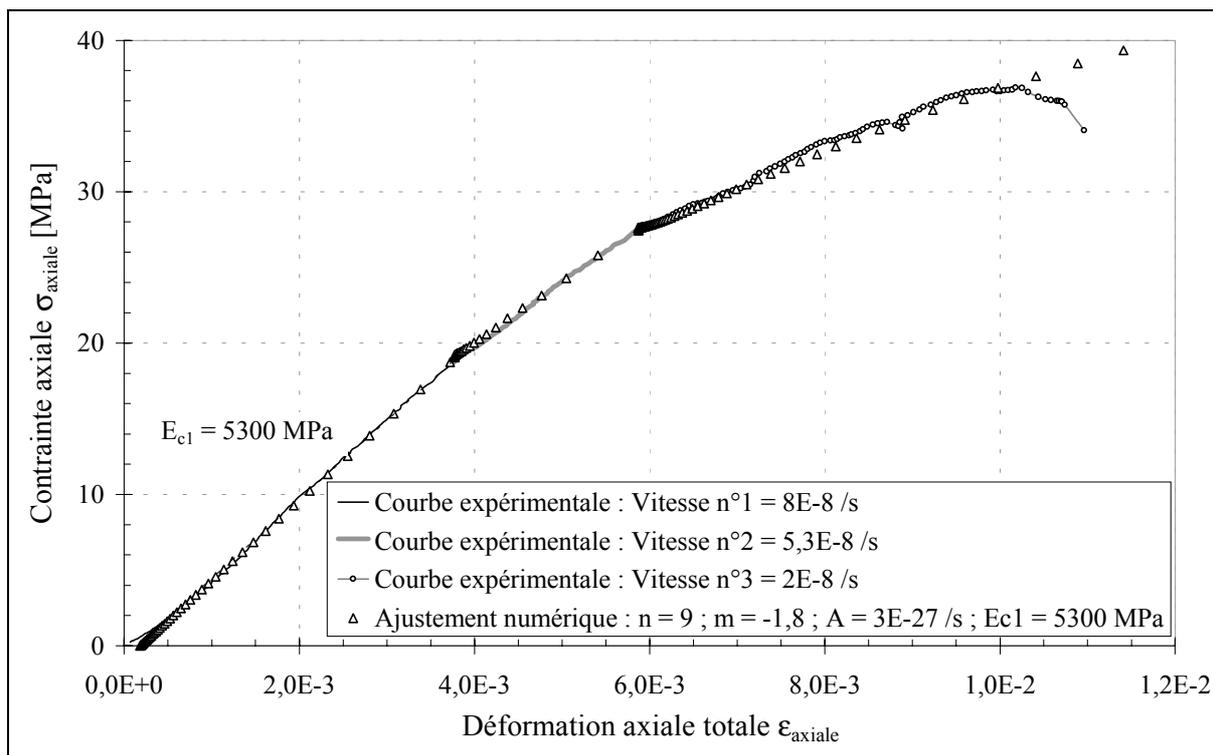


Figure 7.7 : Ajustement de la loi de Lemaitre sur l’essai 1-B en tenant compte de la diminution de la vitesse de déformation axiale

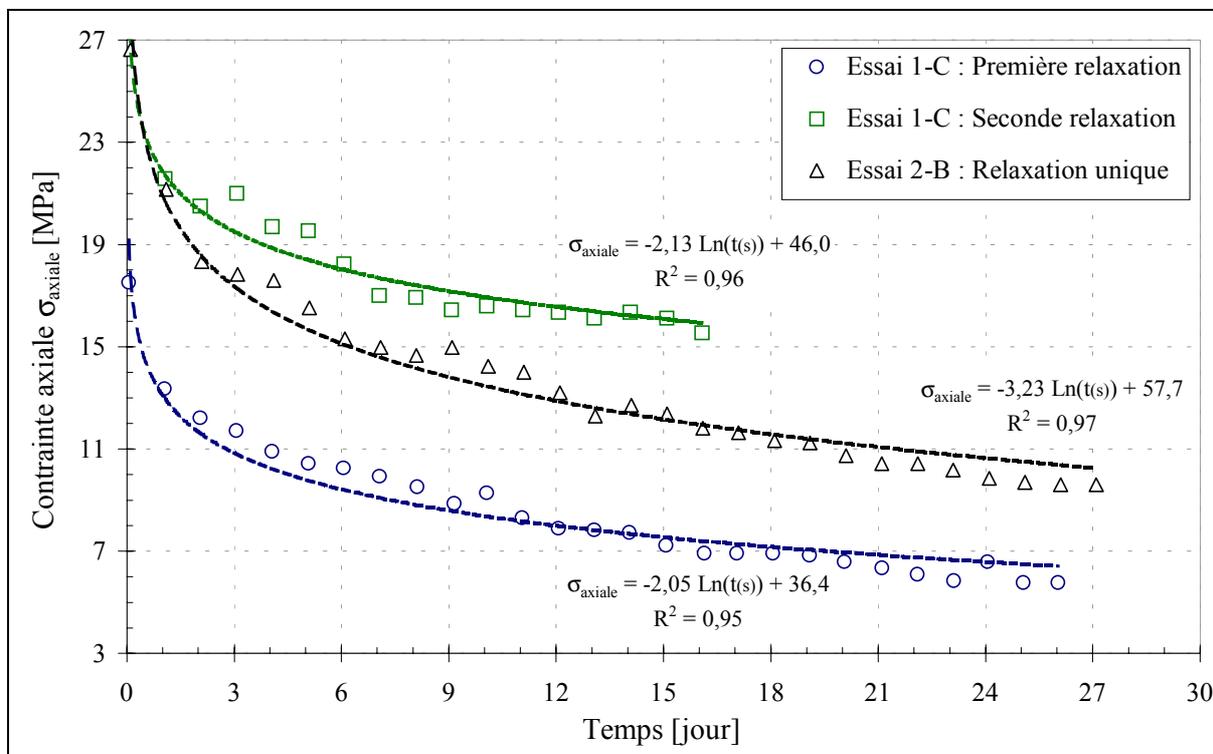


Figure 7.8 : Ajustement d’une loi logarithmique sur les trois essais de relaxation réalisés sur les éprouvettes 1-C et 2-B

Les essais réalisés à différentes vitesses de déformation axiale permettent un ajustement complet des paramètres de la loi de Lemaitre. Cependant, si la détermination du rapport $-m/n$ semble fiable, il n'en est pas de même pour le paramètre, n . Dans ce contexte, il apparaît que des essais de relaxation peuvent apporter une information complémentaire, voire contradictoire, pour le choix définitif d'un jeu optimum de paramètres.

7.3. IMPORTANCE DES ESSAIS DE RELAXATION POUR L'AJUSTEMENT DE LA LOI DE LEMAITRE

Comme illustré au paragraphe 6.4.2.2, les essais de relaxation peuvent présenter deux phases successives. La première est de type puissance amortie et la seconde correspond à une relaxation linéaire en fonction du temps. A ce titre, un ajustement de la loi de Lemaitre pourra tenir compte de cette propriété singulière. Par ailleurs, une autre approche plus globale considérant la tendance en fin d'essai, est présentée dans le paragraphe suivant.

7.3.1. Analyse globale des essais de relaxation

La Figure 7.8 rend compte de la tendance générale des trois essais de relaxation réalisés sur les éprouvettes 1-C et 2-B. Seule une courbe de tendance de type logarithmique permet de se caler sur l'ensemble des trois essais. Pour l'éprouvette 1-C, la courbure maximale de la fonction de relaxation choisie est identique pour les deux essais, à savoir 2,13 et 2,05.

La correspondance des mesures avec le modèle logarithmique est évidente. Ce dernier décrit de manière satisfaisante la tendance de fin d'essai. Des essais de relaxation plus longs avec une précision supérieure des mesures de contrainte axiale seraient nécessaires pour confirmer cette tendance.

Pour l'éprouvette 2-B, l'amplitude de la relaxation est plus forte, même si le temps extrapolé pour un relâchement complet (à zéro) de la contrainte axiale (1,8 ans) est très proche de celui pour la première relaxation effectuée sur l'éprouvette 1-C (1,6 ans). En ce qui concerne le second niveau de relaxation de cet essai, le relâchement complet serait beaucoup plus lent (76 ans) et témoigne du raidissement du matériau au cours du cycle préalable de charge-décharge.

7.3.2. Calage de la loi de Lemaitre sur la base des essais de relaxation

Après avoir fixé deux relations entre les trois paramètres régissant la loi de Lemaitre, à partir des essais à vitesse de déformation axiale constante, l'essai de relaxation peut apporter une information complémentaire pour fixer un jeu optimum de paramètres.

7.3.2.1. Ajustement de l'essai 2-B

Une étude pour l'ajustement du paramètre, n , a été entreprise en conservant les relations donnant les paramètres, m et A , en fonction de n , qui ont été déterminées sur la phase de compression monoaxiale préalable (paragraphe 7.2.4). L'équation incrémentale considérée qui régit la relaxation de la contrainte axiale, est celle présentée au paragraphe 5.2.3 (équation 5-15). Pour celle-ci, il convient également de définir le module de déformation mobilisé au cours de la relaxation, ainsi que les déformations axiales viscoplastiques initiales.

Étant donné que la contrainte axiale est supposée se relâcher élastiquement pendant la phase de relaxation, l'analyse a été faite avec le module de déformation en décharge, estimé à 5200 MPa, obtenu après relaxation de l'éprouvette 2-B.

L'étude paramétrique a été réalisée en considérant une valeur de 0,19 pour le rapport, $-m/n$, qui a été déterminé en chargement monotone au paragraphe 7.2.4. Sans tenir compte de la phase de relaxation linéaire, ni du pseudo palier de stabilisation, il est possible d'ajuster les paramètres de la loi de Lemaitre, sur les neuf premiers jours de relaxation.

Une valeur de 9,0 pour le paramètre, n , conduit ainsi à caler au mieux la loi sur le comportement à court terme, mais cette valeur sous-estime le relâchement de la contrainte axiale à long terme. De plus, cette analyse montre clairement que plus la valeur affectée au paramètre, n , est grande, plus l'amplitude de la relaxation est faible. Cela est vrai dès lors que les relations, exprimant les paramètres m et A en fonction de n , restent inchangées.

Pour ajuster la loi de Lemaitre sur l'ensemble de la courbe de relaxation, il est nécessaire d'introduire un seuil de vitesse minimale de relaxation, simulant la phase de relaxation linéaire au bout d'une semaine. Dans ce cas, le paramètre n est égal à 10,0 comme le montre la Figure 7.10, et le seuil de vitesse minimale de relaxation est équivalent à $3,9 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. Ce dernier correspond en théorie, à un seuil de vitesse de fluage secondaire, égal à $7,5\cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$, qui est vraiment très faible.

Seules les mesures expérimentales en fin d'essai sortent du fuseau de l'étude paramétrique, mais le pseudo palier de stabilisation nécessiterait des essais de relaxation de plus longue durée, pour lui donner plus de précision.

Pour donner un ordre de grandeur du seuil de vitesse minimale de relaxation, il faudrait effectuer un essai de fluage sur le même matériau, sous un déviateur de 27 MPa pendant plus de quatre mois, pour atteindre un tel seuil de vitesse de déformation axiale viscoplastique. Ce simple calcul démontre tout l'intérêt des essais de relaxation qui permettent de comprimer le temps d'observation, comme cela a été démontré numériquement au paragraphe 5.2.4.

Ce résultat est d'autant plus intéressant que pour cet ajustement, le taux de déformation viscoplastique, calculé analytiquement, vaut $5,8\cdot 10^{-3}$ au bout de 27 jours, qui est équivalent à celui mesuré après déchargement complet du matériau (Figure 6.10). Numériquement, tout se passe comme si les deux phases de relaxation se superposaient. La part de déformations viscoplastiques rattachées à la loi de Lemaitre est de $2,9\cdot 10^{-3}$, identique à celle occasionnée par la phase de relaxation secondaire.

7.3.2.2. Ajustement du premier palier de relaxation de l'essai 1-C

Pour l'essai 1-C, il n'a été possible de déterminer la valeur du rapport $-m/n$ que lors de la phase de rechargement, étant donné que la première montée en charge s'est avérée quasi linéaire. En outre, comme ce paramètre varie peu sur l'ensemble des essais réalisés, il a été considéré pour celui-ci, une valeur de 0,19 selon le Tableau 7.2. Cette valeur s'avère identique à celle de l'essai 2-B.

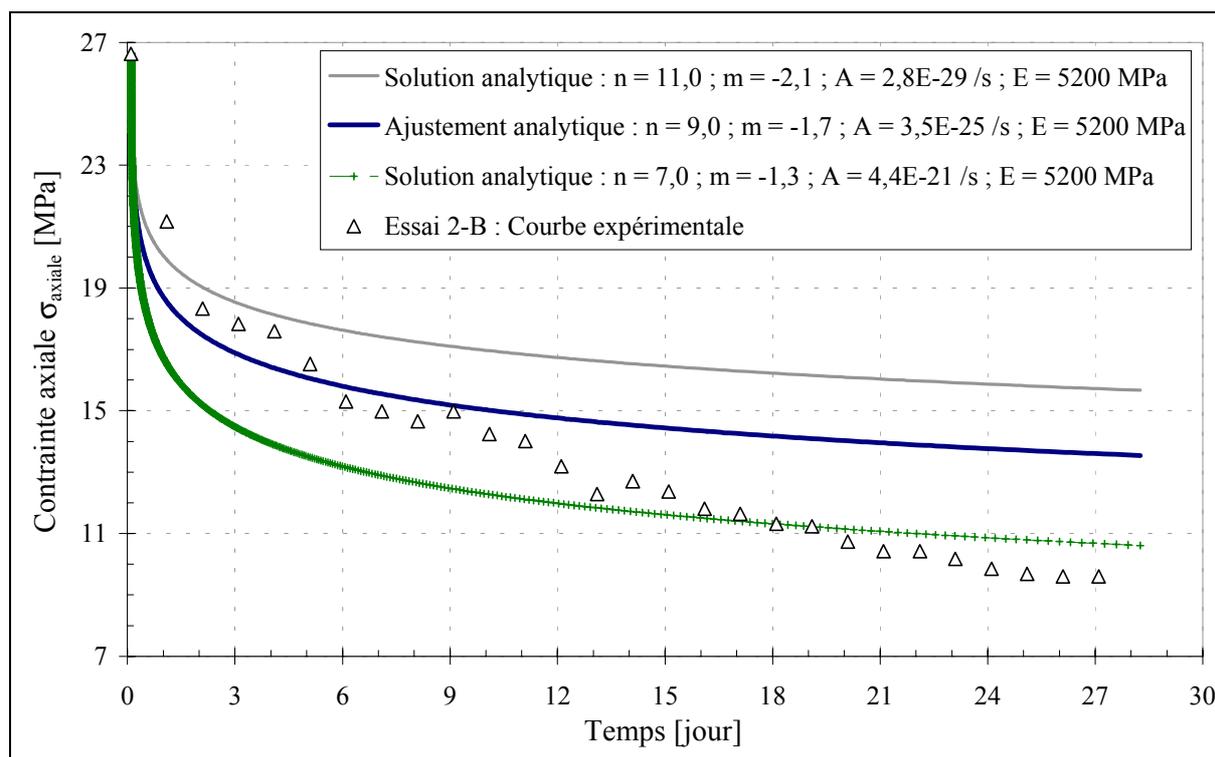


Figure 7.9 : Essai 2-B : Ajustement de la loi de Lemaitre sans prise en compte d'un seuil de vitesse de relaxation – étude paramétrique sur le paramètre n

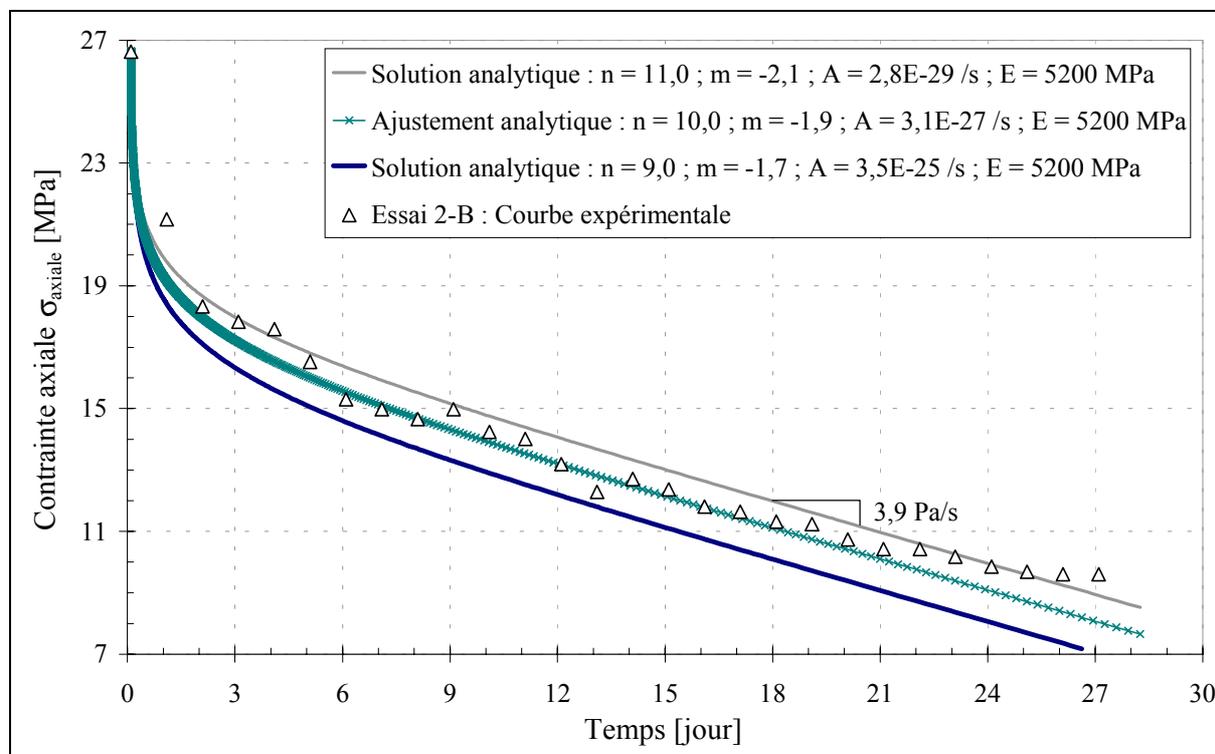


Figure 7.10 : Essai 2-B : Ajustement de la loi de Lemaitre avec prise en compte d'un seuil de vitesse de relaxation – étude paramétrique sur le paramètre n

L'ajustement du premier palier de relaxation est donné sur la Figure 7.11. Il a abouti à un jeu de paramètres très semblables à ceux déterminés sur l'essai 2-B ($n = 9,0$), moyennant l'introduction d'un seuil de vitesse minimale de relaxation équivalent à $3,7 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. En considérant un module de déformation en décharge de 7100 MPa, ce seuil correspondrait en théorie à une vitesse de fluage équivalente de l'ordre de $5,2 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$. Pour atteindre une telle vitesse, il faudrait effectuer un essai de fluage sous un déviateur de 18 MPa pendant une période d'un mois ; cette vitesse serait néanmoins difficile à mesurer.

Pour cet essai de relaxation, les déformations irréversibles ont été mesurées, après déchargement total de l'éprouvette, à $1,9 \cdot 10^{-3}$ (Figure 6.10), tandis que le calcul analytique donne $1,8 \cdot 10^{-3}$ après 23 jours de relaxation. Cette vérification nous permet de justifier la validité de la méthode d'ajustement des paramètres de la loi de Lemaitre, qui se révèlent quasi identiques pour le premier palier de relaxation réalisé sur chacune des deux éprouvettes 2-B et 1-C. De plus, la phase de relaxation linéaire se produit à une vitesse minimale de relaxation très semblable.

7.3.2.3. Ajustement du second palier de relaxation de l'essai 1-C

En conservant, les mêmes paramètres pour la loi de Lemaitre, que ceux déterminés précédemment, il est possible de superposer avec succès la courbe expérimentale, relative au second palier de relaxation, avec la courbe analytique. Cet ajustement est représenté sur la Figure 7.12 et ne tient pas compte du seuil de vitesse minimale de relaxation. Il considère uniquement l'historique du chargement, par l'intermédiaire des déformations axiales viscoplastiques subies par l'éprouvette 1-C.

Les jeux de paramètres déterminés pour les deux paliers de relaxation sont très voisins. De plus, l'introduction d'un seuil de vitesse minimale de relaxation n'est nécessaire que pour l'ajustement sur le premier palier. Par conséquent, l'écrouissage occasionnée par un cycle de charge-décharge, semble donc annihiler la phase de relaxation linéaire, même si la durée de l'essai n'est pas suffisamment importante pour confirmer cette propriété. Une loi de Lemaitre peut être parfaitement calée sur cette seconde phase de relaxation, ce qui a également été mis en évidence par Fabre (2001) [48] sur une période de plus de 40 jours pour ces mêmes argilites.

7.4. SYNTHÈSE ET CONCLUSIONS

7.4.1. Synthèse des résultats

Le Tableau 7.3 synthétise l'ensemble des résultats du calage de la loi de Lemaitre sur les cinq essais réalisés au laboratoire 3S. De plus, il y est reporté les jeux de paramètres, qui ont été déterminés sur ces mêmes argilites, pour le compte de l'ANDRA en 1998 [4] (noté, jeu 2-98) et en 1999 [1] (noté, jeu 3-99).

Ces deux derniers jeux sont des jeux moyens tenant compte de l'ensemble des essais réalisés, à différentes profondeurs (sondages EST 104 et HTM 102). Cela explique certainement les différences notables avec les ajustements sur les cinq essais proposés dans ce chapitre.

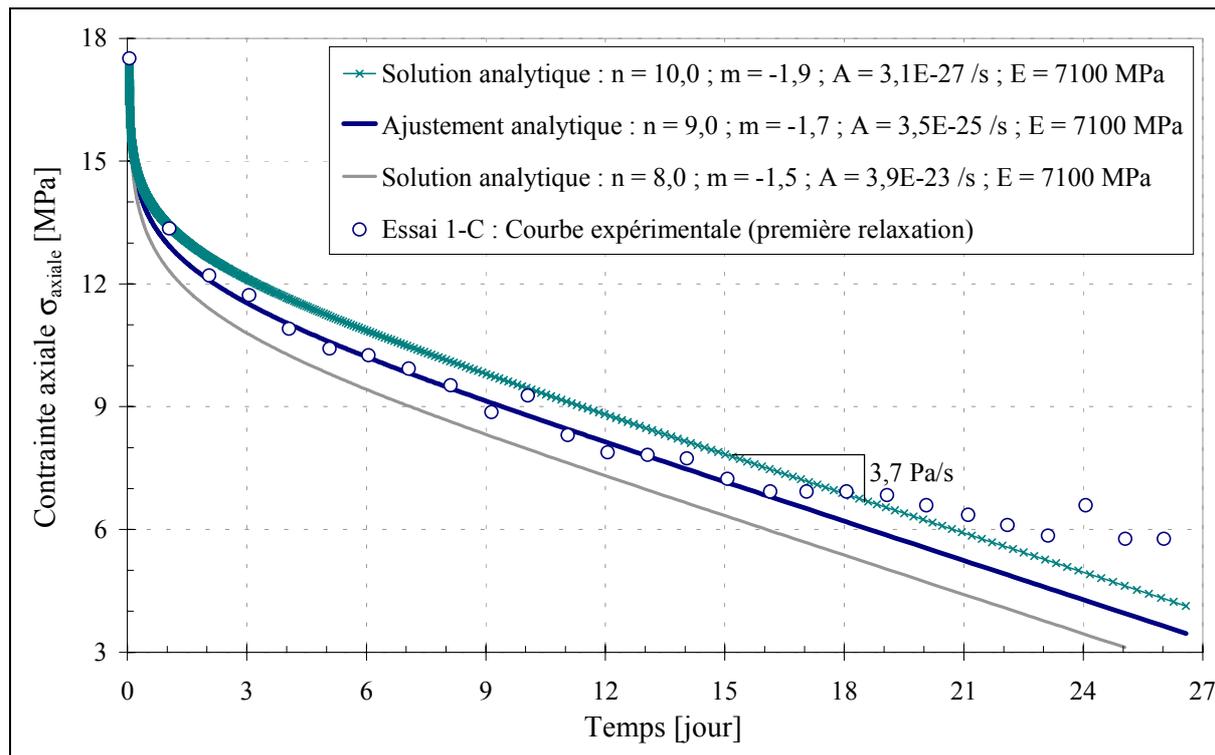


Figure 7.11 : Essai 1-C : Ajustement de la loi de Lemaitre sur la première relaxation avec prise en compte d’un seuil de vitesse de relaxation – étude paramétrique sur le paramètre n

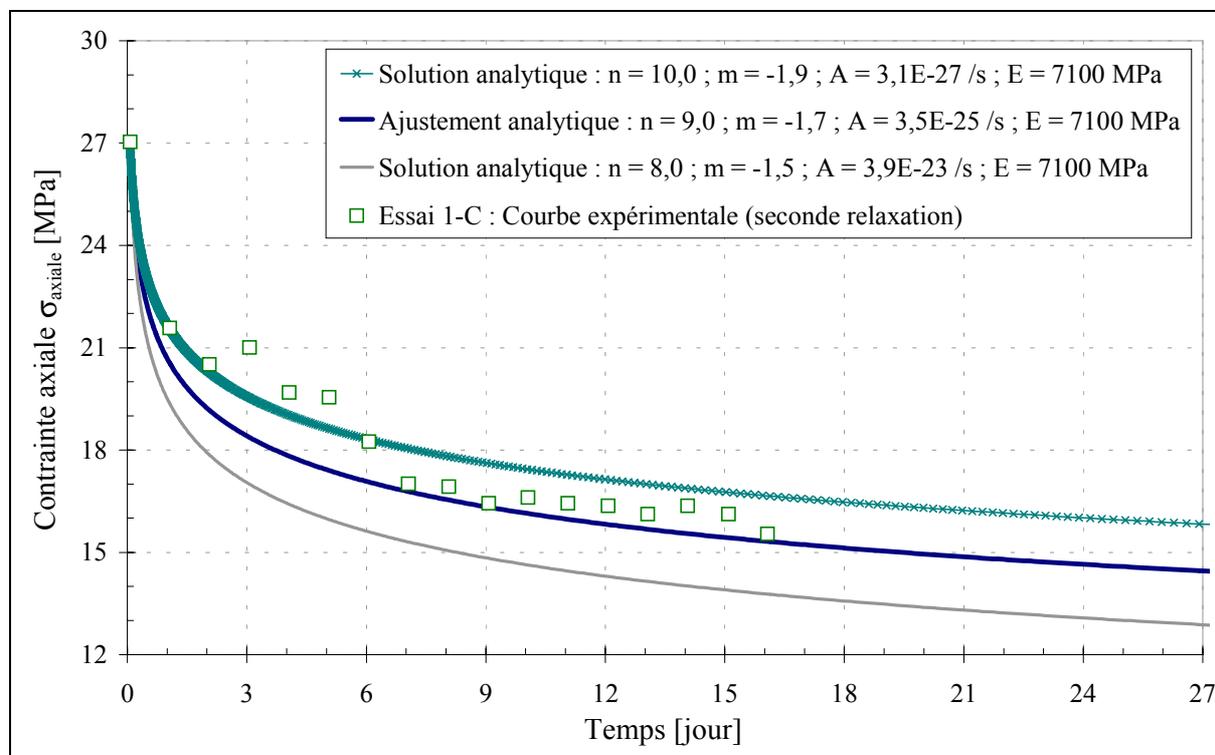


Figure 7.12 : Essai 1-C : Ajustement de la loi de Lemaitre sur la seconde relaxation sans prise en compte d’un seuil de vitesse de relaxation – étude paramétrique sur le paramètre n

La Figure 7.13 donne la position de ces différents jeux de paramètres dans le domaine admissible du diagramme (n,-m). Il y a été rajouté celle des grès de Villarlod (Suisse), selon Sahli *et al.* (2001) [109], celle de roches salines étudiées par Campos de Orellana (1996) [28], ainsi que le domaine des aciers et alliages (Lemaitre et Chaboche, 1996, [80]).

Il convient de remarquer que les géomatériaux se situent davantage le long de la frontière du domaine admissible, alors que les aciers et alliages présentent des valeurs très élevées pour le paramètre, n, comparativement à celle du paramètre, -m, (Lemaitre et Chaboche, 1996, [80]).

Référence	n	m	Rapport -m/n	A [s ⁻¹]	α	β	a	Seuil de vitesse de fluage [s ⁻¹]
Essai 1-B	9	-1,8	0,20	3.10 ⁻²⁷	0,36	3,2	4,9.10 ⁻¹⁰	-
Essai 2-C	9	-2,0	0,22	10 ⁻²⁵	0,33	3,0	6,7.10 ⁻⁹	-
Essai 2-A	-	-	0,29	-	-	-	-	-
Essai 2-B	10	-1,9	0,19	3,1.10 ⁻²⁵	0,34	3,4	1,1.10 ⁻⁹	7,5.10 ⁻¹⁰
Essai 1-C	9	-1,7	0,19	3,5.10 ⁻²⁵	0,37	3,3	1,3.10 ⁻⁹	5,2.10 ⁻¹⁰
Jeu 2-98 [4]	16	-9,0	0,56	9,3.10 ⁻⁵³	0,10	1,6	7,9.10 ⁻⁶	-
Jeu 3-99 [1]	6,8	-2,7	0,40	8,1.10 ⁻²⁶	0,27	1,8	2,4.10 ⁻⁷	-

Tableau 7.3 : Synthèse des paramètres d'ajustement de la loi de Lemaitre

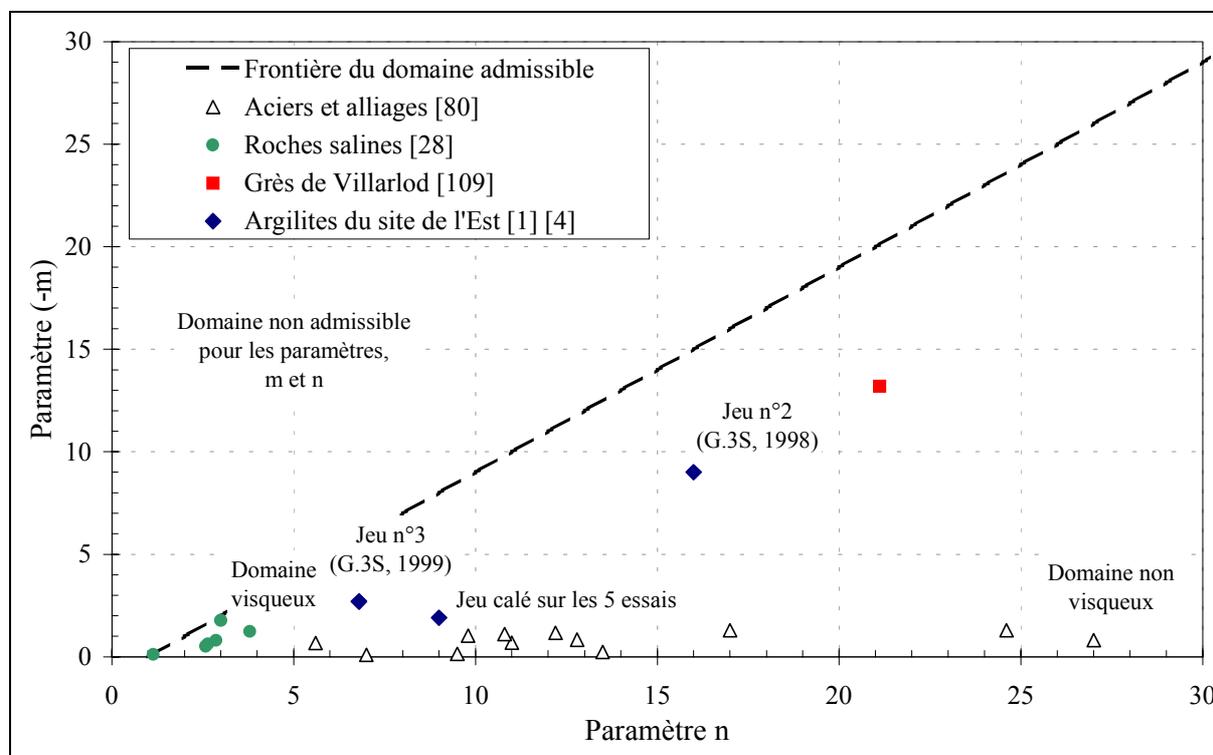


Figure 7.13 : Position de différents matériaux dont le comportement différé relève de la loi de Lemaitre dans un digramme (n, -m)

7.4.2. Conclusions et perspectives

Au vue de l'ensemble des résultats de la détermination des paramètres de la loi de Lemaitre, il apparaît que la dispersion de ces paramètres (liée à la dispersion naturelle des échantillons) est très faible, de même que celle des caractéristiques mécaniques à court terme. La qualité de cet ajustement tient au fait que les argilites se sont révélées très sensibles aux variations de vitesse de déformation axiale, et à plus forte raison, aux phases de relaxation.

Le calage de la loi de Lemaitre est parfaitement justifié sur la base de simples essais de compression monoaxiale, menés à différentes vitesses de déformation axiale. Le choix d'un jeu optimum de paramètres reste cependant suspendu à la réalisation d'essais de relaxation complémentaires. Ceux-ci ont laissé apparaître une seconde phase à comportement linéaire, ainsi qu'un pseudo palier de stabilisation en fin d'essai. Ces singularités nécessiteraient des essais supplémentaires de plus longue durée, pour confirmer la tendance du comportement à long terme.

Pour la loi de Lemaitre, le paramètre qui joue un rôle fondamental diffère suivant le type de sollicitation que subit le matériau. Il s'agit respectivement de :

- m , pour la tendance à long terme du fluage,
- n , pour l'amplitude maximale de la relaxation,
- $-m/n$, pour la concavité des courbes en contrainte-déformation avec une vitesse de déformation axiale constante.

Pour la phase de compression monoaxiale, l'ajustement du rapport $-m/n$ est dans l'ensemble satisfaisant. D'un point de vue microscopique, Il peut traduire le développement de micro-plans de cisaillement, et localement une fracturation de cristaux de calcite au sein même de ces zones de cisaillement. Ces mécanismes induisent un écrouissage et un raidissement du matériau, qui restent encore difficile à appréhender. Pour la phase de relaxation, on observe des fissures, qui constituent un réseau sub-parallèle à la stratigraphie des argilites. Pour les deux premiers paliers de relaxation, ces essais ont montré l'existence d'une phase à comportement linéaire au cours du temps, qui doit coïncider avec l'ouverture de ces fissures, dont l'épaisseur varie de quelques microns pour les plus fines à 0,3 mm pour les plus épaisses.

Dans un contexte d'ouverture de fissures, le pseudo palier de stabilisation de relaxation en fin d'essai est difficile à imaginer. Il serait nécessaire de réaliser des essais de relaxation, de longue durée, avec une climatisation de la pièce d'accueil pour éviter toute perturbation thermique des mesures. De plus, des essais de fluage de longue durée, permettraient de confronter sur des éprouvettes issues d'une même carotte, les paramètres déterminés sur les deux types d'essais.

La méthode de calage de la loi de Lemaitre, basée sur l'interprétation des seuls essais de fluage, va être appliquée sur les argiles à Opalinus, provenant du site du Mont Terri (Suisse). La détermination des paramètres s'intègre dans l'étude complète du cas de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri. Cette étude est proposée dans le chapitre suivant.

Chapitre 8

Application à la galerie de reconnaissance du Mont Terri

Le présent chapitre rend compte des simulations numériques effectuées dans le cadre de l'étude du cas de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri. Cet ouvrage, en plein cœur du Jura suisse, a été choisi car des informations très riches et complémentaires ont pu être collectées. En effet, pour deux tronçons traversant les argiles à Opalinus, qui constituent une formation géologique sensible au fluage, des essais de laboratoire, des essais in situ, des données de chantier et des mesures d'auscultation sont disponibles.

L'étude a consisté dans un premier temps, à recenser l'ensemble des références et des informations sur les argiles à Opalinus, puis à déterminer les paramètres de la loi viscoplastique de Lemaitre sur les résultats d'essais de fluage. Seule la phase de fluage primaire a été considérée et aucun processus d'endommagement n'a été introduit dans la loi de comportement retenue.

Dans un second temps, compte tenu de la grande dispersion entre les caractéristiques mécaniques déterminées en laboratoire et in situ, un second ajustement de la loi a été effectué sur les mesures de convergences de la galerie de reconnaissance. Ce travail a fait l'objet d'une simulation numérique du creusement de la galerie puis de la pose du soutènement et du revêtement en béton pour les deux tronçons étudiés. La modélisation a été menée en axisymétrie avec le code aux différences finies FLAC 2D. Le phasage retenu pour les calculs est aussi proche de celui des travaux que le permet la configuration axisymétrique.

L'objectif de ces calculs est de confronter l'ajustement de la loi de Lemaitre sur les différents essais de laboratoire avec celui obtenu sur les deux tronçons instrumentés. Il est alors possible de comparer les efforts induits dans le revêtement, tout en analysant l'importance de l'effet d'échelle. La validité de l'extrapolation de ces résultats à long terme est ensuite discutée.

8.1. CARACTERISTIQUES DE L'OUVRAGE ET DU MILIEU ENCAISSANT

Le tunnel du Mont Terri constitue l'un des principaux ouvrages de l'autoroute A16 (Transjurane suisse), qui traverse le canton du Jura, noté JU, sur la Figure 8.1. Cet ouvrage permet le franchissement en tunnel du massif des Rangiers et relie Porrentruy à Délémont. La Figure 8.2 correspond à une vue aérienne de ce massif. La localisation de la tête sud du tunnel est indiquée par la flèche blanche sur cette même photographie.

8.1.1. Présentation du complexe souterrain

Les ouvrages sur le site du Mont Terri sont au nombre de trois. Il s'agit :

- du tunnel autoroutier proprement dit,
- de la galerie de reconnaissance,
- d'une « nouvelle galerie », récemment réalisée.

8.1.1.1. Le tunnel autoroutier

Les travaux de construction du tunnel autoroutier du Mont Terri ont débuté en 1989. La longueur totale de cet ouvrage est de 4070 m. Il comporte un seul tube de circulation bidirectionnel à deux fois deux voies de circulation. Le profil en long a une forme « en toit » avec des pentes moyennes de 1,8% au sud et 0,5% au nord. La couverture maximale est de 370 m. La section est circulaire sur toute la longueur, et le rayon d'excavation est de 5,80 m.

Les conditions géologiques de cet ouvrage ont été d'emblée reconnues difficiles. En effet, il traverse des formations argileuses dont les marnes de l'Aalénien, appelées également argiles à Opalinus, et réputées pour leur comportement différé (aptitude au fluage et au gonflement). Par ailleurs, l'anticlinal du Mont Terri laisse apparaître une tectonisation importante du flanc Nord. Quant au flanc sud, des aquifères karstiques laissaient présager des venues d'eau importantes à hauteur de $1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Le profil géologique (Figure 8.3), établi après les reconnaissances, montre une proportion en masse, d'environ 20% de molasse, 45% de marnes sensibles au fluage et au gonflement et 35% de calcaire.

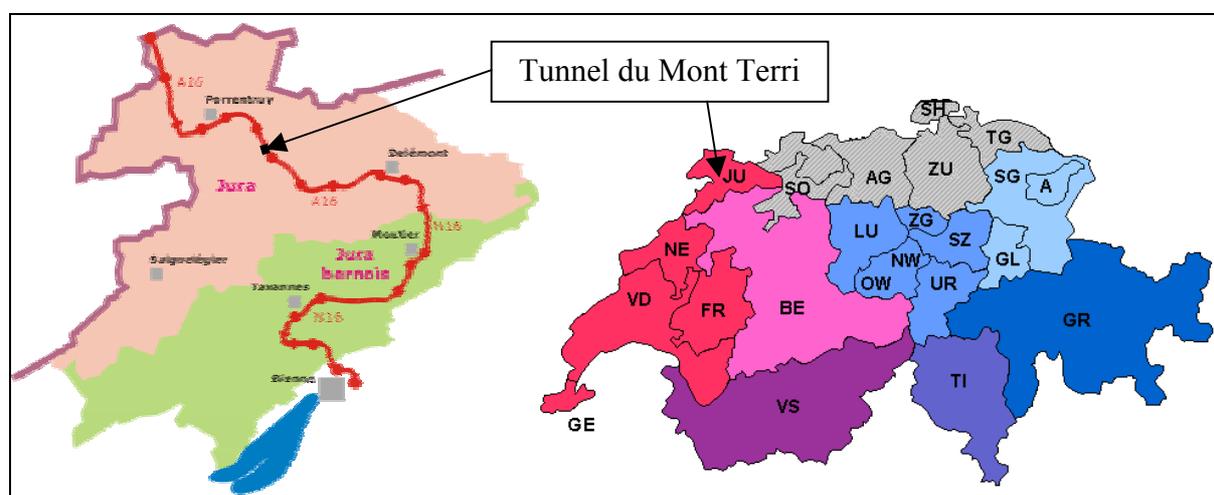


Figure 8.1 : Tracé en plan de la Transjurane suisse et positionnement du tunnel du Mont Terri, d'après Thury (1998) [127]



Figure 8.2 : Vue du massif des Rangiers et localisation de la tête Sud du tunnel du Mont Terri, indiquée par la flèche blanche, d’après Thury (1998) [127]

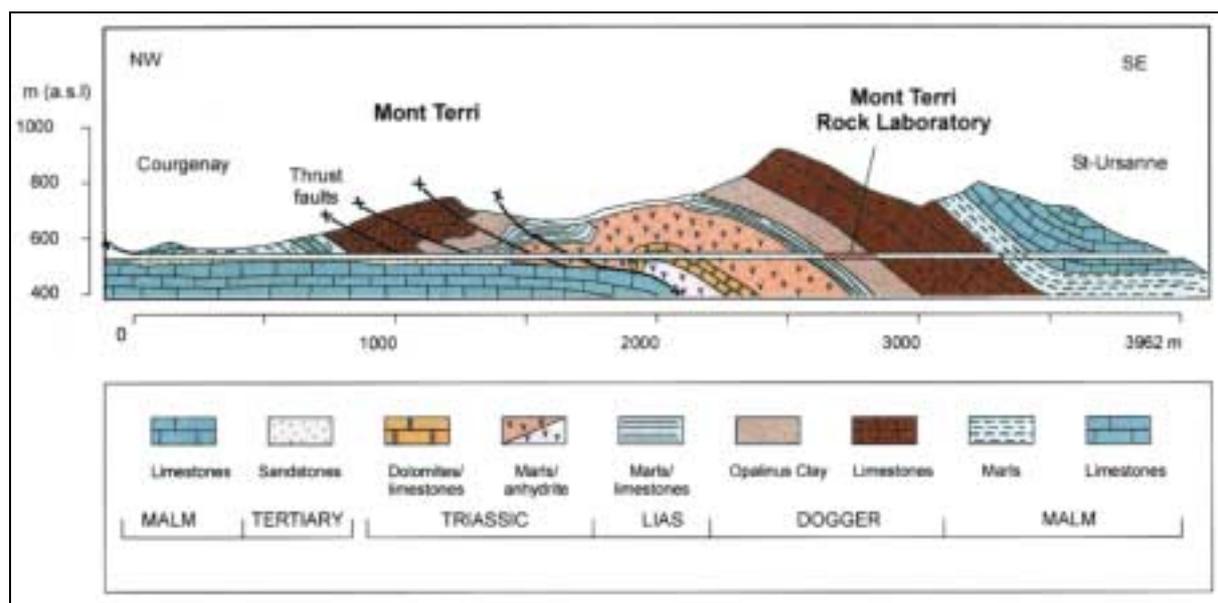


Figure 8.3 : Profil en long géologique du tunnel autoroutier du Mont Terri, d’après Thury et Bossart, 1999, [126]

8.1.1.2. La galerie de reconnaissance

En 1989, la galerie de reconnaissance a été creusée à l'explosif parallèlement à l'axe du futur tunnel autoroutier et depuis 1998 (date de mise en service de ce dernier), elle sert de galerie de sécurité. Cette galerie traverse également les argiles à Opalinus. Elle recoupe tout le flanc sud de l'Anticlinal. Elle a une hauteur finale de 4,6 m et une largeur de 4,7 m. La section est quasi-circulaire et sera assimilée comme telle pour les études, présentées dans ce chapitre.

En 1989, l'objectif de la galerie de reconnaissance était purement géotechnique. Elle avait pour unique but de reconnaître, in situ, les terrains que recouperaient le futur tunnel autoroutier et notamment les formations marneuses. La détermination de l'amplitude des déformations différées et de la pression de gonflement ainsi que l'influence du type et du phasage du soutènement ont constitué les points clés du programme de mesures. L'objectif final résidait dans le dimensionnement des soutènements et du revêtement du tunnel autoroutier en tenant compte du comportement instantané et différé des roches.

En 1989, deux tronçons particuliers, nommés tronçon I et II, de 15 m de long chacun, et espacés de 5 m l'un de l'autre (Figure 8.4), ont été auscultés sur différentes sections à des fins de génie civil. Leur implantation est également donnée sur la coupe géologique, qui est représentée sur la Figure 8.5. Ces deux tronçons avaient deux objectifs à savoir :

- le tronçon I (excavé entre les points métriques PM 840 et 855 dans un faciès marneux) a permis la mesure des convergences initiales de la galerie non revêtue puis celle des pressions de gonflement sur un revêtement rigide, qui a été bétonné quatre semaines après l'arrêt de l'excavation,
- le tronçon II (excavé entre les PM 860 et 875 dans un faciès beaucoup plus gréseux), a fourni des mesures de convergences initiales et différées de la cavité ; ce tronçon a été légèrement soutenu (dès le front de taille) par un anneau de béton projeté d'environ 10 cm d'épaisseur, ainsi que par 8 boulons (diamètre 20 mm, longueur 2 m), répartis sur le parement tous les 1,5 m.

A partir de 1996, il a été décidé de creuser des niches latérales (Figure 8.6 et Figure 8.4), depuis la galerie de reconnaissance. Ces niches ont permis de mener sur ces argiles diverses expériences scientifiques, liées au stockage de déchets nucléaires et conduites par la société coopérative nationale pour l'entreposage de déchets radioactifs (Cédra ou Nagra, Suisse).

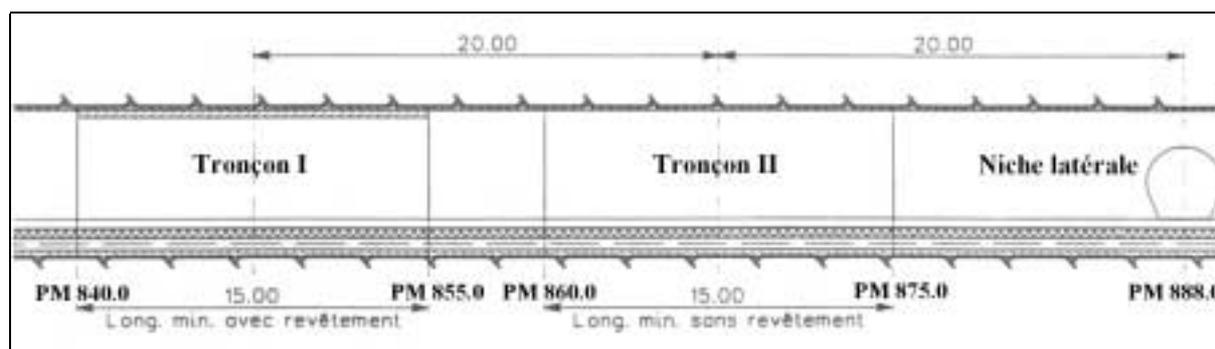


Figure 8.4 : Localisation des deux tronçons I et II, d'après Kohler (1997) [74]

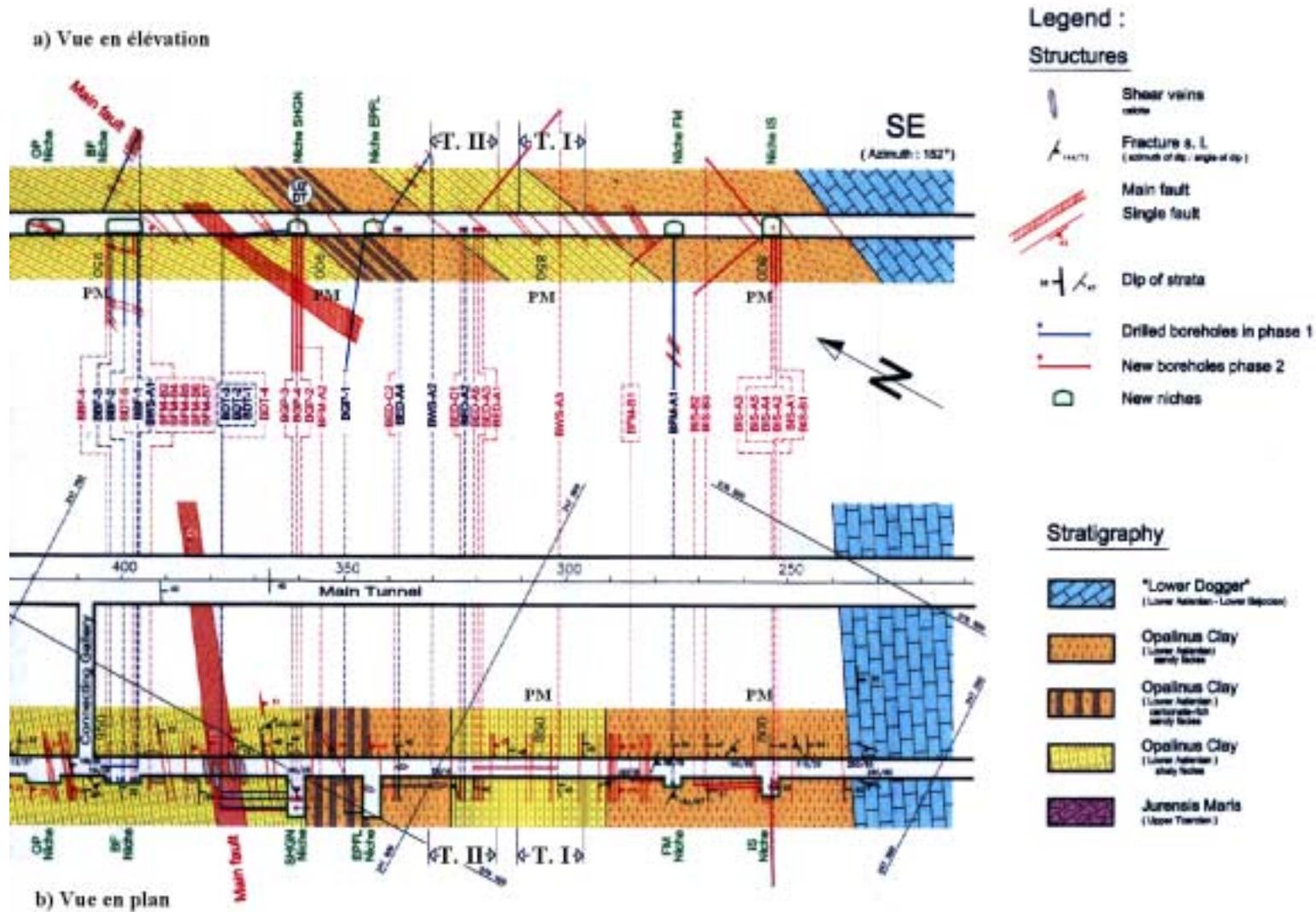


Figure 8.5 : Géologie des terrains recoupés par la galerie de reconnaissance du Mont Terri: a) Vue en élévation, b) Vue en plan. Implantation du tronçon I (T.I) et du tronçon II - T.II en aval de T.I, dans le sens des points métriques (PM) croissants -, d'après Thury et Bossart, 1999, [126]

8.1.1.3. La « nouvelle galerie »

En 1997, la galerie de reconnaissance a été doublée par une « nouvelle galerie » parallèle, pour former ainsi un laboratoire souterrain. Il s'y réalise, toujours en continu, des expériences d'ordre géophysique, géochimique et hydromécanique en relation avec la Cédra. La localisation des différents ouvrages et des niches est fournie sur le plan de la Figure 8.7.

Avec la création de nouvelles niches, depuis la fin de l'année 1998, le laboratoire souterrain du Mont Terri constitue un des centres les plus actifs dans le domaine de l'étude de la faisabilité de stockages de déchets nucléaires dans les formations argileuses.



Figure 8.6 : Niche de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri, d'après Thury et Bossart, 1999, [126]

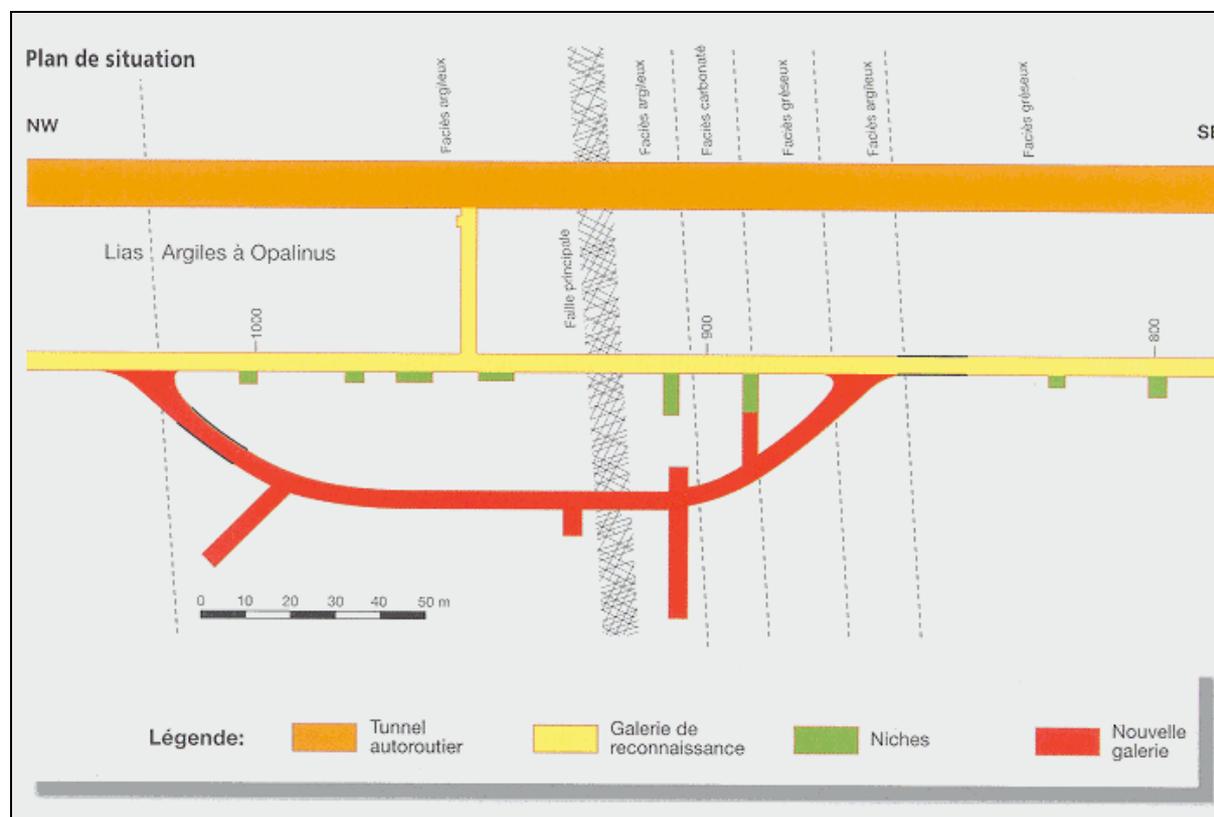


Figure 8.7 : Plan de situation des ouvrages et localisation des niches par rapport aux différents faciès du massif géologique, d'après Thury (1998) [127]

8.1.2. Propriétés des argiles à Opalinus

8.1.2.1. Caractéristiques géologiques

Les argiles à Opalinus sont des argilites relativement raides qui se sont formées au Jurassique. Elles appartiennent à la formation géologique de l'Aalénien, qui date d'environ 180 millions d'années, comme le montre le Tableau 8.1, qui donne la stratigraphie des différents terrains rencontrés lors du percement du tunnel du Mont Terri.

Les argiles à Opalinus sont des matériaux sédimentaires, qui se sont déposés pendant 3 à 4 millions d'années pour atteindre après consolidation, une épaisseur totale de 80 à 120 mètres. Cette couche a ensuite été plissée. La direction normale au plan de stratification a une orientation très proche de celle de l'axe du tunnel et le pendage est d'environ 40 à 50° SE (Figure 8.5).

La minéralogie de ces argiles a été donnée au paragraphe 2.5.3.1 de ce mémoire. Nous rappelons que ces argilites sont constituées de différents éléments minéralogiques, dont une forte proportion de particules argileuses, qui confèrent à ces roches des propriétés très complexes. Les minéraux argileux sont principalement des phyllosilicates et tectosilicates (argiles tubulaires). Les autres minéraux (calcite, quartz) sont enrobés dans la matrice argileuse. Globalement, les argiles à Opalinus constituent des roches à caractère gonflant.

Ère	Système	Série	Étage	Age [millions d'années]
Secondaire « Mésozoïque »	Jurassique	Malm	Tithonien	135 141
			Kimméridgien	141 146
			Oxfordien	146 154
		Dogger	Callovien	154 160
			Bathonien	160 167
			Bajocien	167 176
			Aalénien	176 180
		Lias	Toarcien	180 187
			Plienbachien	187 194
			Sinemurien	194 201
			Hettangien	201 205

Tableau 8.1 : Stratigraphie des terrains rencontrés par le tunnel du Mont Terri

8.1.2.2. Propriétés physiques et mécaniques à court terme

Le comportement des argiles à Opalinus a été étudié en laboratoire et les principaux résultats ont déjà été donnés au paragraphe 2.5.3.2, dans des tableaux comparatifs avec les roches argileuses du site de l'Est et celles du site du Gard de l'ANDRA.

Les argiles à Opalinus ont également été reconnues in situ dans la galerie de reconnaissance, notamment par des essais de plaque et au dilatomètre, ainsi que par des mesures de convergences. Le Tableau 8.2 résume l'ensemble des propriétés physiques et mécaniques déterminées au laboratoire et in situ, sur des échantillons de marne de l'Aalénien. Ils ont été prélevés dans :

- la galerie de reconnaissance, et plus précisément au PM 888, dans la niche latérale de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) ; cette niche a été excavée dans un faciès gréseux et riche en carbonates (Figure 8.5),
- le tunnel autoroutier au niveau du point kilométrique PK 22.815, proche de la faille principale, représentée sur la Figure 8.5, dans un faciès plus riche en argile.

Paramètre	Essai de laboratoire	Essais in situ (Galerie de reconnaissance)
Teneur en eau w [%]	8 ⁽¹⁾ (tunnel)	
Degré de saturation S_r [%]	95 ⁽¹⁾ (tunnel)	
Poids volumique γ_h [kN.m ⁻³]	24,5 ⁽¹⁾ (tunnel) 25,0 ⁽³⁾ (niche, 6 essais)	
Porosité [%]	15 ⁽¹⁾ (tunnel)	
Module E [MPa]	250 ⁽¹⁾ (tunnel) 300 ± 290 ⁽²⁾ (sondage) 1145 ± 450 ⁽²⁾ (niche)	$E_1 = 450$; $E_2 = 850$ ⁽²⁾ (plaque) 8000 - 12000 ⁽²⁾ (convergences) 2500 - 7500 ⁽⁴⁾ (dilatomètre)
Coefficient de Poisson ν	0,25 ⁽¹⁾ (tunnel) 0,4 ⁽³⁾ (niche)	
Résistance en compression simple σ_c [MPa]	2,2 ± 1,9 ⁽²⁾ (sondage) 7,7 ± 3,8 ⁽²⁾ (niche) 8,0 ± 5,0 ⁽³⁾ (niche, 6 essais)	
Cohésion c [MPa]	0,75 ⁽¹⁾ (tunnel) Pic : 2,6 ⁽³⁾ (niche, 8 essais) Résiduelle : 0,5 ⁽³⁾ (niche)	
Angle de frottement ϕ [°]	25 ⁽¹⁾ (tunnel) 28 (niche, 8 essais)	
Perméabilité [m.s ⁻¹]	5.10 ⁻¹³ ⁽⁴⁾	

Tableau 8.2 : Propriétés physiques et mécaniques des argiles à Opalinus, du site du Mont Terri, déterminées au laboratoire et in situ

⁽¹⁾ valeurs moyennes données par Kharchafi et Descoeudres (1995) [73]

⁽²⁾ d'après Kohler (1995) [75]

⁽³⁾ d'après IJA – BG (1991) [66]

⁽⁴⁾ d'après Blümling *et al.* (2000) [20] et Thury et Bossart (1999) [125]

Il en ressort que les modules, déduits des mesures de convergences par le bureau d'études Bonnard et Gardel (1991) [66], sont beaucoup plus élevés que ceux déterminés sur les essais de chargement à la plaque ou sur les essais de laboratoire. De plus, le matériau, de part sa genèse, se révèle être très orthotrope avec des caractéristiques parallèlement et perpendiculairement à son litage, sensiblement différentes, comme le justifie Blümling *et al.* (2000) [20]. Ainsi, le Tableau 8.2 donne des résultats moyens, toutes directions confondues.

Par ailleurs, sur un essai de gonflement à l'oedomètre à volume constant, la pression maximale de gonflement a été estimée à 1,2 MPa, d'après IJA – BG (1991) [66]. D'autres essais de type Huder-Amberg (Kohler, 1997, [74] [75]) ont montré des pressions de gonflement de l'ordre de 1,6 à 2 MPa et un gonflement libre de 7 à 9%.

8.1.2.3. Propriétés mécaniques à long terme

Le comportement différé a fait l'objet de nombreux essais, notamment de fluage et les expériences montrent que la teneur en eau est un paramètre déterminant.

A l'EPFL, 19 essais de fluage au triaxial ont été effectués par Kharchafi et Descoedres (1995) [73], sur des échantillons à teneur en eau naturelle. Ces essais ont révélé un fluage primaire dont l'amplitude est importante et proportionnelle au déviateur appliqué. Selon Kharchafi et Descoedres, l'essai AFB9D09 est représentatif de l'ensemble des essais, effectués sur les échantillons d'Aalénien. C'est celui qui a été choisi au paragraphe 8.1.3, pour ajuster la loi viscoplastique de Lemaitre.

D'autres essais, effectués pour le compte de la société coopérative nationale pour l'entreposage de déchets radioactifs (Cédra), ont montré l'existence d'une phase de fluage secondaire. Selon Blümling *et al.* (2000) [20], (Figure 8.8), cela est visiblement le cas pour un essai triaxial, qui a été effectué sur un échantillon préalablement séché, et testé avec une pression de confinement de 6 MPa. Le palier à vitesse constante de déformation axiale reste cependant difficile à quantifier. Cet essai fera également l'objet d'un calage de la loi de Lemaitre, au paragraphe 8.1.3, afin d'évaluer l'influence de la teneur en eau, sur le comportement différé. Il s'agit du seul essai interprétable de cette campagne, étant donné que les autres essais, réalisés sur des échantillons saturés, ont indiqué un comportement différé d'origine hydromécanique, avec dissipation de pression interstitielle.

Les essais de laboratoire ont été doublés d'un essai in situ de fluage-relaxation au dilatomètre, qui a duré près d'un an, selon Blümling *et al.* (2000) [20]. Pour ce test, la vitesse de fluage secondaire est beaucoup plus faible que pour les essais de laboratoire. Il reste cependant difficile à interpréter et à exploiter. A noter que l'ensemble des essais de fluage au laboratoire (EPFL et Cédra) a été réalisé perpendiculaire au litage de ces argiles à Opalinus. Ce n'est vraisemblablement pas le cas des essais au dilatomètre. Cette remarque, couplée à celle sur l'importance de la teneur en eau, fait qu'il est inapproprié de chercher à comparer directement les résultats. De plus, compte tenu du peu d'informations concernant la réalisation de l'essai de fluage au dilatomètre, il n'a pu faire l'objet d'aucune détermination satisfaisante des paramètres de la loi de Lemaitre.

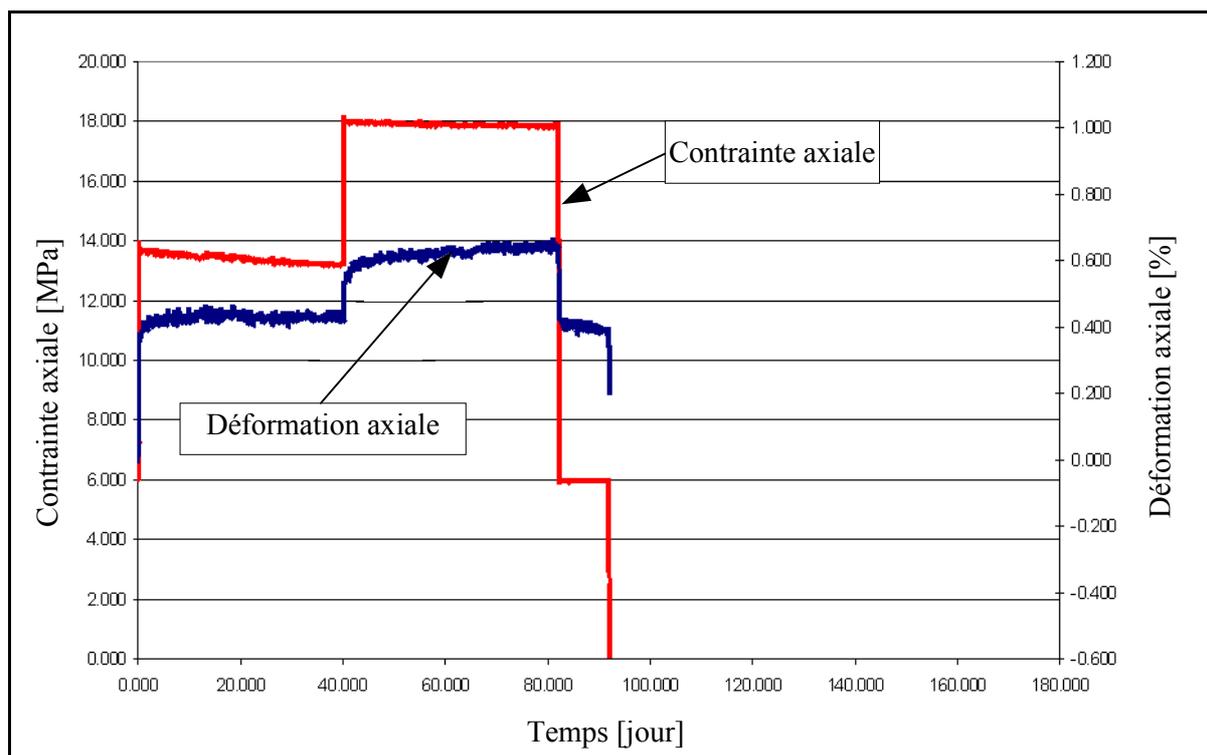


Figure 8.8 : Résultats d'un essai de fluage triaxial sur un échantillon sec d'argile à Opalinus, d'après Blümling *et al.* (2000) [20]

8.1.3. Détermination des paramètres de la loi de Lemaitre à partir des essais de fluage

La loi viscoplastique de Lemaitre, retenue pour cette étude, a été présentée et formulée dans le chapitre 5. L'ajustement de cette loi a été réalisé sur un échantillon à teneur en eau naturelle (essai AFB9D09 de l'EPFL) et sur un échantillon séché (essai Cédra). Les deux jeux de paramètres déduits de ces deux essais de fluage au laboratoire, seront alors comparés à ceux issus de l'ajustement de cette même loi sur les mesures de convergences in situ, des tronçons I et II, présentés dans les paragraphes précédents.

8.1.3.1. Ajustement sur l'essai de laboratoire à teneur en eau naturelle

Les échantillons, testés par l'EPFL, ont été prélevés dans le tunnel autoroutier autour du PK 22.815, proche de la faille principale dans le faciès riche en argilite. Cette zone doit certainement faire l'objet de venues d'eau car la teneur en eau naturelle des échantillons est élevée et proche de 8,5%.

La Figure 8.9 présente l'essai de fluage triaxial de référence, sur l'échantillon n°20, d'après Kharchafi et Descoedres (1995) [73]. Il a été réalisé en trois phases comme suit :

- une phase de consolidation sous une pression hydrostatique de 0,6 MPa maintenue pendant 24 heures environ,
- une phase de compression triaxiale, pilotée en contrainte à une vitesse de 0,25 MPa.min⁻¹ jusqu'à atteindre 2 MPa,
- deux paliers de fluage, pendant lesquels un état de contrainte déviatoire est maintenu constant.

L'essai a duré environ 75 jours et deux paliers de déviateur ont été appliqués successivement : le premier à 2 MPa, pendant 39 jours, et le second à 3,8 MPa pendant 35 jours. L'application d'un troisième palier a conduit à la rupture prématurée du matériau, qui a été détectée vers 4,8 MPa. Par ailleurs, sous un déviateur de 1 MPa, le module de déformation sécant a été estimé à 180 MPa ; cette mesure a été effectuée sur un essai de chargement complémentaire.

Les déformations axiales différées rendent bien compte d'un fluage primaire, comme le montre la Figure 8.9. Pour le premier palier de chargement, la déformation viscoplastique cumulée est déjà de l'ordre de 0,185 %, au bout d'une journée de fluage.

En considérant un seuil de contrainte nul pour le déclenchement du comportement différé, soit $\sigma_s = 0$, l'expression de la loi de fluage, associée à la loi viscoplastique de Lemaitre, qui est rappelée au paragraphe 5.1.1, s'écrit de la manière suivante :

$$\varepsilon_{vp} = a.q^\beta .t^\alpha \quad (8-1)$$

où :

- ε_{vp} est la déformation axiale viscoplastique,
- q est le déviateur de contrainte appliqué à l'éprouvette,
- α , β et a sont les paramètres de la loi de Lemaitre à définir.

Les deux paliers de déviateur de l'essai AFB9D09, permettent de déterminer univoquement un jeu de paramètres, dont la méthode est justifiée au paragraphe 7.1.2. Ce jeu, nommé jeu EPFL, est résumé dans le Tableau 8.3. La Figure 8.9 donne l'ajustement de la loi sur les mesures de laboratoire. La correspondance est très satisfaisante.

Paramètre	Jeu EPFL
n	13,2
m	-11
A [s ⁻¹]	2.10 ⁻⁴³
α	0,083
β	1,1
a	3,4.10 ⁻⁴

Tableau 8.3 : Jeu de paramètres déterminés sur l'essai de fluage EPFL

L'exposant du déviateur β est proche de 1, ce qui est conforme aux observations de Kharchafi et Descoedres, qui mentionnent que le fluage est proportionnel au déviateur appliqué. L'amplitude du fluage fonction du paramètre, a , est relativement importante en comparaison au cas des argilites du site de l'Est de l'ANDRA (chapitre 7). Il en va de même pour l'amortissement des déformations différées qui est défini par le paramètre, α ,

8.1.3.2. Ajustement sur l'essai Cédra (échantillon sec)

La Figure 8.10 présente l'ajustement de la loi de Lemaitre sur l'essai de fluage Cédra. La courbe de fluage de cet essai est celle de la Figure 8.8. L'éprouvette a été prélevée dans l'Aalénien, dans le cadre du percement de la « nouvelle galerie », puis séchée.

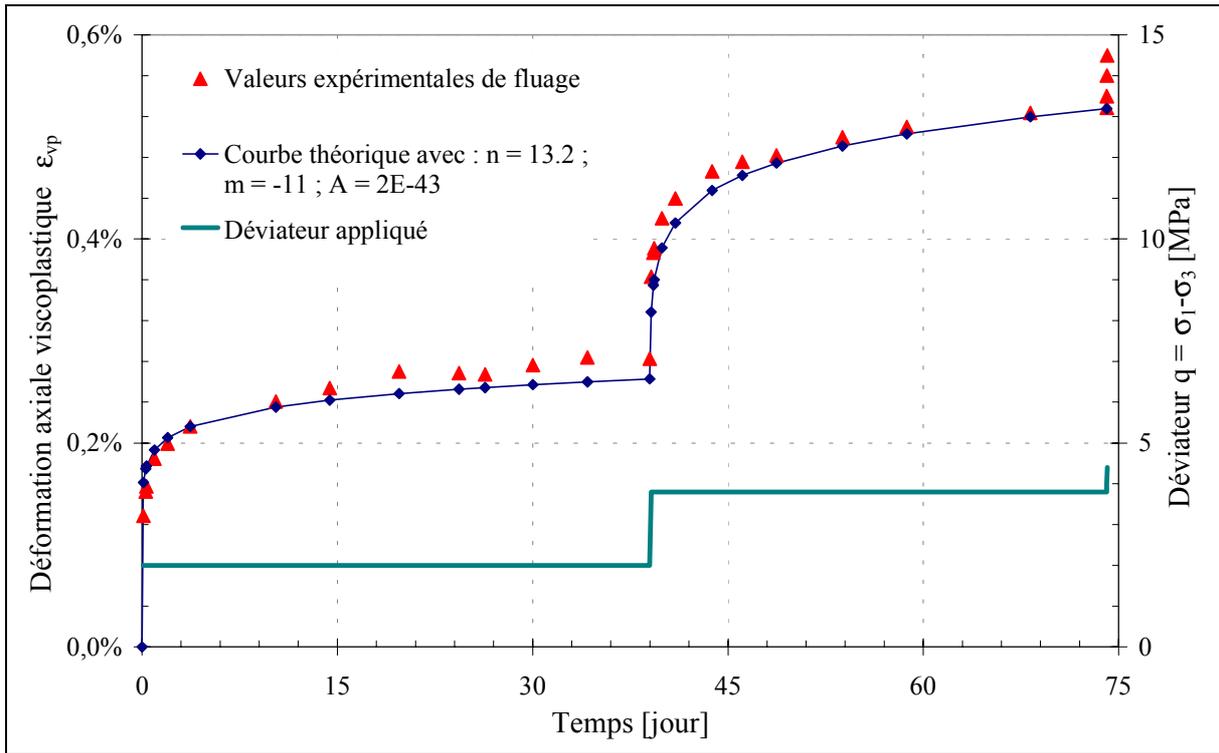


Figure 8.9 : Ajustement de la loi de Lemaitre sur l’essai de fluage AFB9D09 de l’EPFL, de Kharchafi et Descoedres (1995) [73]

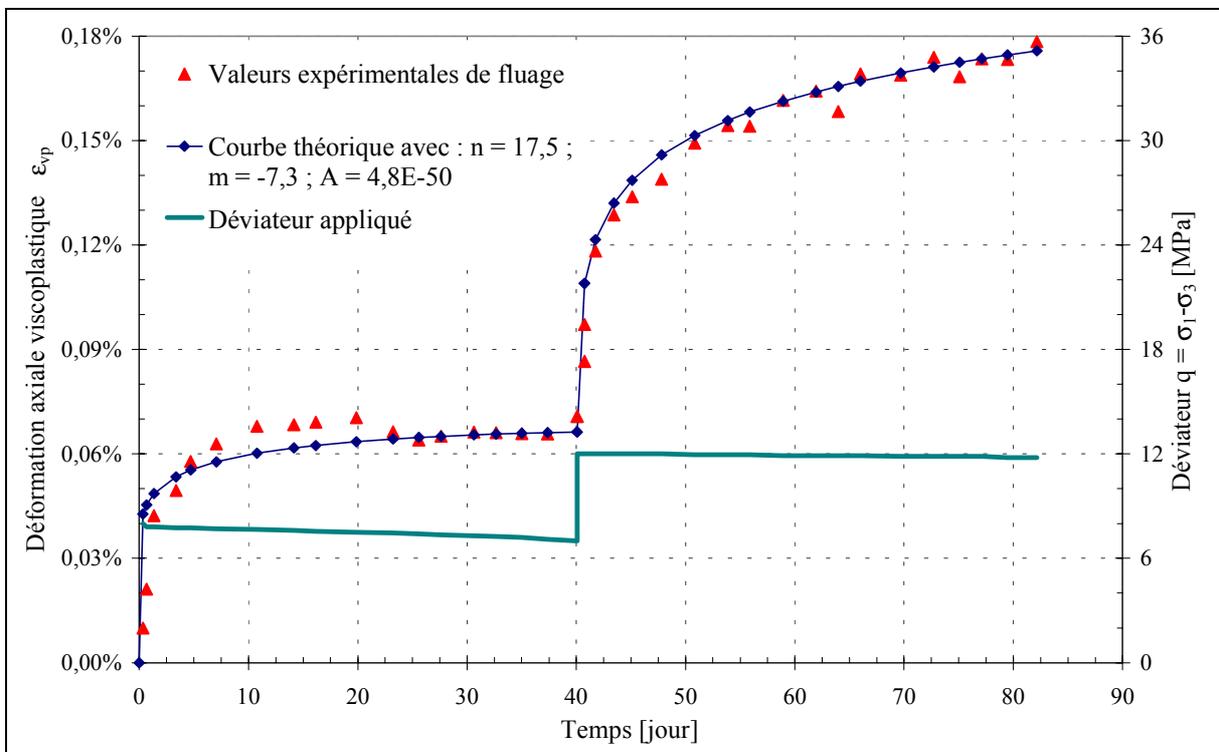


Figure 8.10 : Ajustement de la loi de Lemaitre sur l’essai Cédra (échantillon sec), de Blümling *et al.* (2000) [20]

L'essai de fluage a été réalisé au triaxial avec 6 MPa de pression de confinement, et deux paliers de déviateur (8 et 12 MPa). Peu d'informations complémentaires sont disponibles à son sujet ; l'échantillon n'a cependant pas été conduit à la rupture.

L'ajustement, présenté sur la Figure 8.10, est globalement satisfaisant. On remarque cependant que les mesures de déformations axiales, au début du premier palier, ne sont pas monotones. Or, si on regarde de plus près la Figure 8.8, le déviateur n'est pas maintenu constant pendant cette phase d'essai. Ainsi, la diminution de la déformation axiale est certainement la conséquence d'un déchargement partiel de l'éprouvette et peut être aussi d'une variation de la température ambiante au cours de l'essai.

Dans ces conditions, le jeu de paramètres de la loi de Lemaitre, noté jeu Cédra, qui a été déterminé pour simuler au mieux l'essai de fluage de la Figure 8.10, est donné en comparaison au jeu EPFL dans le Tableau 8.4 :

Paramètre	Jeu Cédra	Jeu EPFL
n	17,5	13,2
m	-7,3	-11
A [s ⁻¹]	4,8.10 ⁻⁵⁰	2.10 ⁻⁴³
α	0,12	0,083
β	2,1	1,1
a	1,5.10 ⁻⁶	3,4.10 ⁻⁴

Tableau 8.4 : Jeu de paramètres déterminés sur l'essai de fluage Cédra (échantillon sec) comparé au jeu EPFL

Le jeu Cédra est éloigné du jeu EPFL, ce qui n'est pas étonnant compte tenu des différences significatives des conditions d'essais. L'exposant, β, du déviateur est près du double de celui trouvé précédemment. De plus, l'amplitude du fluage sur l'éprouvette séchée, donnée par le paramètre, a, s'avère être très faible. Cela semble cohérent avec le fait que cet échantillon séché soit beaucoup moins sensible au fluage. Seuls les paramètres, α, restent très proches pour les deux essais.

La comparaison des deux jeux sera étudiée de manière plus complète, sur un essai de fluage simulé, au paragraphe 8.4.1. Mais à ce stade de l'étude, il est opportun de déterminer préalablement les paramètres de cette même loi, sur les mesures in situ des tronçons I et II, de la galerie de reconnaissance.

8.2. AJUSTEMENT DE LA LOI DE LEMAITRE SUR LES MESURES DE CONVERGENCES DU TRONÇON II

L'ajustement de la loi de Lemaitre à partir des mesures de convergences, a tout d'abord été opéré sur le tronçon II, parce que ce dernier n'est que très peu soutenu. De plus, les déformations différées ont été suivies sur près d'un an, pendant les phases d'avancement du front de taille, puis au cours d'une seconde phase à front arrêté.

La méthodologie, employée pour cet ajustement, est la suivante :

- premièrement, deux types de mesures ont été retenues ; il s'agit des mesures de convergences au PM 874 et d'extensométrie au PM 872.1,
- ces mesures ont fait l'objet d'interprétations par Bonnard et Gardel (1991) [66], avec une loi de type Panet-Sulem (paragraphe 3.5.3) ; leurs conclusions nous ont alors permis de déterminer les paramètres élastiques à court terme (module de déformation, E_r , et coefficient de Poisson ν_r),
- deuxièmement, un ensemble de simulations numériques ont abouti à la détermination des paramètres de la loi de Lemaitre ; un calcul axisymétrique a été nécessaire pour modéliser l'avancement du front de taille au cours du temps.

La simulation axisymétrique rend compte du chemin de contrainte suivi par les éléments du massif au voisinage du front de taille. Ce chemin de contrainte conditionne complètement les déformations viscoplastiques calculées avec la loi de Lemaitre. Les paramètres qui caleraient cette dernière sur les mesures, sont à rechercher au voisinage du jeu EPFL, vu que l'échantillon qui a servi à déterminer ce dernier, était à teneur en eau naturelle. Ainsi, l'étude paramétrique démarre à partir de ce jeu de référence pour retrouver les mesures de convergences au PM 874. L'objectif final réside alors dans la comparaison des différents jeux de paramètres de la loi de Lemaitre avec le modèle de Panet-Sulem.

Par ailleurs, le comportement de l'excavation est analysé, de manière purement numérique, au cours du creusement, afin de mieux appréhender le chemin de contrainte suivi par les différentes sections auscultées. Pour y parvenir, un calcul élastique a été effectué en parallèle, pour qualifier le rôle des déformations différées, dans le comportement général de l'ouvrage.

8.2.1. Données de chantier et interprétation des mesures de convergences

8.2.1.1. Phasage d'excavation et instrumentation

Le tronçon II excavé en pleine section à l'explosif entre les PM 860 et 875, a été légèrement soutenu avec des boulons scellés au mortier et du béton projeté, après chaque tir de volée. La section transversale quasi-circulaire, de rayon moyen d'excavation 2,5 m, est illustrée sur Figure 8.11, ainsi que son instrumentation. Le phasage de l'excavation a été le suivant :

- excavation à l'explosif du tronçon II de 15 m de long, à raison d'une volée de 4,10 m, tous les 1,5 jours, avec pose du soutènement après chaque volée ; ce soutènement est constitué de 8 boulons (diamètre 20 mm, longueur 2 m), répartis sur le parement tous les 1,5 m, d'un treillis d'armature, et de 9 cm de béton projeté,
- arrêt du front de taille au PM 874.6 le 17 mars 1989, et bétonnage du radier jusqu'à 1 m du front de taille, sur les 15 m du tronçon,
- reprise de l'excavation, un mois après l'arrêt, le 17 avril 1989, par volées réduites de 1 m (par quatre fois), puis 2,20 m (par deux fois), puis 3,80 m (par trois fois) jusqu'au PM 894.4, avec pose d'un soutènement léger (équivalent à celui du tronçon II), sur la volée précédemment excavée.

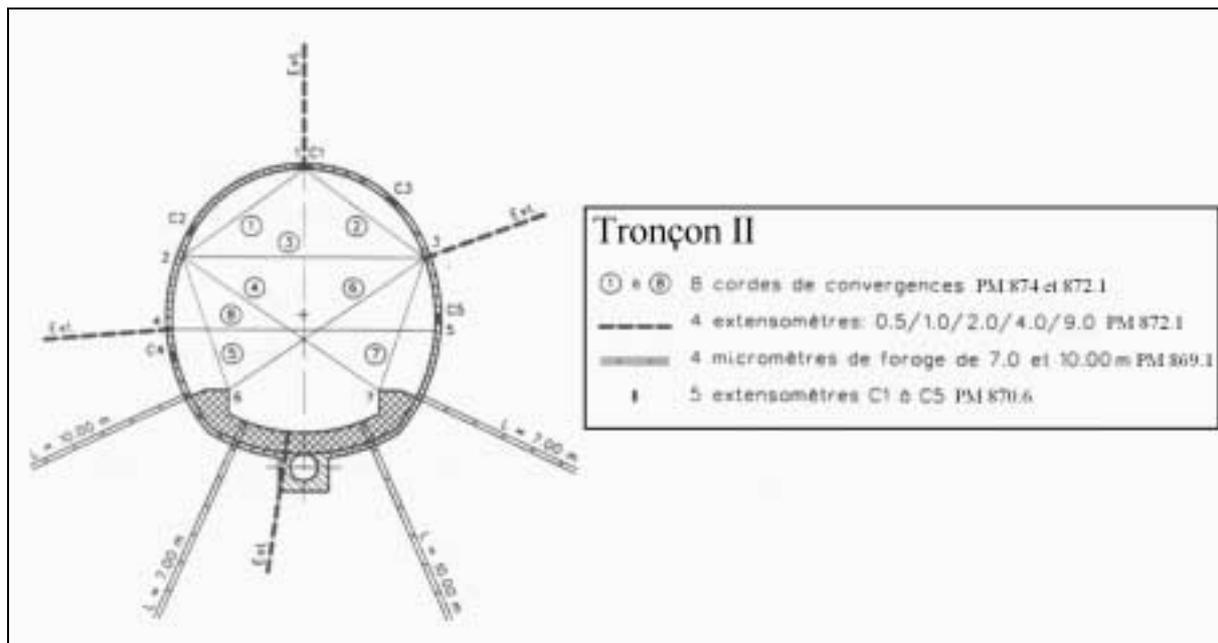


Figure 8.11 : Section transversale du tronçon II et détail de l'instrumentation à différents PM d'après Kohler (1995) [75]

Entre le 17 mars et le 17 avril, le front est arrêté au PM 874.6 et le fluage proprement dit de l'excavation est mesuré pendant un mois, tous les trois à sept jours. A la reprise de l'excavation, un relevé complet des mesures de convergences est effectué après chaque tir, aux PM 874 et 872.1 à l'aide d'un distomètre. Il en est de même pour les mesures d'extensométrie au PM 872.1. La première mesure a été effectuée le 23 mars 1989 au PM 874 et le 7 avril 1989 au PM 872.1, et le front arrêté se trouve alors respectivement à 0,6 m et 2,5 m de ces sections de mesure.

Le creusement de la galerie de reconnaissance se poursuit ensuite de manière régulière (sans arrêt marqué du front de taille), jusqu'à l'achèvement de l'ouvrage. Les relevés des mesures deviennent plus espacés, après le passage du front de taille au PM 894, soit à plus de 20 m des sections auscultées.

L'épaisseur de la couverture rocheuse est d'environ 250 m au droit de ce tronçon. En considérant un poids volumique de 25 kN.m^{-3} pour les argiles à Opalinus (Tableau 8.2), la contrainte initiale supposée homogène et isotrope vaut : $\sigma_0 = 6,25 \text{ MPa}$. Aucune mesure de contrainte in situ ne permet de confirmer cette hypothèse. Le déviateur élastique en paroi d'excavation serait de 12,5 MPa, et donc supérieur à la résistance à la compression simple du massif, estimée en moyenne à 8 MPa. Une zone plastique est donc susceptible de se développer autour de l'excavation.

8.2.1.2. Détermination des propriétés à court terme par ajustement de la loi de Panet-Sulem

La Figure 8.12 donne l'évolution des convergences mesurées, en fonction du temps, pour trois cordes de la section transversale au PM 874. Cette section a été retenue, car elle a été disposée le plus près du front arrêté au PM 874.6. Une légère anisotropie, entre les cordes 1-2 et 1-3, y est observée.

Afin de mieux appréhender les caractéristiques à court terme de la roche, il a été choisi de se référer à l'analyse faite par le bureau d'études Bonnard et Gardel, qui a interprété les mesures de convergences avec le modèle de Panet-Sulem (1987) [118] [119]. Les résultats obtenus pour l'ajustement de ce dernier, sur la corde 2-3 au PM 874, sont donnés dans le Tableau 8.5. La justification correspondante est fournie sur les Figures 8.13a et 8.13b.

L'expression donnant la convergence, $C_{(x,t)}$, a été développée au paragraphe 3.5.3. Elle est rappelée ici :

$$C_{(x,t)} = C_{x=\infty, t=0} \left[1 - \left(\frac{X}{X+x} \right)^2 \right] \left[1 + \alpha \left(1 - \left(\frac{T}{T+t} \right)^n \right) \right] - C_{(0,6 \text{ m}; 6 \text{ jours})} \quad (8-2)$$

où :

- x est la distance au front de taille qui s'exprime en fonction du temps, t , et de la vitesse d'avancement du front, v_F , ($x = v_F \cdot t$) ; l'origine du temps, t , correspond au passage du front au droit de la section considérée,
- t est le temps dont l'origine correspond au passage du front de taille au droit de la section considérée, c'est-à-dire le 17 mars 1989 pour le PM 874,
- X est la distance caractéristique de l'excavation ; $4X$ correspond à la distance d'influence du front de taille,
- T est le temps caractéristique définissant la rhéologie du massif,
- $C_{x=\infty, t=0}$, α et n sont des constantes.

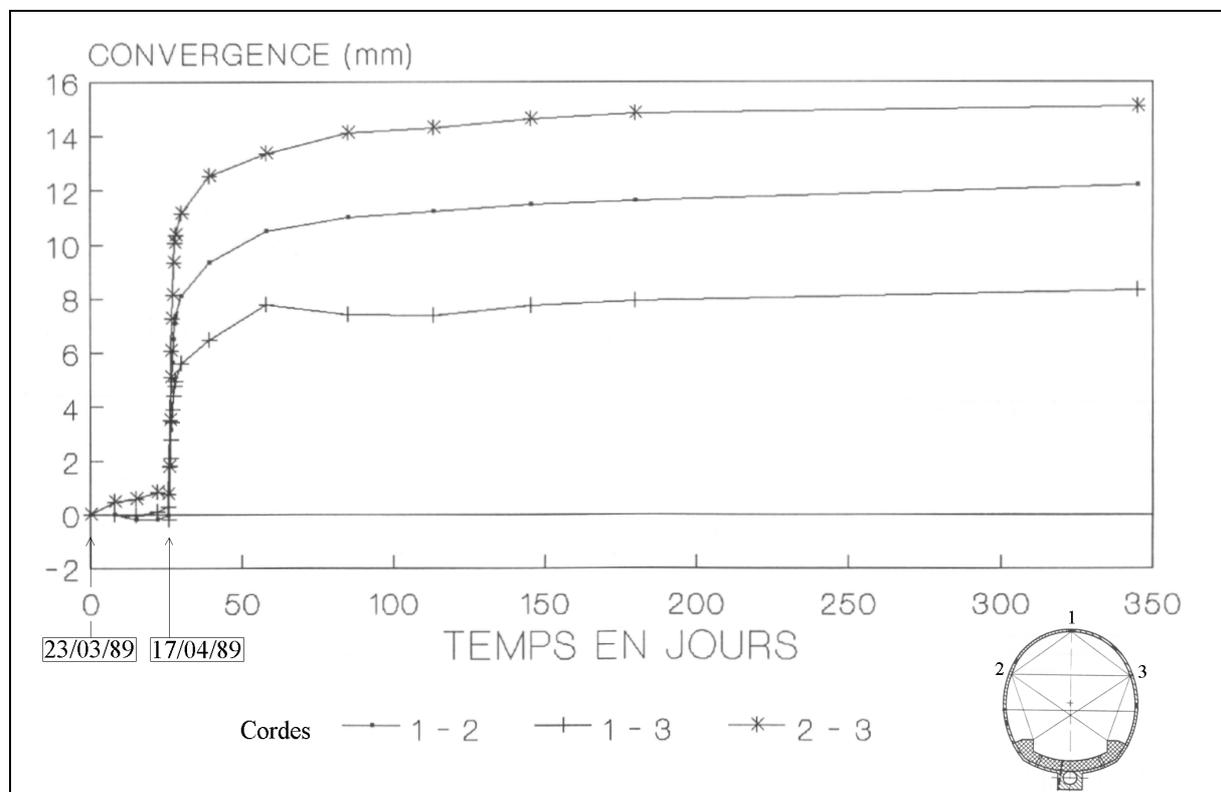


Figure 8.12 : Mesures de convergences selon trois cordes en fonction du temps au PM 874 (origine du temps : 23 mars 1989), d'après IJA – BG (1991) [66]

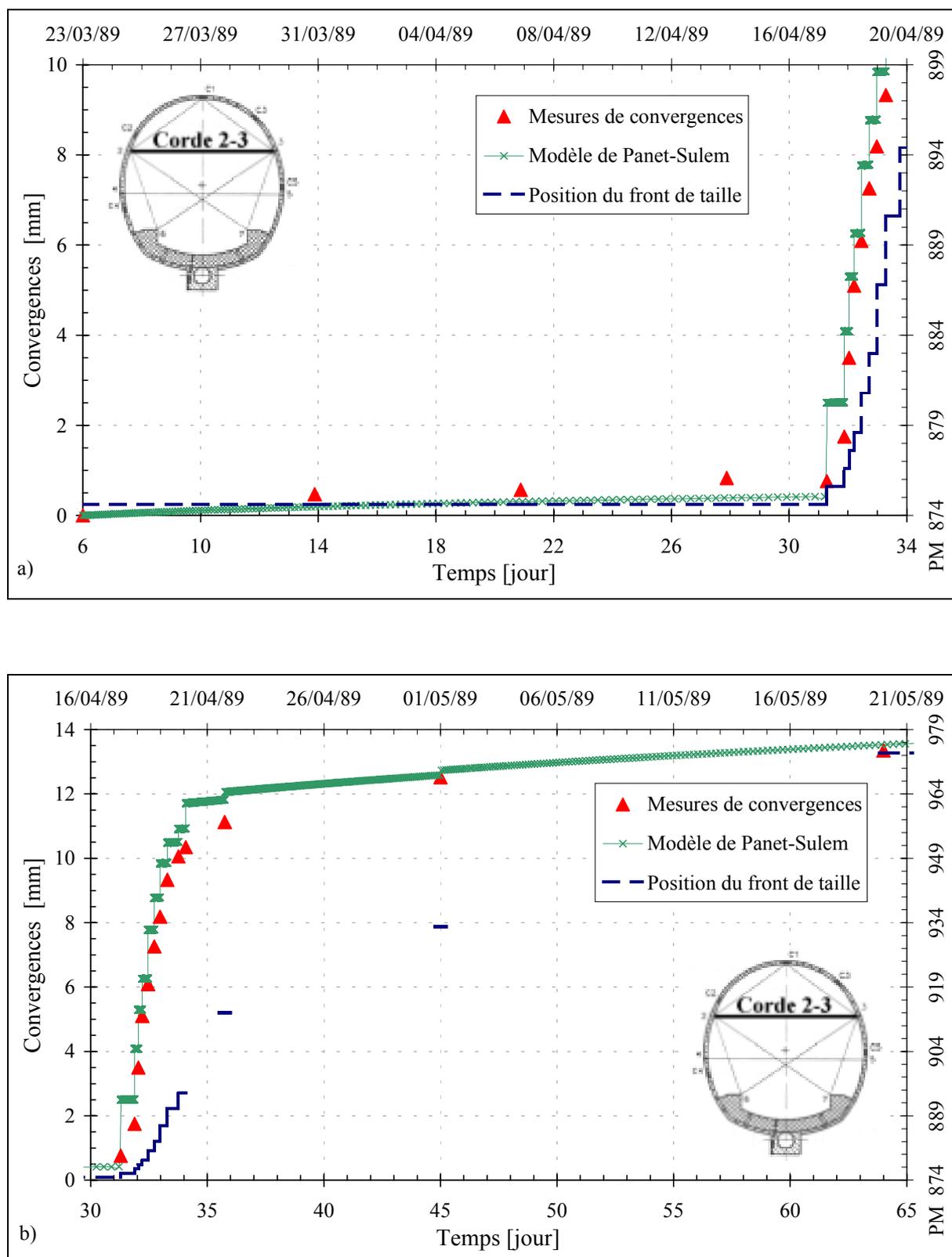


Figure 8.13 : Ajustement du modèle de Panet-Sulem sur les mesures de convergences de la corde 2-3 au PM 874 a) zoom sur les premières mesures, b) au cours des deux premiers mois d’excavation, d’après IJA – BG (1991) [66]

Les valeurs des paramètres de la loi de Panet-Sulem sont données dans le Tableau 8.5 :

Paramètre	Valeur PM 874
$C_{x=\infty, t=0}$ [mm]	7,5
X [m]	9
T [jour]	10
α	2
n	1/3

Tableau 8.5 : Paramètres du modèle de Panet-Sulem obtenus sur la section au PM 874

La constante $C_{x=\infty, t=0}$ correspond à la convergence instantanée élastoplastique (indépendante du temps) de la galerie, qui serait excavée avec une vitesse d'avancement du front de taille infiniment rapide. En réalité, cette quantité est très délicate à quantifier. En effet, la convergence initiale, $C_{(0,6\text{ m}; 6\text{ jours})}$, qui se produit entre le passage du front de taille (17 mars) et la première mesure de convergences (23 mars) n'est pas connue.

Avec les paramètres retenus, du Tableau 8.5, cette convergence initiale vaut 1,2 mm. En la sous-estimant, cela conduit à surestimer la raideur du massif. De plus, le front de taille est arrêté à 60 cm de la section auscultée. La convergence élastique y est très sensible et c'est dans cette zone qu'elle évolue le plus rapidement.

Malgré une apparition, très probable, de zones plastiques en paroi d'excavation à court terme, les hypothèses seront prises élastiques pour le calcul axisymétrique, présenté au paragraphe suivant. Ainsi, en supposant un coefficient de Poisson, ν_r , égal à 0,4 (hypothèse Bonnard et Gardel) et en considérant que la convergence initiale à l'infini, $C_{x=\infty, t=0}$, correspond bien à la convergence instantanée élastique de la galerie, le module équivalent de la roche en place, E_r , vaut :

$$E_r = \frac{2(1+\nu_r)}{C_{x=\infty, t=0}} r \cdot \sigma_0 \approx 5500 \text{ MPa} \quad (8-3)$$

ou r est le rayon de l'excavation soutenue, qui a été pris égal à 2,4 m.

Par ailleurs, la convergence asymptotique maximale vaut :

$$C_{x=\infty, t=\infty} = (1+\alpha)C_{x=\infty, t=0} - C_{(0,6\text{ m}; 6\text{ jours})} = 21,3 \text{ mm} \quad (8-4)$$

Au bout d'un an, la convergence mesurée vaut 15 mm soit 70% de la convergence asymptotique maximale, donnée par le modèle de Panet-Sulem.

8.2.2. Principe du calcul axisymétrique avec FLAC

Le principe du calcul axisymétrique consiste à étudier le comportement d'une tranche longitudinale de tunnel en symétrie cylindrique (r, θ , z), comme l'illustrent les Figures 8.14a et 8.14b.

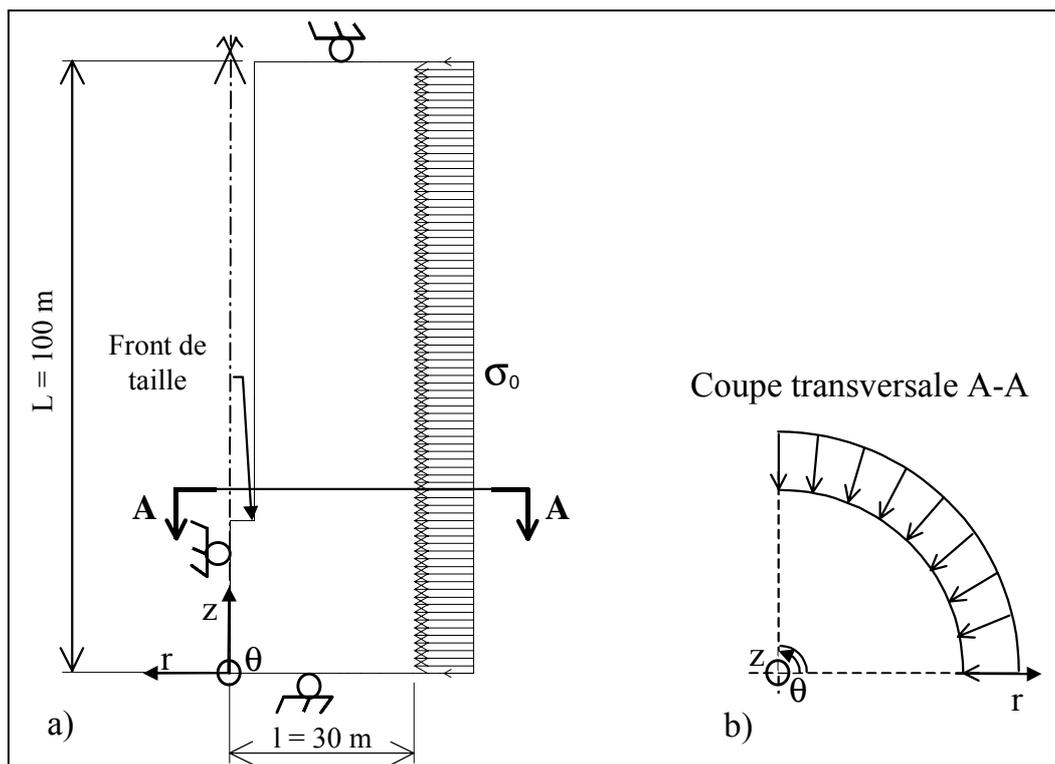


Figure 8.14 : Géométrie du modèle étudié a) coupe longitudinale, b) coupe transversale

Cette configuration impose des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie pour les caractéristiques mécaniques et les contraintes initiales. La géométrie du modèle réalisée avec le logiciel FLAC, est la suivante :

- maillage totalement régulier : 35 par 194 éléments, soit 6790 éléments,
- longueur du modèle, L : 100 m,
- rayon excavé du tunnel, r_o : 2,5 m,
- largeur du modèle, l : 30 m, soit $12 \times r_o$,

Sur ce modèle, ont été appliqués des conditions aux limites en :

- déplacement longitudinal bloqué sur les deux sections transversales d'extrémité,
- déplacement radial bloqué sur l'axe de symétrie,
- contrainte radiale uniforme, σ_o , sur le rayon extérieur.

8.2.2.1. Hypothèses complémentaires

Pour l'ensemble des calculs, l'origine du temps correspond au passage du front de taille au droit du PM 874 (section de mesures de convergences), et également à l'arrêt du front au PM 874.6, le 17 mars 1989.

A cette même date, le soutènement a été mis en place. Il a été simplifié par l'application d'une simple coque de béton projeté de 10 cm, qui a été modélisée par des éléments de surface en contact parfait avec le massif. L'influence des boulons et du treillis a été négligée. Ces derniers apportent en effet peu de pression de confinement mais permettent au terrain de conserver ses caractéristiques mécaniques.

Les caractéristiques mécaniques du béton projeté (supposées élastiques et constantes au court du temps), qui ont été déterminées sur carottes prélevées dans la galerie de reconnaissance, sont les suivantes :

- module d'élasticité : $E_b = 18\,000$ MPa,
- coefficient de Poisson : $\nu_b = 0,2$.

Cette coque de béton projeté, pour laquelle le module retenu correspond au module de déformation à 28 jours, reste cependant très souple et aurait pu être négligée. Par ailleurs, la résistance en compression simple du béton projeté n'intervient pas dans ce calcul numérique.

Le phasage des calculs reproduit le plus fidèlement possible celui de l'excavation de la galerie de reconnaissance, sans tenir compte de la pose du radier ; ce phasage est le suivant :

- Phase 0 : excavation sur 15 m de longueur (arrêt au PM 874.6, le 17 mars 1989) avec pose du soutènement (10 cm de béton projeté) jusqu'au front de taille, puis détermination de l'équilibre élastique à court terme ; $t_0 = 0$,
- Phase 1 : fluage pendant près de quatre semaines (jusqu'au 17 avril 1989) ; $t_1 = 31$ jours,
- Phase 2 : reprise de l'excavation par volées réduites de 1 m (par quatre fois), puis 2,20 m (par deux fois), puis 3,80 (par trois fois), jusqu'au PM 894.4 ; $t_2 = 34$ jours,
- Phase 3 : arrêt des phases d'excavation, suffisamment loin des sections auscultées, (soit au PM 894.4), puis fluage pendant près d'un an ; $t_3 = 351$ jours.

Après chaque volée d'excavation, un soutènement, identique à celui du tronçon II (10 cm de béton projeté), est disposé sur la volée précédemment excavée. Au PM 874, les convergences sont enregistrées en continu au cours du temps, ainsi que les mesures de déplacement radial au PM 872.1.

8.2.2.2. Principe de détermination des paramètres de la loi viscoplastique de Lemaitre

Les paramètres de la loi de Lemaitre, permettant de caler les mesures de convergences, ont été recherchés dans le voisinage de ceux constituant le jeu EPFL, qui a été déterminé sur l'échantillon prélevé dans des conditions naturelles similaires.

Étant donné que l'amplitude du fluage est généralement inférieure in situ qu'en laboratoire, le paramètre de viscosité, A , a été ajusté jusqu'à reproduire les mesures. Les exposants, α et β , ont été volontairement maintenus constants. Ce choix a été fait pour conserver à la fois la quasi-proportionnalité de la loi vis à vis du second invariant du tenseur des contraintes, ainsi que la tendance à long terme de l'évolution des déformations différées.

Il est certainement vain de vouloir caler un jeu unique de paramètres sur de telles courbes de convergences. En effet, compte tenu que très peu de renseignements sont disponibles sur le comportement du terrain dans la zone du front de taille, il a été très difficile d'identifier l'amplitude des déformations différées vis à vis des déformations instantanées consécutives au déconfinement progressif de l'excavation. En particulier, les taux de déconfinement à la pose du soutènement et aux premières mesures de convergences, sont très mal connus.

C'est ainsi que nous avons été amenés à comparer les mesures de convergences faites au PM 874 sur celles calculées au front, soit au PM 874.6. Cela a été réalisé afin de visualiser l'influence des convergences initiales, qui ont échappé à la mesure, sur l'ajustement des paramètres de la loi de Lemaitre. De plus, après de multiples tentatives, il n'a pas été possible d'ajuster les convergences, calculées au PM 874, sur leurs homologues mesurées in situ. Nous verrons que ces considérations ont en réalité peu d'importance sur la tendance de l'évolution des convergences à long terme, en paroi. A ce sujet le paramètre, α , permet de retrouver la tendance du comportement différé, mise en évidence par les mesures d'auscultation.

Par ailleurs, compte tenu du fait qu'une simulation complète de l'excavation nécessite environ trois jours de calculs, avec un Pentium III 733 MHz, la méthode d'ajustement retenue s'est avérée la plus rapide, pour obtenir un jeu de paramètres satisfaisants. Ce jeu est celui proposé dans le Tableau 8.6. Il sera justifié dans les paragraphes suivants :

Paramètre	Jeu T.II	Jeu EPFL
n	13,2	13,2
m	-11	-11
A [s^{-1}]	2.10^{-47}	2.10^{-43}
α	0,083	0,083
β	1,1	1,1
a	$1,6.10^{-4}$	$3,4.10^{-4}$

Tableau 8.6 : Jeu de paramètres déterminés in situ pour le tronçon II en comparaison au jeu EPFL (laboratoire)

8.2.3. Justifications de la méthodologie d'ajustement numérique

8.2.3.1. Évolution des convergences au cours du déconfinement de la galerie

Afin de caler le modèle sur le comportement à court terme du tronçon II, les mesures de convergences, fonction de l'éloignement du front, ont été confrontées aux résultats obtenus avec la simulation numérique, au PM 874 (section de mesure) et 874.6 (front arrêté). La période simulée est d'un an et l'origine des convergences est le 23 mars 1989.

La Figure 8.15 illustre l'évolution des convergences mesurées (corde 2-3) et calculées, au cours des différentes étapes d'excavation. Sur cette même figure, la position du front de taille, par rapport au PM 874, est donnée par la valeur encadrée près de chaque point de mesures. De plus, la courbe de convergences correspondant au modèle de Panet-Sulem, déterminé avec les paramètres donnés dans le Tableau 8.5, y est également reportée.

Lors de la phase à front arrêté, les convergences calculées avec la loi de Lemaitre sont légèrement supérieures à celles mesurées. Après les premières volées d'excavation, les convergences mesurées se développent avec un certain temps de latence, comparativement à celles obtenues avec les deux modélisations numériques. Globalement, le profil des convergences calculées au PM 874.6, coïncide mieux avec celles mesurées au PM 874, aussi bien pendant la phase à front arrêté, qu'après la reprise de l'excavation.

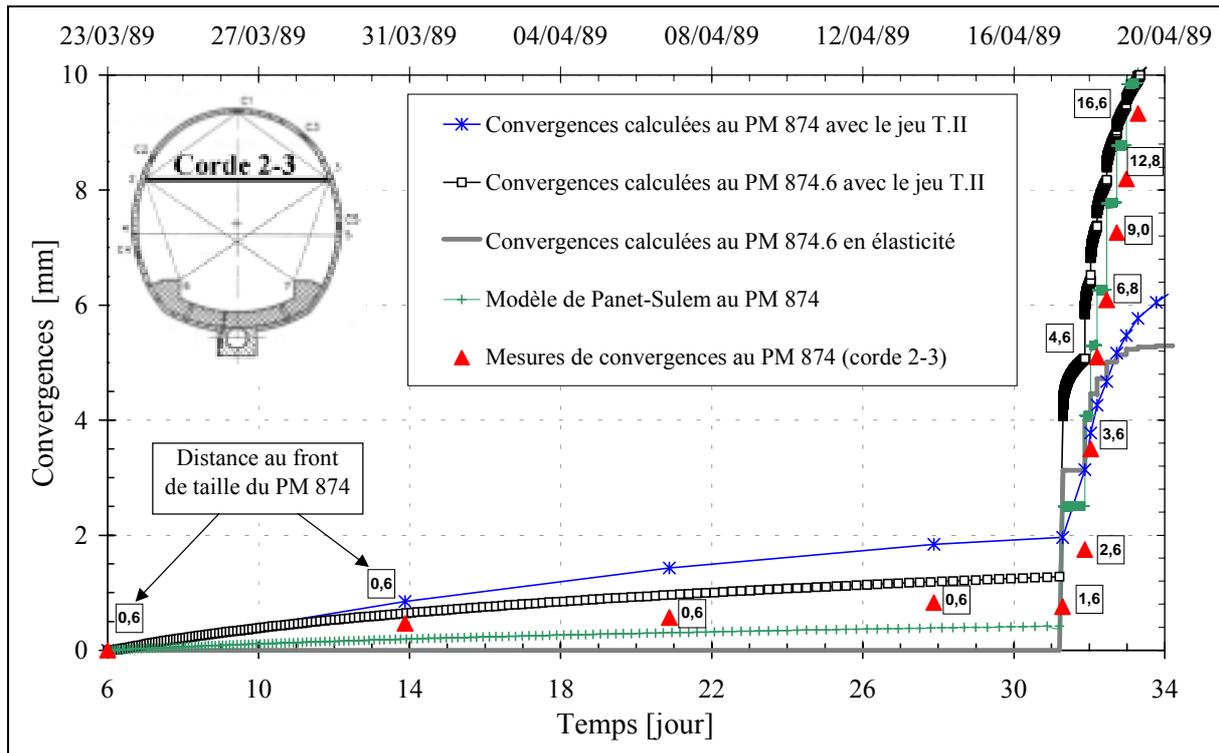


Figure 8.15 : Comparaison des convergences mesurées et calculées au cours du temps (tronçon II) – zoom sur quatre semaines de mesure ; la position du front de taille par rapport au PM 874 est donnée par la valeur encadrée près de chaque point de mesures

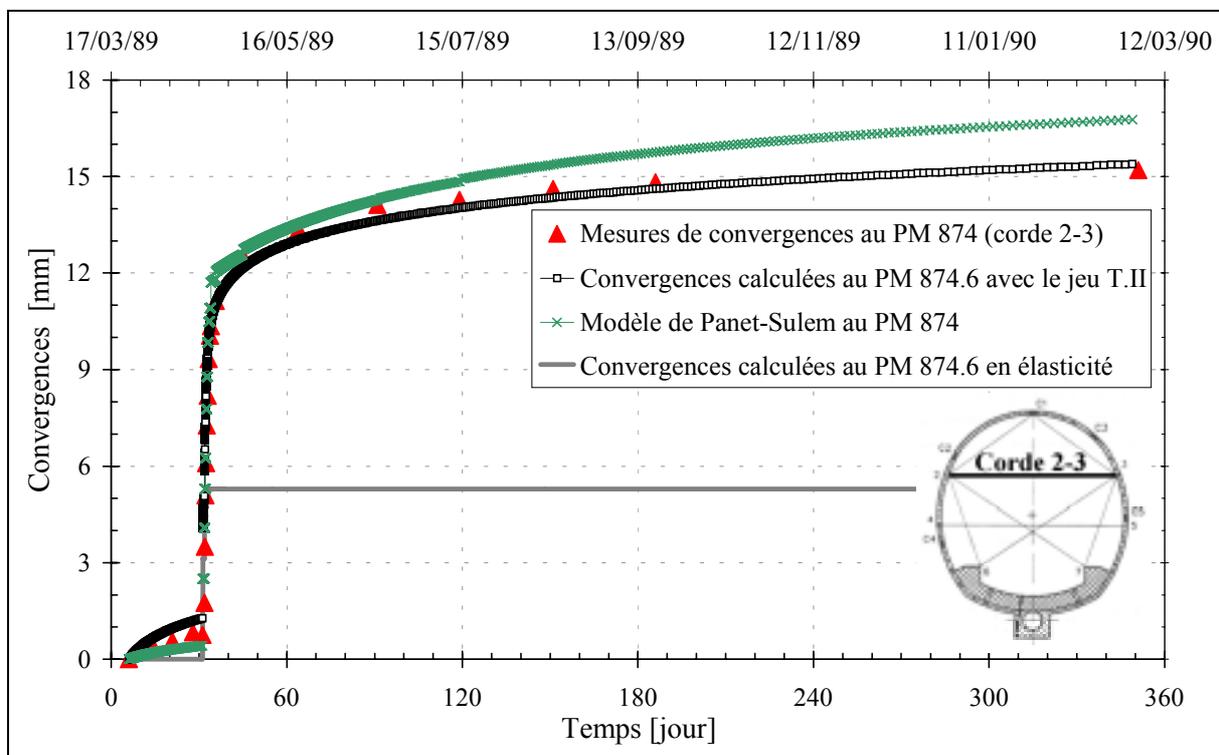


Figure 8.16 : Comparaison des convergences mesurées et calculées en fonction du temps (tronçon II) sur une période d’un an

Le taux de déconfinement, à la première mesure de convergences au PM 874, doit certainement être surestimé par le calcul, ce qui a pour conséquence qu'une grande part des déformations s'est déjà produite avant le 23 mars 1989.

8.2.3.2. *Évolution des convergences sur un an*

Pour juger de la validité du jeu de paramètres retenus, l'évolution des convergences, calculées au PM 874.6, est comparée à celle des mesures in situ et à celle donnée par le modèle de Panet-Sulem, sur près d'un an. La Figure 8.16 illustre le résultat.

Le jeu T.II permet de bien reproduire l'évolution des convergences mesurées, en tenant compte des convergences calculées au PM 874.6. A titre de comparaison, la convergence calculée au PM 874 n'est que de 10,5 mm au bout de 350 jours (contre 15,2 mm au PM 874.6). Cela démontre bien que le taux de déconfinement dans la zone du front arrêté, avant la reprise de l'excavation le 17 avril 1989, est très sensible.

La tendance à long terme donnée par la concavité de la courbe est donc bien reproduite avec un paramètre, α , de 0,083, qui a été déterminé sur l'essai de fluage EPFL. La simulation Flac permet d'ajuster les dernières mesures de convergences, de manière satisfaisante, alors que le modèle de Panet-Sulem tend à s'écarter de ces dernières, bien que ce modèle soit asymptotique. En effet, au bout de trois mois de fluage (après que le front de taille se soit avancé à plus de 20 mètres en aval du PM 874.6), le dernier modèle surestime déjà légèrement les mesures de convergences.

8.2.3.3. *Comparaison des résultats numériques avec les mesures d'extensométrie*

Les mesures d'extensométrie, relevées dans quatre directions, autour de l'ouvrage au PM 872.1, ont été confrontées aux résultats du calcul numérique. La disposition de ces extensomètres est précisée sur la Figure 8.11. D'une longueur maximale de 9 m, ils sont ancrés en tête, sur la paroi de la galerie, comme l'illustre la Figure 8.17a. De plus, pour l'interprétation des mesures, le massif est supposé fixe à une profondeur de 9 m. Les extensomètres multibarres mis en œuvre sont de type Uni-Rod de Solexpert. Ils comportent deux ensembles distincts :

- un équipement, scellé par coulis de ciment à la paroi du forage, qui comprend cinq capteurs de déplacement, ainsi qu'un tube d'extension déformable et étanche reliant ces capteurs, et définissant leurs entraxes initiaux ; ces capteurs sont disposés à une distance, l , de la paroi de la galerie, de 0,5 m, 1 m, 2 m, 4 m, et 9 m (Figure 8.17b),
- une tige de mesure unique (en fibre de verre gainée polyéthylène), ancrée en tête, qui constitue une référence de longueur et qui porte les noyaux inducteurs.

Pour tenir compte essentiellement des vecteurs déplacements imputables au comportement différé du massif, l'origine des mesures a été fixée au 19 avril 1989, date à laquelle le front de taille se trouve à 10,9 m de la section étudiée, c'est-à-dire à plus de deux diamètres. L'effet du front de taille se fait alors beaucoup moins ressentir, même si la zone d'influence, donnée par le modèle de Panet Sulem vaut 4X, soit 36 m.

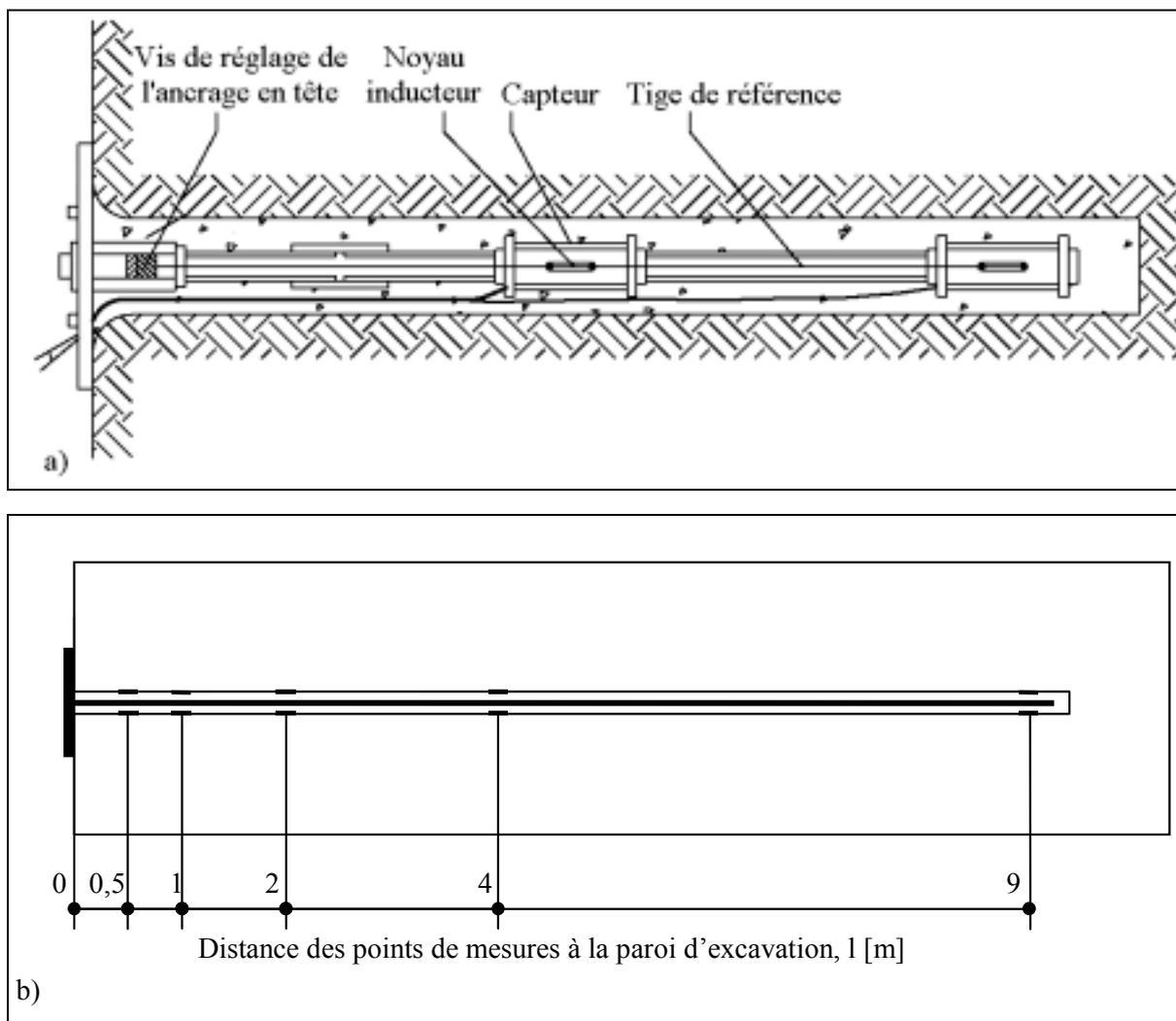


Figure 8.17 : Extensomètre de forage de type Uni-Rod (Solexpert) a) schéma de principe, b) position des capteurs de mesures

La Figure 8.18 présente l'évolution de la norme du vecteur déplacement, mesurée et calculée sur près d'un an, en cinq points, situés en paroi d'excavation, à 0,5 m, 1 m, 2 m, et 4 m de celle-ci.

Les mesures obtenues pour les extensomètres A et B recourent bien les résultats de la simulation numérique et globalement la tendance de l'évolution au bout d'un an est souvent respectée. Seul l'extensomètre C donne des vecteurs déplacement bien plus importants ; cela résulte certainement d'un décollement local de la roche en paroi par ouverture de fissures.

A titre de comparaison, la convergence mesurée selon la corde 2-3, au PM 872.1 est de 2,8 mm pour la même période, ce qui correspond à la moyenne des déplacements radiaux en paroi pour les extensomètres A et C, soit 2,7 mm. Par ailleurs, l'extensomètre D met davantage en évidence un gonflement du radier.

Cette analyse justifie le choix de conserver la valeur de 0,083 pour le paramètre, α , ainsi que la méthodologie générale d'ajustement de la loi de Lemaitre, sur le tronçon II. Le jeu T.II est maintenant conservé pour compléter l'étude du comportement différé en paroi d'excavation.

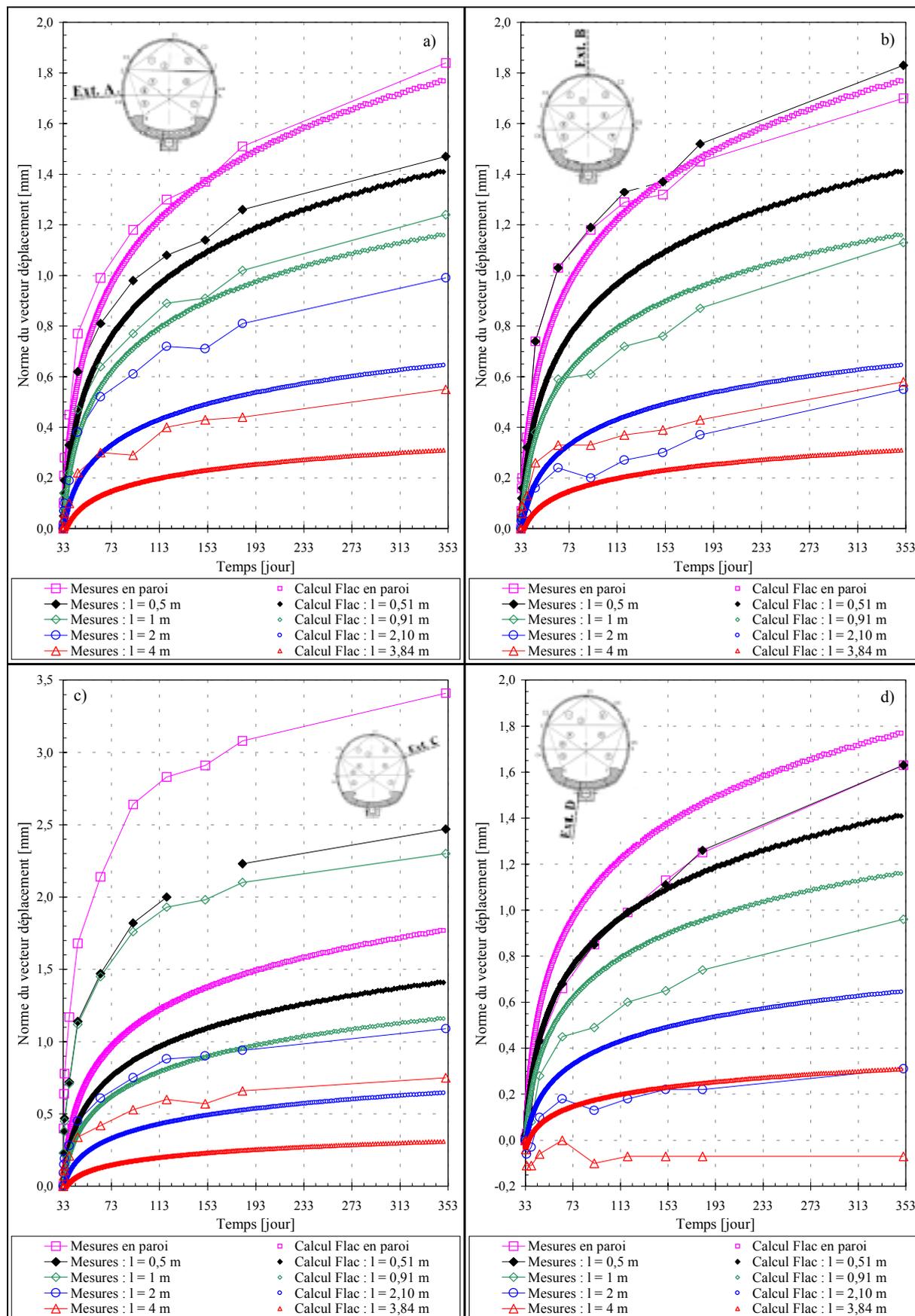


Figure 8.18 : Comparaison des mesures d’extensométrie au PM 872.1, avec les normes du vecteur déplacement calculé, pour différents extensomètres – Origine des déplacements : 19 avril 1989 (t = 33 jours)

8.2.4. Étude approfondie du comportement en paroi d'excavation

Après la justification de l'ajustement du jeu T.II sur les principales mesures d'auscultation, le second volet de cette étude consiste à suivre numériquement le chemin de contrainte en paroi d'excavation, pour une section donnée, au passage du front de taille. La section retenue est celle du PM 880.8, qui se situe à mi-chemin entre la fin du tronçon II et le PM retenu pour simuler l'arrêt définitif du front de taille, à savoir le PM 894.4. Enfin, les évolutions des zones en rupture et des zones endommagées sont étudiées dans la zone du PM 874.6, au cours du temps.

8.2.4.1. Évolution du déviateur q en paroi

Dans ce paragraphe, l'évolution du second invariant du tenseur des contraintes, q , est analysé, car c'est cette quantité qui conditionne directement l'évolution des déformations différées. La Figure 8.19a donne l'évolution du déviateur, q , au PM 880.8, dans l'élément de massif au contact direct avec le soutènement léger.

Quand le front de taille s'approche de la section étudiée, le déviateur augmente par paliers successifs. L'amplitude de ces derniers est plus importante pour le cas du calcul élasto-viscoplastique (loi de Lemaitre) que pour celui du calcul purement élastique.

Au passage du front de taille, le déviateur, q , augmente brutalement puis plus modérément au cours du temps, sans toutefois atteindre son équivalent en élasticité. Avec la poursuite de l'excavation, le déviateur élastique diminue avec notamment la pose du soutènement, et réaugmente ensuite progressivement avant de se stabiliser autour de 10,5 MPa. Pour le calcul viscoplastique, l'évolution générale est identique mais le déviateur, q , se relaxe au cours du temps, entre chaque tir de volée.

La Figure 8.19a montre l'évolution du déviateur, q , en paroi sur une période de près d'un an. En mode viscoplastique, elle confirme la relaxation du déviateur, q , qui au bout d'un an, est plus de 20% inférieur à celui calculé en élasticité instantanée. Cela est relativement important, compte tenu de la faible valeur affectée au paramètre, β , et tient en partie à la pose du soutènement, qui malgré sa souplesse, vient s'opposer directement au phénomène de fluage en paroi.

8.2.4.2. Zones en rupture et zones endommagées

Après un an de fluage, il est intéressant d'analyser l'état de contrainte du massif, par rapport à un critère d'endommagement et un critère de rupture. Les caractéristiques d'endommagement sont ici assimilées aux caractéristiques résiduelles de la roches (hypothèse retenue) et les caractéristiques de rupture correspondent aux valeurs de pic.

Dans l'hypothèse d'un critère de plasticité, de type Mohr-Coulomb, on a admis pour la cohésion, c , et l'angle de frottement, ϕ , les valeurs données dans le Tableau 8.7. Ces valeurs ont été retenues sur la base de huit essais triaxiaux, qui ont été effectués à l'EPFL. Selon Bonnard et Gradel, ces valeurs correspondent au critère enveloppe des huit cercles de Mohr équivalents.

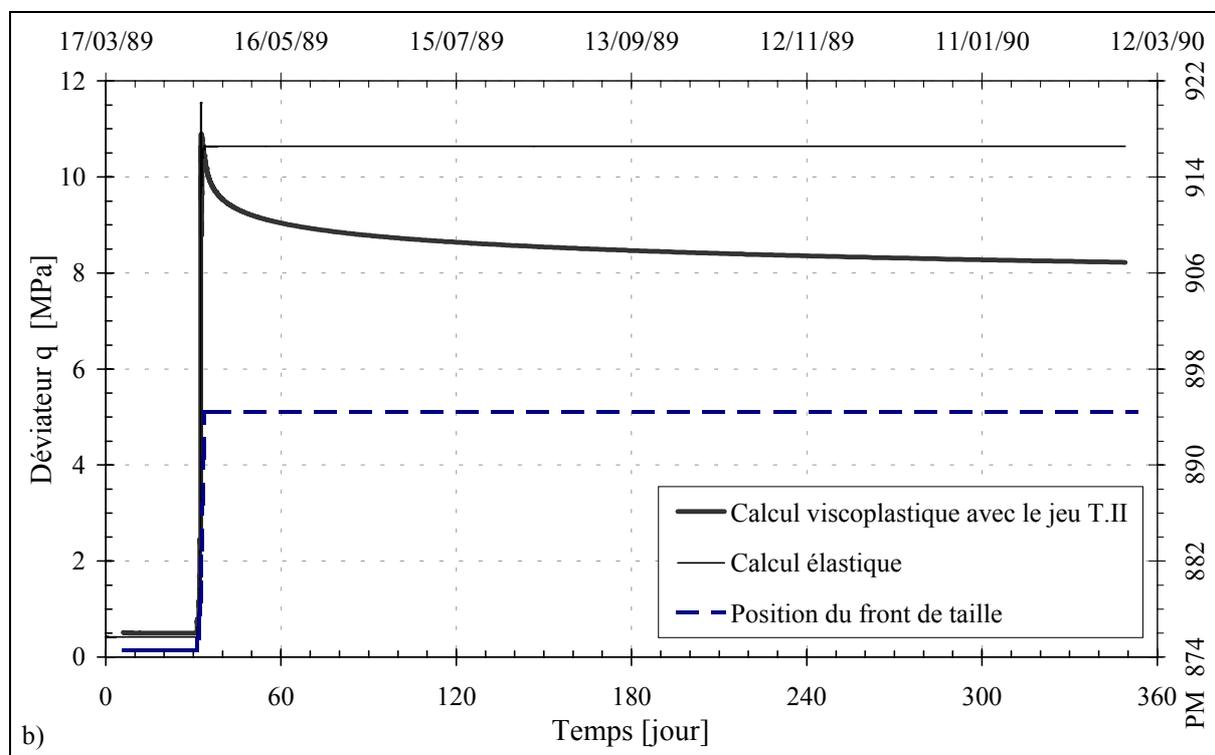
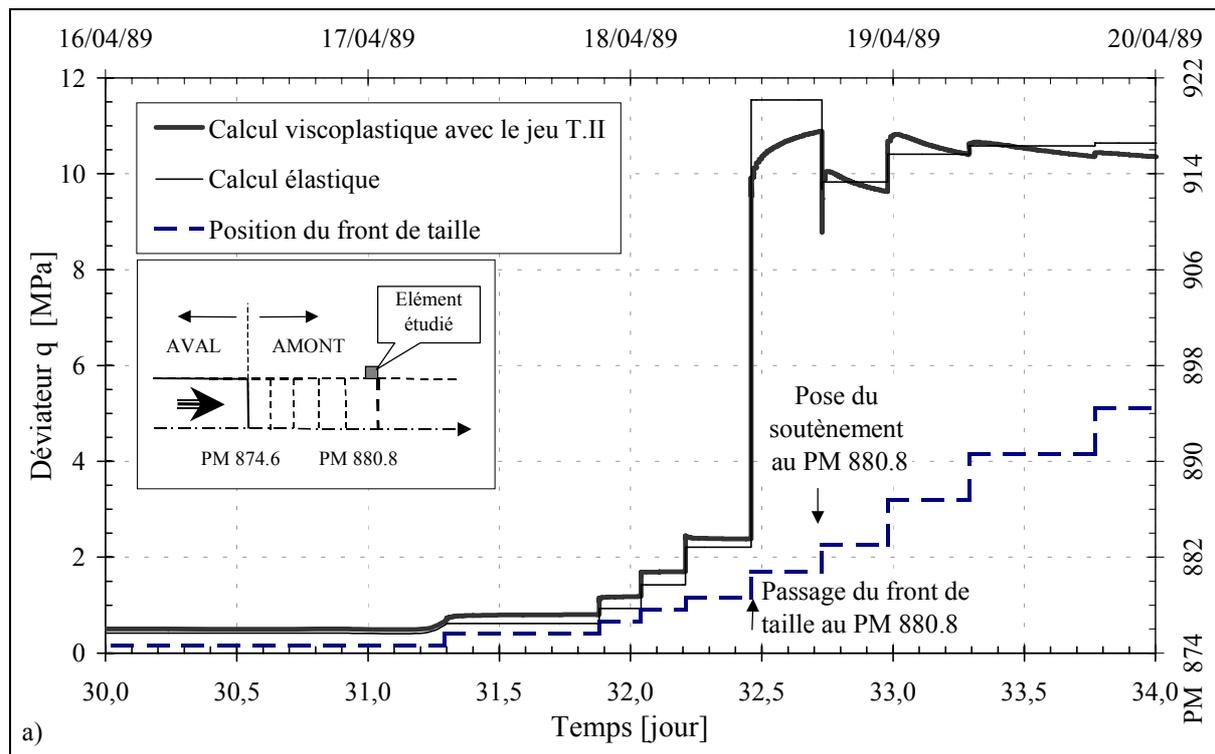


Figure 8.19 : Évolution du déviateur, q , au PM 880.8, en fonction du temps a) au passage du front de taille, b) relaxation du déviateur sur un an

L'étude des zones en rupture et des zones endommagées est réalisée par post-traitement de l'état de contrainte, correspondant à l'équilibre élastique (front arrêté le 17 mars au PM 874.6), et de celui obtenu au bout d'un an (front à l'infini). Cette analyse consiste à comparer le champ de contrainte avec le critère et de définir la zone perturbée correspondante.

Le résultat est résumé sur la Figure 8.20, qui montre que les zones en rupture disparaissent complètement au cours du temps. Quant à la zone endommagée, son rayon de pénétration diminue globalement, consécutivement à la relaxation du déviateur en paroi, sauf dans la zone à front arrêté entre le 17 mars et le 17 avril 1989. Ce phénomène lié à la simple présence du front de taille, sera étudié plus précisément au paragraphe 8.3.4.3 pour le tronçon I.

Caractéristique mécanique	Valeur à la rupture	Valeur d'endommagement
Cohésion c [MPa]	2,6	0,5
Angle de frottement interne ϕ [°]	28	28
Résistance en compression simple déduite σ_c [MPa]	8,6	1,7

Tableau 8.7 : Caractéristiques mécaniques des argiles à Opalinus obtenues pour un critère de Mohr-Coulomb

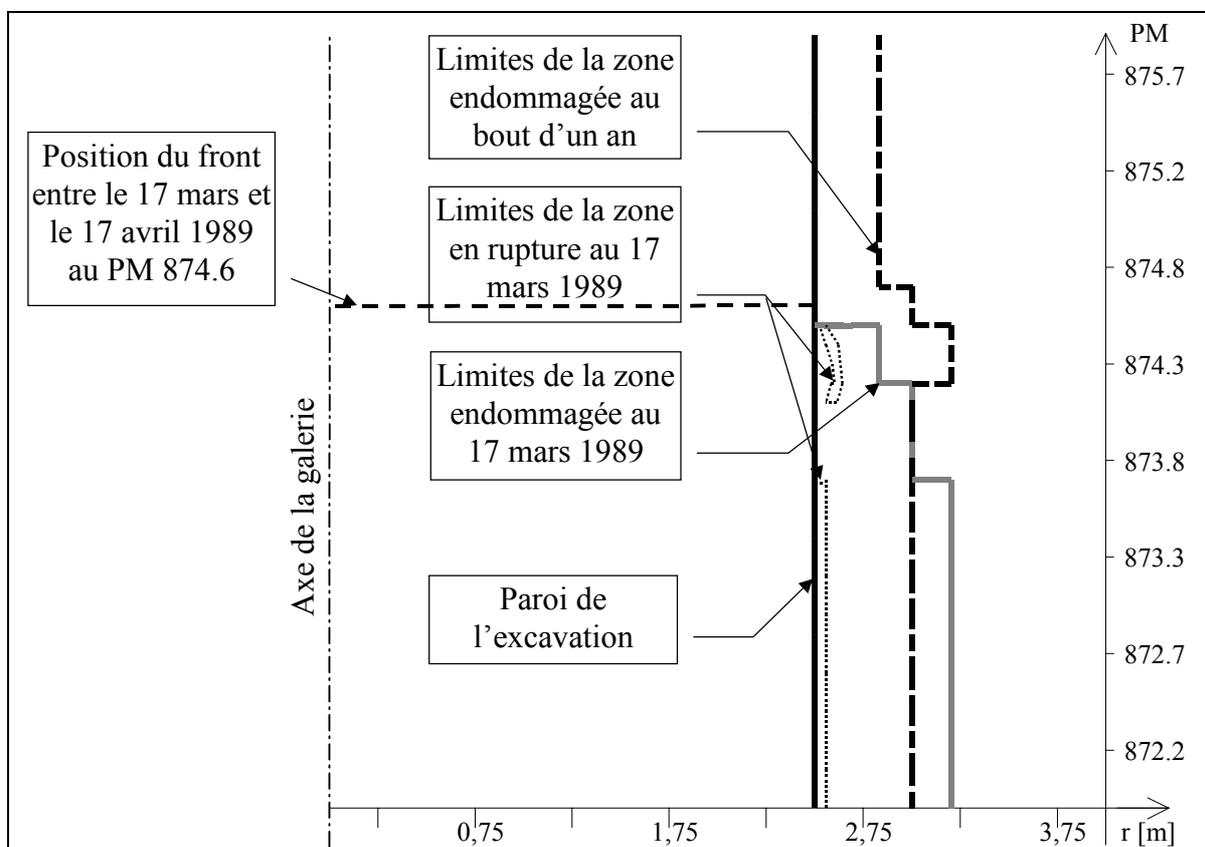


Figure 8.20 : Évolution des zones en rupture et des zones endommagées autour de l'excavation en fonction du temps – profil en long dans la zone du PM 874.6

L'étude du tronçon II, peu soutenu, a permis l'ajustement de la loi de Lemaitre, et de mieux appréhender le comportement différé de la galerie de reconnaissance, au cours du temps. Cependant, la durée des mesures d'auscultation étant trop réduite, il n'est pas possible de juger la pertinence de l'extrapolation du comportement de l'ouvrage à long terme. Pour atteindre cet objectif, le tronçon I doit pouvoir nous apporter quelques éclaircissements, en analysant notamment les mesures de pressions dans le revêtement.

8.3. ÉTUDE COMPARATIVE SUR LE TRONÇON I ET EXTRAPOLATION DES RESULTATS

Après avoir déterminé les paramètres de la loi de Lemaitre sur le tronçon II, nous allons opérer de la même manière pour caler cette loi sur les mesures de convergences et d'extensométrie relevées sur le tronçon I. L'intérêt de ce tronçon réside dans le fait qu'il n'a pas été soutenu pendant trois mois au cours des phases d'excavation. Puis un revêtement rigide a été mis en place, ce qui doit permettre de comparer les mesures de pressions relevées au sein de ce revêtement, avec les valeurs obtenues par la simulation numérique.

Pour ce tronçon, l'objectif recherché est triple. Il s'agit premièrement, comme précédemment, de caler les paramètres élastiques du massif, puis de donner un jeu de paramètres de la loi de Lemaitre (jeu T.I), qui permet de simuler, le comportement du tronçon I. Les mesures de convergences au PM 852.5 et d'extensométrie au PM 850.5 servent de support à cet ajustement. Le jeu T.I est à rechercher dans le voisinage du jeu T.II, précédemment déterminé sur les profils du tronçon II, qui ne sont distants de ceux du tronçons I que d'une vingtaine de mètres.

Dans une seconde phase, au PM 847.5, les mesures de pressions de contact massif-revêtement, de pressions dans le revêtement lui-même, ainsi que les mesures de déformations du revêtement sont confrontées aux valeurs obtenues avec la simulation numérique. Le but est d'analyser comment se comporte le revêtement sur plus de huit ans de suivi, et de justifier la pertinence de l'extrapolation du comportement à long terme.

Troisièmement, étant donné que le tronçon I précède le tronçon II dans sa conception, un intérêt a été porté à la section au PM 874.6, dont le comportement avant l'arrivée du front de taille est intéressant à analyser. En effet, cette dernière section correspond à l'extrémité aval du tronçon II, et ainsi il sera possible de prédire les convergences de cette section avant les premières mesures. Par ailleurs, afin de mieux appréhender le comportement du front de taille, un calcul élastique a également été effectué au préalable.

8.3.1. Données de chantier

8.3.1.1. Phasage d'excavation et instrumentation

Le tronçon I, excavé entre les PM 840 et 855, n'a pas été soutenu à court terme. Seule une couche de béton projeté de 2 cm a été disposée à titre de protection. La section transversale identique à la précédente, présentée sur la Figure 8.21, a été revêtue d'un anneau de 30 cm de béton, trois mois après le passage du front de taille au PM 852.5.

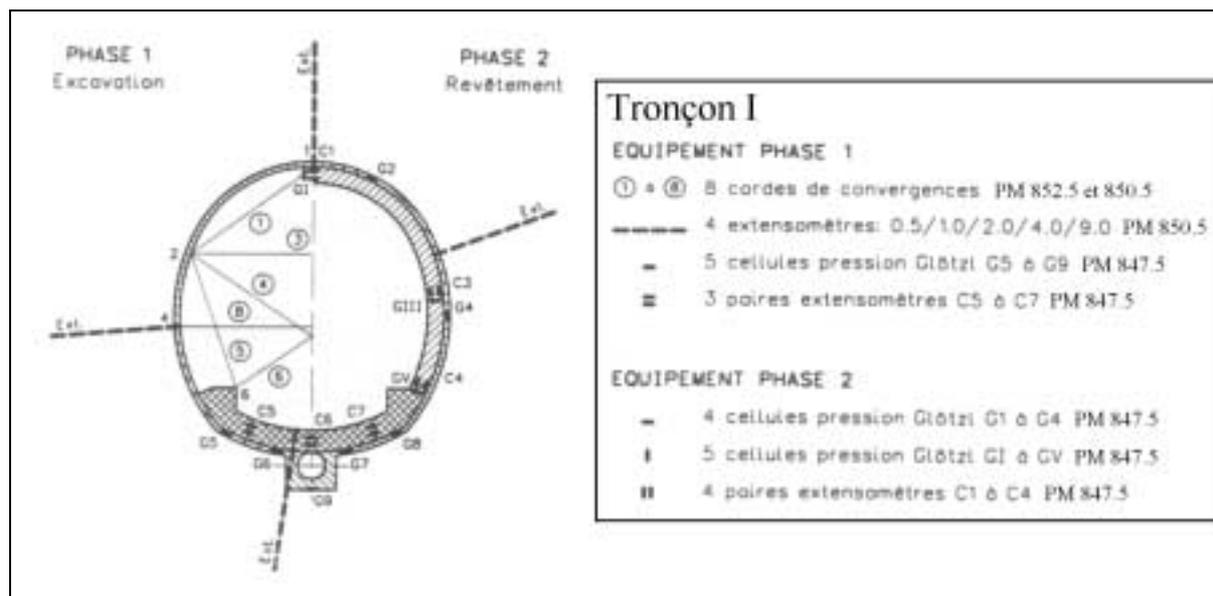


Figure 8.21 : Section transversale du tronçon I et détail de l'instrumentation à différents PM d'après Kohler (1995) [75]

Le phasage de creusement explicité schématiquement sur les Figures 8.23a et 8.23b, a été le suivant :

- excavation à l'explosif, sans pose de soutènement hormis une couche de béton projeté de protection de 2 cm, jusqu'au PM 853,
- arrêt du front de taille au PM 853, le 27 février 1989, puis bétonnage du radier jusqu'à 1 m du front de taille exécuté le 2 mars 1989,
- reprise de l'excavation le 13 mars 1989 (incertitude sur l'heure exacte), par volées réduites de 1,20 m (par quatre fois) 2,25 m (par deux fois) puis 4,10 m (par trois fois) jusqu'à atteindre le PM 874.6, le 16 mars 1989,
- second arrêt de l'excavation au PM 874.6, jusqu'au 17 avril 1989,
- reprise de l'ensemble du phasage d'excavation du tronçon II (paragraphe 8.2.1.1),
- pose du revêtement définitif le 26 mai 1989, d'une épaisseur de 30 cm de béton, sur l'ensemble du tronçon I, soit 3 mois après l'excavation de ce dernier.

Après chaque volée d'excavation, un relevé complet des mesures de convergences et d'extensométrie est effectué aux PM 852.5 et 850.5. La première mesure a été effectuée le 2 mars au PM 852.5, et le 10 mars au PM 850.5. Entre le 3 mars et le 14 mars, le front était arrêté mais les convergences n'ont malheureusement pas été relevées pendant cette période. Le relevé des mesures a repris le 14 mars, juste avant la deuxième volée. Après le bétonnage du revêtement, les mesures de pression totale ont commencé le 31 mai, les mesures d'extensométrie ont été poursuivies mais pas celles de convergences.

L'épaisseur de la couverture rocheuse est d'environ 255 m au droit de ce tronçon. En considérant un poids volumique de 25 kN/m³ pour les argiles à Opalinus, la contrainte initiale vaut $\sigma_0 = 6,35$ MPa, légèrement supérieure à celle considérée pour le tronçon II.

8.3.1.2. Détermination des propriétés à court terme par ajustement de la loi de Panet-Sulem

L'évolution des convergences mesurées en fonction du temps est donnée pour trois cordes de la section transversale au PM 852.5 (Figure 8.22). On observe également une anisotropie entre les cordes 1-2 et 1-3, identique à celle observée sur le tronçon II.

Il est certain qu'une grande part des déformations différées s'est également déjà produite avant la première mesure de convergences. Pour la section au PM 852.5, il s'est écoulé 3 jours entre le passage du front de taille par cette section et la première série de mesures, ce qui reste important.

De manière analogue au tronçon II, les caractéristiques à court terme de la roche ont été déduites de l'analyse faite par le bureau d'études Bonnard et Gardel, qui a également interprété les mesures de convergences avec le modèle de Panet-Sulem (équation 8-2). Les résultats obtenus pour l'ajustement de ce dernier sur les mesures de convergences de la corde 2-3 au PM 852.5, sont donnés dans le Tableau 8.8. La comparaison avec la courbe expérimentale est fournie sur les Figures 8.23a et 8.23b, qui laissent entrevoir une nette divergence pour les dernières volées d'excavation, avant l'arrêt du front au PM 874.6.

Pour la section de mesures au PM 852.5, la convergence initiale, $C_{(0,5\text{ m}; 3\text{ jours})}$, qui se produit entre le passage du front de taille (27 février) et la première mesure de convergences (2 mars), vaut ici 1,2 mm, ce qui est équivalent à celle trouvée pour la section au PM 874.

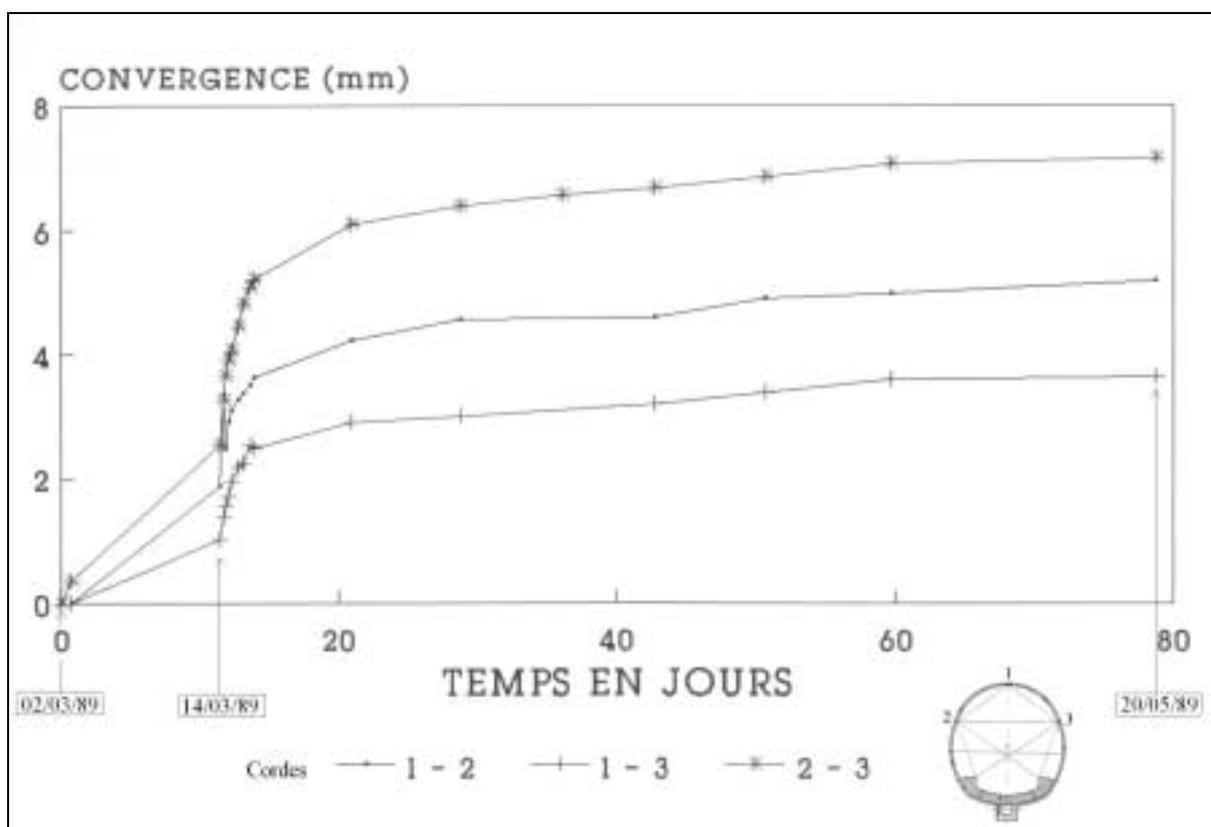


Figure 8.22 : Mesures de convergences au PM 852.5 en fonction du temps jusqu'au 20 mai, avant bétonnage du revêtement le 26 mai (origine du temps : 2 mars 1989), selon IJA – BG (1991) [66]

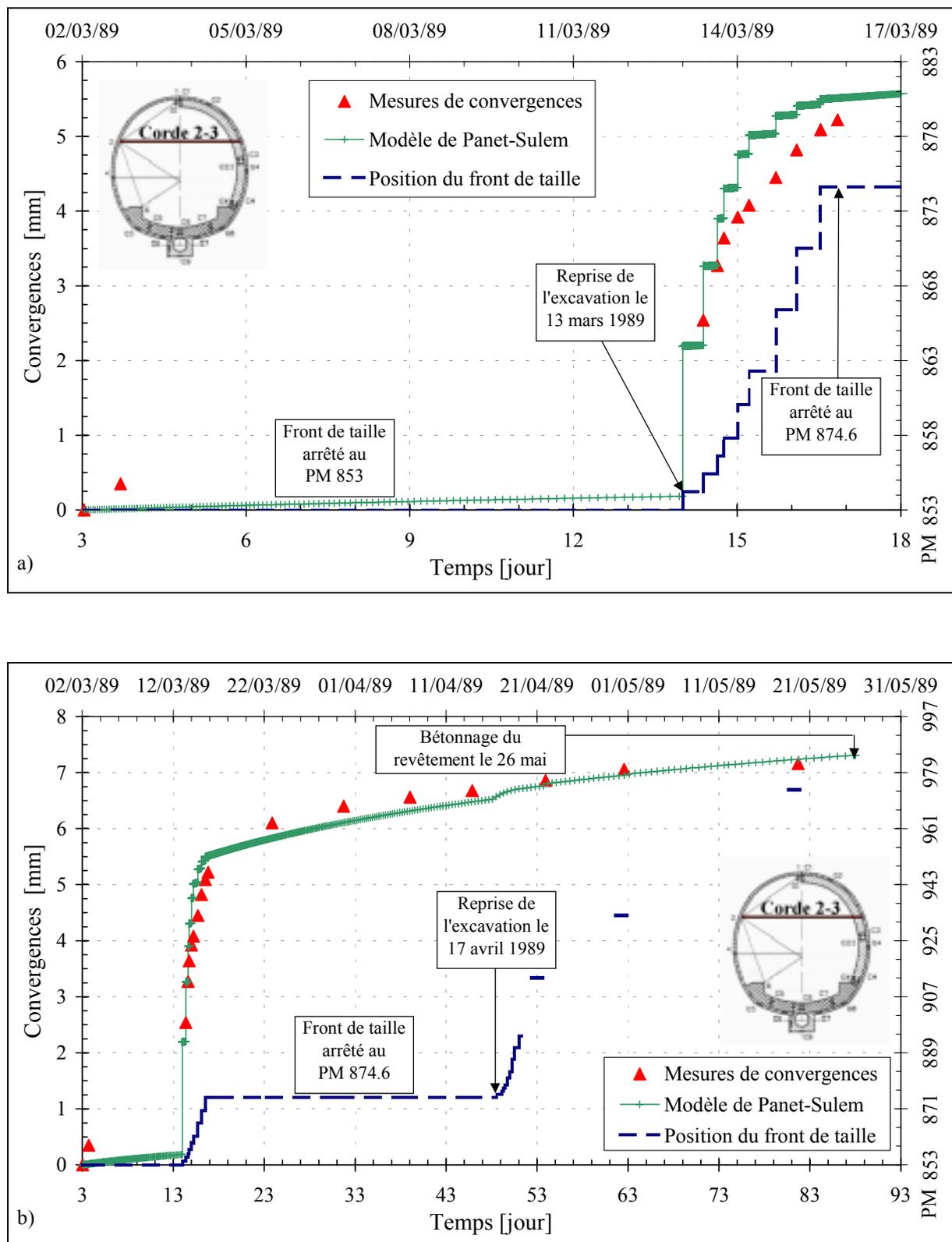


Figure 8.23 : Ajustement du modèle de Panet-Sulem sur les mesures de convergences selon la corde 2-3 au PM 852.5 a) zoom sur la reprise de l’excavation, b) au cours des trois premiers mois. Représentation du phasage des travaux d’excavation, selon IJA – BG (1991) [66]

Paramètre	Valeur PM 852.5	Valeur PM 874
$C_{x=\infty, t=0}$ [mm]	5,5	7,5
X [m]	4	9
T [jour]	16	10
α	1,2	2
n	1/3	1/3

Tableau 8.8 : Paramètres du modèle de Panet-Sulem obtenus sur la section au PM 852.5, comparés à ceux de la section au PM 874

De toute évidence, cette section transversale se situe dans un massif plus raide que le précédent, car sans aucun soutènement, les convergences sont nettement inférieures à celles relevées sur le tronçon II. En reproduisant le même raisonnement qu'au paragraphe 8.2.1.2, le module équivalent de la roche en place, E_r , vaut :

$$E_r = \frac{2(1+\nu_r)}{C_{x=\infty, t=0}} r \cdot \sigma_0 \approx 8000 \text{ MPa} \quad (8-5)$$

ou r est le rayon de l'excavation non soutenue, qui a été pris égal à 2,5 m.

De même, la convergence asymptotique maximale de la section au PM 852.5, vérifie :

$$C_{x=\infty, t=\infty} = (1+\alpha)C_{x=\infty, t=0} - C_{(0,5 \text{ m}; 3 \text{ jours})} = 10,9 \text{ mm} \quad (8-6)$$

Au bout de 80 jours, soit quelques jours avant la pose du revêtement définitif, la convergence mesurée vaut 7 mm soit 65% de la convergence asymptotique maximale, donnée par le modèle de Panet-Sulem.

8.3.2. Hypothèses du calcul axisymétrique

Pour l'ensemble des calculs numériques sur le tronçon I, l'origine du temps correspond au passage du front de taille au PM 852.5, et à l'arrêt de ce dernier au PM 853, le 27 février 1989. Par soucis de gain de temps, seules les phases d'excavation jusqu'au PM 874.6 seront simulées. Cela est d'autant plus justifié que les phases suivantes ont un effet très modéré sur les convergences des sections étudiées, qui se situent alors à plus de 22 mètres du front de taille arrêté.

Le bétonnage du revêtement de la voûte a été modélisé par l'activation de trois séries d'éléments surfaciques en contact parfait avec le massif. Les caractéristiques mécaniques du béton, supposées élastiques et constantes au cours du temps, ont été déterminées à partir d'essais qui ont été réalisés sur des carottes prélevées dans le revêtement de la galerie de reconnaissance ; elles sont les suivantes :

- module d'élasticité : $E_b' = 20\,000 \text{ MPa}$
- coefficient de Poisson : $\nu_b = 0,2$

Comme pour le tronçon II, le phasage des calculs a suivi le plus fidèlement possible celui de l'excavation de la galerie de reconnaissance, jusqu'au PM 874.6, sans tenir compte de la pose du radier, ni de la couche de béton projeté de protection de 2 cm ; ce phasage est le suivant :

- Phase 0 : excavation sur 43 m de long sans soutènement, arrêt au PM 853 le 27 février 1989, puis détermination de l'équilibre élastique à court terme ; $t_0 = 0$,
- Phase 1 : fluage sur 14 jours, jusqu'au 13 mars 1989 ; $t_1 = 14$ jours,
- Phase 2 : reprise de l'excavation par volées réduites de 1,20 m (par quatre fois) 2,25 m (par deux fois) puis 4,10 m (par trois fois) jusqu'au PM 874.6 ; $t_2 = 17$ jours,
- Phase 3 : arrêt définitif de l'excavation au PM 874.6 le 16 mars 1989, puis fluage jusqu'au 26 mai 1989 ; $t_3 = 88$ jours,
- Phase 4 : pose du revêtement sur l'ensemble du tronçon I, d'une épaisseur de 30 cm de béton, puis fluage sur 10 ans ; $t_4 = 10$ ans.

Au PM 852.5, les convergences sont enregistrées en continu au cours du temps, ainsi que les mesures de déplacement radial au PM 850.5. Après pose du revêtement, les mesures de déformations de ce dernier et des pressions de contact sur le massif, au droit du PM 847.5, sont également stockées.

Les trois jeux de paramètres, qui ont été testés, sont donnés par le Tableau 8.9 :

Paramètre	Jeu T.Ia	Jeu T.Ib	Jeu T.Ic	Jeu T.II	Jeu EPFL
n	15,7	15,7	15,7	13,2	13,2
m	-13,3	-13,3	-13,3	-11	-11
A [s^{-1}]	3.10^{-63}	3.10^{-62}	3.10^{-61}	2.10^{-47}	2.10^{-43}
α	0,07	0,07	0,07	0,083	0,083
β	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
a	5.10^{-5}	6.10^{-5}	7.10^{-5}	$1,6.10^{-4}$	$3,4.10^{-4}$

Tableau 8.9 : Jeux de paramètres de la loi de Lemaitre T.Ia, b et c in situ (tronçon I), en comparaison au jeu T.II in situ (tronçon II) et au jeu EPFL (laboratoire)

Le paramètre α a été volontairement diminué à 0,07 contre 0,083 pour le tronçon II, afin de rendre compte d'un amortissement plus marqué des convergences au cours du temps. Le paramètre de viscosité, A, est alors recherché pour caler l'amplitude des convergences différées. La détermination et la justification du jeu de paramètres à retenir sont proposées dans le paragraphe suivant. Le second objectif de cette simulation sera alors de confronter la prédiction du modèle avec les mesures de pression et de déformation, qui ont été relevées sur plus de huit années de mesures.

8.3.3. Résultats et justifications de l'ajustement de la loi de Lemaitre

8.3.3.1. Évolution des convergences au cours des phases d'excavation

Afin d'ajuster la loi de Lemaitre sur le comportement à moyen terme de l'ouvrage, les mesures de convergences au PM 852.5 ont été confrontées aux valeurs calculées, en fonction

du temps, pendant les phases d'excavation. Les convergences calculées correspondent à deux fois l'incrément de déplacement radial en paroi, entre l'instant considéré et l'origine des mesures au PM 852.5, c'est-à-dire le 2 mars 1989. La Figure 8.24 donne les courbes de convergences, pour les trois jeux de paramètres définis précédemment, comparées à la courbe obtenue en élasticité pure. La courbe correspondant au modèle de Panet-Sulem y est également reportée.

Étant donné, que nous ne connaissons pas la date exacte du tir d'une volée par rapport aux mesures de convergences consécutives, seule la forme générale mérite ici d'être comparée. Dans ce contexte, le jeu de paramètre T.Ib permet un ajustement global de la loi de Lemaitre sur les mesures de convergences de la corde 2-3, qui est très satisfaisant.

De plus, la Figure 8.24 montre clairement l'importance des convergences différées par rapport aux convergences élastiques instantanées, et cela dès les premières volées d'excavation.

8.3.3.2. Évolution des convergences à long terme

La Figure 8.25 illustre le résultat de l'étude paramétrique (Tableau 8.9) comparée à près de trois mois de mesures de convergences au PM 852.5. Il apparaît clairement que l'amortissement de la vitesse de convergence à long terme est très bien matérialisé par les simulations. Cette vitesse de convergence est de l'ordre de 0,01 mm/jour avant la pose du revêtement définitif. Le jeu T.Ib donne un excellent calage de la loi de Lemaitre pour l'ensemble des mesures de convergences. Ce jeu sera désormais retenu pour toutes les comparaisons aux mesures d'auscultations, étudiées aux paragraphes suivants.

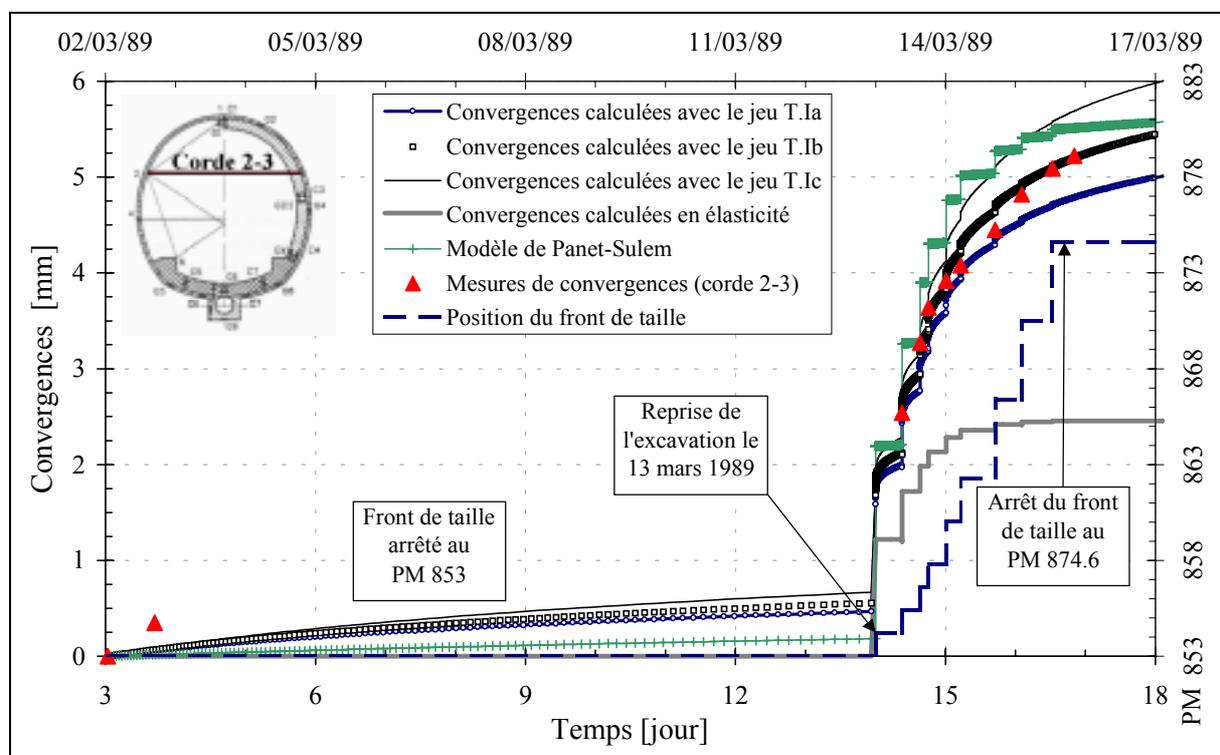


Figure 8.24 : Comparaison des convergences calculées et mesurées au PM 852.5 en fonction du temps et au cours des phases d'excavation

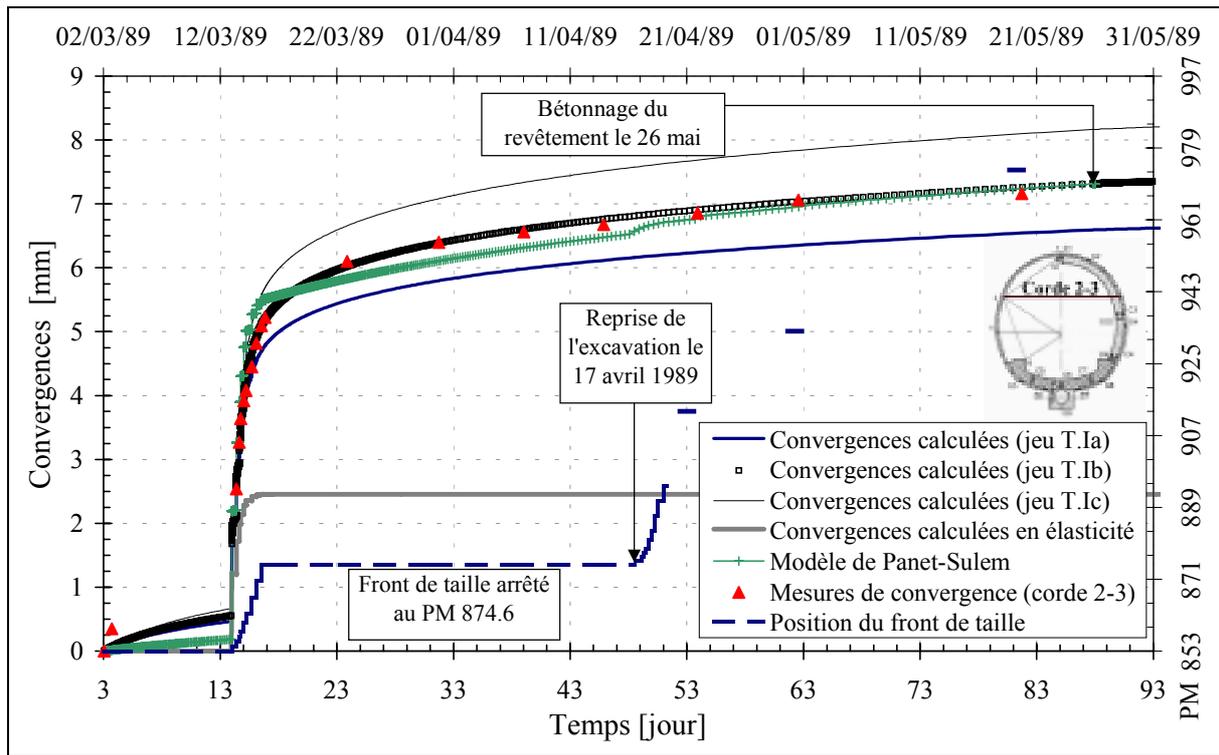


Figure 8.25 : Comparaison des convergences calculées et mesurées au PM 852.5 en fonction du temps sur trois mois de mesures avant la pose du revêtement

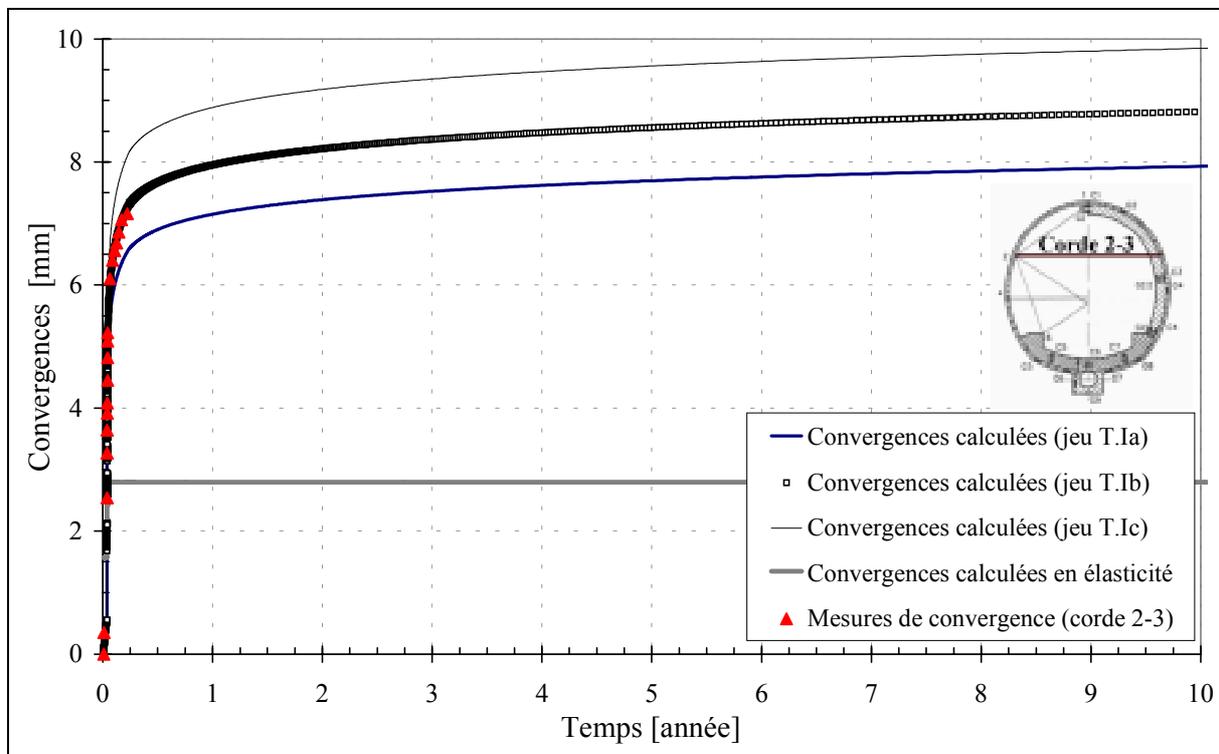


Figure 8.26 : Comparaison de l'évolution à long terme des convergences calculées au PM 852.5 en fonction du temps sur une période de dix ans

Il est très intéressant de comparer également ces résultats sur une plage de temps plus importante. Le comportement de l'ouvrage a ainsi été calculé sur une dizaine d'années, après la pose du revêtement, à savoir physiquement jusqu'au 30 août 2000. L'évolution des courbes de convergences est représentée au PM 852.5, pour les trois jeux de paramètres de la loi de Lemaitre sur la Figure 8.26. La tendance à long terme reste la même, ce qui justifie que le paramètre, α , de cette loi reste le plus important pour la simulation de l'évolution du comportement à long terme.

8.3.3.3. Comparaison des résultats numériques avec les mesures d'extensométrie

Au PM 850.5, les mesures d'extensométrie relevées dans les quatre directions autour de l'ouvrage, ont été confrontées aux résultats du calcul pour le jeu de paramètres T.Ib. Ces extensomètres d'une longueur maximale de 9 mètres, sont identiques à ceux présentés au paragraphe 8.2.3.3. Ils sont ancrés en tête, et donnent le déplacement radial en paroi, ainsi qu'à 0,5 m, 1 m, 2 m, et 4 m de cette dernière.

La Figure 8.27 présente l'évolution de la norme du vecteur déplacement mesuré et calculé, jusqu'à la pose du revêtement. Contrairement à l'étude menée sur le tronçon II, les vecteurs déplacements mesurés in situ ont été confrontés aux résultats de la simulation depuis l'origine des mesures, ce qui correspond à un temps, $t = 11$ jours, sur la Figure 8.27. Les déplacements consécutifs aux phases d'excavation se retrouvent donc intégrés dans cette analyse. Pour les extensomètres A et C, les mesures ne sont disponibles que jusqu'à la pose du revêtement, ce qui correspond à un temps, $t = 82$ jours. Pour les extensomètres B et D, elles ont été relevées pendant près d'un an, jusqu'au 3 mars 1990, comme le montre la Figure 8.28.

Les extensomètres A, B, et D donnent des résultats du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec la simulation numérique. Globalement la tendance de l'évolution de la norme des vecteurs déplacement est similaire avec une accélération marquée au bout de 50 jours environ, après la reprise de l'excavation le 17 avril 1989. Quant à l'extensomètre C, il donne des déplacements radiaux nettement plus importants. Cela résulte certainement de l'ouverture de fissures dans la roche proche de la paroi d'excavation sur une profondeur d'environ un mètre, comme le souligne le bureau d'études Bonnard et Gardel (1991) [66]. Le même phénomène a également été mis en évidence sur le tronçon II. Au PM 850.5, les mesures de convergences pour la corde 2-3, donnent environ 6,3 mm de convergence au bout de 82 jours. Cette valeur correspond à la somme des déplacements radiaux en paroi, données par les extensomètres A et C, soit 6,1 cm.

Sur la Figure 8.28, on peut observer également après la pose du revêtement, un ralentissement des déplacements calculés mais qui est beaucoup moins évident pour ce qui concerne les mesures d'extensométrie.

Pour l'extensomètre D situé sous le radier, un phénomène de gonflement empêché comprime également fortement ce dernier, comme l'a montré Bonnard et Gardel. C'est pourquoi dans la suite de cette étude, nous nous bornerons à étudier uniquement le comportement de la voûte, afin de ne tenir compte que du phénomène de fluage des argiles à Opalinus.

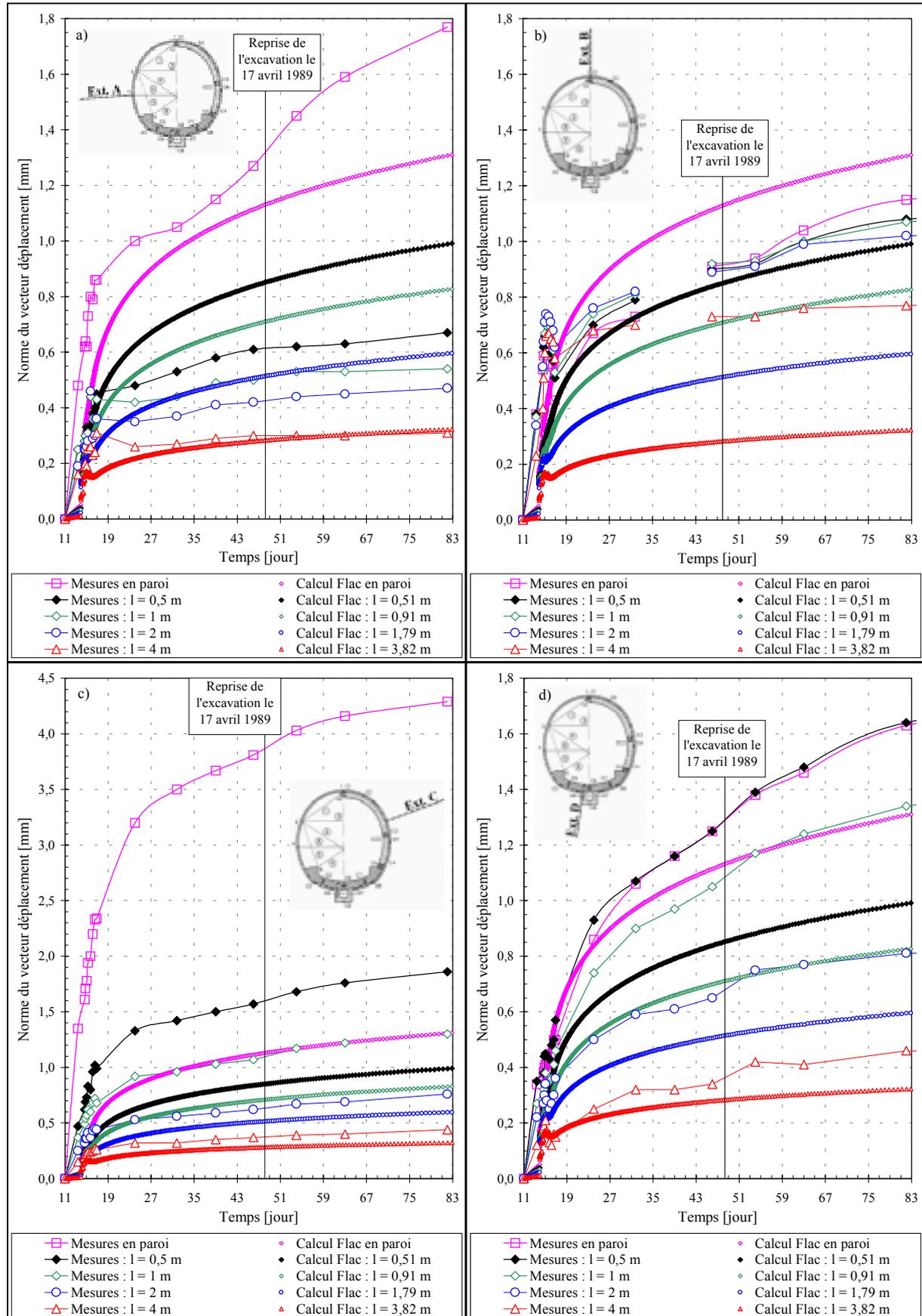


Figure 8.27 : Comparaison des mesures d’extensométrie au PM 850.5, jusqu’à la pose du revêtement, avec les normes du vecteur déplacement calculé, pour différents extensomètres – Origine des déplacements : 10 mars 1989 (t = 11 jours)

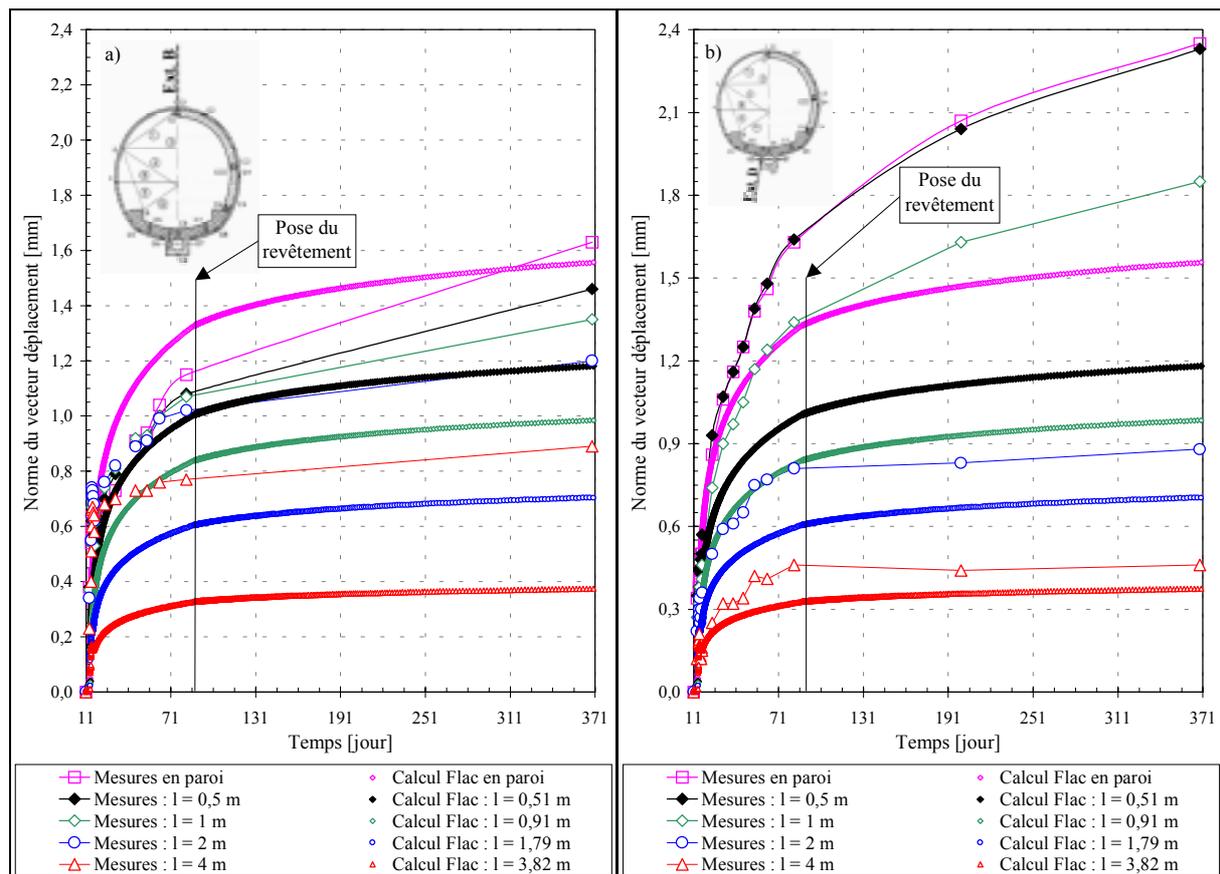


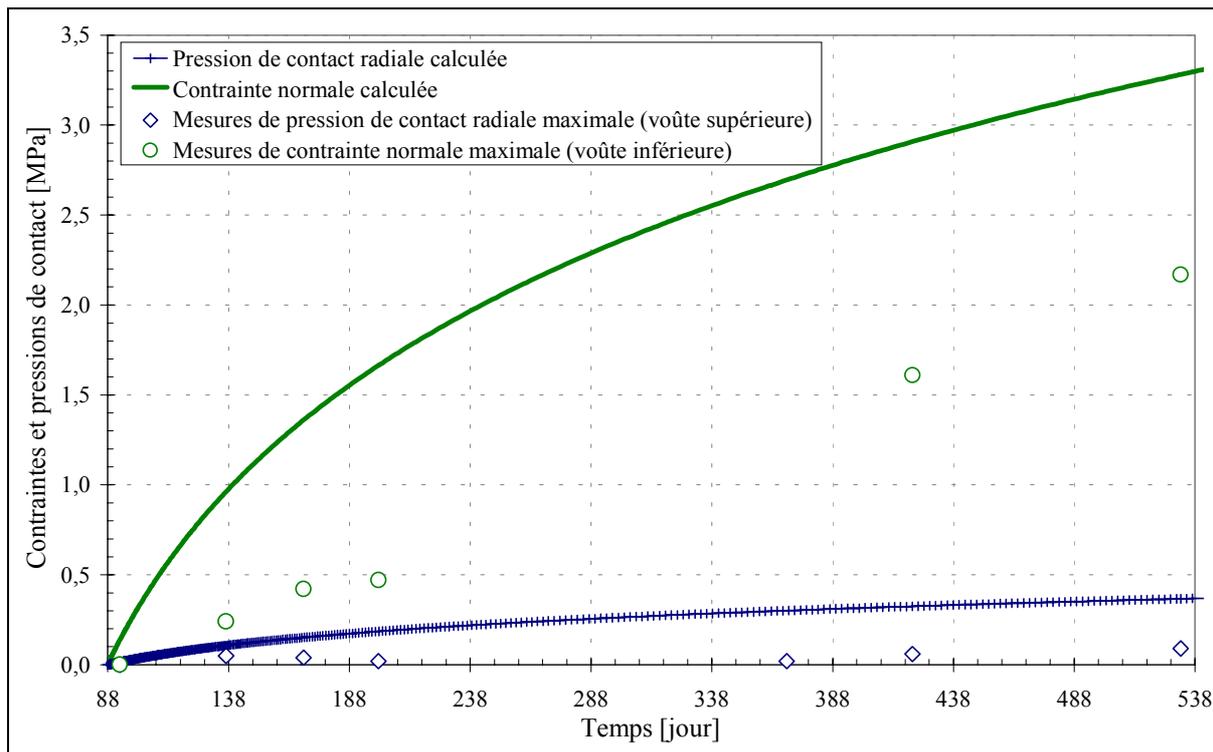
Figure 8.28 : Comparaison des mesures d'extensométrie au PM 850.5, sur un an, avec les normes du vecteur déplacement calculées, pour différents extensomètres – Origine des déplacements : 10 mars 1989 ($t = 11$ jours)

8.3.3.4. Comportement du revêtement définitif

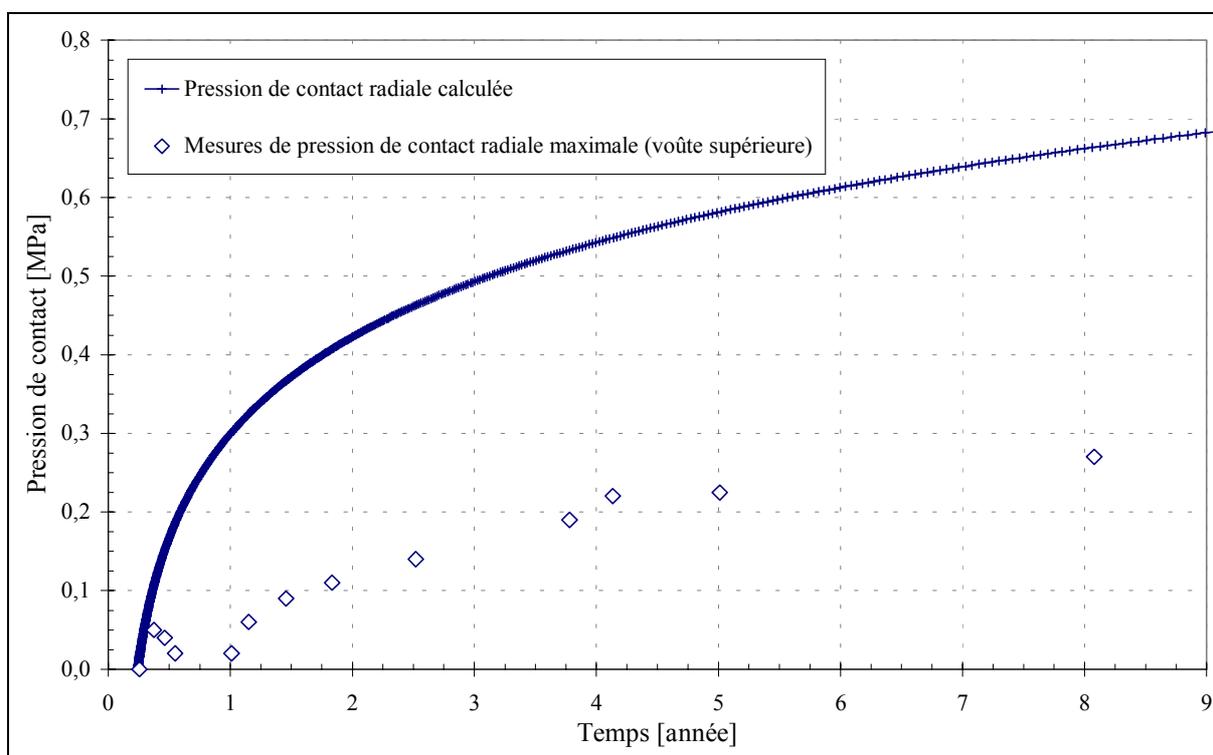
Le bétonnage du revêtement de la voûte, d'épaisseur 30 cm, a eu lieu le 26 mai 1989, soit environ trois mois après l'arrêt de l'excavation, le 27 février. Pour étudier le comportement de ce revêtement, l'instrumentation suivante a été disposée au PM 847.5 :

- quatre cellules de pression Glötzl, à l'interface roche-voûte,
- cinq cellules de pression Glötzl, placées radialement dans le revêtement pour la mesure de la contrainte normale dans le béton à l'intrados,
- quatre paires d'extensomètres à corde vibrante, Télémac, pour la mesure des déformations spécifiques du béton de revêtement, à l'intrados et à l'extrados de la voûte.

Les mesures de contraintes sont représentées sur les Figures 8.29a et 8.29b. Il s'agit de la contrainte normale maximale mesurée en voûte inférieure, ainsi que de la pression de contact radiale mesurée en voûte supérieure. Sur cette figure, il a été également reporté les résultats obtenus par la simulation numérique avec le jeu T.Ib. L'origine des mesures correspond au 31 mai 1989 ($t = 93$ jours sur la Figure 8.29) soit 5 jours après le bétonnage du revêtement, le 26 mai. Pour la simulation numérique, le contact entre la roche et le revêtement est supposé parfait et la mise en charge du béton est immédiate après la pose du revêtement.



a)



b)

Figure 8.29 : Comparaison des mesures de contraintes mesurées et calculées dans le revêtement au PM 847.5 en fonction du temps a) sur 15 mois, b) sur 9 ans – Origine des mesures : 31 mai 1989 (t = 93 jours)

Globalement les contraintes et les pressions calculées sont plus importantes que les mesures in situ, qui peuvent être interprétées en tenant compte successivement :

- de l'échauffement du béton pendant quelques heures après le bétonnage,
- du retrait important du béton lié à sa prise pendant quelques mois,
- de la mise en charge du revêtement.

Après la phase de retrait du béton, la pression de contact augmente de manière analogue à la pression calculée. Ce phénomène est également identifiable pour la contrainte normale, qui est cohérente avec la pression de contact radiale mesurée, P_c , car peu différente de la contrainte normale, σ_n , déduite de P_c par la relation théorique :

$$\sigma_n = \frac{P_c \cdot r_o}{e_p} \quad (8-7)$$

où :

- r_o est le rayon d'excavation,
- e_p correspond à l'épaisseur du revêtement.

Il est intéressant de compléter cette analyse en comparant les mesures d'extensométrie effectuées sur le revêtement. La Figure 8.30 donne les mesures des déformations orthoradiales maximales du revêtement, qui ont été relevées à l'intrados et à l'extrados de la voûte inférieure. On observe également une bonne correspondance entre les mesures de déformations et les valeurs calculées numériquement, malgré le retrait du béton.

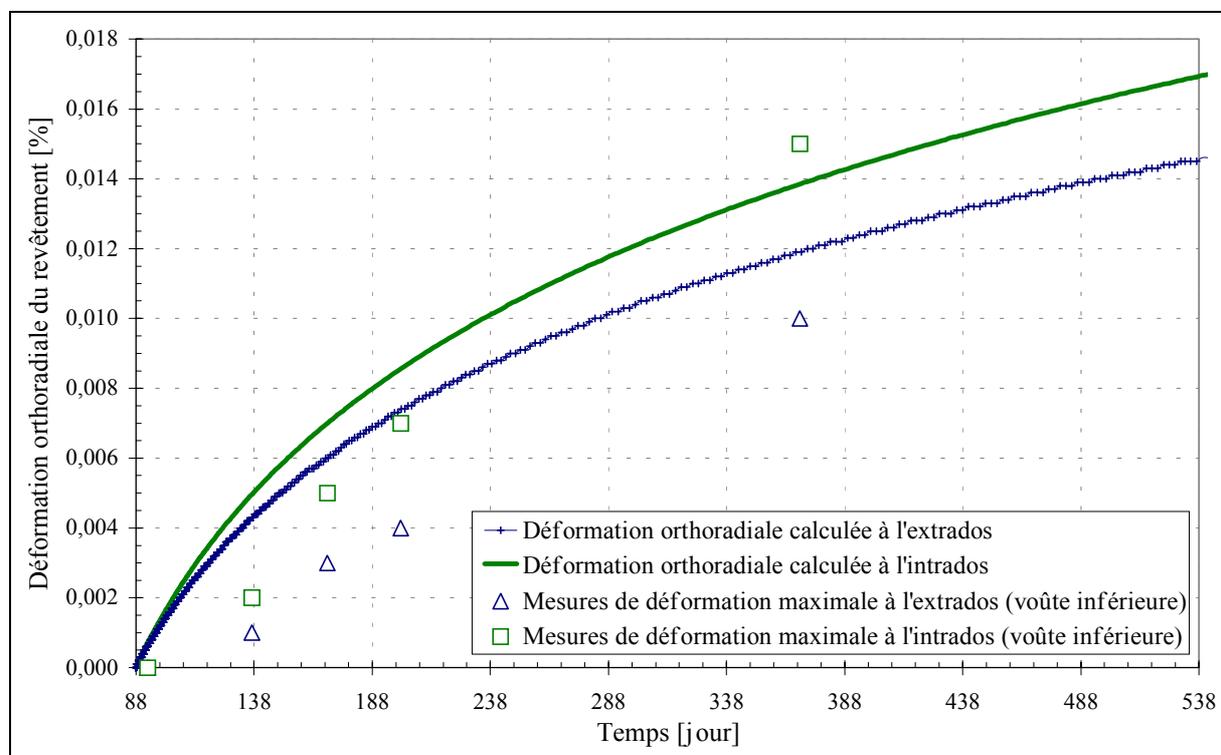


Figure 8.30 : Comparaison des mesures de déformations du revêtement avec les résultats numériques au PM 847.5 en fonction du temps sur une période de 450 jours – Origine des mesures : 31 mai 1989 ($t = 93$ jours)

8.3.4. Analyse numérique complémentaire du comportement de l'ouvrage

8.3.4.1. Comportement de la paroi revêtue au cours du temps

Afin de mieux appréhender le comportement de la paroi de la galerie, au cours des différentes phases d'excavation et de revêtement, le déviateur, $(\sigma_\theta - \sigma_r)$, a été suivi en fonction du déplacement radial. Le déviateur, $(\sigma_\theta - \sigma_r)$, a été préféré ici au déviateur, q , car la section étudiée se situe au PM 847.5, soit à 5,5 m de la position initiale du front de taille arrêté. Dans ce cas, σ_r et σ_θ restent des contraintes principales. Cette représentation permet alors de visualiser comment les phases de fluage et de relaxation se combinent au cours du temps.

La Figure 8.31 illustre le résultat obtenu avec le jeu T.Ib de paramètres de la loi de Lemaitre, ainsi qu'en mode purement élastique. Afin de comparer ces deux simulations, nous avons choisi de représenter les chemins de sollicitations de manière normée, en ramenant les différentes quantités à leurs homologues calculés à l'équilibre élastique non soutenu à front très éloigné, soit au PM 874.6.

En élasticité, on retrouve un comportement linéaire entre le déviateur et le déplacement radial avec un saut à chaque volée d'excavation, jusqu'à l'arrêt du front de taille au PM 874.6. En viscoplasticité, on observe tout d'abord la phase de fluage, à front arrêté au PM 853, durant laquelle le déviateur se relâche progressivement. Puis, celui-ci augmente au cours des phases d'excavation, sans toutefois atteindre la valeur maximale obtenue en élasticité. Durant les trois dernières volées d'excavation, le déconfinement de l'excavation se fait beaucoup moins ressentir. Le phénomène de relaxation en paroi contrebalance alors le déconfinement.

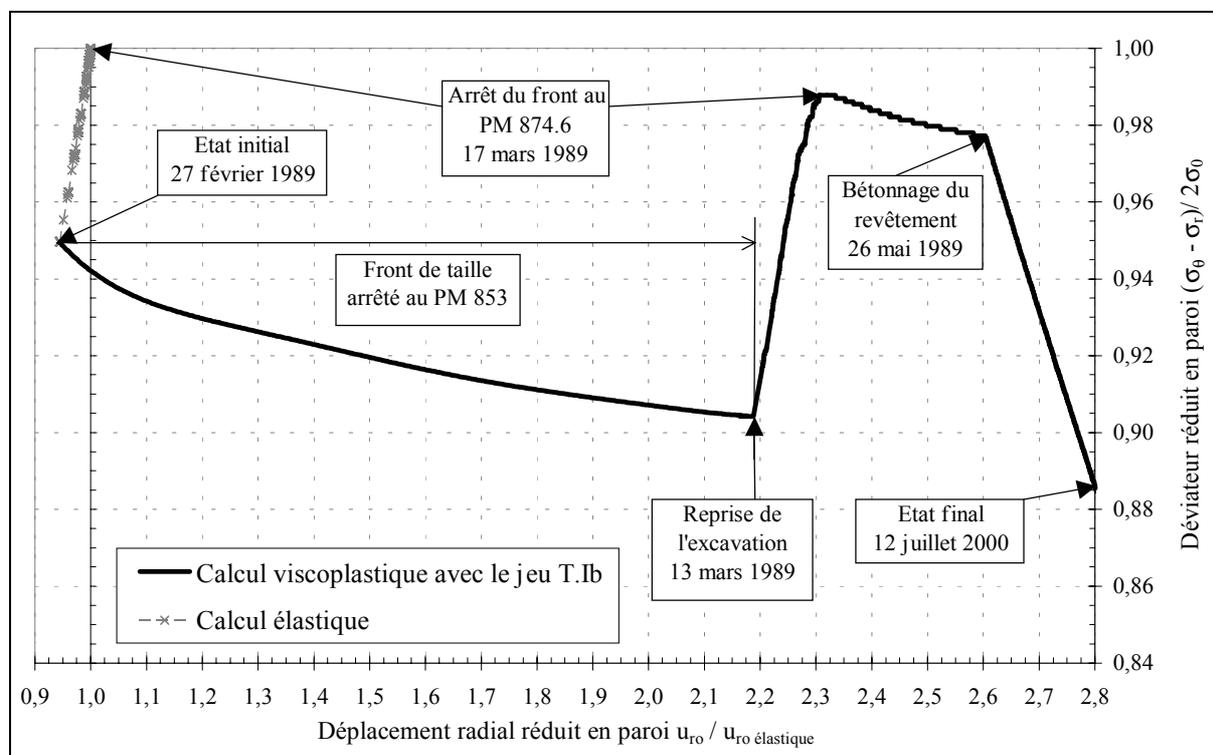


Figure 8.31 : Déviateur réduit en fonction du déplacement radial réduit en paroi au PM 847.5 avec : $u_{ro\text{ élastique}} = 2,7\text{ mm}$; $2\sigma_0 = 12,7\text{ MPa}$

Lorsque le front est arrêté au PM 874.6, la relaxation du déviateur en paroi est très nette et se trouve associée à une phase de fluage importante. Enfin, à la pose du revêtement, le déviateur diminue linéairement en fonction de l'incrément de déplacement radial de l'extrados du revêtement. Cela induit donc que le massif se décharge progressivement de manière élastique sur le revêtement, comme cela a été montré précédemment. Au bout d'une dizaine d'années (état final le 12 juillet 2000), la relaxation du déviateur en paroi atteint plus de 10% par rapport à l'équilibre élastique équivalent.

8.3.4.2. Stabilité du front de taille

L'objectif de ce paragraphe est d'analyser la stabilité du front de taille au PM 874.6. Ainsi, dans un premier temps, l'évolution du second invariant du tenseur des contraintes, q , a été suivie en paroi de la futur excavation, dans le premier élément en aval de la section étudiée, comme présenté sur la Figure 8.32. Cette analyse permet d'apprécier l'impact du comportement viscoplastique des terrains en amont du front de taille, depuis le PM 853, puis au passage de ce dernier au PM 874.6.

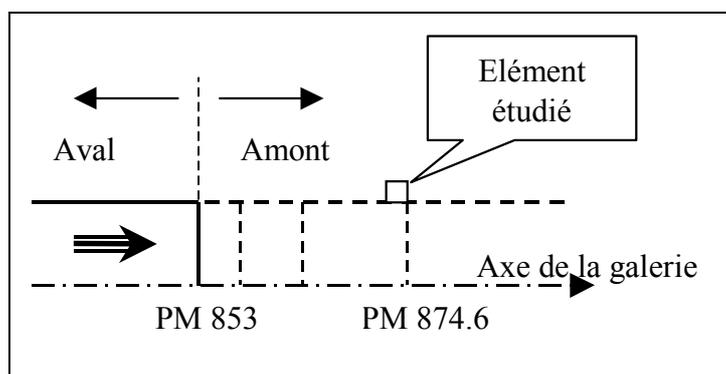


Figure 8.32 : Positionnement de l'élément étudié au PM 874.6 sur le schéma d'avancement du front de taille

La Figure 8.33 donne l'évolution du déviateur q au PM 874.6 avant le passage du front de taille puis lorsque ce dernier est arrêté à cette section.

Lors du déconfinement, le déviateur, q , augmente davantage dans le cas viscoplastique que dans le cas élastique. A front arrêté, la loi de Lemaitre induit donc une augmentation du déviateur dans la zone du front. Cela peut expliquer pourquoi il est difficile de simuler le comportement de la galerie lors des premières phases d'excavation. En effet, un arrêt prolongé du front de taille au PM 874.6 a entraîné indirectement une accélération des convergences différées, au droit du front, comme le montre la Figure 8.34, qui donne l'évolution du déplacement radial au cours de l'avancement du front jusqu'au PM 874.6.

D'un point de vue purement mécanique, cela implique que le fluage est plus important dans la zone du front de taille qu'au loin de ce dernier. Un arrêt prolongé du front de taille peut ainsi conduire à une augmentation des zones en rupture au voisinage du front et remettre en cause la stabilité à long terme de celui-ci. Cet aspect sera étudié dans le paragraphe suivant.

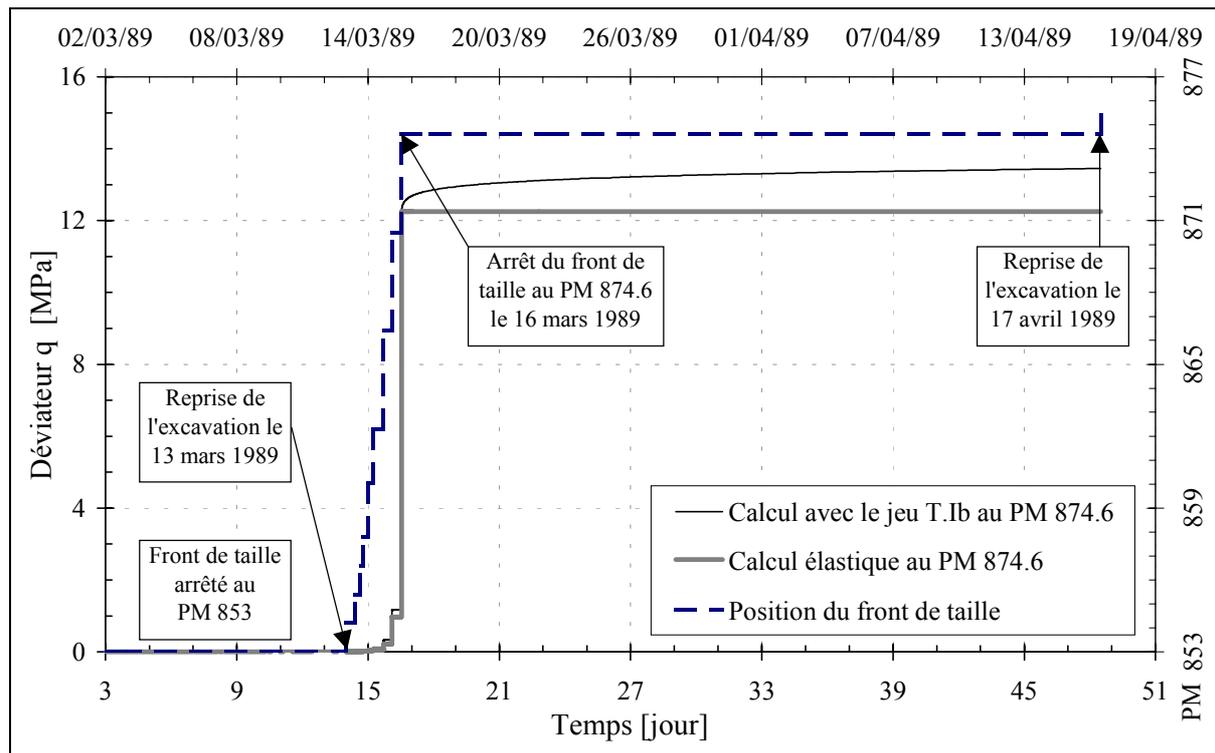


Figure 8.33 : Évolution du déviateur q au PM 874.6 en fonction du temps jusqu’au passage du front de taille

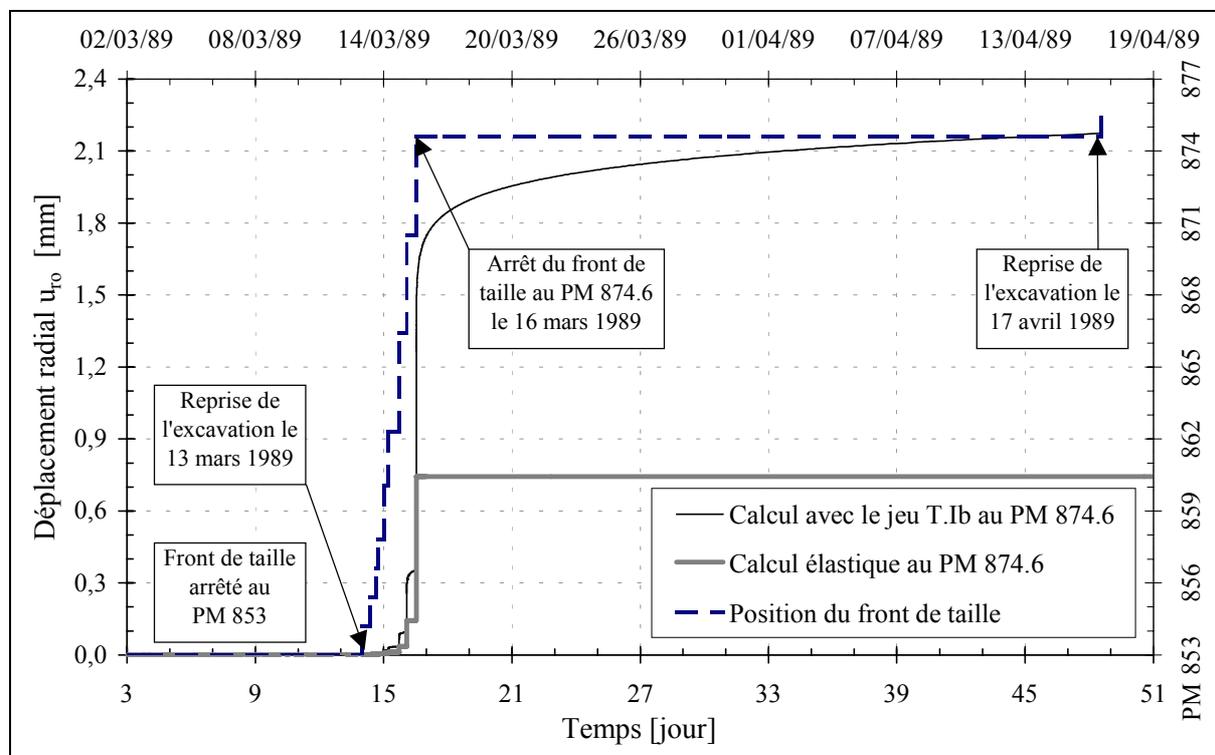


Figure 8.34 : Évolution du déplacement radial au PM 874.6 en fonction du temps jusqu’au passage du front de taille

Dans un second temps, il est intéressant de regarder les déformations différées, qui se sont développées à l'approche du front de taille, au droit de la section de mesures du tronçon II. En effet, les phases d'excavations et à front arrêté du tronçon I n'avaient pas été prises en compte lors de la simulation du comportement différé du tronçon II (paragraphe 8.2.2).

Avant le passage du front de taille au PM 874.6, le déplacement viscoplastique radial reste modeste avec le jeu T.Ib de paramètres de la loi de Lemaitre. Lors de l'avant-dernière volée, après laquelle le front se situe à 4,1 m, le déplacement viscoplastique radial, au droit de la section étudiée, n'excède pas 0,2 mm, ce qui représente moins de 4% du déplacement radial mesuré après excavation complète du tronçon II (paragraphe 8.2.3.1). Par contre, lorsque le front s'arrête sur le profil étudié, en quelques heures, le déplacement différé atteint et dépasse le déplacement élastique instantané. Ce résultat justifie donc le choix d'avoir simplifié la simulation de creusement du tronçon II.

8.3.4.3. Zones en rupture et zones endommagées

Sur le tronçon I, l'intérêt de l'analyse de l'évolution des zones en rupture et des zones endommagées au cours du temps, réside dans la pose du revêtement, qui induit une accélération de la relaxation du déviateur en paroi d'excavation. Ce phénomène qui a été justifié au paragraphe 8.3.4.1 doit s'accompagner d'une réduction des zones en rupture.

L'étude a été menée entre les PM 847 et 854 et les hypothèses sur les caractéristiques mécaniques de rupture et d'endommagement sont les mêmes que celles considérées pour le tronçon II, à savoir les caractéristiques du Tableau 8.7. Les Figures 8.35 et 8.36 donnent respectivement les zones en rupture et les zones endommagées. Trois états d'équilibre sont analysés à savoir l'équilibre élastique instantané à front arrêté au PM 853, celui obtenu juste avant la pose du revêtement, puis l'équilibre final calculé au bout de 10 ans, correspondant physiquement au 12 juillet 2000.

Il apparaît clairement que les zones en rupture s'étendent au cours de l'excavation sur 2,5 m en aval du PM 853, pour atteindre au maximum 40 cm d'épaisseur en paroi, avant la pose du revêtement définitif. L'arrêt du front de taille au PM 853, jusqu'au 13 mars 1989, est à l'origine de cette expansion, comme cela a été montré dans le paragraphe précédent. Au bout de 10 ans, avec la mise en place du revêtement, ces zones régressent et ne concernent plus que la peau du massif. En ce qui concerne les zones endommagées, elles ne varient pas au cours du temps. L'épaisseur de la zone endommagée reste identique à celle obtenue à l'équilibre élastique, et vaut 80 cm. La pose du revêtement est sans effet sur l'évolution de cette zone.

8.4. COMPARAISON DES AJUSTEMENTS IN SITU ET DE LABORATOIRE

Après avoir exploité l'ensemble des données de laboratoire et de l'instrumentation, nous avons calé quatre jeux de paramètres de la loi de Lemaitre, deux sur des essais de fluage (jeux EPFL et Cédra) et deux sur des mesures de convergences (jeux T.II et T.Ib). Il convient maintenant de comparer ces quatre jeux. Pour cela, nous allons les confronter sur une simulation d'essai de fluage, puis sur la configuration du tunnel infini.

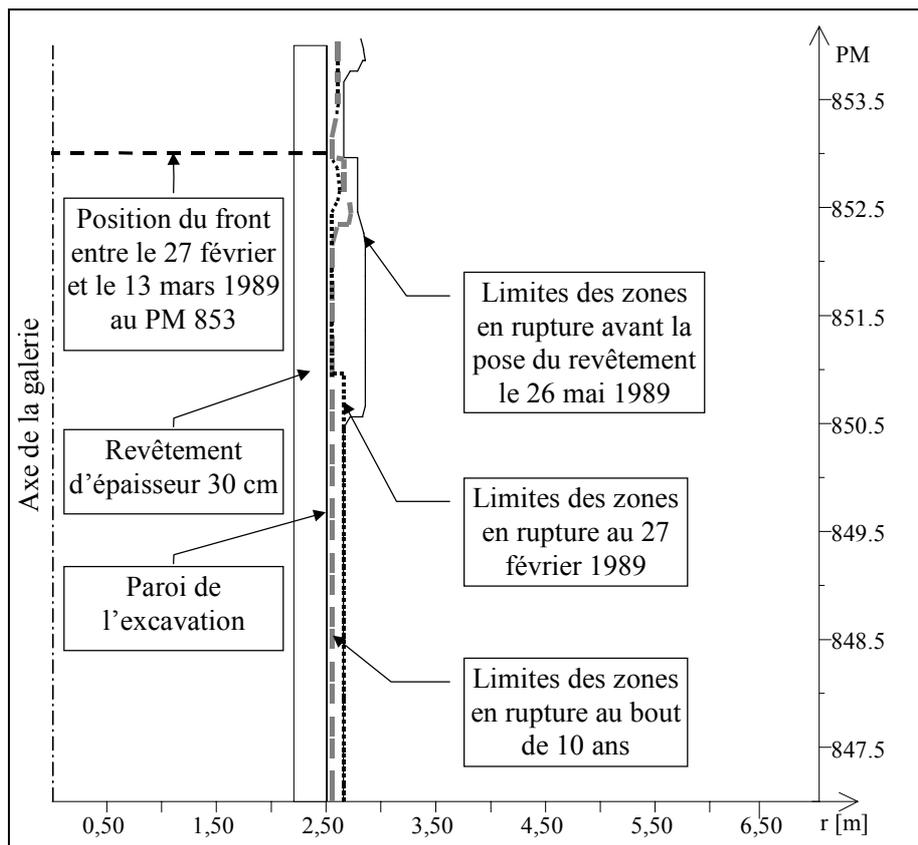


Figure 8.35 : Évolution des zones en rupture autour de l'excavation en fonction du temps – profil en long entre les PM 847 et 854

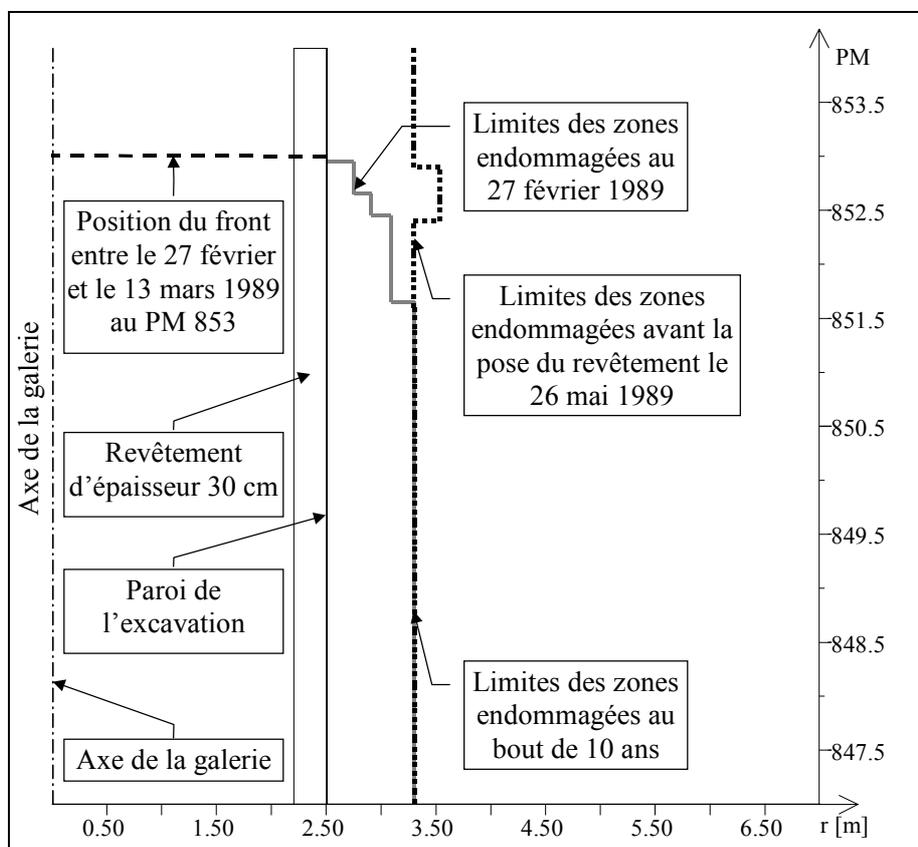


Figure 8.36 : Évolution des zones endommagées autour de l'excavation en fonction du temps – profil en long entre les PM 847 et 854

8.4.1. Confrontation des différentes lois sur un essai de fluage simulé

La Figure 8.37 donne le résultat d'un essai de fluage simulé, réalisé sous un déviateur de 10 MPa. Les quatre jeux de paramètres, rappelés dans le Tableau 8.10, ont été comparés. Pour chacun d'eux, l'évolution des déformations axiales viscoplastiques, ϵ^{vp} , normalisées par rapport aux déformations élastiques instantanées, ϵ^e , a été représentée sur une période de 20 jours. Pour cela, un module moyen de déformation de 7000 MPa a été considéré pour les argiles à Opalinus, soit une déformation axiale instantanée ϵ^e de $1,43 \cdot 10^{-3}$.

Rappelons que le jeu Cédra a été déterminé en laboratoire sur un échantillon sec. Il est ainsi raisonnable de penser qu'il n'est pas représentatif du comportement in situ de la roche. Le jeu EPFL réalisé sur un échantillon à teneur en eau naturelle, induit des déformations viscoplastiques bien plus importantes que les jeux ajustés in situ. Les paramètres de viscosité ont été trouvés bien plus faibles in situ, qu'en laboratoire. Cet effet d'échelle peut être de plusieurs ordres de grandeur, comme le soulignent Chin et Rogers [34].

Paramètre	Jeu T.Ib	Jeu T.II	Jeu EPFL	Jeu Cédra
n	15,7	13,2	13,2	17,5
m	-13,3	-11	-11	-7,3
A [s ⁻¹]	$3 \cdot 10^{-62}$	$2 \cdot 10^{-47}$	$2 \cdot 10^{-43}$	$4,8 \cdot 10^{-50}$
α	0,07	0,083	0,083	0,12
β	1,1	1,1	1,1	2,1
a	$6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$

Tableau 8.10 : Jeux de paramètres T.Ib et T.II ajustés in situ respectivement sur les tronçons I et II en comparaison aux jeux EPFL et Cédra déterminés au laboratoire

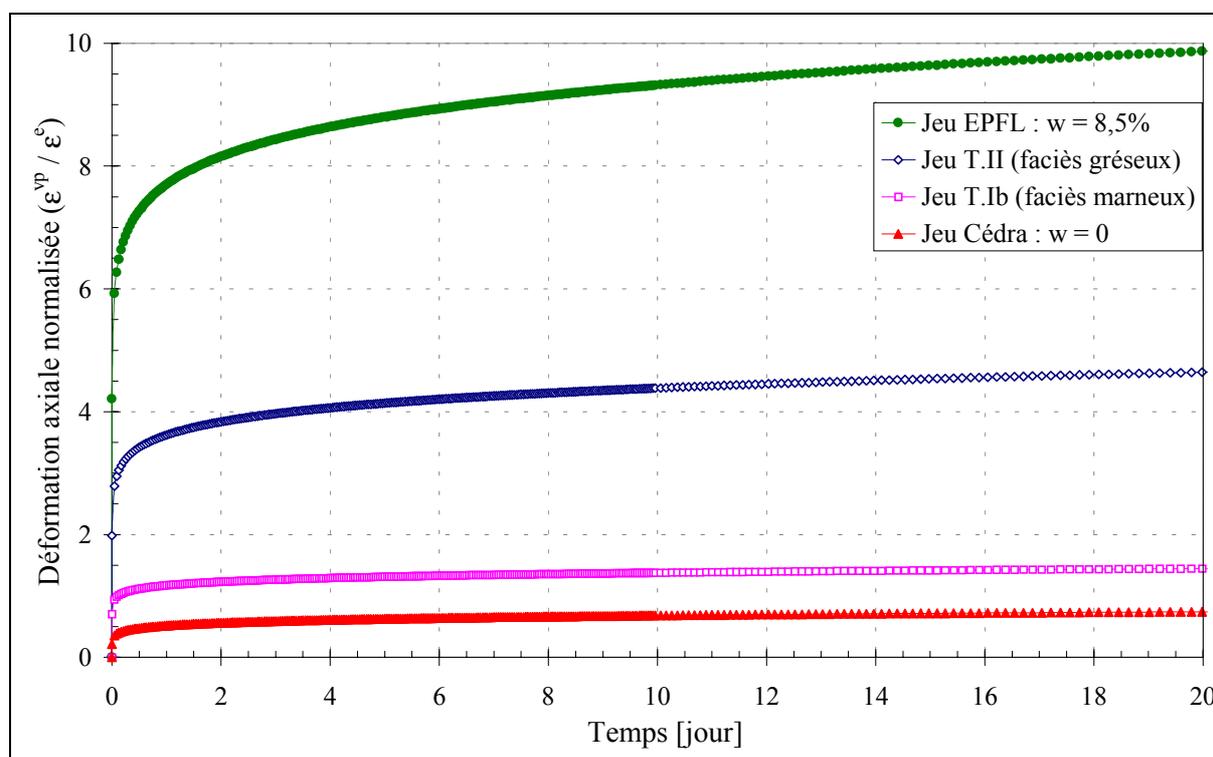


Figure 8.37 : Simulation d'un essai de fluage sous 10 MPa de chargement déviatoire

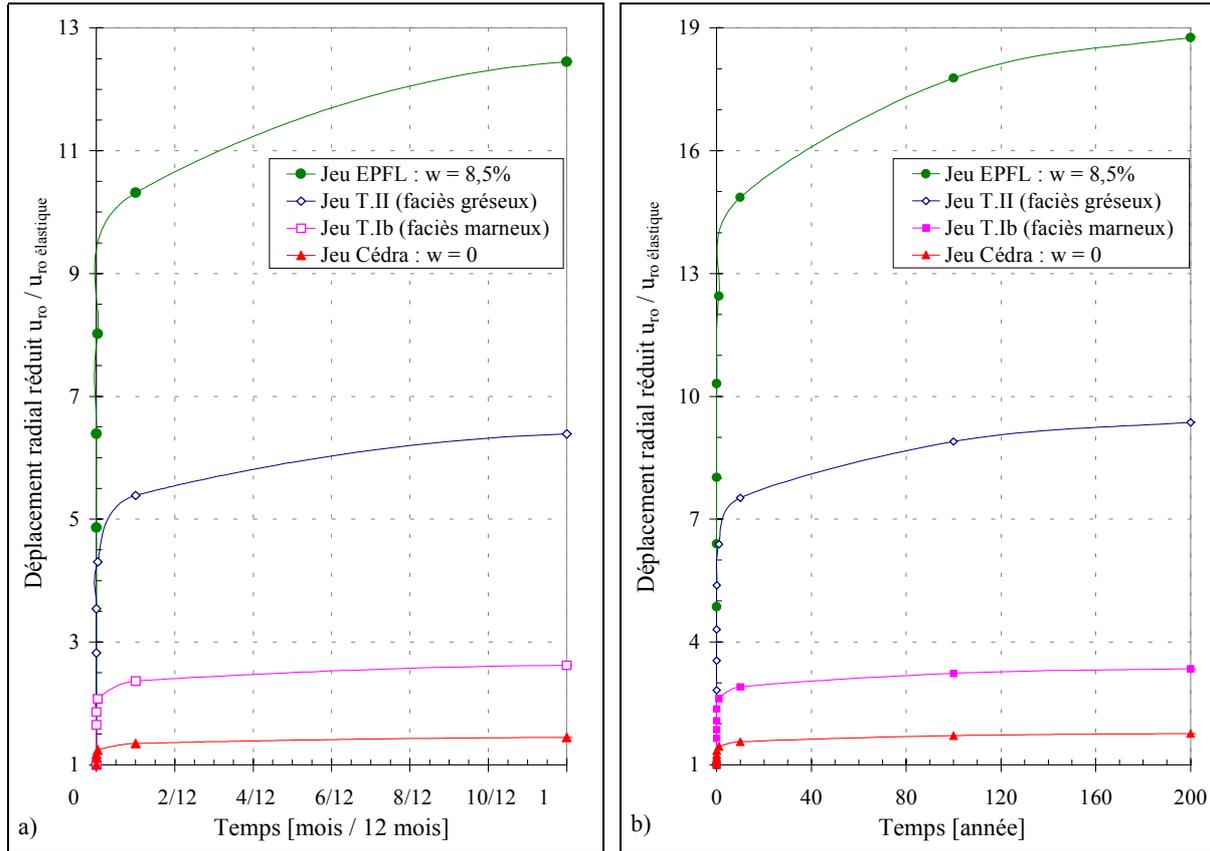


Figure 8.38 : Déplacement radial réduit en paroi en fonction du temps sur a) un an, b) 200 ans – déplacement radial élastique instantané : $u_{ro} \text{ élastique} = 3,2 \text{ mm}$

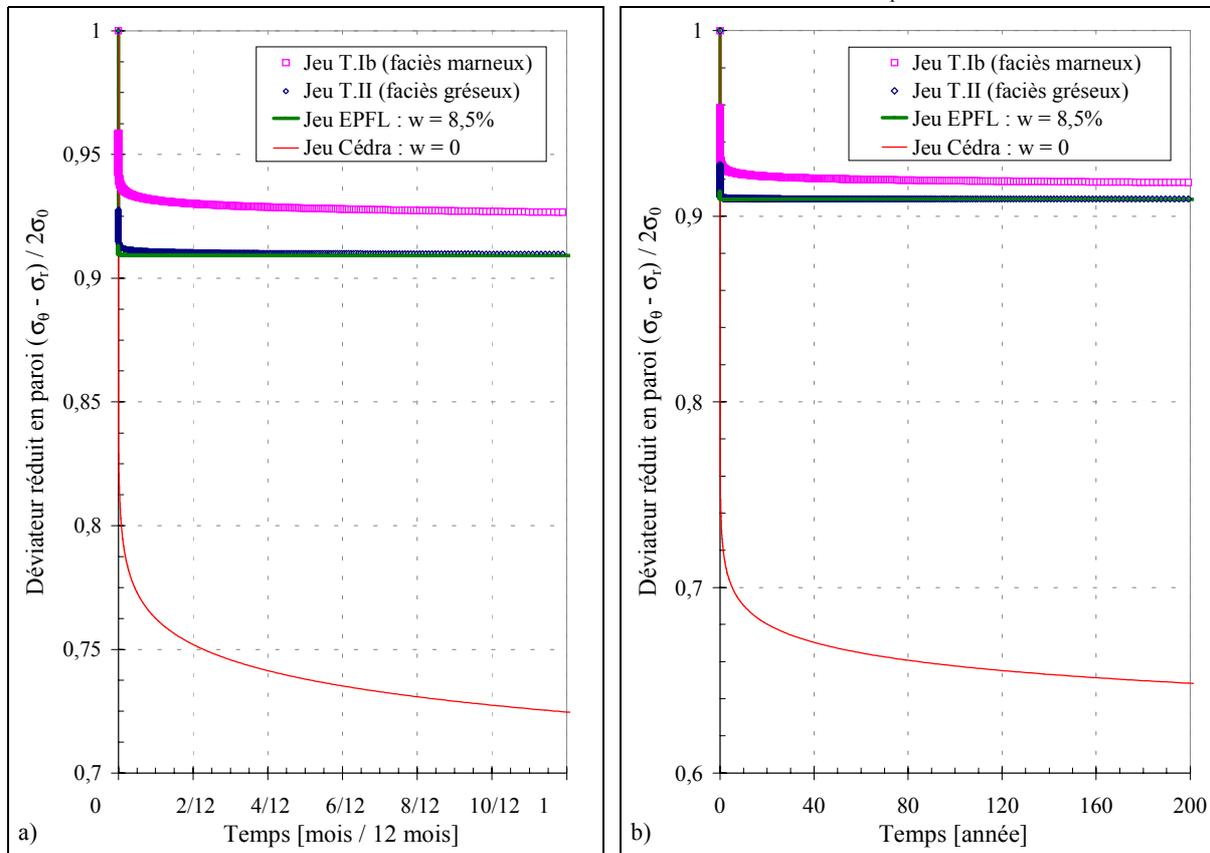


Figure 8.39 : Déviateur réduit en paroi en fonction du temps sur a) un an, b) 200 ans – déviateur élastique à déconfinement total : $2\sigma_0 = 12,7 \text{ MPa}$

Le jeu T.Ib a été déterminé pour le faciès plus argileux des argiles à Opalinus, alors que le jeu T.II est représentatif du comportement des sections situées dans le faciès gréseux. On peut alors supposer qu'étant plus gréseuses, ces argilites drainent davantage le massif, et se retrouvent prédisposées à gonflement, ce qui pourrait expliquer la différence apparente entre les paramètres de viscosité, A. En éliminant l'essai Cédra effectué sur un échantillon sec, le seul paramètre de la loi de Lemaitre qui varie peu, est le paramètre α , pour lequel nous avons trouvé des valeurs de 0,07 à 0,083. Il pèse ainsi relativement peu d'incertitude sur la tendance de l'évolution à long terme des argiles à Opalinus.

8.4.2. Application au cas d'une section de tunnel en déformations planes

La méthode semi-analytique qui a été développée pour le cas d'une galerie circulaire non soutenue en déformations planes, et pour un matériau incompressible (coefficient de Poisson égal à 0,5), est appliquée avec les différents jeux de paramètres déterminés in situ et en laboratoire. Les développements théoriques sont donnés dans le chapitre 5 de ce mémoire.

L'état initial considéré est l'état d'équilibre élastique à déconfinement total, sous une pression homogène isotrope de 6,35 MPa. Le rayon de l'excavation est supposé égal à 2,5 m. De plus, le module de déformation considéré est identique à celui de l'essai de fluage simulé et présenté au paragraphe précédent, c'est-à-dire 7000 MPa.

Cette approche simplifiée permet d'appréhender l'influence des différents paramètres de la loi de Lemaitre. La Figure 8.38 donne l'évolution du déplacement radial normalisé par rapport à son homologue calculé à l'état d'équilibre élastique initial. La Figure 8.39 présente l'évolution du déviateur en paroi, $(\sigma_\theta - \sigma_r)$, également normalisé par rapport au déviateur élastique, $2\sigma_0$. Pour les deux figures, l'évolution est proposée sur un an et 200 ans.

Du point de vue des déplacements, l'amplitude et la tendance de l'évolution à long terme en paroi sont comparables à celles des déformations axiales observées pour l'essai de fluage simulé. Cela tient au fait que le régime du déviateur en paroi devient très rapidement asymptotique (Figure 8.39) et que le paramètre, α , contrôle alors l'évolution des convergences. Nous verrons dans le chapitre 9, que ce résultat ne sera pas vérifié pour les argilites du site de l'Est de l'ANDRA. Seul le jeu Cédra induit une évolution singulière en paroi, où le déviateur diminue davantage avec un paramètre β égal au double de celui des trois autres jeux.

8.4.3. Résumé des résultats

Cette étude complète sur le cas de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri a permis l'ajustement de la loi de Lemaitre sur des essais de fluage en laboratoire ainsi que sur des mesures d'auscultation in situ. Les paramètres de viscosité ont été trouvés supérieurs au laboratoire, qu'in situ, mais la tendance de l'évolution du comportement à long terme reste comparable. Le rapprochement des mesures de contrainte au sein du revêtement avec les valeurs calculées confirme la validité de cet ajustement sur une période d'observation de l'ordre de la dizaine d'années.

Par ailleurs, la relaxation du déviateur des contraintes en section courante (loin du front de taille) induit une diminution des zones en rupture, ce qui n'est pas le cas dans la zone proche du front, quand celui-ci marque un arrêt prolongé.

Pour les zones endommagées, cette étude ne permet pas de conclure qu'en à l'effet bénéfique apporté par le revêtement. En effet, la pose de ce dernier est sans effet sur l'évolution des zones endommagées dans le temps. Le chapitre 9 donnera à ce sujet des conclusions plus précises.

Chapitre 9

Applications aux ouvrages de stockage à grande profondeur

L'objectif de ce chapitre est d'appliquer la méthodologie d'ajustement de la loi de Lemaitre sur les argilites du site de l'Est et d'en apprécier la pertinence lorsqu'on tente d'extrapoler le comportement à très long terme, à savoir sur plusieurs siècles. Dans un contexte de stockage de déchets radioactifs, il est impératif de prévoir le comportement à long terme du massif géologique, qui constitue la dernière barrière de protection devant une éventuelle fuite de radionucléides.

La principale préoccupation est donc d'analyser au cours du temps, l'évolution des zones en rupture et des zones endommagées, qui se sont formées à l'excavation des ouvrages et qui remettent en cause l'étanchéité du massif géologique. La présente étude a porté sur les Grandes Cavités Verticales de stockage, nommées GCV. Mais préalablement, il est important de mieux appréhender le comportement différé des argilites du site de l'Est. Ce dernier n'a pour l'heure, été étudié qu'au laboratoire et notamment par le biais d'essais de fluage, à défaut de mesures d'auscultation in situ. Des mesures in situ sont prévues dans les différents programmes d'expérimentation qui vont se succéder au cours du creusement du puits d'accès et des galeries du laboratoire souterrain de Bure (Meuse/Haute-Marne).

Les essais proposés dans ce chapitre, font partie du programme d'expérimentation E-REP. Celui-ci constitue le programme de recherche **Expérimentale** de la **RE**ponse mécanique court terme et différée des argilites du Callovo-Oxfordien, au creusement du **Puits** d'accès du laboratoire souterrain, qui doit se dérouler au cours de l'année 2002. Différents laboratoires européens de géomécanique et divers organismes participent à ce programme, qui est organisé par l'**Agence Nationale** pour la gestion des **Déchets RA**dioactifs (ANDRA), dans le cadre notamment d'un financement de la commission européenne (projet MODEX-REP).

9.1. ÉTUDES DANS LE CADRE DU PROJET E-REP

A partir des échantillons prélevés dans le sondage réalisé durant l'été 2000 (sondage EST 204), dans l'axe du futur puits d'accès au laboratoire souterrain de l'ANDRA, huit essais de fluage, huit essais de chargement - déchargement et quatre essais de relaxation ont été réalisés par le Laboratoire Environnement Géomécanique et Ouvrages de Nancy (LAEGO) et par le Groupement d'intérêt public pour l'étude des Structures Souterraines de Stockage (G.3S).

Les échantillons couvrent l'épaisseur totale des argilites du Callovo-Oxfordien, mais seulement quatre échantillons ont été prélevés dans la zone REP, située entre 460 m et 476 m de profondeur. Dans un premier temps, l'ensemble des résultats d'essais regroupés sur un CD Rom par l'ANDRA (2001) [1], est commenté. Dans un second temps, les quatre essais sur les échantillons de la zone REP, ont été analysés plus précisément. Le but de cette analyse consiste à proposer in fine, un jeu de paramètres pour la loi viscoplastique de Lemaitre, calée sur les essais de fluage et de relaxation, et qui doit servir à prévoir le comportement de la zone REP. Cette prévision sera confrontée à des mesures d'auscultation dans une phase ultérieure.

9.1.1. Caractérisation du comportement des argilites du site de l'Est et de la zone REP

9.1.1.1. Propriétés physiques et programme expérimental

Au total, seize échantillons ont été testés : huit d'entre eux ont été utilisés pour les essais de fluage, tandis que les huit autres ont servi aux essais de chargement - déchargement et de relaxation. Seulement quatre échantillons ont été prélevés dans la « zone REP ». Ils sont repérés en gras dans le Tableau 9.1, qui rassemble quelques caractéristiques physiques ainsi que le type d'essai effectué. L'anisotropie des argilites a également été étudiée avec la réalisation d'essais parallèlement et perpendiculairement à l'axe du sondage, soit pour ce dernier cas parallèlement au litage subhorizontal, distingués à l'aide d'une astérisque (*).

En fait, le carottage des échantillons, prélevés à plus de 470 m de profondeur, s'est révélé difficile en raison de l'importance du délitage de la roche. C'est la raison principale, pour laquelle ils ont ainsi été prélevés dans le sens perpendiculaire à l'axe du sondage EST 204.

Les échantillons proviennent de huit profondeurs distinctes comprises entre 413 et 500 m. La distance entre deux niveaux successifs varie de 10 à 20 m. Chaque niveau a fait l'objet d'un essai de fluage ainsi que d'un essai de chargement - déchargement et de relaxation. En ce qui concerne la zone REP, ont été réalisés, deux essais de fluage sur les échantillons 5083-6 et 5103-2, et deux essais de chargement - déchargement et de relaxation sur les échantillons 5083-7 et 5103-1. A noter que dans cette zone, on a un premier essai de fluage sur un échantillon prélevé parallèlement à l'axe du sondage, et un second sur un échantillon prélevé perpendiculairement à l'axe. Il en est de même pour les essais de relaxation.

On remarque que la valeur de la teneur en eau, la plus élevée, est de 8,4%. Elle a été mesurée à 470 m de profondeur dans la zone REP. Cette dernière valeur correspond également à la valeur maximale trouvée par Boidy et Pellet (2000) [23] (chapitre 6) pour les argilites du site de l'Est. Elle traduit une forte proportion d'éléments argileux au sein de la matrice.

Référence	Profondeur de prélèvement [m]	Densité naturelle	Teneur en eau naturelle w [%]	Type d'essai
5001-1	413,39 - 413,69	2,47	3,7	RELAXATION
5001-2	413,39 - 413,69	2,49	3,7	FLUAGE
5021-1	429,62 - 429,92	2,47	4,1	RELAXATION
5021-2	429,62 - 429,92	2,44	4,1	FLUAGE
5042-7	439,27 - 439,57	2,40	3,9	RELAXATION
5042-6	439,27 - 439,57	2,38	3,9	FLUAGE
5059-2	449,66 - 449,96	2,43	5,9	RELAXATION
5059-1	449,66 - 449,96	2,44	5,9	FLUAGE
5083-7	461,01 - 461,32	2,39	7,7	RELAXATION
5083-6	461,01 - 461,32	2,39	7,7	FLUAGE
5103-1 (*)	469,70 - 470,00	2,39	8,4	RELAXATION
5103-2 (*)	469,70 - 470,00	2,36	8,4	FLUAGE
5148-5 (*)	487,56 - 487,86	2,45	7,4	RELAXATION
5148-3 (*)	487,56 - 487,86	2,46	7,4	FLUAGE
5171-4 (*)	500,31 - 500,62	2,44	7,1	RELAXATION
5171-3 (*)	500,31 - 500,62	2,55	7,1	FLUAGE

Tableau 9.1 : Caractéristiques physiques des échantillons du sondage EST 204 ; (*) signifie que l'échantillon a été carotté perpendiculairement à l'axe du sondage (sinon parallèlement à cet axe) - Type d'essai effectué, d'après l'ANDRA (2001) [1]

9.1.1.2. Procédures d'essais

Pour la réalisation de ces essais, deux types d'appareillage, bien distincts, ont été utilisés : le premier a été spécialement conçu et développé pour les essais de fluage sur les roches argileuses, tandis que le second est destiné aux essais à vitesse de déformation constante (essais de chargement – déchargement) et aux essais de relaxation.

a) Essais de fluage

Huit bâtis de fluage identiques ont été utilisés pour les essais de fluage triaxiaux. L'application de la pression de confinement puis celle du déviateur de contrainte sont deux chargements indépendants. Tous les essais ont été menés dans des conditions identiques de pression de confinement et de déviateur, respectivement de 10 MPa et de 20 MPa, et cela dans une salle thermo-régulée. Un thermocouple, placé à l'intérieur de la cellule, ainsi qu'un capteur de force et un capteur de pression, situés à l'extérieur de la cellule, permettent de vérifier respectivement si la température, la force et la pression de confinement restent effectivement constantes au cours d'un essai.

Pour ces essais, seul le déplacement axial a été relevé au cours du temps. Cette mesure a été effectuée par l'intermédiaire de LVDT (Linear Variable Differential Transformer) en dehors de la cellule triaxiale. Elle correspond à la déformation totale de l'échantillon. Les essais de fluage ont duré deux à trois semaines. Ils ne présentent cependant qu'un seul palier de chargement déviatoire fixé à 20 MPa, ce qui est restrictif pour d'une part qualifier le type de fluage, et d'autre part pour ajuster de manière univoque une loi de comportement différé.

b) Essais et de relaxation

Les essais de chargement - déchargement ont été réalisés avec une presse hydraulique très rigide. L'application de la pression de confinement était assurée par une pompe hydraulique, qui fonctionne indépendamment de la presse. Cette dernière était asservie par une autre pompe, pilotée par ordinateur, également en charge de l'essentiel de l'acquisition des données. Un dispositif de mesure des déformations locales a été appliqué par l'intermédiaire de jauges d'extensométrie (chapitre 6). Il a permis de mesurer les déformations axiale et transversale pendant toutes les phases de chargement - déchargement et de relaxation. Les déformations volumiques sont déduites de ces deux dernières mesures.

Les phases de chargement - déchargement de ces essais ont été conduites au moyen d'un autre extensomètre placé, à l'extérieur de la cellule triaxiale, de façon à obtenir une vitesse de déformation axiale de l'échantillon de 10^{-5} s^{-1} . Un trajet de chargement - déchargement et de relaxation est défini de la manière suivante :

- montée en pression de confinement de 10 MPa, correspondant à une contrainte moyenne pouvant régner à environ 400 m de profondeur,
- chargement à vitesse de déformation axiale de 10^{-5} s^{-1} , jusqu'à obtention d'une valeur de déviateur de 10 MPa,
- premier palier de relaxation, en maintenant constante la hauteur de l'échantillon pendant au moins 6 heures,
- application d'un cycle de déchargement - rechargement, jusqu'à obtenir à nouveau un déviateur de 10 MPa,
- second palier de relaxation, identique au précédent.

Cette série de phases de chargement - déchargement et de relaxation a ensuite été répétée pour une nouvelle valeur de déviateur, fixée à 20 MPa, et pendant une durée de 12 à 14 heures. Enfin, le chargement déviatoire se poursuit jusqu'à la rupture de l'échantillon.

9.1.1.3. Analyse des résultats

a) Essais de fluage

Afin de comparer l'ensemble des résultats d'essais, la Figure 9.1 donne la déformation axiale totale en fonction du temps sur 16 à 20 jours. De plus, les résultats bruts des essais, qui ont été effectués sur les échantillons issus de la zone REP, sont proposés dans l'annexe VI. Deux types de courbe y sont présentés, pour chacun des échantillons de cette zone, à savoir 5083-6 et 5103-2 ; elles donnent :

- l'évolution de la déformation en fonction du temps, présentée sur le même graphique que celle du déviateur des contraintes,
- l'évolution de deux autres paramètres de contrôle : la pression de confinement et la température.

D'une manière générale, les résultats des essais de fluage s'accordent sur le fait que les argilites du site de l'Est présentent une phase de fluage primaire qui s'amortit nettement au cours du temps. Son évolution en fin d'essai est difficile à déterminer dans le mesure où

certaines courbes de fluage tendent à se stabiliser (essais 5001-2, 5059-1, 5171-3), alors que d'autres présentent une pseudo phase de fluage secondaire (essais 5021-2, 5042-6, 5083-6).

Les Figures 9.2 et 9.3 présentent les déformations viscoplastiques en fonction du temps, respectivement sur 2 et 20 jours. Il apparaît clairement que la zone REP se révèle être la plus sensible au fluage avec des déformations différées supérieures à 3.10^{-3} au bout de 18 jours. Cette propriété est à mettre en relation avec les fortes teneurs en eau mesurées dans cette zone (7,7 à 8,4 %).

Pour cette zone, l'anisotropie de fluage, entre les essais 5083-6 et 5103-2, réalisés respectivement parallèlement et perpendiculaire à l'axe du forage, n'est pas importante. L'amplitude reste la même, seule l'évolution de la tendance à long terme des déformations différées de l'essai 5083-6 semble ne pas se stabiliser au bout de 18 jours.

De plus, en extrayant la part des déformations instantanées, des déformations axiales totales, le module de déformation sécant sous 20 MPa de déviateur, peut être déduit et vaut 3350 perpendiculaire au litage, et 3950 MPa parallèlement à celui-ci. L'ensemble des modules de déformation instantanée en charge, pour les différents essais, est reporté, dans le Tableau 9.2. Il en va de même pour les amplitudes de fluage (déformations axiales différées au bout de 16 jours) et les vitesses moyennes de fluage en fin d'essai, calculées depuis le 14^{ème} jour d'essai.

On n'observe pas de corrélation évidente entre les trois quantités du Tableau 9.2, si ce n'est de constater que plus le matériau est sensible au fluage, avec une forte amplitude des déformations différées, moins la stabilisation du phénomène différé est assurée.

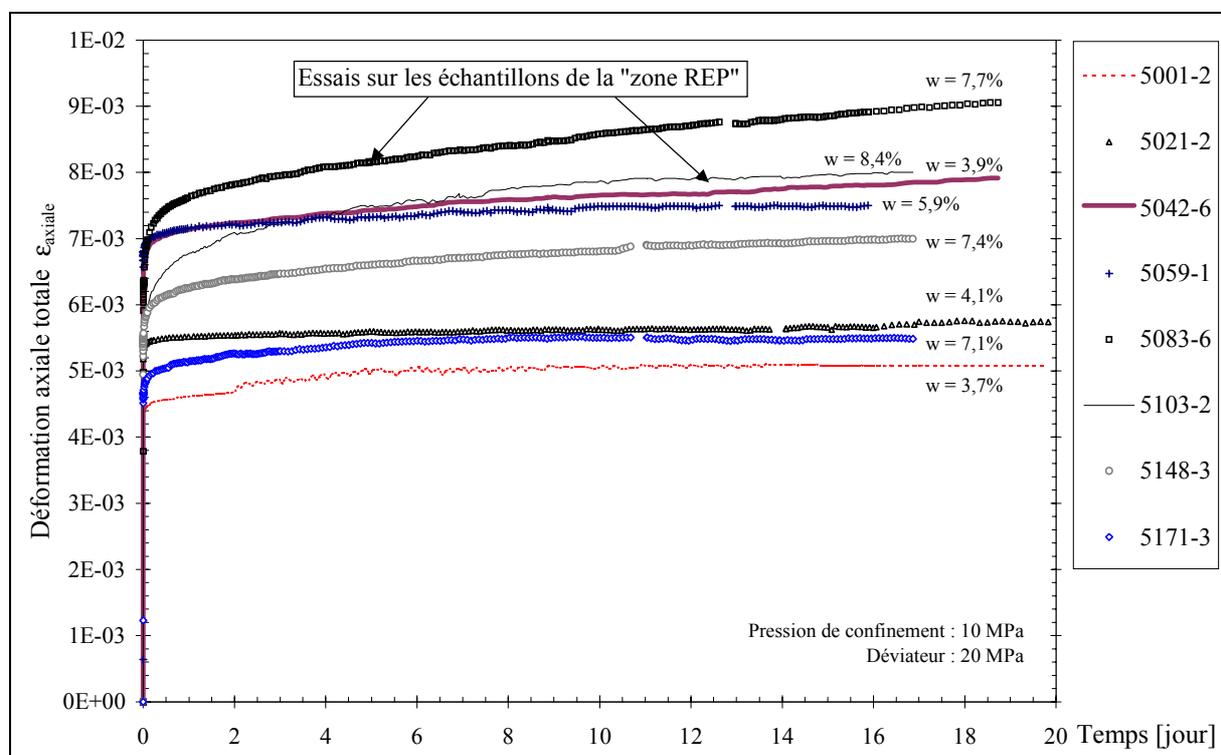


Figure 9.1 : Déformations totales en fonction du temps pour les huit essais de fluage triaxial sur les argilites de l'Est (EST 204, Tableau 9.1), d'après l'ANDRA (2001) [1]

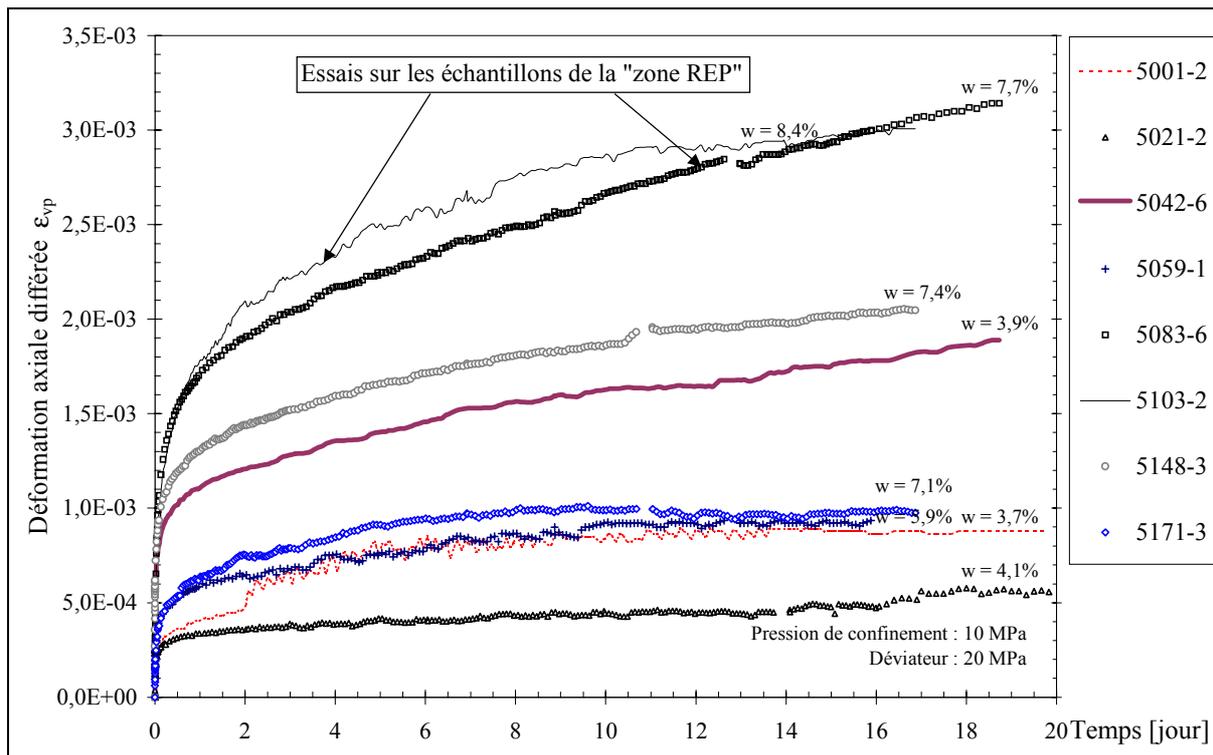


Figure 9.2 : Comparaison des déformations différées sur 2 jours, entre les huit essais de fluage triaxial sur les argilites du site de l’Est (Sondage EST 204), d’après l’ANDRA (2001) [1]

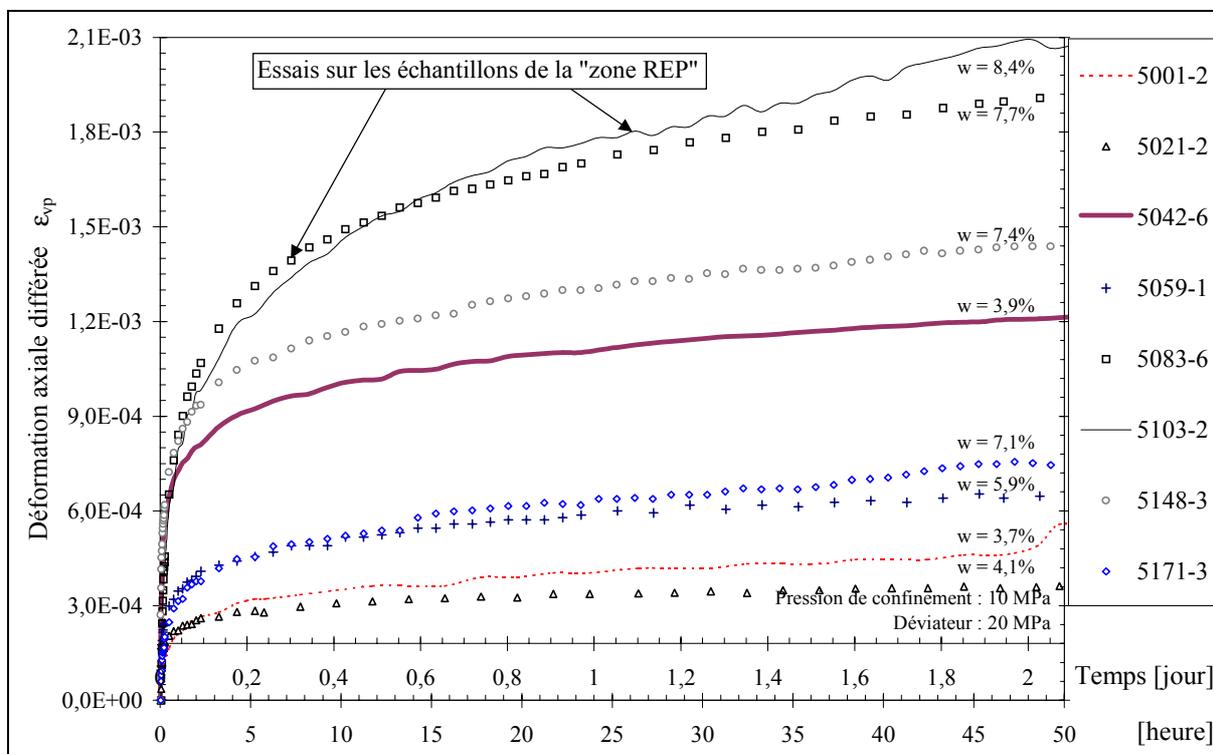


Figure 9.3 : Comparaison des déformations différées sur 20 jours, entre les huit essais de fluage triaxial sur les argilites du site de l’Est (Sondage EST 204), d’après l’ANDRA (2001) [1]

b) Essais de chargement - déchargement et de relaxation

Seuls les résultats des essais de chargement - déchargement et de relaxation, qui ont été effectués sur les échantillons issus de la zone REP, sont proposés en détail dans ce paragraphe. Deux types de graphique y sont présentés :

- celui donnant l'évolution du déviateur en fonction des déformations axiales, des déformations transversales sur le plan médian, et des déformations volumiques calculées à partir des deux précédentes (Figures 9.6, 9.7 et 9.8),
- celui relatif aux essais de relaxation, présentant l'évolution du déviateur dans le temps, pour les quatre paliers (Figures 9.4 et 9.5).

Dans un souci de comparaison, le Tableau 9.3 résume les caractéristiques mécaniques du comportement instantané, mesurées sur les huit échantillons soumis aux essais de chargement - déchargement et de relaxation.

Référence	Module de déformation instantanée en charge [MPa]	Déformation viscoplastique au bout de 16 jours	Vitesse de déformation en fin d'essai [s^{-1}]	Teneur en eau naturelle w [%]
5001-2	4600	9.10^{-4}	-	3,7
5021-2	3650	5.10^{-4}	2.10^{-10}	4,1
5042-6	3150	$1,8.10^{-3}$	4.10^{-10}	3,9
5059-1	2900	9.10^{-4}	1.10^{-10}	5,9
5083-6	3350	$3,0.10^{-3}$	6.10^{-10}	7,7
5103-2 (*)	3950	$3,0.10^{-3}$	4.10^{-10}	8,4
5148-3 (*)	3850	$2,0.10^{-3}$	3.10^{-10}	7,4
5171-3 (*)	4350	$1,0.10^{-3}$	1.10^{-10}	7,1

Tableau 9.2 : Caractéristiques mécaniques instantanées et différées des argilites du site de l'Est (sondage EST 204), déterminées sur les essais de fluage ; (*) signifie que l'échantillon a été carotté perpendiculairement à l'axe du sondage

Référence	Module de déformation en décharge [MPa]	Coefficient de Poisson ν	Déviateur à la rupture q [MPa] (pression de confinement de 10 MPa)	Teneur en eau naturelle w [%]
5001-1	13300	0,18	65	3,7
5021-1	9100	0,21	80	4,1
5042-7	10500	0,31	39	3,9
5059-2	8200	0,17	32	5,9
5083-7	6100	0,20	35	7,7
5103-1 (*)	4500	0,38	35	8,4
5148-5 (*)	11000	0,27	39	7,4
5171-4 (*)	8800	0,17	39	7,1

Tableau 9.3 : Caractéristiques mécaniques instantanées des argilites du site de l'Est (sondage EST 204), déterminées sur les essais de chargement - déchargement ; (*) signifie que l'échantillon a été carotté perpendiculairement à l'axe du sondage

Il apparaît que les modules de déformation en décharge sont carrelés avec la teneur en eau ; les niveaux supérieurs et inférieurs des argilites sont visiblement plus raides que la zone REP centrale. En ce qui concerne la résistance de la roche, elle est plus uniforme autour de 35 MPa de déviateur à la rupture, pour une pression de confinement de 10 MPa, avec des valeurs beaucoup plus élevées entre 410 et 430 m de profondeur.

On remarque également que les valeurs du module de déformation en décharge sont relativement élevées et supérieures à celles proposées dans le Tableau 9.2. Cela tient premièrement au fait que pour ces essais de chargement - déchargement, les déformations ont été mesurées localement au moyen de jauges d'extensométrie. Deuxièmement, les valeurs du Tableau 9.3 relatives à la phase de déchargement sont naturellement plus élevées que celles déterminées sur un trajet de chargement, comme cela a été démontré au chapitre 6.

En ce qui concerne les quatre paliers de relaxation, imposés à chacun des échantillons, le Tableau 9.4 recense les amplitudes et les vitesses moyennes de relaxation, qui ont été mesurées précisément au bout de 6 heures. Sur une période identique, le déviateur se relaxe de 10 à 20% de sa valeur initiale, et ne se stabilise pas rapidement. La zone où la relaxation est la plus marquée se situe entre 460 et 500 m de profondeur, et comprend notamment la zone REP.

Pour cette zone, les résultats des quatre paliers de relaxation sont indiqués sur les Figures 9.4 et 9.5. Ils montrent que l'amplitude de la relaxation est fonction du déviateur des contraintes ainsi que des sollicitations antérieures subies par l'échantillon. Les déformations viscoplastiques, cumulées au cours des cycles de chargement - déchargement, conduisent à ralentir la relaxation (effet de l'écrouissage), alors qu'au contraire la relaxation est accélérée avec une augmentation du déviateur.

Référence	Amplitude [MPa] /Vitesse [MPa s ⁻¹] 1 ^{er} palier de relaxation	Amplitude [MPa] /Vitesse [MPa s ⁻¹] 2 ^{ème} palier de relaxation	Amplitude [MPa] /Vitesse [MPa s ⁻¹] 3 ^{ème} palier de relaxation	Amplitude [MPa] /Vitesse [MPa s ⁻¹] 4 ^{ème} palier de relaxation
5001-1	1,2 / 5,6 10 ⁻⁵	0,3 / 1,4 10 ⁻⁵	1,8 / 8,3 10 ⁻⁵	1,0 / 4,6 10 ⁻⁵
5021-1	0,4 / 1,9 10 ⁻⁵	0,4 / 1,9 10 ⁻⁵	1,2 / 5,6 10 ⁻⁵	1,1 / 5,1 10 ⁻⁵
5042-7	0,5 / 2,3 10 ⁻⁵	0,1 / 4,6 10 ⁻⁶	1,2 / 5,6 10 ⁻⁵	0,5 / 2,3 10 ⁻⁵
5059-2	1,5 / 6,9 10 ⁻⁵	0,7 / 3,2.10 ⁻⁵	2,3 / 1,1 10 ⁻⁴	1,1 / 5,1 10 ⁻⁵
5083-7	1,9 / 8,8.10⁻⁵	0,7 / 3,2.10⁻⁵	2,5 / 1,2 10⁻⁴	1,6 / 7,4 10⁻⁵
5103-1 (*)	1,5 / 6,9 10⁻⁵	1,0 / 4,6 10⁻⁵	2,8 / 1,3 10⁻⁴	2,3 / 1,1 10⁻⁴
5148-5 (*)	1,7 / 7,9 10 ⁻⁵	1,1 / 5,1 10 ⁻⁵	3,2 / 1,5 10 ⁻⁴	2,2 / 1,0 10 ⁻⁴
5171-4 (*)	2,2 / 1,0.10 ⁻⁴	0,9 / 4,2.10 ⁻⁵	3,2 / 1,5 10 ⁻⁴	2,1 / 9,7 10 ⁻⁵

Tableau 9.4 : Caractéristiques mécaniques en relaxation (amplitude et vitesse) des argilites du site de l'Est (sondage EST 204) ; (*) signifie que l'échantillon a été carotté perpendiculairement à l'axe du sondage

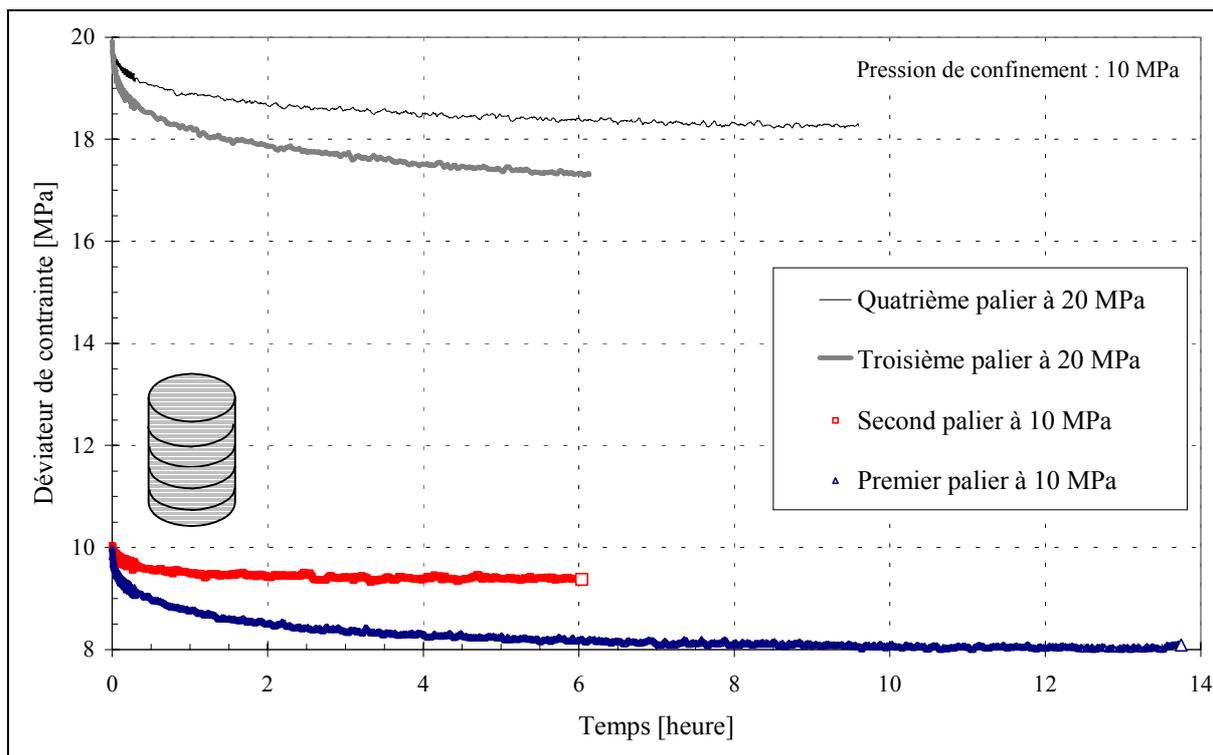


Figure 9.4 : Paliers de relaxation sur l'échantillon 5083-7 (Sondage EST 204), d'après l'ANDRA (2001) [1]

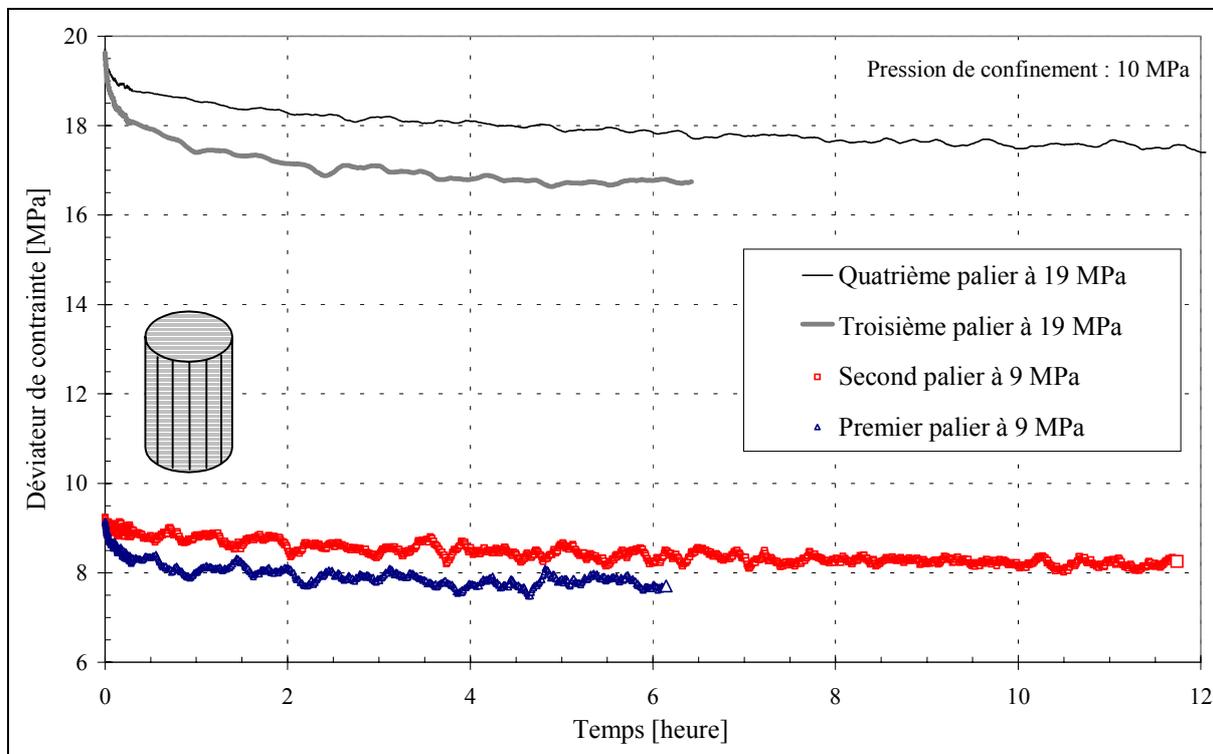


Figure 9.5 : Paliers de relaxation sur l'échantillon 5103-1 (Sondage EST 204), d'après l'ANDRA (2001) [1]

Pour l'échantillon 5083-7, pour lequel la réponse au chemin de sollicitation est donnée sur les Figures 9.6 et 9.7, on observe une diminution de volume avec une augmentation du déviateur, jusqu'à l'endommagement du matériau. Cet état correspond au passage d'un comportement contractant à dilatatant. Cela se produit brutalement pour 31 MPa de déviateur, soit très proche de la rupture, mesurée à 35 MPa. Au cours des quatre paliers de relaxation, la diminution de volume de l'échantillon continue de s'accroître, traduisant ainsi une inversion de comportement dans la direction transversale ; l'échantillon se rétracte alors latéralement. Ce phénomène s'atténue avec les cycles de chargement - déchargement.

Pour l'échantillon 5103-1, qui a été carotté parallèlement au litage, le comportement est différent. Il faut noter que pour cet échantillon, la jauge axiale, devenu inexploitable très rapidement, a certainement dû se décoller en cours d'essai. L'analyse a donc été faite avec le capteur LVDT, donnant la déformation axiale globale de l'échantillon. Sur la Figure 9.8, on observe toujours de la contractance en charge, mais de la dilatance au cours de la relaxation.

Ces mesures témoignent d'une très forte anisotropie de comportement en relaxation. Une explication serait de dire que pour l'échantillon 5083-7, testé perpendiculairement au litage, il se produit un relâchement élastique de la contrainte axiale, conduisant à une compensation partielle de l'effet Poisson, c'est-à-dire à une diminution de volume. Par contre, pour l'échantillon 5103-1, testé parallèlement au litage, tout porte à croire que des fissures verticales se sont ouvertes en cours de relaxation, provoquant ainsi une augmentation de volume. Par ailleurs, les déformations différées, qui se produisent au cours des paliers de relaxation, ne sont pas réversibles. Cela s'observe après chaque phase de déchargement.

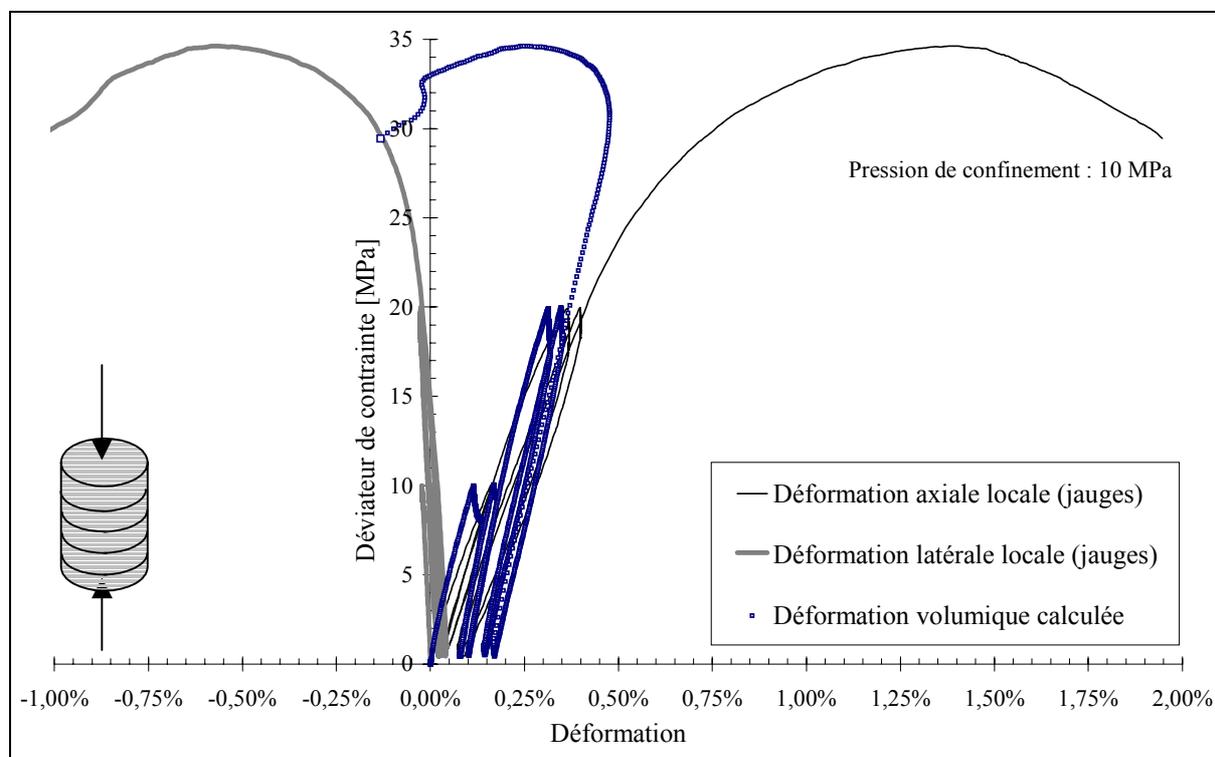


Figure 9.6 : Déviateur de contrainte en fonction des déformations pour l'échantillon 5083-7 (Sondage EST 204), jusqu'à la rupture à 35 MPa, d'après l'ANDRA (2001) [1]

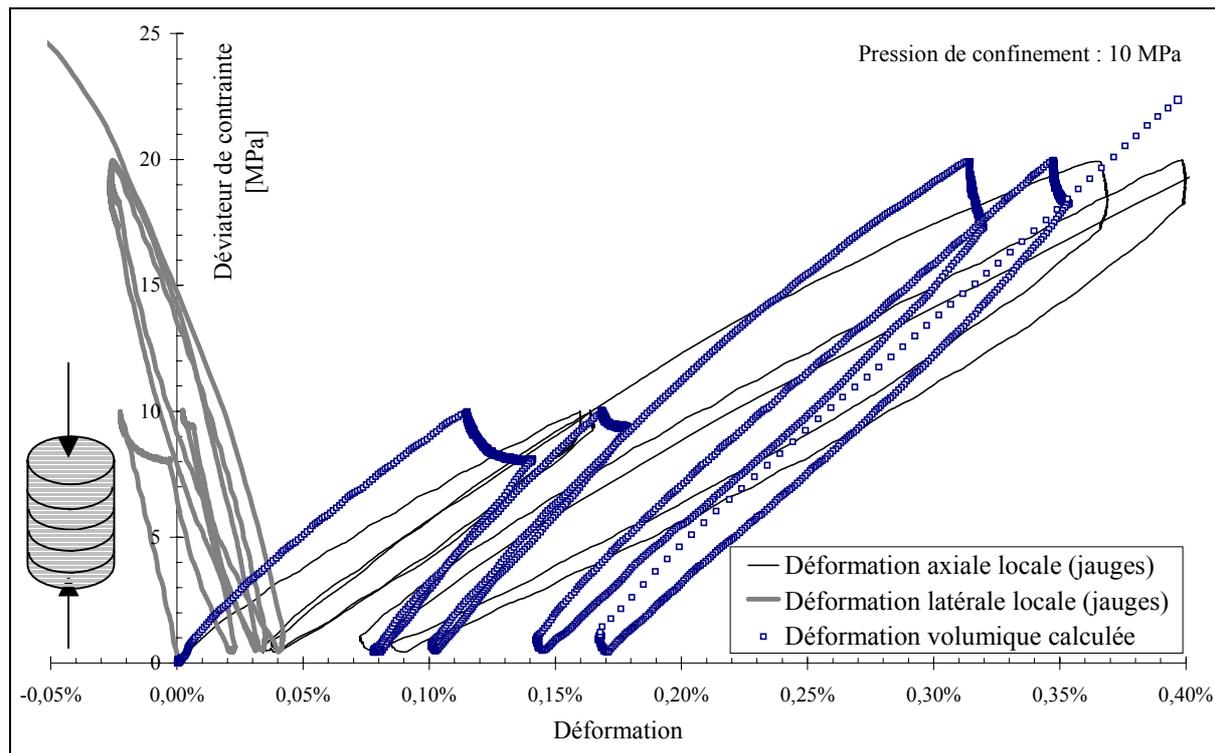


Figure 9.7 : Déviateur de contrainte en fonction des déformations pour l'échantillon 5083-7 (Sondage EST 204), zoom sur les cycles de chargement - déchargement, d'après l'ANDRA (2001) [1]

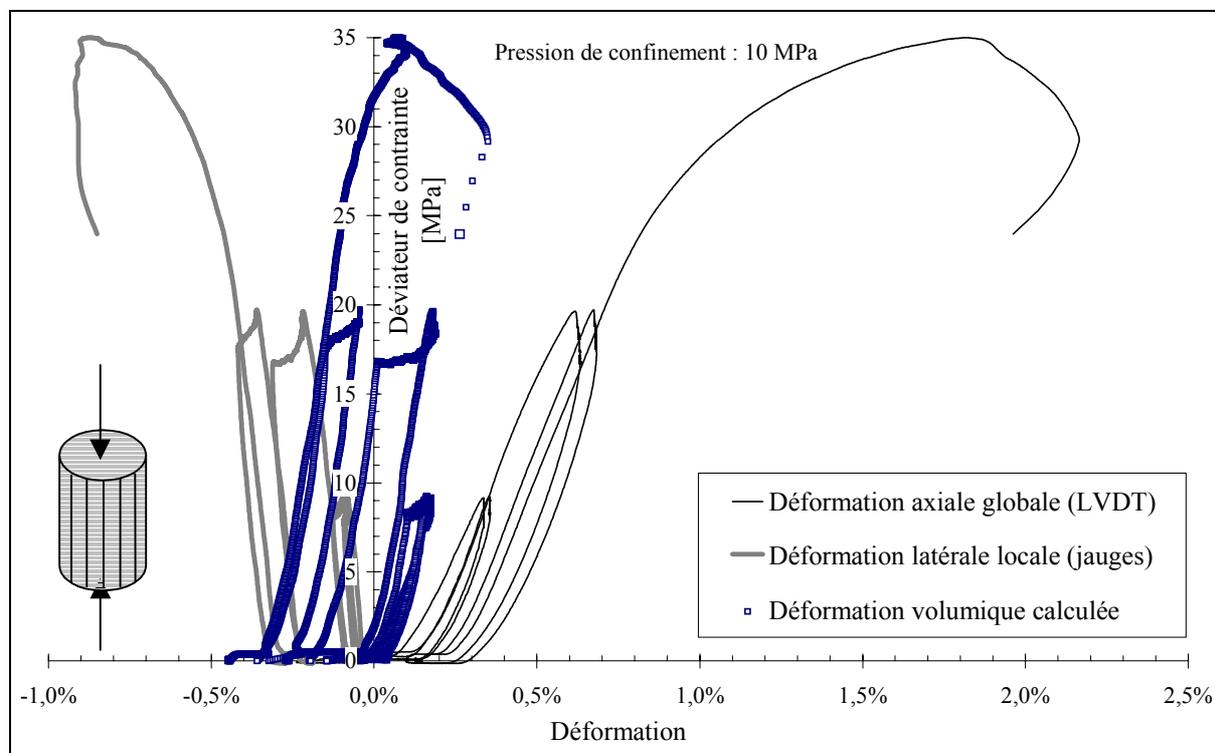


Figure 9.8 : Déviateur de contrainte en fonction des déformations pour l'échantillon 5103-1 (Sondage EST 204), d'après l'ANDRA (2001) [1]

En conséquence, pour modéliser le comportement différé de ces argilites, il convient de choisir une loi viscoplastique avec écrouissage et qui présente des propriétés de relaxation. L'idéal serait de tenir compte également de l'anisotropie intrinsèque de cette roche, mais dans cette étude, nous nous bornerons à retenir une loi isotrope pour se concentrer uniquement sur la tendance du comportement à long terme.

9.1.2. Détermination des paramètres de la loi viscoplastique de Lemaitre

Les paragraphes suivants donnent un calage de la loi viscoplastique de Lemaitre sur la base des essais de fluage, des essais de chargement - déchargement et des essais de relaxation, qui ont été réalisés sur les échantillons issus de la zone REP.

9.1.2.1. Rappels théoriques

La loi de Lemaitre développée au chapitre 5, modélise le comportement du solide élasto-viscoplastique avec écrouissage isotrope. Ces hypothèses couplées à celle de « l'incompressibilité différée » du matériau (déformations viscoplastiques à volume constant), permettent d'exprimer la vitesse de déformation viscoplastique équivalente, $\dot{\epsilon}_{vp}$, de la manière suivante :

$$\dot{\epsilon}_{vp} = A \left(\frac{q - \sigma_s}{F_0} \right)^n (\epsilon_{vp})^m \quad (9-1)$$

avec :

- A, le paramètre de viscosité (unité : [s⁻¹]),
- n, une constante supérieure à 1,
- m, une constante vérifiant : 1 - n < m < 0,
- q, le second invariant du tenseur des contraintes,
- ϵ_{vp} , le second invariant du tenseur des déformations viscoplastiques,
- σ_s , le seuil de contrainte de déclenchement du comportement différé,
- $F_0 = 1$ MPa correspondant à l'unité de contrainte de référence.

De plus, pour rendre compte de la variation du paramètre de viscosité A avec la température, il convient d'utiliser la relation empirique d'Arrhénius (1887) [10] (paragraphe 3.2.3.2), qui s'écrit de la manière suivante :

$$A = A_0 e^{\frac{-\Delta G_0}{RT}} \quad (9-2)$$

où :

- R est la constante universelle des gaz parfaits (8,314 J.mol⁻¹.K⁻¹),
- ΔG_0 est l'énergie d'activation de la réaction thermique,
- A_0 est un facteur préexponentiel,
- T est la température absolue en Kelvin.

9.1.2.2. Détermination du paramètre m sur les essais de fluage

En considérant un seuil de contrainte nul ($\sigma_s = 0$) pour le déclenchement du comportement différé, l'expression de la loi de fluage, associée à la loi viscoplastique de Lemaitre, est identique à celle ajustée sur les argiles à Opalinus (chapitre 8) et sur les échantillons d'argilite

de l'Est testés au laboratoire 3S (chapitre 7) ; elle s'écrit :

$$\varepsilon_{vp} = a \cdot q^\beta \cdot t^\alpha \quad (9-3)$$

où :

- ε_{vp} est la déformation axiale viscoplastique,
- q est le déviateur de contrainte appliqué à l'éprouvette,
- α , β et a sont les paramètres à définir.

Pour mémoire, ces derniers vérifient les relations suivantes :

$$\alpha = \frac{1}{1-m}; \quad \beta = \alpha \cdot n = \frac{n}{1-m}; \quad a = \left(\frac{1}{\alpha} A \right)^\alpha \quad (9-4)$$

avec :

$$\alpha \in]0, 1] \quad \text{et} \quad \beta > 1 \quad (9-5)$$

Étant donné que les essais de fluage ont tous été effectués sous un seul palier de déviateur fixé à 20 MPa, il n'est possible de déterminer de manière univoque que les paramètres, α et m , ainsi qu'une relation liant les constantes, β et a .

Les Figures 9.9 et 9.10 montrent qu'une valeur de 0,203, pour le paramètre, α , permet de rendre compte de l'évolution des déformations différées pour les deux essais effectués sur les échantillons de la zone REP. A titre de comparaison, nous y avons reporté les courbes correspondantes aux jeux de paramètres retenus par l'ANDRA sur les essais des précédentes campagnes de sondages (paragraphe 7.4.1). Le jeu 2-98 est celui déterminé à température ambiante par G.3S en 1998 et le jeu 3-99 correspond au résultat de la synthèse des essais de fluage, effectuée également par G.3S en 1999. Ce dernier jeu est défini ici pour une température moyenne de 22°C, comme indiqué dans le Tableau 9.5.

Le Tableau 9.5 présente également un quatrième jeu de paramètres ajustés par Fabre (2001) [48], sur un essai de fluage monoaxial. L'échantillon d'argilite de l'Est correspondant a été prélevé à 457 m de profondeur (sondage EST 205), donc très proche de la zone REP. De plus, ce dernier essai a été réalisé perpendiculairement au litage, sous 26 MPa de déviateur.

Paramètre	Jeu 2-98	Jeu 3-99 (température : 22°C)	Jeu 4 Fabre (2001) [48]
n	16,0	6,8	22,0
m	-9,0	-2,7	-5,7
ΔG_0 [J mol ⁻¹]	-	63000	-
A_0 [s ⁻¹]	-	$1,16 \cdot 10^{-14}$	-
A [s ⁻¹]	$9,3 \cdot 10^{-53}$	$8,1 \cdot 10^{-26}$	$7,2 \cdot 10^{-55}$
a	$7,9 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$
β	1,6	1,8	3,3
α	0,10	0,27	0,15

Tableau 9.5 : Comparaison de différents jeux de paramètres d'ajustement de la loi de Lemaitre sur les argilites du site de l'Est

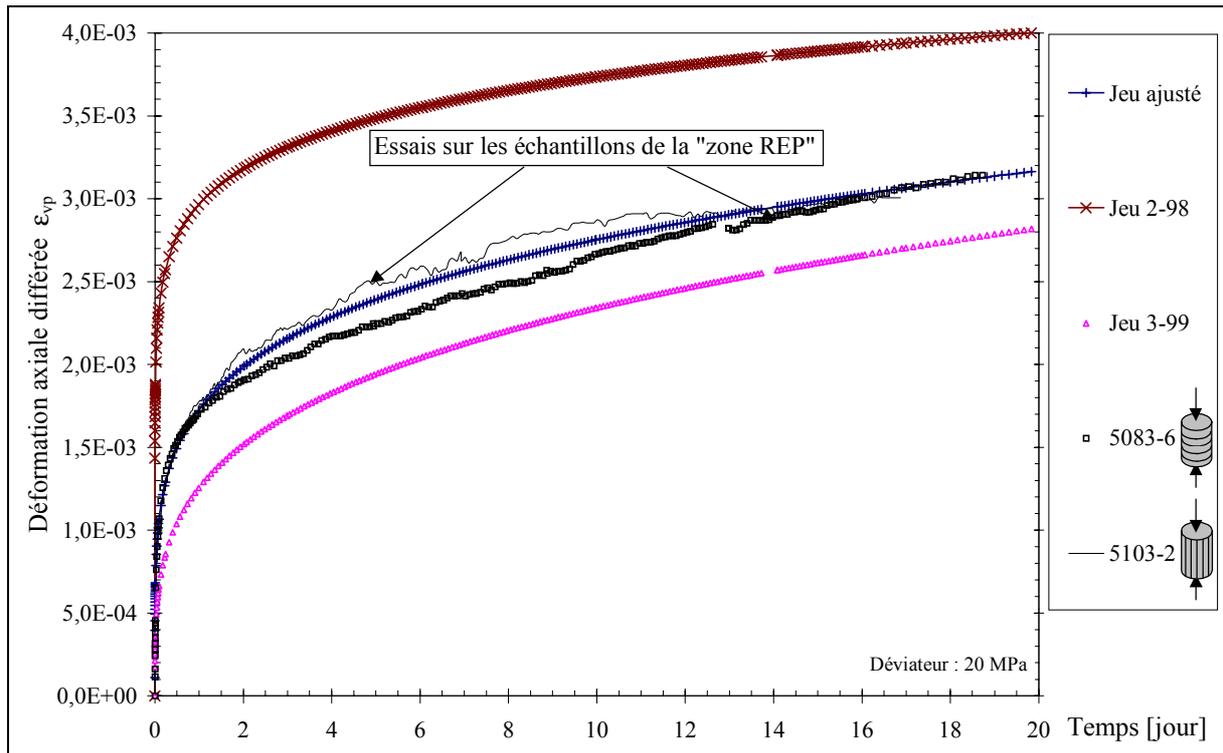


Figure 9.9 : Comparaison des déformations différées sur 20 jours entre les essais de fluage sur les échantillons de la zone REP et les quatre simulations avec la loi de Lemaitre

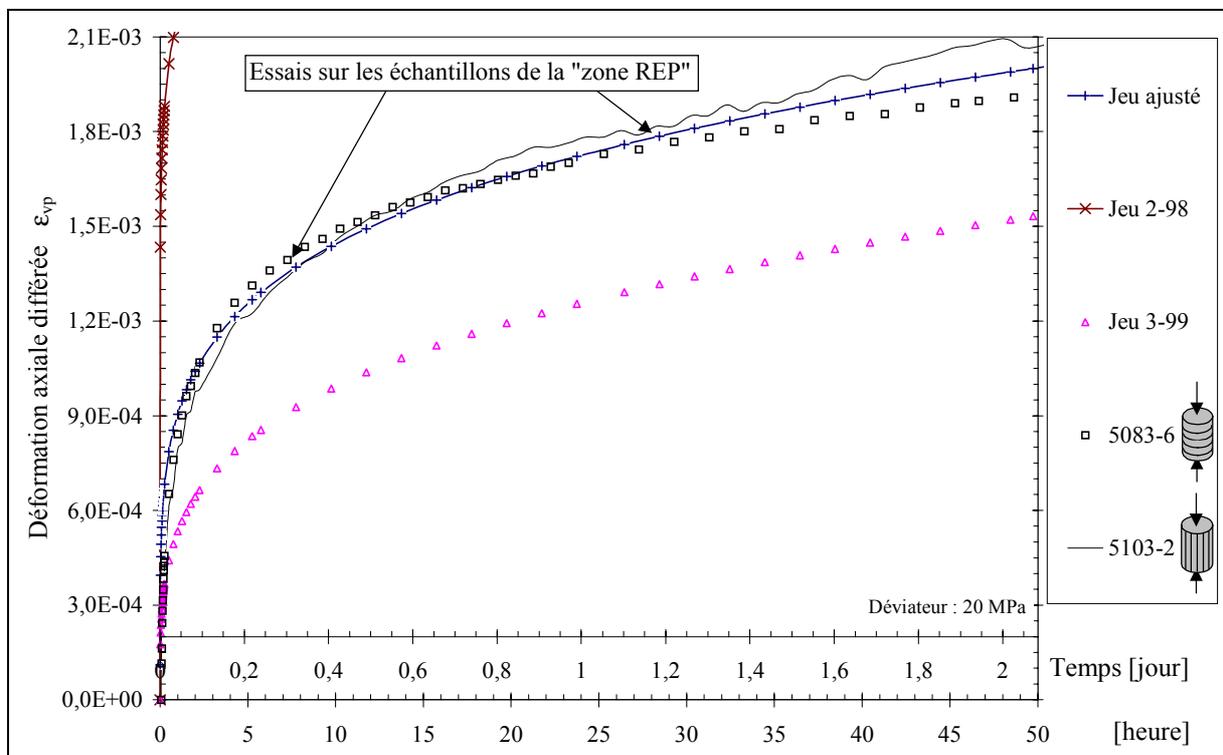


Figure 9.10 : Comparaison des déformations différées sur 2 jours entre les essais de fluage sur les échantillons de la zone REP et les quatre simulations avec la loi de Lemaitre

Par ailleurs, pour l'ajustement sur les essais de la zone REP, la relation liant les constantes, β , et a , est la suivante :

$$\ln(a.q^\beta) = -8,67 \quad (9-6)$$

A l'échelle de temps des essais (20 jours), le jeu 3-99 est très proche des mesures, tandis que le jeu 2-98 surestime les déformations de fluage. L'ajustement des essais 5083-6 et 5103-2 conduit à un paramètre α de 0,203 soit à : $m = -3,93$. Ce paramètre α se révèle donc intermédiaire à celui des deux jeux de l'ANDRA. Il en est de même pour celui du jeu 4, qui simule bien la tendance générale de l'ensemble des huit essais.

Afin de visualiser la tendance à long terme, donnée par la loi de Lemaitre pour les quatre jeux de paramètres, le même essai de fluage a été simulé sous un déviateur de 20 MPa sur une durée de 500 ans. La Figure 9.11 en donne le résultat. Le jeu 3-99 qui calait relativement bien les essais de fluage réalisés sur 20 jours, est extrêmement pessimiste à l'échelle de quelques siècles. Au bout de 500 ans, la déformation axiale différée est près du double de celle donnée par le jeu ajusté sur les mesures. Par contre, le jeu 2-98 induit un amortissement des déformations différées beaucoup plus important ; la tendance à long terme de la courbe de fluage correspondante est comparable à celle obtenue avec les paramètres du jeu 4 donné par Fabre (2001) [48].

Cette simulation d'essai de fluage illustre le danger à vouloir extrapoler une loi qui cale bien des essais de fluage de durée nécessairement limitée. Afin de proposer un jeu optimum de paramètres représentatifs du comportement différé des argilites de la zone REP, il convient d'analyser également les essais de chargement - déchargement et les essais de relaxation.

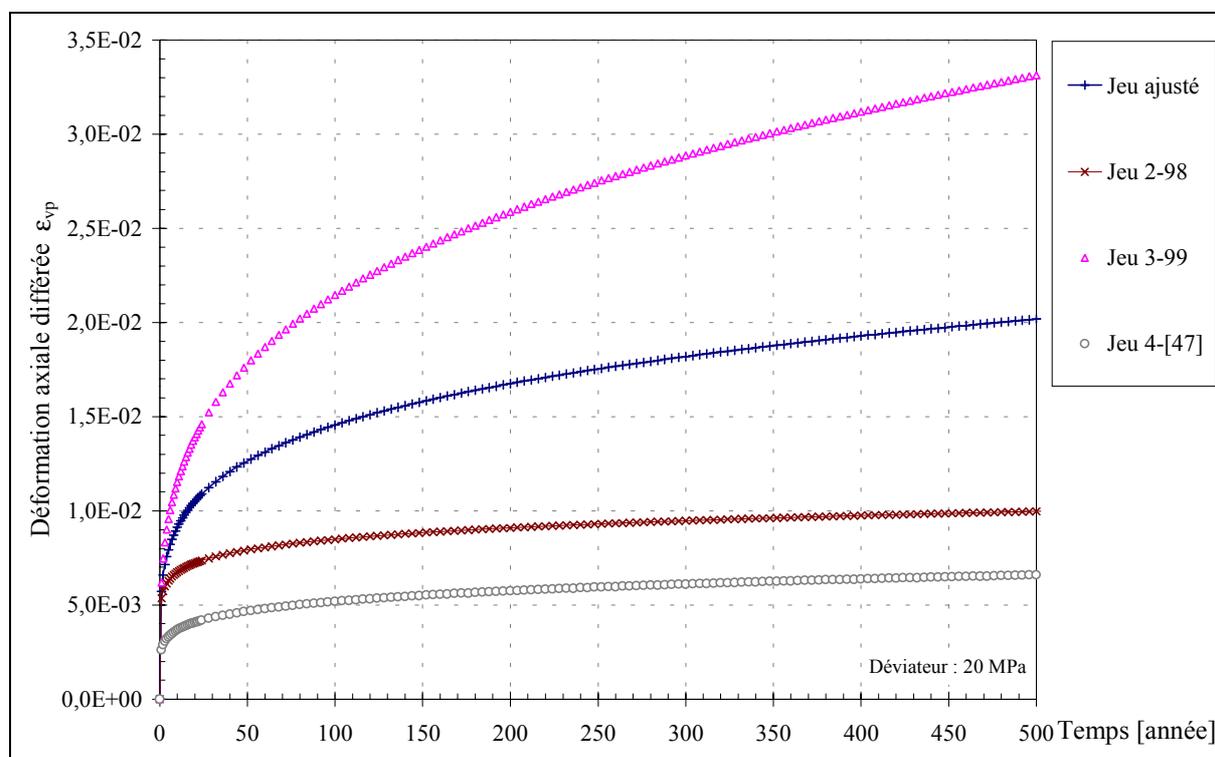


Figure 9.11 : Comparaison des quatre jeux de paramètres sur un essai de fluage simulé sur une période de 500 ans

9.1.2.3. Proposition d'un jeu optimum de paramètres sur la base des essais de relaxation

Nous avons vu au paragraphe 7.2.1, que lors d'une montée en charge à vitesse de déformation axiale constante, il était envisageable de déterminer le rapport, $-m/n$. Pour les deux échantillons 5083-7 et 5103-1, il n'a pas été possible de déterminer avec précision ce rapport, compte tenu d'un premier palier de relaxation fixé à 10 MPa, et de la difficulté préalable à définir avec justesse le module de déformation en charge.

Il a donc été choisi de procéder à un ajustement de la loi de Lemaitre sur les essais de relaxation pour le premier palier à 10 MPa et le troisième à 20 MPa de déviateur. Cela a permis d'éviter d'être confronté, autant que possible, aux effets d'écrouissage du matériau. Le module de déformation considéré pour cet ajustement, est le module déterminé en décharge, soit respectivement 6100 et 4500 MPa pour les échantillons 5083-7 et 5103-1 (Tableau 9.3). Conformément aux essais de fluage, nous avons considéré une valeur du paramètre m , égale à $(-3,9)$ ainsi que la relation liant les constantes, β et a , et définie par l'équation 9-6.

En se plaçant alors en configuration de relaxation monoaxiale, avec un seuil de contrainte, σ_s , nul (paragraphe 5.2.3), lorsque la déformation axiale totale est maintenue constante, l'expression théorique suivante peut être établie :

$$\frac{\dot{q}}{E} + A q^n (\varepsilon_{vp})^m = 0 \quad (9-7)$$

où E est le module de déformation en décharge.

Dans ces conditions, il a été possible d'ajuster un jeu optimum de paramètres, noté, Jca , pour les essais de relaxation effectués sur les deux échantillons de la zone REP. Ce jeu est donné dans le Tableau 9.6, qui rappelle également les jeux retenus par l'ANDRA.

Les Figures 9.12 et 9.13 donnent respectivement pour les échantillons de la zone REP, 5083-7 et 5103-1, la comparaison de la solution théorique pour le jeu, Jca , avec les mesures expérimentales. Les figures expriment en fonction du temps le déviateur, q , ramené au déviateur initial avant relaxation, q_0 . La concordance est jugée globalement satisfaisante même si la tendance à long terme est difficile à appréhender. Par contre, à court terme, on obtient une bonne correspondance, notamment pour l'ajustement sur le premier palier.

Paramètre	Jeu ajusté Jca	Jeu 2-98	Jeu 3-99 (température : 22°C)
n	6,9	16,0	6,8
m	-3,9	-9,0	-2,7
$A [s^{-1}]$	$6,5 \cdot 10^{-29}$	$9,3 \cdot 10^{-53}$	$8,1 \cdot 10^{-26}$
a	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$7,9 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$
β	1,4	1,6	1,8
α	0,2	0,10	0,27

Tableau 9.6 : Paramètres de la loi de Lemaitre, ajustés sur les essais de fluage et de relaxation (jeu Jca) ; comparaison aux jeux, 2-98, et, 3-99 retenus par l'ANDRA

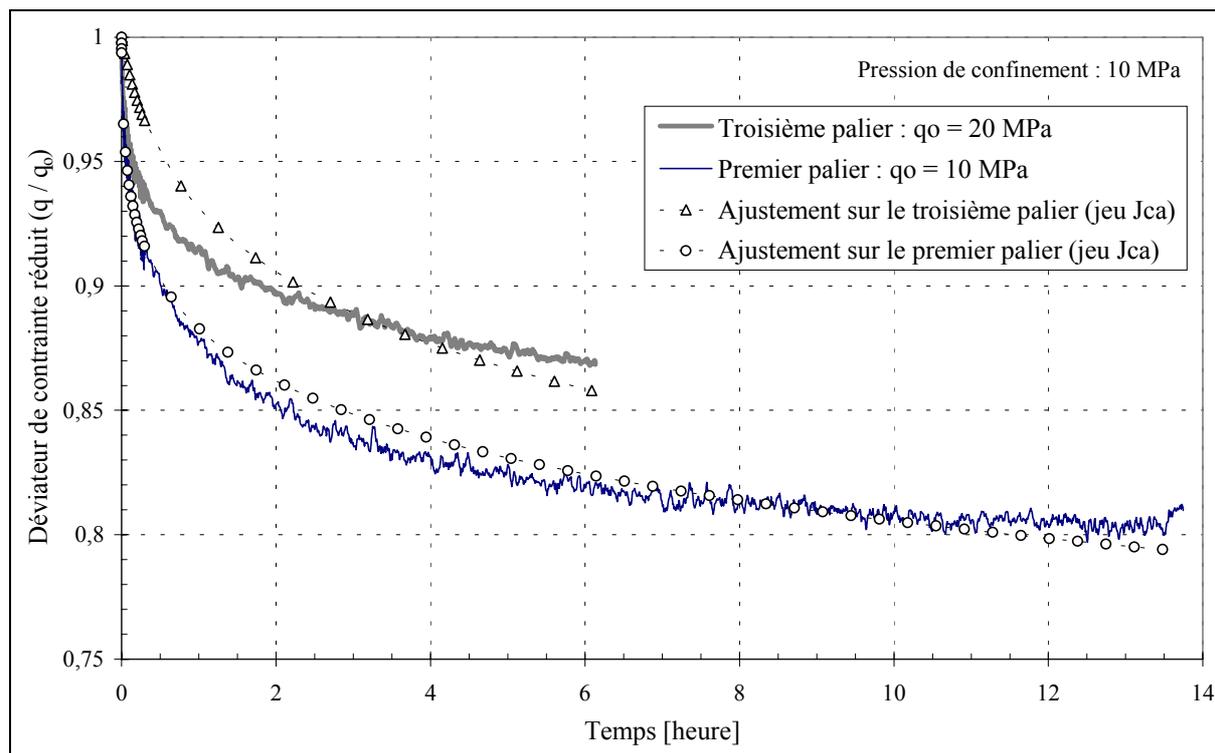


Figure 9.12 : Échantillon 5083-7 : ajustement de la loi de Lemaitre sur le premier et le troisième palier de relaxation

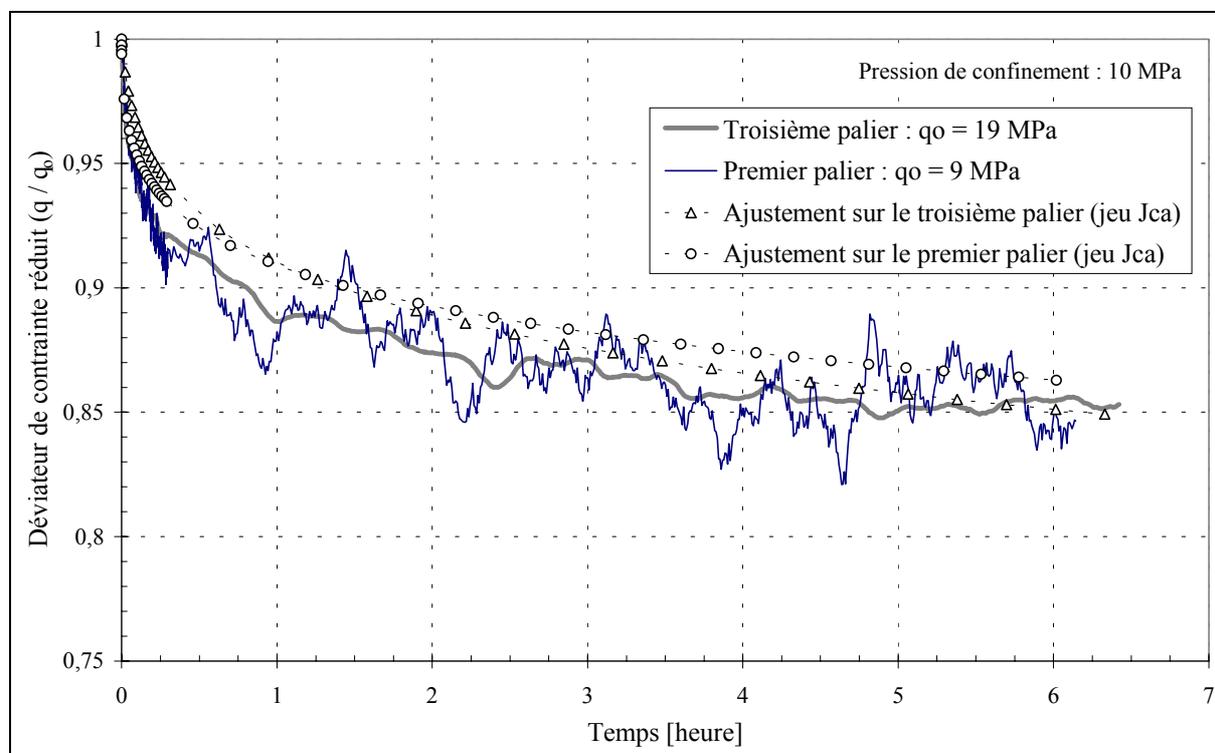


Figure 9.13 : Échantillon 5103-1 : ajustement de la loi de Lemaitre sur le premier et le troisième palier de relaxation

La justification du jeu Jca réside dans le calcul auxiliaire des déformations viscoplastiques en fin de relaxation. Pour l'échantillon 5083-7, on obtient respectivement $4,4 \cdot 10^{-4}$ et 10^{-3} , à la fin de la première et de la troisième relaxation. Ces valeurs sont comparables aux mesures de déformations axiales irréversibles obtenues après la phase de déchargement de l'échantillon, consécutive à la phase de relaxation correspondante (Figure 9.7). Il en est de même pour l'échantillon 5103-1, avec respectivement à la fin de la première et de la troisième relaxation $3,6 \cdot 10^{-4}$ et 10^{-3} de déformations viscoplastiques, semblables aux mesures expérimentales.

Afin de comparer les différents jeux de paramètres, la Figure 9.14 rend compte de la simulation du premier palier de relaxation sur l'échantillon 5083-7, avec le jeu ajusté Jca, et le jeu 99-3. Un troisième jeu a également été testé. Il s'agit du jeu Jcb qui est équivalent à Jca en fluage, mais qui tient compte d'une valeur du paramètre, β , égale à 2. Le jeu Jcb a retenu notre attention dans le but d'étudier l'influence du paramètre β sur les propriétés de relaxation induites par ce dernier. Les deux jeux Jca et Jcb sont donnés dans le Tableau 9.7.

Paramètre	Jeu ajusté Jca	Jeu Jcb
n	6,9	10,0
m	-3,9	-3,9
A [s^{-1}]	$6,5 \cdot 10^{-29}$	$5,6 \cdot 10^{-33}$
a	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-7}$
β	1,4	2,0
α	0,2	0,2

Tableau 9.7 : Comparaison des paramètres de la loi de Lemaitre des jeux Jca et Jcb

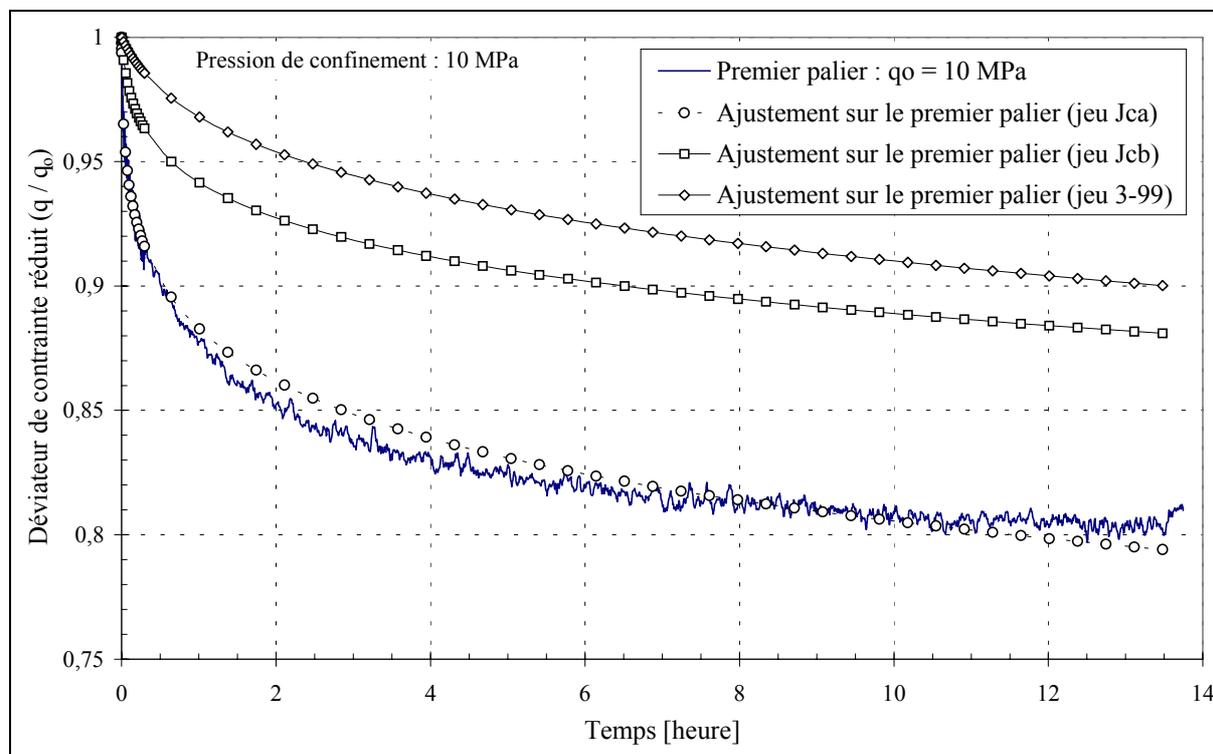


Figure 9.14 : Comparaison de différents jeux de paramètres sur la simulation du premier palier de relaxation de l'échantillon 5083-7

Pour information, le jeu 2-98 ne permet pas de trouver une solution numérique stable, compte tenu de l'importance des vitesses de relaxation calculées, pour des conditions initiales identiques. Quant au jeu 4, il n'induit aucune relaxation des contraintes pour un tel palier.

Sur la Figure 9.14, il apparaît clairement, que le jeu 3-99 conduit à largement sous-estimer l'amplitude de la relaxation à court terme, et se rapproche davantage du jeu Jcb. Cependant, au vu de l'étroitesse de la plage de temps, sur laquelle le comportement en relaxation a été étudié, la tendance du comportement à long terme est très délicate à apprécier et quantifier. Les deux jeux de paramètres, Jca et Jcb, vont être maintenant confrontés en configuration de tunnel, afin de comparer la relaxation, que l'on obtient à long terme en paroi.

9.1.3. Application simplifiée au cas du tunnel infini

La méthode semi-analytique, qui a été développée au paragraphe 5.4.1, est appliquée ici. Rappelons qu'elle considère le cas d'une excavation circulaire en déformations planes, pour un matériau incompressible (valeur du coefficient de Poisson prise égale à 0,5). L'état initial considéré est l'état d'équilibre élastique après déconfinement total. Cette approche bien que simplifiée, permet d'effectuer rapidement de précieuses études paramétriques.

Les deux jeux de paramètres retenus par l'ANDRA, ainsi que les jeux, Jca et Jcb, ont été testés. Les résultats sont donnés respectivement sur les Figures 9.15 et 9.16 en terme de déplacement radial et de déviateur en paroi. Ces quantités ont été normalisées par rapport à leur grandeur calculée en élasticité. La Figure 9.15 montre que le jeu 3-99 donne des convergences quasi identiques à celles fournies par le jeu Jca, ajusté sur les essais de fluage et de relaxation du sondage EST 204. Cela n'était pas le cas pour la simulation de l'essai de fluage (Figure 9.11), pour lequel les déformations différées étaient bien plus importantes avec le jeu 3-99, au bout de 400 ans. Les deux autres jeux, 2-98 et Jcb, induisent rapidement un amortissement plus marqué des convergences différées ; après dix ans de fluage, la divergence est très nette avec les deux autres solutions.

L'évolution des convergences peut s'expliquer en observant celle du déviateur en paroi. En effet, la Figure 9.16 montre que le déviateur obtenu avec le jeu 3-99 se relaxe davantage par rapport à celui résultant du jeu Jca. Cela implique que l'amortissement des vitesses de fluage est plus important avec ce jeu de l'ANDRA, qu'avec le jeu Jca. Les convergences qui en résultent sont alors comparables, bien que la simulation de l'essai de fluage sur 500 ans (Figure 9.11) laissait présager le contraire. Cette remarque est très importante et justifie l'importance du choix du paramètre β . En conséquence, pour l'ajustement d'un même essai de fluage en laboratoire, avec deux paramètres β différents, les évolutions à long terme des convergences calculées en paroi, peuvent être fondamentalement divergentes. Avec les paramètres considérés pour l'étude de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri (paragraphe 8.4.1), cela n'avait pas été le cas, et démontre l'intérêt d'une telle analyse.

Afin de mieux discerner l'importance de cette singularité, une étude numérique a été réalisée dans le souci d'analyser notamment l'effet conjugué d'une anisotropie des contraintes initiales autour de la cavité.

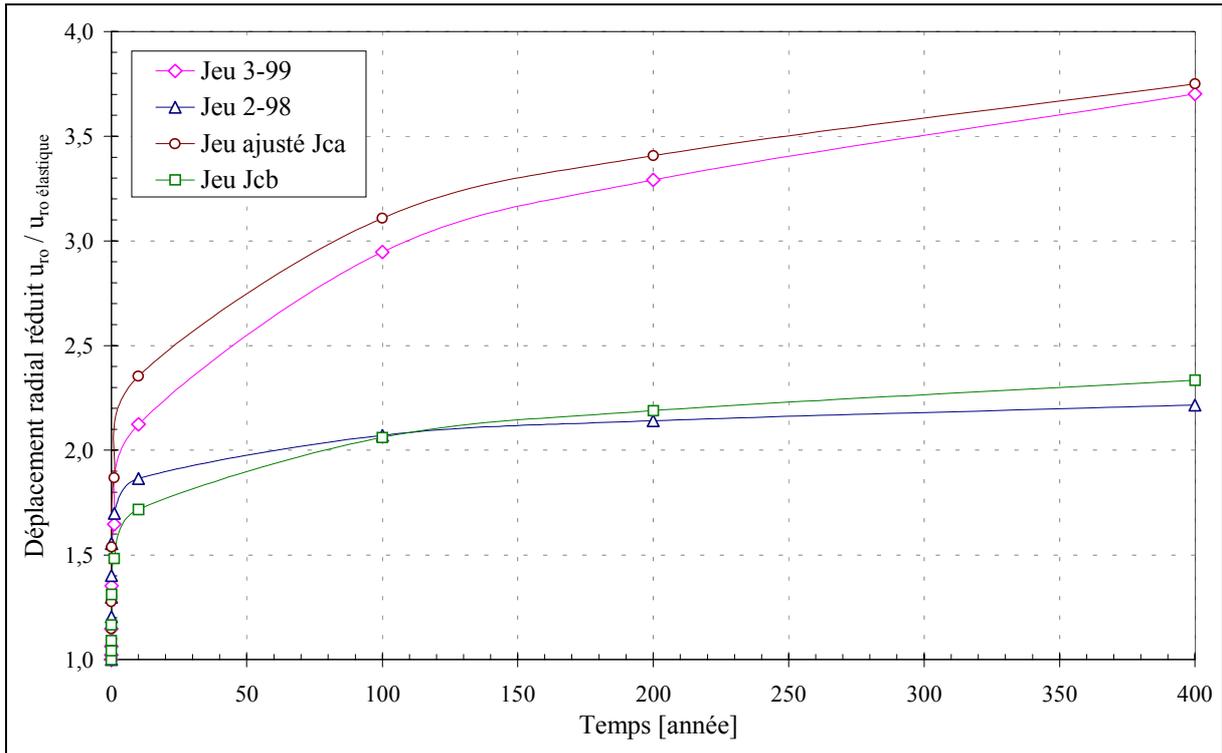


Figure 9.15 : Déplacement radial réduit différé en paroi pour différents jeux de paramètres en fonction du temps sur 400 ans – rayon d’excavation : $r_o = 3$ m ; contrainte initiale : $\sigma_0 = 10$ MPa ; module de déformation : $E = 5000$ MPa ; coefficient de Poisson : $\nu = 0,5$; déplacement radial élastique : $u_{r_o \text{ élastique}} = 9$ mm

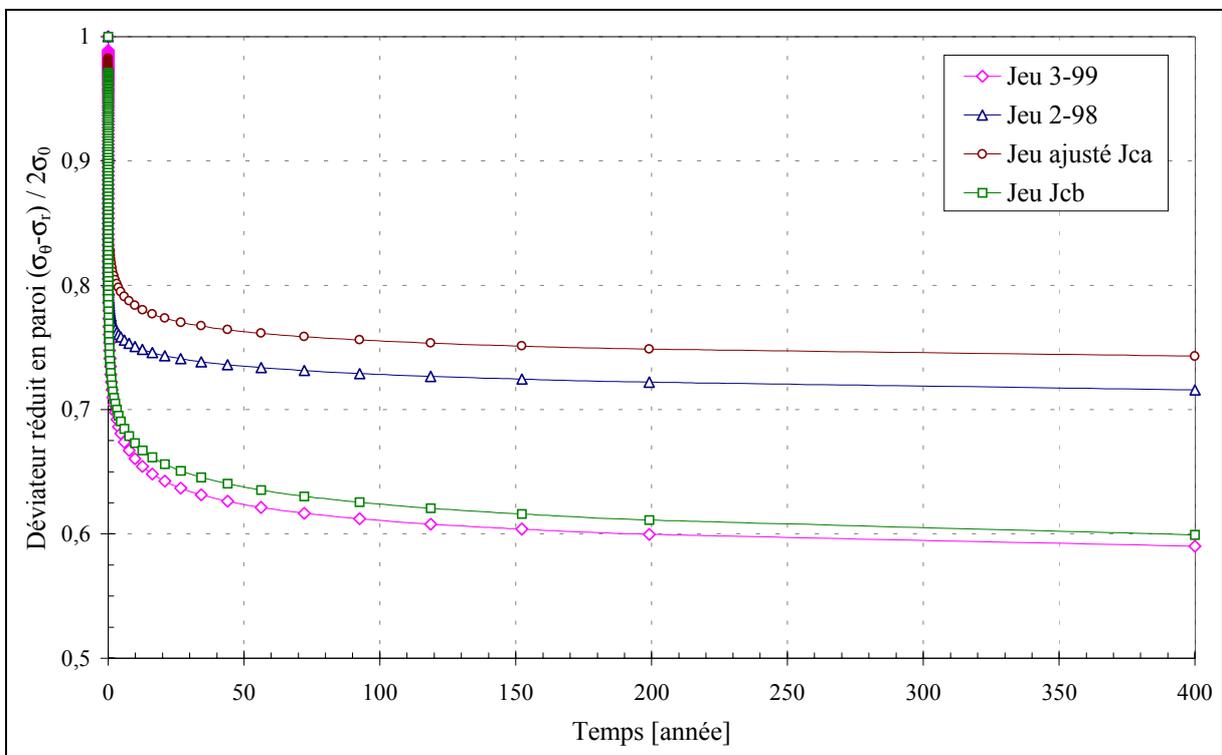


Figure 9.16 : Déviateur réduit en paroi pour différents jeux de paramètres en fonction du temps sur 400 ans – déviateur élastique : $2\sigma_0 = 20$ MPa

9.1.4. Calcul numérique en déformations planes

La simulation numérique, présentée dans ce paragraphe, a été effectuée avec le code de calcul FLAC, sur un modèle, dit de référence, avec des caractéristiques mécaniques instantanées définies pour le projet E-REP (ANDRA, 1999 [2]). L'objet est de comparer à moyen terme (sur un an), les résultats de cette simulation réalisée avec les deux jeux de paramètres de la loi de Lemaitre, ayant permis d'ajuster les mêmes essais de fluage, à savoir les jeux, Jca et Jcb.

9.1.4.1. Présentation du modèle de référence

Le modèle de référence est donné par la Figure 9.17. Il s'agit d'un modèle bidimensionnel représentant le quart d'une section transversale du puits de rayon d'excavation, r_0 , égal à 3 m. Les limites extérieures du modèle sont situées à une distance de l'axe du puits équivalente à $20 r_0$, soit 60 mètres. Le modèle est étudié en déformations planes dans le plan horizontal, défini par les axes, X et Y.

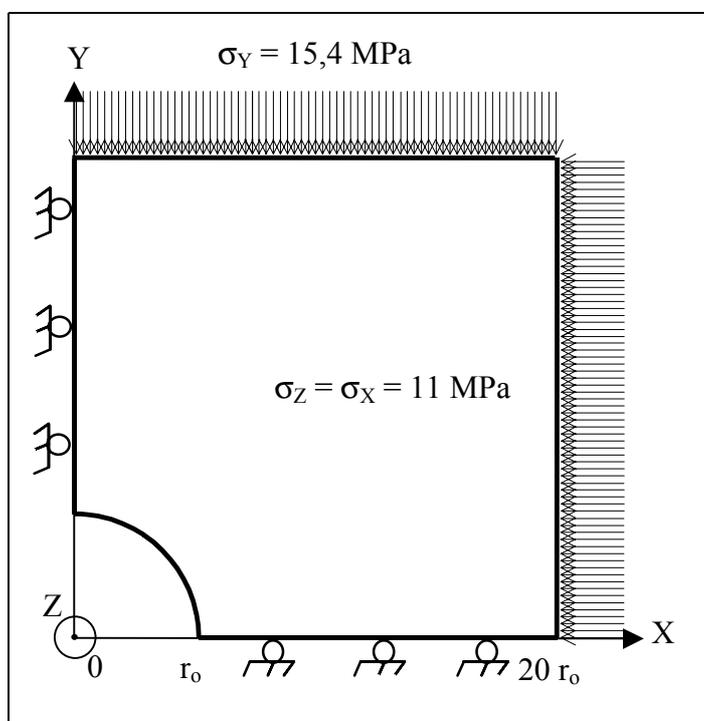


Figure 9.17 : Modèle bidimensionnel de référence et conditions aux limites

La contrainte verticale σ_Z a été prise égale à 11 MPa, ce qui correspond à une profondeur de 440 m pour un poids volumique moyen des terrains de 25 kN/m^3 . Les contraintes initiales dans le plan (X,Y) tiennent compte d'une anisotropie dans la direction Y avec un coefficient, K_{oY} , égal à 1,4 de sorte que :

$$\begin{aligned}\sigma_Y &= K_{oY} \sigma_X \\ \sigma_X &= \sigma_Z\end{aligned}\tag{9-8}$$

Le modèle FLAC retenu est semblable à celui présenté sur la Figure 5.9 (chapitre 5) avec les hypothèses géométriques données sur la Figure 9.17. Le maillage est constitué de 4000 éléments densifiés en paroi d'excavation avec des mailles de 10 cm de côté.

Sur ce modèle (Figure 9.17), ont été appliquées des conditions aux limites en :

- déplacement normal bloqué sur les deux axes, X et Y,
- contrainte normale sur les limites extérieures du modèle.

9.1.4.2. Hypothèses complémentaires

a) Caractéristiques mécaniques instantanées

Les caractéristiques mécaniques instantanées sont considérées élastiques, avec un module de déformation en décharge E , et un coefficient de Poisson ν , qui sont respectivement :

- $E = 3800 \text{ MPa}$
- $\nu = 0,3$

b) Caractéristiques mécaniques à long terme

Le Tableau 9.8 rappelle les deux jeux de paramètres de la loi de Lemaitre, Jca et Jcb, qui sont considérés pour cette simulation numérique.

Paramètre	Jeu Jca	Jeu Jcb
n	6,9	10,0
m	-3,9	-3,9
A [s^{-1}]	$6,5 \cdot 10^{-29}$	$5,6 \cdot 10^{-33}$

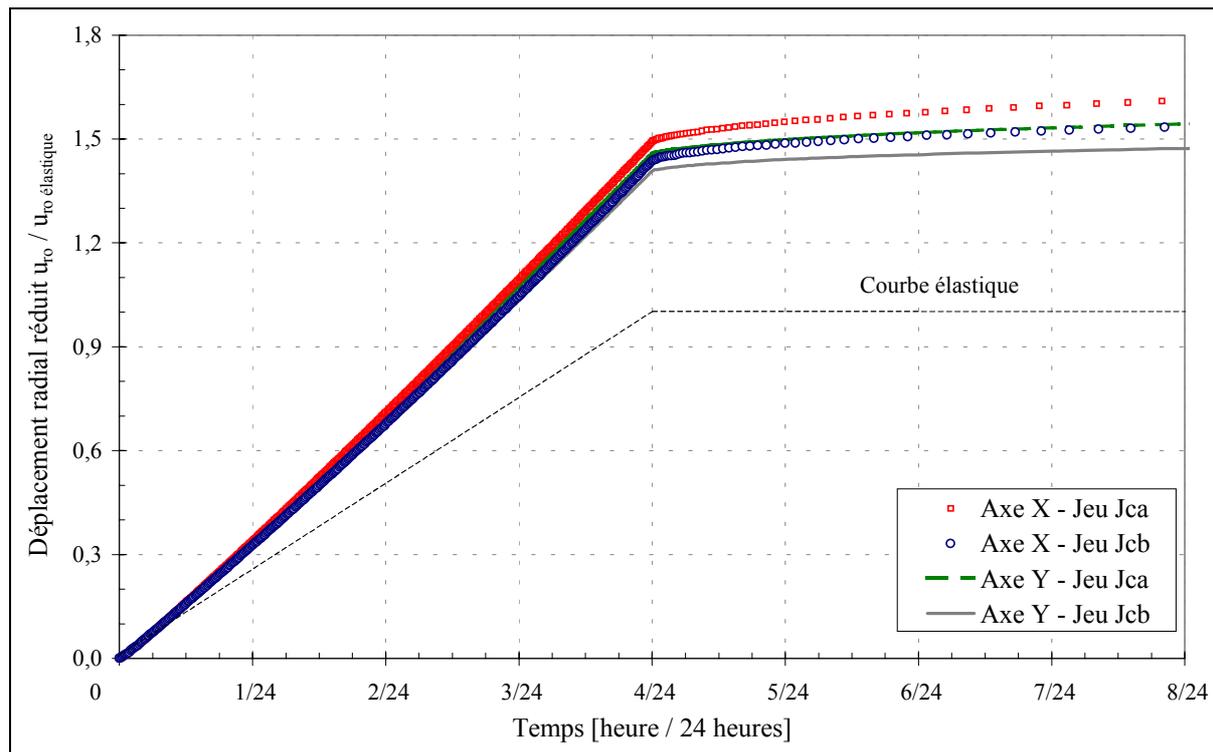
Tableau 9.8 : Paramètres de la loi de Lemaitre des deux jeux de paramètres étudiés

De plus, comme cela a été souligné au paragraphe 5.4.3, un seuil de contrainte σ_s , correspondant au déviateur initial, a été considéré pour la loi de Lemaitre. Cela est nécessaire de sorte que ce déviateur n'entraîne pas un fluage inapproprié dans les zones du modèle où les contraintes initiales ne sont pas affectées par l'excavation du puits.

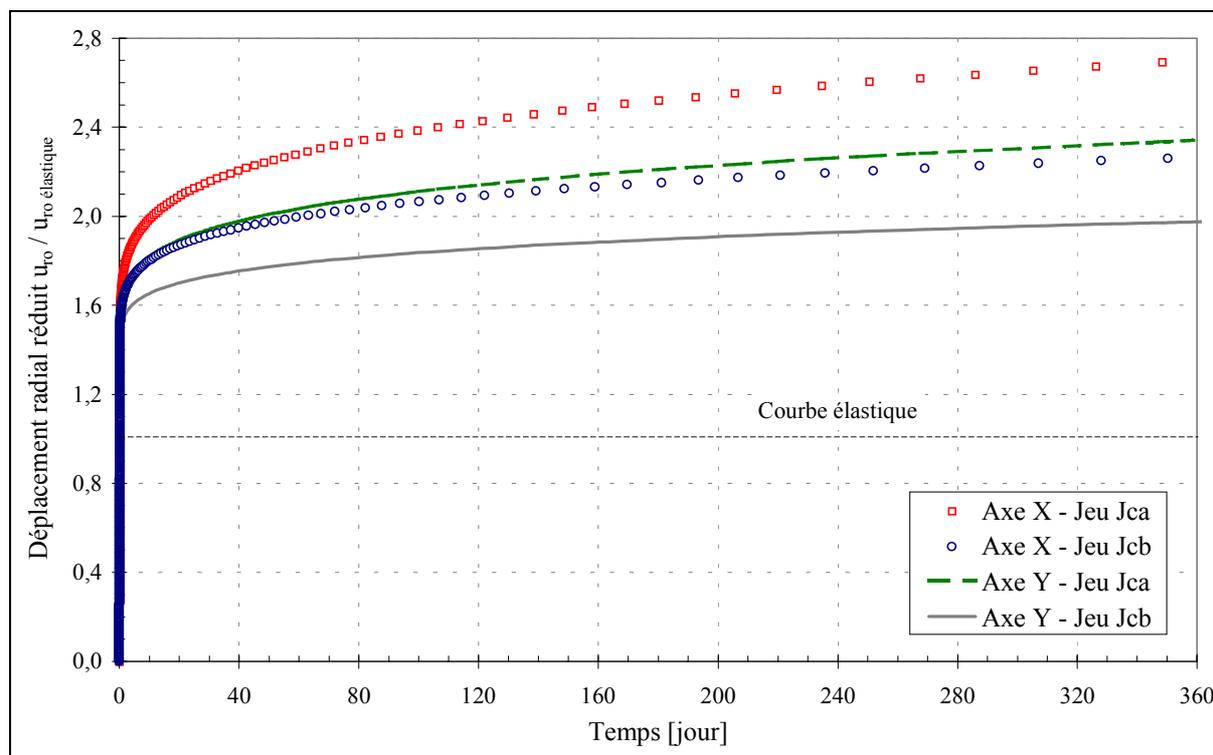
Le principe du calcul consiste alors à simuler le déconfinement de l'excavation en appliquant des forces nodales équivalentes sur la paroi de l'excavation. Le déconfinement est supposé décroître linéairement sur une période de quatre heures. Pendant ce temps, des déformations différées se développent simultanément. Au bout de quatre heures, le puits est entièrement déconfiné. Ensuite, le puits est maintenu en l'état sans soutènement pendant un an. L'évolution de l'état de contrainte et de déformation en paroi a été enregistrée en continu sur un an. Les résultats sont comparés ci-après pour les deux jeux de paramètres, Jca et Jcb.

9.1.4.3. Résultats des simulations

L'évolution du déplacement radial réduit est représentée en fonction du temps, sur une période de huit heures, puis sur un an. Les Figures 9.18a et 9.18b illustrent le résultat obtenu pour les deux jeux de paramètres de la loi de Lemaitre. Ce déplacement réduit correspond au rapport du déplacement obtenu en paroi, le long des axes, X et Y, par le déplacement élastique équivalent que l'on aurait obtenu pour un déconfinement total de l'excavation. En ce qui concerne le déviateur réduit en paroi, qui est représenté sur les Figures 9.19a et 9.19b, l'équilibre de référence considéré est identique. Enfin, les Figures 9.20a et 9.20b donnent la vitesse de déformation viscoplastique radiale en fonction du temps.

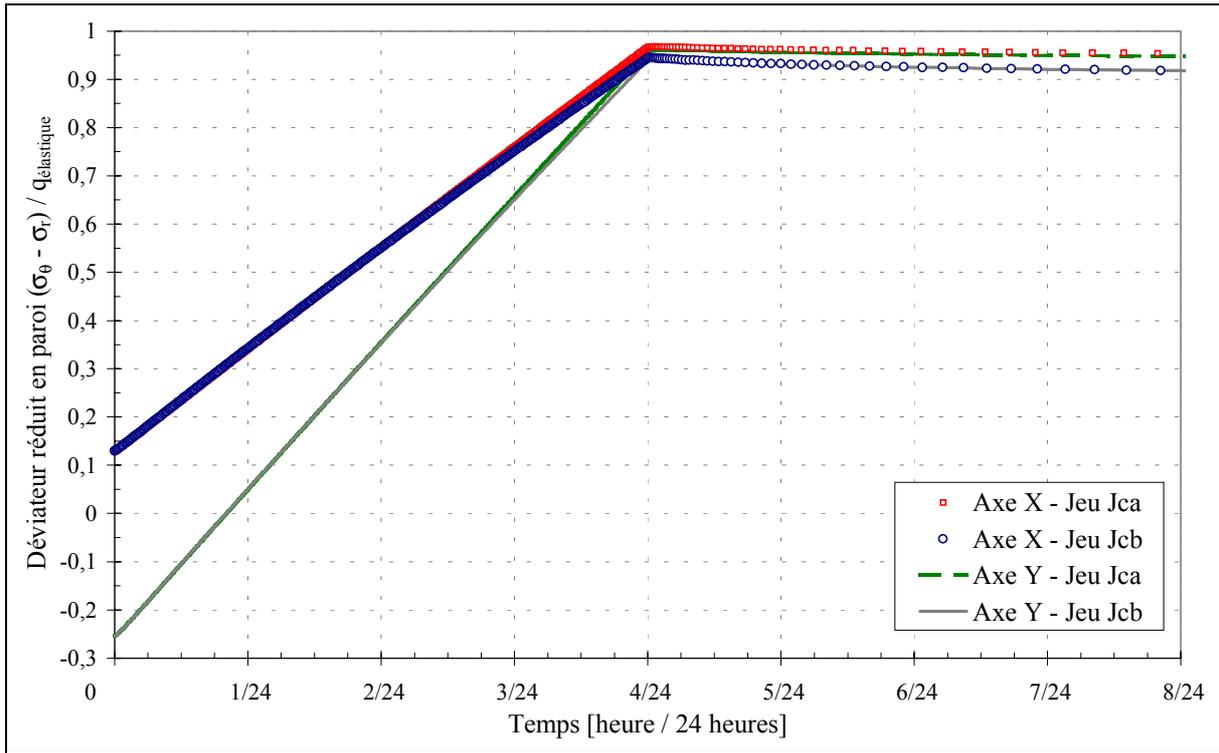


a)

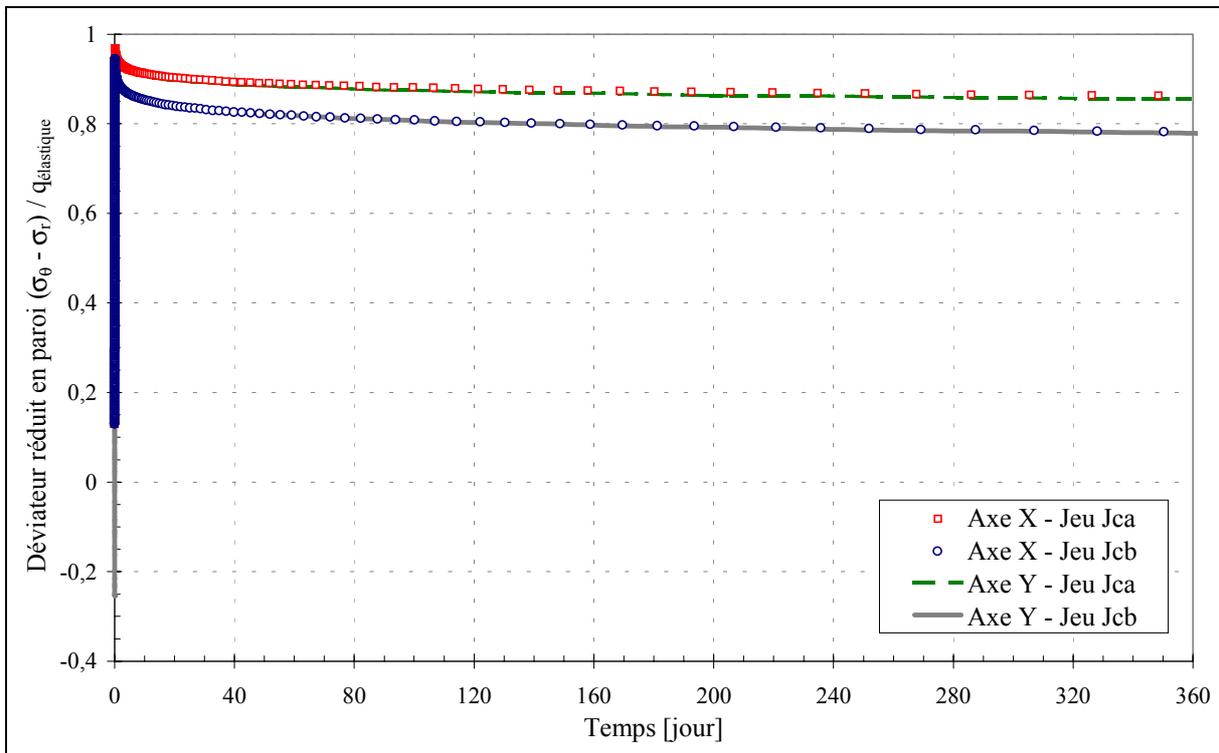


b)

Figure 9.18 : Déplacement radial réduit en paroi en fonction du temps a) sur huit heures (déconfinement linéaire sur quatre heures), b) sur un an – déplacement radial élastique en paroi après déconfinement total : $u_{ro \text{ élastique}} = 7,2 \text{ mm}$ selon l'axe X ; $u_{ro \text{ élastique}} = 13,4 \text{ mm}$ selon l'axe Y

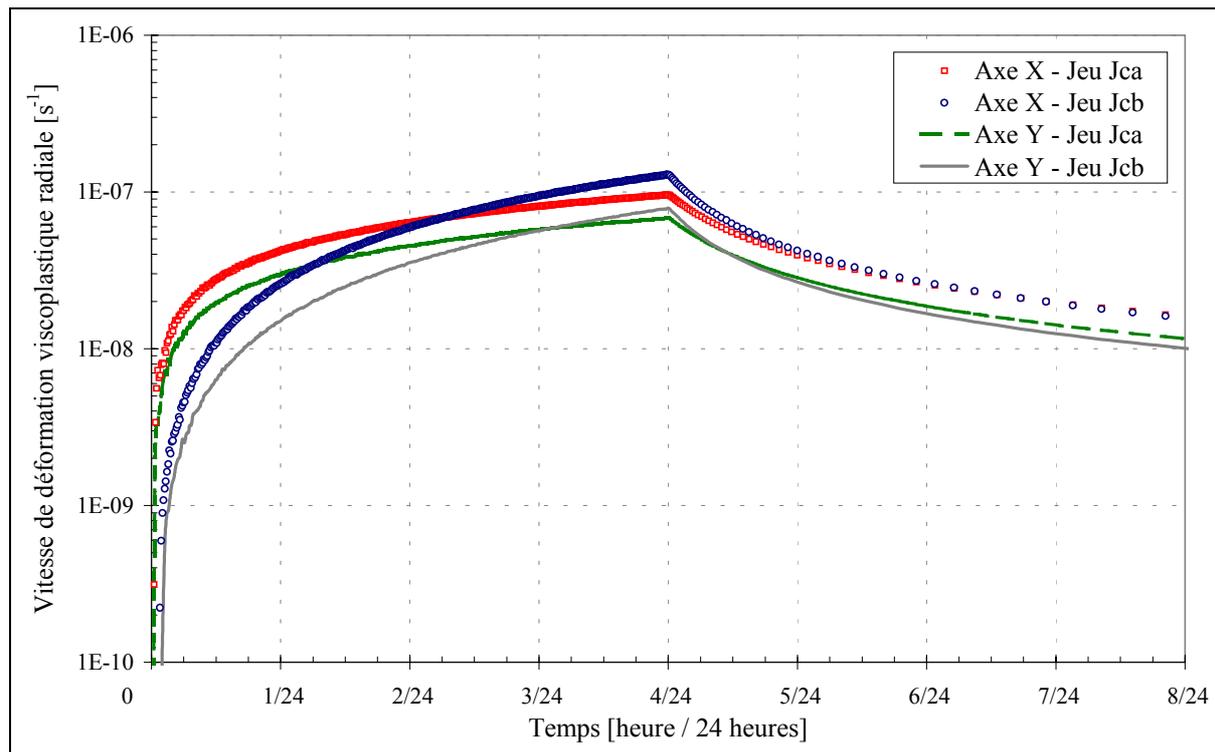


a)

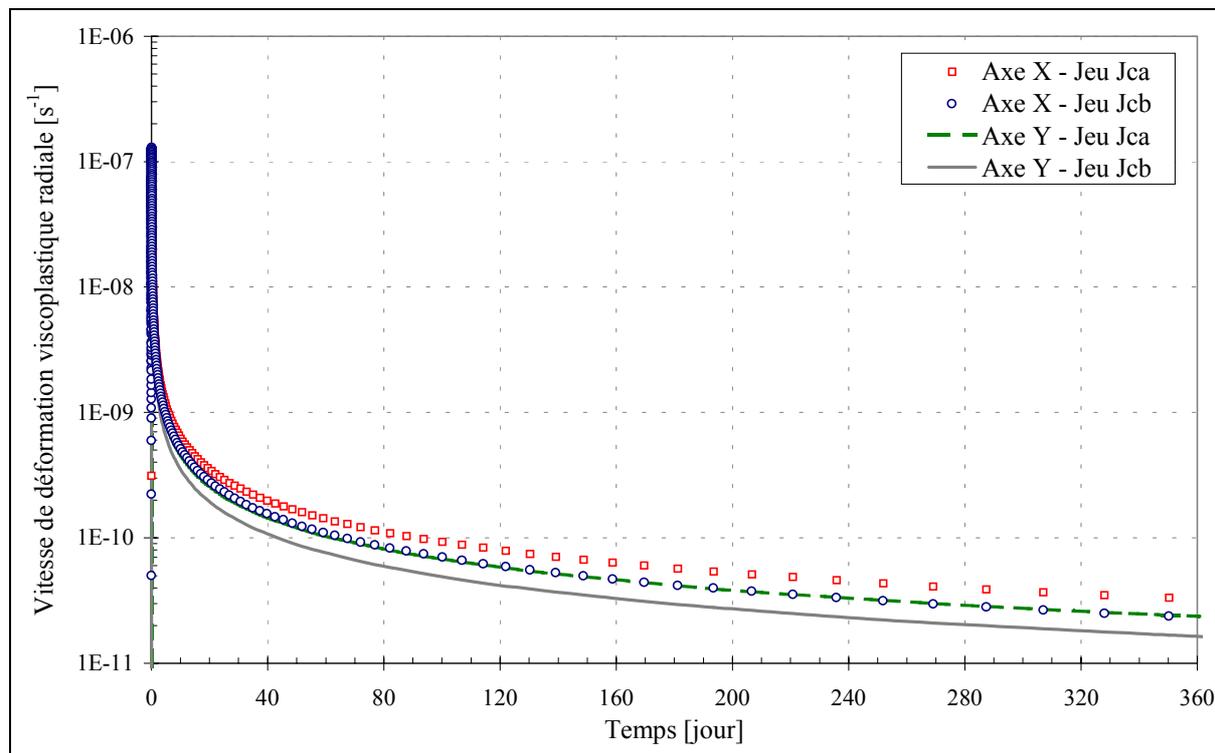


b)

Figure 9.19 : Déviateur réduit en paroi en fonction du temps a) sur huit heures (déconfinement linéaire sur quatre heures), b) sur un an – déviateur élastique après déconfinement total : $q_{\text{élastique}} = 33,9 \text{ MPa}$ selon l'axe X
 $q_{\text{élastique}} = 17,3 \text{ MPa}$ selon l'axe Y



a)



b)

Figure 9.20 : Vitesse de déformation viscoplastique équivalente en paroi en fonction du temps a) sur huit heures (déconfinement linéaire sur quatre heures), b) sur un an

Au cours de la phase de déconfinement, les vitesses de déformation viscoplastique augmentent très rapidement pour atteindre un maximum d'environ 10^{-7} s^{-1} au bout de quatre heures. Elles diminuent ensuite pour perdre quatre ordres de grandeur au bout d'un an.

Les déformations différées se développent davantage le long de l'axe X (direction de la contrainte initiale mineure) que le long de l'axe Y (direction de la contrainte initiale majeure) étant donné que la vitesse de déformation viscoplastique est toujours plus importante selon l'axe X (Figures 9.20a et 9.20b). L'anisotropie des contraintes y induit un déviateur élastique plus important et après déconfinement total, le rapport entre les déviateurs en paroi selon les axes, X et Y, ne varie plus au cours du temps, comme le montrent les Figures 9.19a et 9.19b.

Par contre, en ce qui concerne le déplacement radial (Figures 9.18a et 9.18b), l'effet s'inverse. Le déplacement radial selon l'axe Y reste toujours globalement 1,5 à 2 fois supérieur à celui calculé selon l'axe X.

La comparaison des résultats pour les deux jeux de paramètres montre que le jeu Jcb induit une relaxation du déviateur en paroi plus importante, qui s'accompagne d'un déplacement radial plus faible et notamment selon l'axe Y. Tout laisse à penser que la divergence entre les deux jeux devrait se poursuivre à long terme, étant donné que le régime asymptotique du déviateur en paroi est loin d'être atteint au bout d'un an de fluage (Figure 9.16). De plus, ces deux simulations montrent l'importance de la phase initiale de déconfinement, pendant laquelle une grande part de déformations différées à court terme se produit, même si le déviateur en paroi est peu affecté.

Or, dans un objectif d'étude des zones en rupture et des zones endommagées, c'est justement les variations du déviateur au sein du massif au voisinage direct de la paroi, qui conditionnent fortement l'évolution de ces zones. Ainsi le paragraphe suivant s'attache à analyser l'importance du phasage de construction et de la pose des soutènements et revêtement, sur l'évolution de zones en rupture et des zones endommagées.

9.2. MODELISATION DU COMPORTEMENT DE GRANDES CAVERNES

Des retours d'expérience de chantier ont montré que des phénomènes différés ont été clairement observés sur des ouvrages souterrains. C'est le cas par exemple de la caverne USA15 du Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN), où une fissuration du béton projeté a conduit à une accélération du phénomène de fluage en paroi. D'après Saive et Parkin (2001) [112], les relevées extensométriques montrent que les vitesses de fluage en clé de voûte passent brutalement de 1,5 mm/mois à près de 4 mm sur 10 jours après fissuration du béton projeté. Les contraintes dans le béton mesurées jusqu'à 2,3 MPa, ont alors instantanément diminuées de 50%, avant de s'annuler dans les cinq jours qui suivirent la fissuration.

L'étude des cavernes et de leur revêtement porte donc un intérêt majeur. L'ouvrage étudié ici est constitué de Grandes Cavernes Verticales de stockage (GCV, projet ANDRA, 1999, [3]). Leur géométrie a été dimensionnée pour confiner au mieux les zones en rupture et les zones endommagées, qui sont susceptibles de se développer au voisinage direct de la paroi.

9.2.1. Géométrie et modélisation des GCV

Les caractéristiques générales de ces cavernes sont les suivantes :

- hauteur de la caverne : 24,2 m,
- rayon d'excavation de la voûte : 8,6 m,
- entraxe entre deux cavernes : 100 m.

Pour un tel entraxe, il a été jugé que les interférences entre deux cavités voisines sont négligeables. La géométrie type de la caverne est présentée sur la Figure 9.21a.

Le modèle considéré est constitué de 12000 éléments de surface et de 45 éléments poutre, pour modéliser le revêtement en voûte. Le maillage est représenté sur la Figure 9.21b ; la finesse du maillage au voisinage des alvéoles (excavation, béton de revêtement) est d'environ 50 cm. Sur cette dernière figure, sont également reportées les conditions aux limites du modèle en :

- déplacement normal bloqué sur les axes de symétrie et sur la limite inférieure,
- contrainte normale ($\sigma_{v_0} = 12$ MPa) sur la limite supérieure du modèle.

De plus, il a été appliqué une contrainte horizontale initiale de 14,4 MPa, ce qui correspond à une valeur de 1,2 pour le coefficient d'anisotropie des contraintes initiales, K_0 .

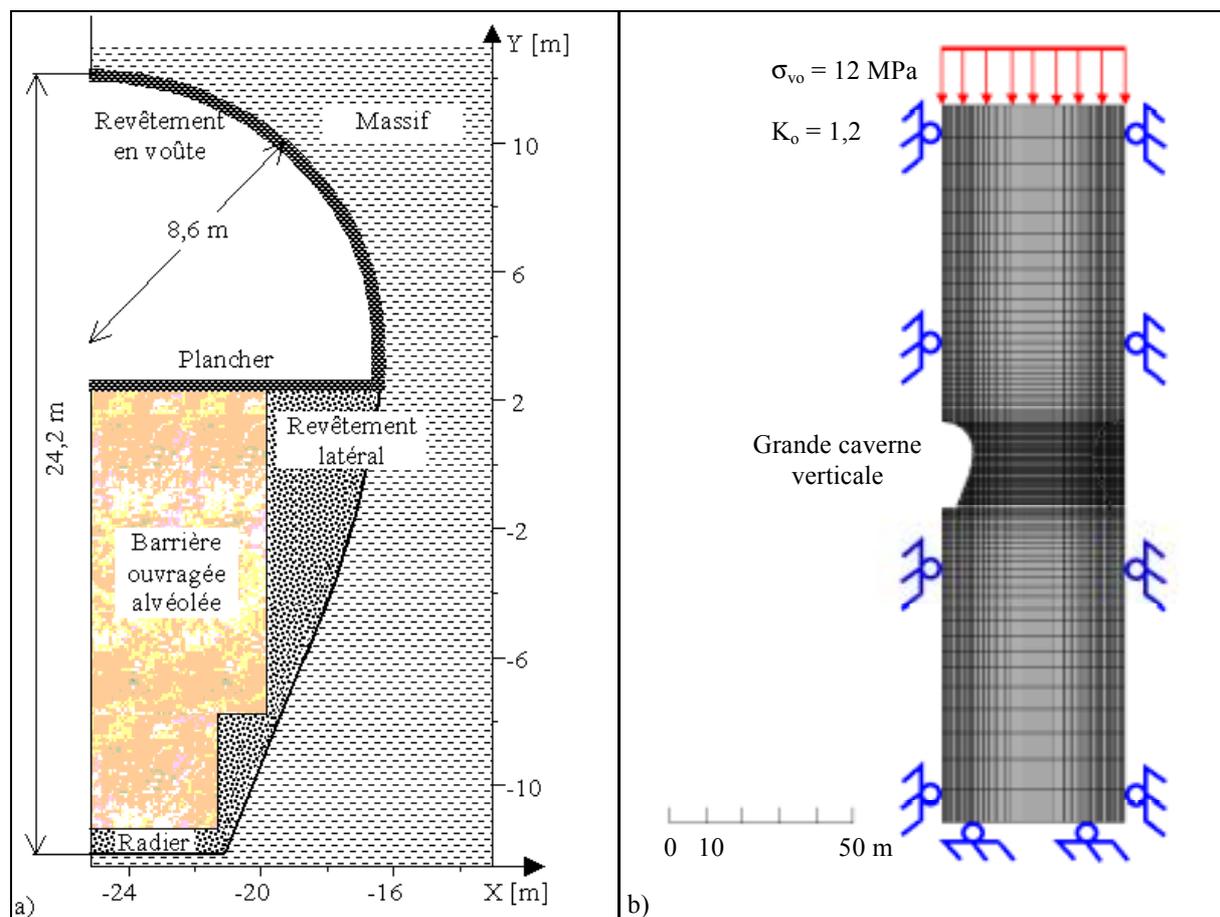


Figure 9.21 : Modèle de l'ouvrage étudié : a) géométrie des GCV, b) maillage et conditions aux limites du modèle numérique

9.2.2. Caractéristiques mécaniques

Le massif est également constitué des argilites du site de l'Est, dont les caractéristiques mécaniques à court terme sont les mêmes que celles considérées pour la simulation du puits (paragraphe 9.1.4.2). Le module de déformation en décharge E , et le coefficient de Poisson, ν , sont respectivement :

- $E = 3800 \text{ MPa}$
- $\nu = 0,3$

Pour le comportement à long terme du massif géologique, la loi de comportement viscoplastique est la loi de Lemaitre, avec le premier jeu de paramètres retenu par l'ANDRA en 1998, à savoir le jeu 2-98 qui est rappelé dans le Tableau 9.9 :

Paramètre	Jeu 2-98
n	16,0
m	-9,0
A [s^{-1}]	$9,3 \cdot 10^{-53}$

Tableau 9.9 : Paramètres de la loi de Lemaitre du jeu 2-98 retenu par l'ANDRA en 1998

Les calculs ont été menés en viscoplasticité après détermination de l'équilibre élastique instantané, en tenant compte d'un seuil tensoriel de contrainte correspondant au déviateur initial, comme explicité au paragraphe 9.1.4.2. A différentes dates, les contraintes obtenues dans le massif géologique ont été comparées à deux critères de perturbation, pour la rupture et l'endommagement des argilites du site de l'Est. Ces critères sont de type Hoek et Brown, dont l'équation générale est la suivante :

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \sqrt{m \cdot \sigma_c \cdot \sigma_3 + s \cdot \sigma_c^2} \quad (9-9)$$

où :

- σ_1 et σ_3 sont respectivement les contraintes majeures et mineures,
- σ_c est la résistance en compression simple,
- m et s sont deux constantes, définies dans le Tableau 9.10.

	Rupture	Endommagement
σ_c [MPa]	12	5,8
m	1,59	1,11
s	1	1

Tableau 9.10 : Paramètres du critère de Hoek et Brown pour la rupture et l'endommagement, d'après l'ANDRA, 1998 [5]

Par ailleurs, la zone de stockage est constituée d'une barrière ouvragée en béton traversée d'alvéoles verticales, comme le montre la Figure 9.21a. Cette zone a été modélisée par un milieu homogène isotrope dont le module équivalent et le coefficient de Poisson restent constants au cours du calcul et égaux respectivement à 4100 MPa et 0,2.

A 100 ans, la galerie est remblayée et il est supposé que le béton de revêtement et de la barrière ouvragée se dégrade alors linéairement dans le temps, avec une diminution de 90% de sa valeur initiale en 200 ans. Le béton de revêtement passe ainsi d'un module initial de 10000 MPa à 1000 MPa à 300 ans.

9.2.3. Phasage des calculs

Le phasage des calculs a suivi le plus fidèlement possible le scénario d'excavation des GCV, proposé par l'ANDRA en concertation avec Coyne et Bellier. Ce phasage, précisé dans la note de calcul [3] est rappelé ici :

- Phase 0 : établissement des conditions initiales,
- Phase 1 : excavation complète et application d'une pression de soutènement de 0,3 MPa sur les parois de l'excavation, sauf en radier, et calcul de l'état d'équilibre élastique,
- Phase 2 : fluage pendant 18 mois avec la loi de Lemaitre,
- Phase 3 : mise en place des tubes de stockage et du béton de la barrière ouvragée en partie inférieure de la caverne, ainsi que du revêtement en voûte et du plancher de manutention ; relâchement de la pression de soutènement, puis fluage du terrain jusqu'à 100 ans,
- Phase 4 : remblaiement de l'espace vide en galerie supérieure, dégradation linéaire du béton de revêtement et du béton de la barrière ouvragée, et fluage du terrain entre 100 et 300 ans.

Le remblaiement de la galerie supérieure au bout de 100 ans apporte un confinement supplémentaire permettant de bloquer les déformations de fluage en galerie supérieure et de contrer l'effet du vieillissement du béton. Les caractéristiques du remblai sont supposées élastiques, avec un module de déformation de 200 MPa, et un coefficient de Poisson de 0,3.

9.2.4. Principaux résultats

9.2.4.1. Évolution des zones en rupture et des zones endommagées

La simulation numérique a montré que l'excavation des GCV crée des zones en rupture (Figure 9.22), qui à l'équilibre instantanément sont localisées en :

- voûte sur une profondeur de 4,20 m,
- radier sur une profondeur de 3,40 m,
- piédroits sur respectivement 2,5 m à 5 m en parties supérieure et inférieure.

Pendant la période de 18 mois qui suit l'excavation, avant le bétonnage du revêtement et de la barrière ouvragée, le fluage se manifeste par des convergences et par l'évolution des zones perturbées. Les convergences progressent mais les zones en rupture régressent déjà de quelques % en voûte et radier, un peu plus en piédroits. Les parements latéraux de la caverne sont stables et se consolident avec le fluage. Après bétonnage, les zones en rupture régressent plus vite. Au bout de 100 ans, la profondeur en voûte n'est plus que de 2,50 m et celle en radier de 3,20 m. Elles ont presque partout disparu en paroi latérale de la caverne.

Quant à la zone endommagée, elle s'étend initialement sur une profondeur de 6,60 m en voûte, 10 m en piédroit et 7 m en radier. Avant bétonnage, elle a tendance à s'étendre, mais après bétonnage au bout de 18 mois, cette zone a déjà régressé de quelques % en voûte, un peu plus en piédroits, mais s'est étendue par contre de quelques % en radier (profondeur atteinte de 7,40 m). A 100 ans, la zone endommagée a peu régressé en voûte, un peu en radier où sa profondeur de pénétration est revenue en dessous de 7 m. Elle a surtout régressé en piédroits pour n'atteindre plus que 5 m en base de piédroit de la galerie supérieure.

9.2.4.2. Évolution des déformations différées et des efforts induits dans le revêtement

La Figure 9.23 présente les isovaleurs de déformations viscoplastiques équivalentes, cumulées au bout de 300 ans. Elles atteignent près de 2,3% en base de piédroit et du radier, ce qui est localement important.

Le déplacement en voûte passe de 4,7 cm après excavation (équilibre élastique) à 7,1 cm au bout de 18 mois et celui à mi-piédroit de la caverne passe de 6,5 cm à 9,3 cm. La mise en place de la barrière ouvragée et du revêtement latéral bloque pratiquement les convergences en piédroit, comme le montre la Figure 9.24. Le déplacement supplémentaire n'atteint que 4 mm en 100 ans. En galerie supérieure, le revêtement est plus souple et freine modestement les convergences ; le déplacement en voûte atteint 8,5 cm à 100 ans et 9,0 cm à 300 ans.

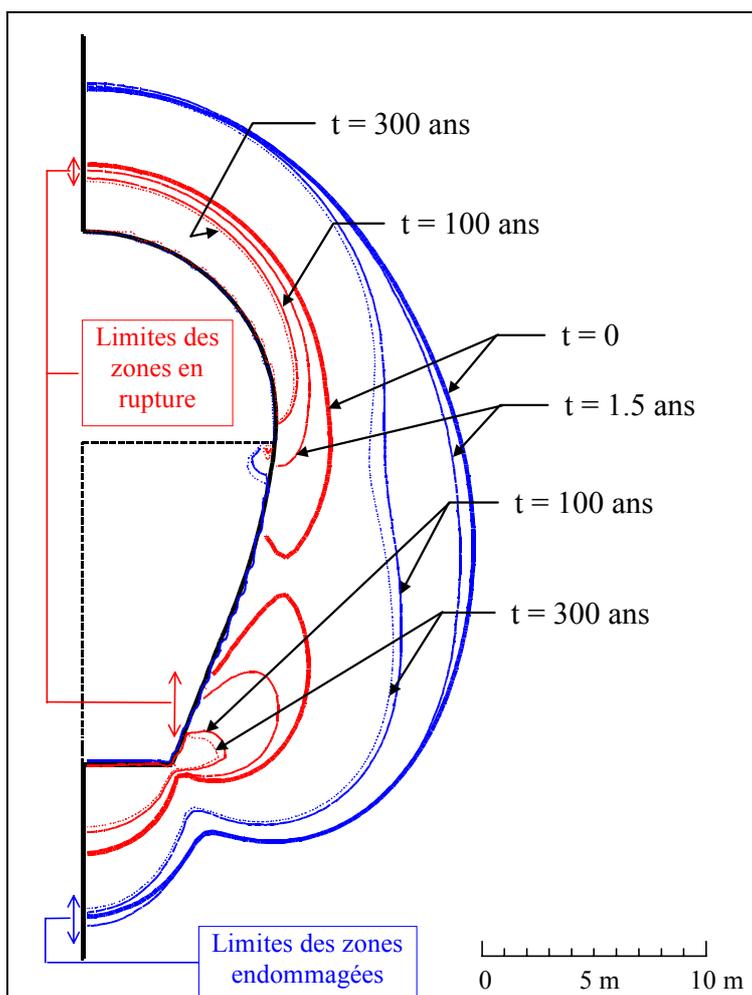


Figure 9.22 : Géométrie des zones en rupture et endommagées (évolution de 0 à 300 ans)

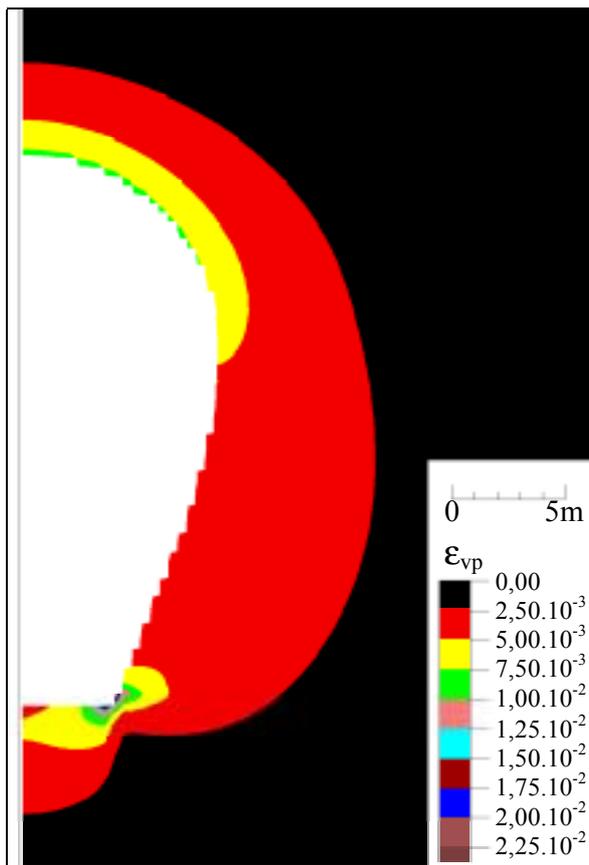


Figure 9.23 : Déformations viscoplastiques équivalentes cumulées après 300 ans

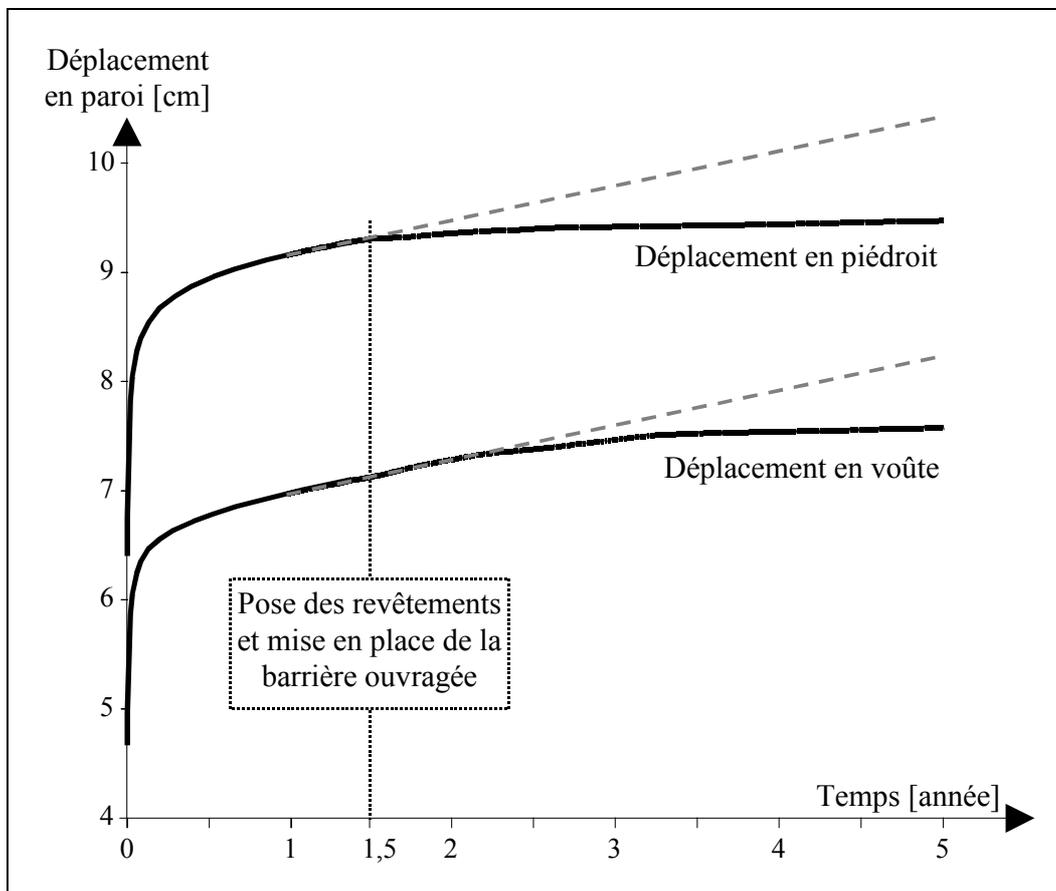


Figure 9.24 : Déplacements en piédroit et en voûte en fonction du temps sur cinq ans

Après remblaiement, le béton se dégrade et les convergences sont réactivées. Cependant l'extension des zones perturbées n'est pas réactivée au droit de la barrière ouvragée, elle est presque stoppée au droit de la galerie supérieure. Au bout de 300 ans, le champs des déplacements totaux calculés est donné sur la Figure 9.25, ainsi que la déformée en paroi. Il y a également été reporté les déplacements élastiques calculés en fin de phase 1, en voûte, de même qu'à mi-piédroit, où le déplacement y est maximal.

Les structures continuent cependant à se charger après 100 ans. La contrainte maximale de compression dans la barrière ouvragée atteint 16,3 MPa, et celle dans le revêtement est respectivement de 6 et 17,5 MPa à l'extrados et à l'intrados des piédroits. Même si l'extrapolation de la tendance du comportement à long terme est délicate, il y a intérêt à rechercher des bétons de revêtement à dégradation très lente.

9.3. SYNTHÈSE ET ENSEIGNEMENTS PRATIQUES

Le temps intervient dans la vie d'un ouvrage de deux manières différentes, soit pour déterminer la chronologie des événements vécus par cet ouvrage, soit comme grandeur physique qui influe sur son comportement. Dans ce second cas, le temps est une variable du système d'équations qui décrit la rhéologie de l'environnement et des structures de l'ouvrage.

La fonction chronologique du temps sert à décrire le processus de chargement d'un ouvrage, c'est-à-dire le phasage des travaux de construction, puis l'exploitation. Cette fonction du temps revêt toute son importance dès que le comportement non linéaire des matériaux est modélisé. En effet, la non linéarité de comportement nécessite de suivre le plus précisément possible le chemin de chargement de l'ouvrage, puisque le résultat dépend de l'ordre des événements.

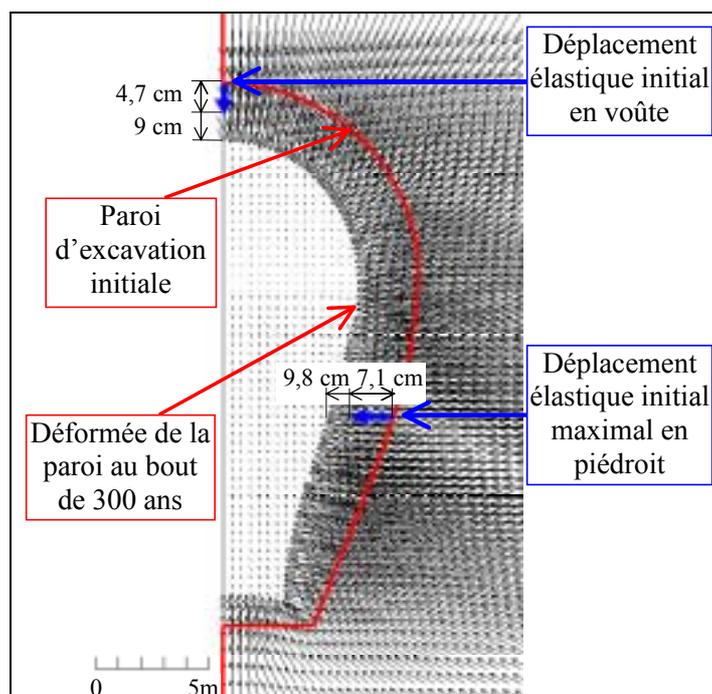


Figure 9.25 : Champ des déplacements totaux et déformée de la paroi à 300 ans – déplacements élastiques initiaux en voûte et en piédroit

Cet aspect est d'autant plus important si l'on s'intéresse à l'évolution du comportement de l'ouvrage sur plusieurs siècles, comme cela a été le cas pour les GCV. A l'échelle de la vie de l'ouvrage, le principal phénomène à reproduire est celui de son vieillissement. Il est généralement analysé comme un phénomène de fluage, qui conduit à une réduction des capacités de raideur et de résistance des matériaux. Le temps intervient explicitement quand ce vieillissement est modélisé par l'intermédiaire d'une loi de comportement viscoélastique ou viscoplastique.

Pour les GCV, quand le béton de revêtement se dégrade, les convergences sont réactivées, comme cela a été observé dans la caverne USA15 du Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN), selon Saive et Parkin (2001) [112]. Mais contrairement à la caverne du CERN, les structures des GCV continuent de se charger, étant donné que la simulation ne tient pas compte d'un quelconque mécanisme de fissuration du béton. Un tel mécanisme permettrait de rendre compte d'une diminution des contraintes au sein du revêtement.

Outre les progrès souvent essentiels accomplis dans la compréhension du comportement différé, l'avancée la plus importante reste la conception d'un modèle qui est associé à l'ouvrage et qui l'accompagnera durant les phases de construction et d'exploitation. D'après Tardieu et Ozanam (1997) [122], ce modèle accompagnateur de projet (MODAP) se veut prédictif. Or, la connaissance des caractéristiques différées in situ des roches ou des matériaux utilisés dans la construction, est encore incomplète a priori. A défaut de mesures in situ, les essais de fluage et de relaxation constituent une bonne base de données, comme cela a été considéré pour l'élaboration du modèle accompagnateur du projet E-REP. Cependant, plusieurs jeux de paramètres de la loi de Lemaitre peuvent caler parfaitement les essais de laboratoire (problème unidimensionnel), mais donner des résultats totalement différents lorsqu'ils sont appliqués à un ouvrage (problème bi ou tridimensionnel). En outre, d'autres phénomènes peuvent se produire avec le temps. Il convient donc d'être vigilant dans l'application et l'extrapolation à long terme des lois de fluage déterminées au laboratoire.

En fait la qualité de la prédiction du comportement à long terme ne peut progresser qu'au prix de l'auscultation et de l'observation de l'ouvrage au cours de sa vie, guidées et orientées par le modèle. Chaque étape de la vie de l'ouvrage permet ainsi « d'enrichir » progressivement le modèle en le confrontant à la réalité et ainsi d'améliorer la robustesse de sa prédiction. L'exemple de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri (chapitre 8) illustre parfaitement bien le rôle essentiel de la connaissance de la vie de l'ouvrage dans l'éducation du modèle et dans l'amélioration de son caractère prédictif.

Chapitre 10

Conclusions et perspectives

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire traitent du comportement différé des cavités souterraines excavées dans des roches sensibles au fluage. Après une synthèse bibliographique détaillée, des outils de simulations numérique et analytique ont été développés sur la base de résultats de laboratoire et de mesures in situ. L'objectif est de rendre compte de la pertinence de l'extrapolation du comportement des ouvrages souterrains, sur une période supérieure à celle étudiée couramment au laboratoire, à savoir sur une dizaine d'années, pour juger l'évolution des zones en rupture et des zones endommagées. De plus l'intérêt de ce travail réside dans l'appréciation de l'effet d'échelle sur les paramètres régissant le comportement différé entre ceux ajustés à partir d'essais de laboratoire, et ceux déterminés sur la base de mesures in situ.

10.1. CONCLUSION GENERALE

L'ensemble des recherches a abouti au développement d'une loi numérique de comportement viscoplastique (loi de Lemaitre), et à la réalisation d'un programme expérimental sur les argilites du site de l'Est (ANDRA). La singularité de la recherche expérimentale réside essentiellement dans la volonté de dilater artificiellement l'échelle de temps des essais, en tenant compte de l'importance du temps caractéristique de relaxation devant celui de fluage. Pour les géomatériaux, cette approche basée notamment sur la réalisation d'essais de relaxation s'est révélée pleinement justifiée. Les résultats de ces essais constituent un préalable pour la réalisation de futurs essais de relaxations multiples, dans le but de simuler un essai de fluage de très longue durée.

Par ailleurs, les analyses microstructurales réalisées sur lames minces, ont permis de distinguer les différents mécanismes d'endommagement au cours du temps, qui peuvent affecter les argilites pendant les phases de compression et de relaxation monoaxiales.

Il en ressort que ces mécanismes sont multiples. Des phénomènes de dislocation des cristaux de calcite, et surtout des cisaillements dans la matrice argileuse avec une ouverture progressive des microfissures, ont été observés au microscope optique et au microscope à balayage électronique.

Sur la base de ces résultats expérimentaux, et après implémentation de la loi de Lemaitre dans le code aux différences finies FLAC 2D, une simulation numérique complète sur le cas de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri (Suisse) a été réalisée. Les argiles à Opalinus constituant le massif géologique des sections instrumentées de cette galerie, ont un comportement différé qui s'apparente à celui des argilites du site de l'Est de l'ANDRA. Par ailleurs, les conditions de cette étude reflètent bien celles qui sont couramment rencontrées en phase de projet avec peu de données de laboratoire et la nécessité d'y ajuster une loi représentative du comportement du massif géologique à long terme.

La méthodologie retenue a consisté à déterminer les paramètres de la loi de Lemaitre sur la base d'essais de fluage et de mesures in situ. Elle a abouti à la comparaison d'un jeu de paramètres de laboratoire utilisables pour le dimensionnement de l'ouvrage, à celui déterminé à rebours sur les mesures de convergences et d'extensométrie in situ. Ces calculs montrent que les déformations de fluage mesurées en laboratoire, sont toujours supérieures à celles qui se développent réellement autour des ouvrages. Cet effet d'échelle reste encore à confirmer compte tenu de l'importance, sur le comportement différé, de la teneur en eau qui s'est révélée très variable. Cependant la tendance de l'évolution du comportement à long terme est comparable in situ et en laboratoire. L'extrapolation des mesures de pression au sein du revêtement est valable à l'échelle de la dizaine d'années, bien que le retrait du béton lié à sa prise diminue l'amplitude des pressions mesurées de manière significative.

Cette étude de cas a également permis de montrer l'importance des phases à front de taille arrêté, sur l'extension des zones rompues et endommagées, autour d'une galerie circulaire. En milieu viscoplastique, la régularité de l'avancement de l'excavation constitue un paramètre important, influant sur le déconfinement de ces zones, et contribuant ainsi à la stabilité des parois de l'ouvrage.

Par ailleurs, la pose du revêtement participe à la réduction des zones en rupture autour des cavités souterraines, ce qui a été clairement mis en évidence pour les grandes cavernes verticales (GCV). Cela n'est cependant pas toujours le cas pour les zones endommagées ; elles restent en effet inchangées autour du tronçon I de la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri. L'extension des zones endommagées dépend certainement d'autres paramètres rhéologiques et notamment localement des variations volumiques de la roche du massif hôte.

10.2. PERSPECTIVES DE RECHERCHE ET DE DEVELOPPEMENT

A ce stade des recherches, les perspectives de développement de la méthodologie de simulation du comportement différé des ouvrages, peuvent se concentrer sur deux points. Premièrement, il serait possible de tenir compte d'un paramètre d'endommagement qui conditionnerait l'évolution des déformations viscoplastiques, comme par exemple la variation

de volume au cours du temps. La difficulté résiderait bien évidemment, dans la détermination expérimentale de ce paramètre. Ce développement permettrait malgré tout d'étudier de manière théorique, l'évolution des zones endommagées qui entreraient alors en dilatance.

Dans un second temps, la loi de comportement différé pourrait intégrer une partition des déformations plus rigoureuse, en isolant les déformations plastiques qui se développent indépendamment du temps. Ce dernier développement constituerait un nouvel outil d'analyse de la stabilité du front de taille en milieu viscoplastique. En effet, la loi de Lemaitre en l'état ne permet pas d'identifier les mécanismes de plastification du front de taille, comme cela a été montré pour la galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri.

Par ailleurs, l'anisotropie des argilites du site de l'Est devra être analysée et modélisée pour tenir compte de singularités dans le comportement des ouvrages souterrains. Il conviendrait également de définir dans quelle mesure l'anisotropie des contraintes initiales n'induit pas une anisotropie dans le développement des déformations différées. Cette restriction a été retenue jusqu'à maintenant, et a nécessité l'introduction d'un seuil de déclenchement du comportement différé.

10.3. APPORTS ET ENSEIGNEMENTS

Les apports et les enseignements scientifiques et techniques ont été multiples aussi bien pour le Bureau d'Ingénieurs Conseils Coyne et Bellier, que pour le laboratoire 3S. Des outils numériques d'aide à la décision ont été développés avec le code FLAC. Le langage de programmation interne Fish est désormais entièrement maîtrisé et donne à Coyne et Bellier une capacité d'adaptation à des problèmes rhéologiques complexes tenant compte du temps, voire d'autres paramètres comme l'endommagement.

De plus, l'étude numérique sur la stabilité du schéma de résolution explicite et sur le choix du pas de temps de discrétisation offre à l'ingénieur une méthodologie pour la gestion de la simulation numérique en mode viscoplastique. L'ensemble de ces extensions et des justifications associées intègre l'application de la loi de Lemaitre dans l'esprit du modèle accompagnateur de projet développé par Coyne et Bellier.

Références bibliographiques

- [1] ANDRA – Geomechanical Data, Meuse / Haute-Marne ANDRA URL, CDRom 01.0073, Laego, 2001.
- [2] ANDRA – Technical specification for E-REP experiment, Note CCC AGEM 99/049/B, 1999.
- [3] ANDRA – Analyse de la perturbation thermo-mécanique autour des ouvrages des sites Est et Gard, Site de l'Est, Grandes Cavernes Verticales (GCV), Rapport de calcul C NT OCEB 98 114/B, 1999.
- [4] ANDRA – Analyse de la perturbation thermo-mécanique autour des ouvrages des sites Est et Gard, Argilites de l'Est, Etude comparative des lois de fluage, Rapport de calcul D NT OCEB 98 101/B, 1998.
- [5] ANDRA – Analyse de la perturbation thermo-mécanique autour des ouvrages des sites Est et Gard, Site de l'Est, Modèle de référence et alvéoles TGDB, Analyse des calculs, Rapport de calcul C NT OCEB 98 110/B, 1998.
- [6] AUBLIVÉ N., DJERAN-MAIGRE I., CHIARELLI A.S., CABRILLAC R., SU K. – Modélisation rhéologique des argilites de l'Est, XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, 3–7 Septembre 2001, 6 p.
Site Internet – URL : <http://www.cfm2001.ciril.fr/articles/a466.pdf>
- [7] Association Française de Normalisation (AFNOR) – Essai de gonflement à l'oedomètre, Détermination des déformations par chargement de plusieurs éprouvettes, Norme XP 94-091, 1995, 13 p.
- [8] Association Française de Normalisation (AFNOR) – Sols : Reconnaissance et Essais, Détermination de la teneur en eau pondérale des matériaux, Méthode par étuvage, Norme NF P 94-050, 1995, 7 p.
- [9] ARISTORENAS G.V. – Time-dependent behavior of tunnels excavated in shale, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, USA, 1992, 553 p.
- [10] ARRHENIUS S. – On the dissociation of substances dissolved in watery, Zeitschrift für physikalische Chemie, I, 631, 1887.
- [11] AYDAN Ö., AKAGI T., KAWAMOTO T. – The squeezing potential of rock around tunnels: theory and prediction with examples taken from Japan, Rock Mech. Rock Engng. 29 : 3, 1996, p. 125 - 143.
- [12] BARLA M. – Tunnels in swelling ground, Simulation of 3D stress paths by triaxial laboratory testing, Ph.D. Thesis, Politecnico di Torino, Italy, 1999, 179 p.

- [13] BAUER-PLAINDOUX C., TESSIER D., GHOREYCHI M. – Propriétés mécaniques des roches argileuses carbonatées : importance de la relation calcite-argile, CRAS Sciences de la Terre et des Planètes, Série Ila, Vol 326 : 4, 1998, p. 231 - 237.
- [14] BEREST P. – Viscoplasticity in Rock Mechanics, Geomaterials, Constitutive equations and modelling, Elsevier Applied Science, 1989, p. 239 - 262.
- [15] BEREST P. – Viscoplasticité en mécanique des roches, Manuel de rhéologie des géomatériaux, Presse des Ponts et Chaussées, 1987, p. 235 - 257.
- [16] BERNAUD D., BENAMAR I., ROUSSET G. – La « nouvelle méthode implicite » pour le calcul des tunnels dans les milieux élastoplastiques et viscoplastiques, Revue Française de Géotechnique 68, 1994, p. 3 - 19.
- [17] BERNAUD D., ROUSSET G. – La « nouvelle méthode implicite » pour l'étude du dimensionnement des tunnels, Revue Française de Géotechnique 60, 1992, p. 5 - 26.
- [18] BILLAUX D., CUNDALL P. A. – Simulation des géomatériaux par la méthode des éléments Lagrangiens, Revue Française de Géotechnique 63, avril 1993, p. 9 - 21.
- [19] BINGHAM E.C. – The Viscosity of Binary Mixtures, The journal of physical chemistry, American chemical society, Volume 18, 1913, p. 157 - 165.
- [20] BLUMLING P., BAUER-PLAINDOUX C., MAYOR J. C., ALHEID H., FUKAYA M. – Geomechanical Investigations at the Underground Rock Laboratory Mont Terri, ANDRA Workshop, Behavior of deep argillaceous rocks: Theory and experiment; Proc. Int. Workshop on Geomech., Paris, October 11-12, 2000, 9 p.
- [21] BODNER S.R., PARTOM Y. – Constitutive equations for elastic-viscoplastic strain-hardening materials, Journal of Applied Mechanics 42, Series E, n°2, A.S.M.E., 1975, p. 385 - 389.
- [22] BOIDY E., PELLET F., BOULON M. – Numerical modeling of deep tunnels including time-dependent behavior, Computer Methods and Advances in Geomechanics, Desai *et al.* (eds), Balkema, Rotterdam, 2001, p. 1663 - 1668.
- [23] BOIDY E., PELLET F. – Identification of mechanical parameters for modeling time-dependent behaviour of shales, ANDRA Workshop, Behavior of deep argillaceous rocks: Theory and experiment; Proc. Int. Workshop on Geomech., Paris, October 11-12, 2000, 13 p.
- [24] BOIDY E. – Validation de la méthode Convergence-Confinement en tenant compte de la pression au front de taille, Dimensionnement du renforcement du noyau d'un tunnel; DEA Géomatériaux, Université Marne la Vallée, Juin 1998, 35 p.
- [25] BOLTON M. D., WHITTLE R. W. – A non-linear elastic/perfectly plastic analysis for plane strain undrained expansion tests, Géotechnique 49 : 1, 1999, p. 133 - 141.
- [26] BOUVARD-LECOANET A., COLOMBET G., ESTEULE F. – Ouvrages souterrains : Conception Réalisation Entretien, Paris, Presse de l'ENPC, 2^{ème} édition, 1992, 285 p.
- [27] BULTEL F. – Prise en compte du gonflement des terrains pour le dimensionnement des revêtements des tunnels, Thèse de Doctorat ENPC, 2001, 290 p.

- [28] CAMPOS DE ORELLANA A. J. – Pressure solution creep and non-associated plasticity in the mechanical behavior of potash mine openings, *Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 33 : 4, 1996, p. 347 - 370.
- [29] Comité Français de Mécanique des Roches (CFMR) – Manuel de Mécanique des Roches, Tome 1 : Fondements, Presse de l'École des Mines de Paris, 2000, p. 78 - 80.
- [30] Comité Français de Mécanique des Roches (CFMR) – Proposition pour un mode opératoire de l'essai Huder-Amberg, Rapport sur le gonflement, 1987, 6 p.
- [31] CHAMBON R. – General presentation of constitutive modelling of geomaterials, *Revue Française de Génie Civil* 4 : 5, 2000, p. 9 - 31.
- [32] CHAPMAN – *Phil. Mag.* 25, 1913, 475 p.
- [33] CHARMETTON S. – Renforcement des parois d'un tunnel par des boulons expansifs, Retour d'expérience et étude numérique, Thèse de Doctorat ECL, 2001, 249 p.
- [34] CHIN H-P., ROGERS J. D. – Creep parameters of rocks on an Engineering scale, *Rock Mech. Rock Engng.* 20 : 2, 1987, p. 137 - 146.
- [35] CORBETTA F., BERNAUD D., NGUYEN MINH D. – Contribution à la méthode Convergence-Confinement par le principe de la similitude, *Revue Française de Géotechnique* 54, 1991, p. 5 - 11.
- [36] CORMEAU I. – Numerical stability in quasi-static elasto/viscoplasticity, *Int. J. Num. Methods in Engng.* 9 : 1, 1975, p. 109 - 127.
- [37] CRISTESCU N. D., HUNSCHE U. – Time Effects in Rock Mechanics, John Wiley & Sons, Inc., 1997, 342 p.
- [38] DAYRE M. – Quelques résultats d'essais de fluage de longue durée effectués en compression monoaxiale sur les roches, Problème de rhéologie et de mécanique des sols, Symposium Franco-Polonais, Nice, 1974, p. 121 - 128.
- [39] DE MONTMOLLIN M. – Galerie de reconnaissance du tunnel du Mont Terri, *Mitt. SGBF N°119*, 1989, p. 43 - 52.
- [40] DERRICHE Z., BOUMEDIENE H., TAS M., BOUZID F. – Identification du gonflement des argiles, *Géotechnique* 23, Nov. 1997, p. 478 - 482.
- [41] DETOURNAY C. – A simple Viscoplastic model in FLAC, Doc. Interne Société ITASCA, Jan. 1998, p. 1 - 7.
- [42] DI PRISCO C., IMPOSIMATO S., VARDOULAKIS I. – Mechanical modelling of drained creep triaxial tests on loose sand, *Géotechnique* 50 : 1, 2000, p. 73 - 82.
- [43] DI PRISCO C., PASTOR M. – Constitutive Equations in Plasticity, Constitutive modelling of geomaterials, *Revue Française de Génie Civil* 4 : 5, 2000, p. 109 - 186.
- [44] DI PRISCO C., IMPOSIMATO S. – Time-dependent mechanical behaviour of loose sand, *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials* 1, 1996, p. 45 - 73.

- [45] DUSSEAULT M. B., NAWROCKI P. A., FOOKS J. C., FAM M. – Physical and mechanical properties of two shales, Proc. of the 9th Int. Cong. on Rock Mech., Balkema, Vol 2, 1999, p. 589 - 593.
- [46] DUSSEAULT M. B., FORDHAM C. J. – Time-dependent behavior of rocks, HUDSON J.A. (ed.), Comprehensive Rock Engineering 3, Pergamon Press, 1993, p. 119 - 149.
- [47] EGGER P., MATHIER J-F., DESCOEUDRES F., KOHLER P. – Einschränkung des Baugrundrisikos durch Auffahren eines Probestollens, Beispiel Mont Terri Tunnel, ETH Internationale Symposium über Sicherheit und Risiken bei Untertagebauwerken, Zurich, 1991, p. 15 - 23.
- [48] FABRE G. – Étude expérimentale et théorique du comportement mécanique différé de deux roches anisotropes, DEA MMGE, Université Joseph Fourier, Sept. 2001, 57 p.
- [49] FLAVIGNY E., NOVA R. – Viscous properties of geomaterials, Geomaterials, Constitutive equations and modelling, Elsevier Applied Science, 1989, p. 27 - 54.
- [50] FODIL A., ALOULOU W., HICHER P. Y. – Viscoplastic behaviour of soft clay, Géotechnique 47 : 3, 1997, p. 581 - 591.
Site Internet – URL : <http://cybele.mssmat.ecp.fr/whoswho/perso/AFodil/webfl/Flumet.html>
- [51] FOKKER P. A. – The micro-mechanics of creep in rocksalt, Proc. of the 4th Conf. on the Mechanical Behaviour of Salt, M. Aubertin and H. Reginald Hardy, Jr. (eds.), Trans Tech Publications, 1998, p. 49 - 61.
- [52] FORNEY F. – Caractérisation par méthodes ultrasoniques de la zone endommagée induite par le creusement d'un tunnel en milieu argileux : Cas d'étude au tunnel du Mont Terri, Thèse de Doctorat INPL, Nancy, 1999, 231 p.
- [53] GALVAN E. G., HERRERA J. E. – Study of correlation between creep tests and variable deviator stress tests in samples of rock salt from Tuzandépetl Dome, Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. 35 : 4-5, Paper No. 107, 1998.
- [54] GATELIER N. – Étude expérimentale et théorique de l'endommagement des roches anisotropes, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2001, 422 p.
- [55] GASC-BARBIER M., GHOREYCHI M., TESSIER D. – Comportement mécanique de roches argileuses profondes : incidence de la texture, Proc. of the 9th Int. Cong. on Rock Mech., Balkema, Vol 2, 1999, p. 595 - 600.
- [56] GHABOUSSI J., GIODA G. – On the time-dependent effects in advancing tunnels, Int. J. for Num. & Anal. Meth. in Geomech. 1, 1977, p. 249 - 269.
- [57] GHOREYCHI M. – Conséquences du comportement thermomécanique du sel pour la conception et la sûreté d'un enfouissement de déchets radioactifs, Stockages en souterrain, Presse de l'ENPC, 1990, p. 229 - 243.
- [58] GIODA G., CIVIDINI A. – Numerical methods for the analysis of tunnel performance in squeezing rocks, Rock Mech. Rock Engng. 29 : 4, 1996, p. 171 - 193.
- [59] GOUY – Ann. phys. 7, 1917, 129 p.
- [60] GOUY – J. Phys. Radium 9, 1910, 457 p.

- [61] GRGIC D., HOMAND F., HOXHA D. – Instabilités des mines de fer abandonnées de Lorraine : Approche hydromécanique, XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, 3–7 Septembre 2001, 6 p.
Site Internet – URL : <http://www.cfm2001.ciril.fr/articles/a529.pdf>
- [62] GUERPILLON Y., ALLAGNAT D. – Les mesures géotechniques effectuées lors de la construction du tunnel autoroutier de Chamoise, Proceedings of the Int. Cong. On Large Underground Openings, Vol. 1, Italie, 1986, p. 1 - 10.
- [63] HAMMOUD I. – Comportement des galeries dans l'argile profonde (tunnel sous le détroit de Gibraltar), Thèse de Doctorat ECP, 1998, 204 p.
- [64] HELMHOLTZ – Wiss. Abhandl. physic. tech. Reichsanstalt I, 1879, 925 p.
- [65] HUANG S., KHAN A. S. – Modeling the mechanical behavior of 1100-0 aluminum at different strain rates by the Bodner-Partom model, Int. J. of Plasticity 8 : 5, 1992, p. 501 - 517.
- [66] IJA-BG Consortium d'études du Tunnel du Mont Terri, EPFL Laboratoire de mécanique des roches. – Galerie de reconnaissance, Rapport d'essais et de mesures dans l'Aalénien, Document Bonnard et Gardel N° 2593-266, 1991.
- [67] International Society of Rock Mechanics (ISRM) – Comments and recommendations on design and analysis procedures for structures in argillaceous swelling rock, Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. 31 : 5, 1994, p. 537 - 546.
- [68] International Society of Rock Mechanics (ISRM) Commission on Swelling Rock – Characterization of swelling rocks, Pergamon Press, Oxford, 1983.
- [69] International Society of Rock Mechanics (ISRM) – Suggested methods for determining the strength of rock materials in triaxial compression: revised version, Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. & Geomech. Abstr. 20 : 6, 1983, p. 285 - 289.
- [70] ITASCA. – FLAC 2D Version 4.0, Online Manual, 2000.
- [71] ITASCA. – FLAC 3D Version 2.0, Online Manual, 1998.
- [72] KAZAN Y., GHOREYCHI M. – Convergence des galeries dans les formations salifères, Mesures in situ et interprétation, Revue Française de Géotechnique 80, 1997, p. 3 - 16.
- [73] KHARCHAFI M., DESCOEUDRES F. – Comportement différé des roches marneuses encaissant les tunnels, Colloque Mandanum Craies et Schistes GBMR, Bruxelles, 20-21 mars 1995, 10 p.
Site Internet – URL : <http://lmrwww.epfl.ch/fr/pub/bult/fichier/no2.html>
- [74] KOHLER P. – Instrumentation and Monitoring of a Highway Tunnel in Swelling Rock. Case study: Mont Terri Tunnel, Short Course « Rock Mechanics Issues of Highly Stressed Rock for Deep Tunneling », EPFL, 1997, 29 p.
- [75] KOHLER P. – Dimensionnement d'un tunnel basé sur l'auscultation de la galerie de reconnaissance, Journées d'étude de la SIA, Formation Continue Universitaire, D0701, 1995, p. 57 - 67.

- [76] KOVARI K., AMBERG F., EHRBAR H. – Maîtrise du rocher poussant dans le tunnel de base du Gotthard, *Tunnels et Ouvrages Souterrains* 164, 2001, p. 55 - 60.
- [77] KROPIK C., MANG H. A. – Computational mechanics of the excavation of tunnels, *Engineering Computations* 13 : 7, 1996, p. 49 - 69.
- [78] LAIGLE F., KOLMAYER P. – Modélisation numérique du comportement à long terme des ouvrages souterrains, *Revue Française de Géotechnique* 85, déc. 1998, p. 65 - 78.
- [79] LAMBERT A. – L'argile : petites particules grands effets, *Cédra Informe* 31, 1997-98, p. 6 - 18.
- [80] LEMAITRE J., CHABOCHE J-L. – Mécanique des matériaux solides, Dunod, 1996, p. 253 - 341.
- [81] MALAN D. F. – Time-dependent Behaviour of deep level tabular excavations in hard rock, *Rock Mech. Rock Engng.* 32 : 2, 1999, p. 123 - 155.
- [82] MALAN D. F. – An investigation into the identification and modelling of time-dependent behaviour of deep level excavations in hard rock, Ph.D. Thesis, University of the Witwatersrand, South Africa, 1998, 263 p.
- [83] MARTI J., CUNDALL P. A. – Mixed Discretisation Procedure for Accurate Solution of Plasticity Problems, *Int. J. for Num. & Anal. Meth. in Geomech.* 6, 1982, p. 129 - 139.
- [84] MARTIN J-L. – Dislocations et plasticité des cristaux, *Cahiers de physique* 5, Presses polytechniques et universitaires romandes, 2000.
- [85] MENRAD W. – Étude expérimentale du comportement thermo-viscoélastique d'un béton de résine, Rapport d'étude, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 1994, 49 p.
- [86] MORLIER P. – Le fluage des roches, *Annales de l'Institut Technique du Bâtiment et des Travaux Publics* 217, 1966, p. 90 - 112.
- [87] MUNSON D. E. – Constitutive model of creep in rock salt applied to underground room closure, *Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci.* 34 : 2, 1997, p. 233 - 247.
- [88] NAWROCKI P. A., MROZ Z. – A constitutive model for rock accounting for viscosity and yield stress degradation, *Computers and Geotechnics* 25 : 4, Nov. 1999, p. 247 - 280.
- [89] NGUYEN-MINH D., BERGUES J., HOTEIT N. – Détermination du comportement mécanique des roches argileuses, *Proc. of the 9th Int. Cong. on Rock Mech.*, Balkema, Vol 2, 1999, p. 645 - 650.
- [90] NGUYEN-MINH D., POUYA A. – Une méthode d'étude des excavations souterraines en milieu viscoplastique, *Prise en compte d'un état stationnaire des contraintes*, *Revue Française de Géotechnique* 59, avril 1992, p. 5 - 14.
- [91] NGUYEN-MINH D. – Modèles rhéologiques pour l'analyse du comportement différé des galeries profondes, *Proceedings of the Int. Cong. On Large Underground Openings*, Vol 2, Italie, 1986, p. 659 - 666.
- [92] NORTON F.H. – Creep of Steel at High Temperatures, McGraw-Hill Book Company, New York, 1929, 90 p.

- [93] OLSZAK W., PERZYNA P. – On Elastic/Viscoplastic Soils, Rhéologie et mécanique des sols, Symposium Franco-Polonais, Grenoble, 1964, Springer-Verlag, p. 47 - 57.
- [94] OZGENOGLU A. – Intact rock classification based on time-dependent deformational properties, Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. 35 : 4-5, 1998, Paper No. 16.
- [95] PANET M. – Le calcul des tunnels par la méthode Convergence – Confinement, Paris, Presse de l'ENPC, 1995, 177 p.
- [96] PELLET F., SAHLI M., BOIDY E., BOULON M. – Modelling of time-dependent behaviour of sandstone for deep underground openings, Proc. Int. Conf. On Engng. And Tech. Science (ICETS 2000), Beijing, China, 2000, 6 p.
- [97] PERZYNA P. – Fundamental Problems in Viscoplasticity, Advances in Applied Mechanics, Vol. 9, Academic Press, 1966, p. 243 - 377.
- [98] POTTS E.L.J., HEDLY D.G.F. – The influence of time-dependent effects on the design of mine pillars, Int. Bureau of Rock Mech., Proc. 6th Int. Conf., Leipzig, 1964, 8 p.
- [99] PRAGER W. – Mécanique des solides isotropes au-delà du domaine élastique, Mémorial des Sciences Mathématiques, Fasc. 87, 1937, p. 22 - 31.
- [100] QUINTANILHA DE MENEZES J. E., NGUYEN MINH D. – Some insight on the analytical and numerical solutions available for subsidence evaluation above salt cavities, Proc. of the 9th Int. Cong. on Rock Mech., Balkema, Vol. 1, 1999, p. 421 - 424.
- [101] RENNER J., HETTKAMP T., RUMMEL F. – Rock Mechanical Characterization of an Argillaceous Host Rock of a Potential Radioactive Waste Repository, Rock Mech. Rock Engng. 33 : 3, 2000, p. 153 - 178.
- [102] RILEM TECHNICAL COMMITTEES – Recommendation : Measurement of time-dependent strains of concrete, RILEM TC 107-CSP « Creep and shrinkage prediction models : principles of their formulation », Materials and Structures 31 : 212, Oct. 1998, 12 p.
- [103] ROUSSET G., GIRAUD A. – Stockage de déchets radioactifs dans l'argile, Revue Française de Géotechnique 74, 1996, p. 19 - 30.
- [104] ROUSSET G., BAZARGAN B., BOUILLEAU M., OUVRY J-F. – Étude du comportement différé des argiles profondes, Rapport final EUR 14438 FR, 1993, 146 p.
- [105] ROUSSET G. – Le stockage de déchets radioactifs dans les argiles profondes, Stockages en souterrain, Presse de l'ENPC, 1990, p. 207 - 228.
- [106] ROUSSET G. – Les sollicitations à long terme des revêtements des tunnels, Revue Française de Géotechnique 53, oct. 1990, p. 5 - 20.
- [107] ROWE R. K., HINCHBERGER S. D. – The significance of rate effects in modelling the Sackville test embankment, Can. Geotech. J. 35 : 3, 1998, p. 500 - 516.
- [108] SAITO M., UEZAWA H. – Failure of soil due to creep, Comptes rendus du V^{ème} Congrès International de Mécanique des Sols et des Travaux de Fondations, Vol. 1, Paris, 1961, p. 315 - 318.

- [109] SAHLI M., PELLET F., BOIDY E., FABRE G. – Modeling of viscous behavior of rocks for deep tunnels, Proceedings of ISRM Regional Symposium, Eurock, Espoo, Finland, 2001, 6 p.
- [110] SAHLI M. – Note Technique : Vitesse de déformation et essais quasi statiques, Revue Française de Géotechnique 51, 1990, p. 69 - 73.
- [111] SAHLI M. – Lois d'écoulement visqueux des géomatériaux, Application à un grès, Thèse de Doctorat EPFL, 1988, n°741, 209 p.
- [112] SAIVE F., PARKIN R. – Auscultation des ouvrages souterrains du lot n°1 CERN, Projet LHC, Tunnels et Ouvrages Souterrains 163, 2001, p. 7 - 13.
- [113] SAMTANI N. C., DESAI C. S., VULLIET L. – An interface model to describe viscoplastic behavior, Int. J. Num. Methods and Anal. Methods Geomechanics, 20 : 4, 1996, p. 231 - 252.
- [114] SCHWER L. E. – A viscoplastic augmentation of the smooth cap model, Comp. Meth. And Adv. In Geomech., Siriwardane & Zaman (ed.), 1994, p. 671 - 676.
- [115] SIMECSOL. – Tunnel de Tartaiguille, Ligne TGV Méditerranée, Estimation de la loi de convergence, Doc. Interne NT 01 11315 B01 10 A, 1997, 14 p.
- [116] SINGH A., MITCHELL J. K. – Creep potential and rupture of soils, Proceedings of the 7th Conf. On Soil Mechanics and Foundation Engineering, Mexico, 1969, p. 379 - 384.
- [117] SPOSITO G. – Surface reactions in natural aqueous colloidal systems, Chimia. 43, 1989, p. 169 - 176.
- [118] SULEM J., PANET M., GUENOT A. – Closure analysis in deep tunnels, Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. & Geomech. Abstr. 24 : 3, 1987, p. 145 - 154.
- [119] SULEM J., PANET M., GUENOT A. – An analytical solution for time-dependent displacements in a circular tunnel, Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci. & Geomech. Abstr. 24 : 3, 1987, p. 155 - 164.
- [120] SULEM J. – Comportement différé des galeries profondes, Thèse de Doctorat ENPC, 1983, 159 p.
- [121] STERN – Z. Electrochem 45 : 508, 1924.
- [122] TARDIEU B., OZANAM O. – Le modèle accompagnateur de projet, conception et suivi des grandes infrastructures, Revue Française de Génie Civil, Vol. 1, hors série, 1997, 159 p.
- [123] TATSUOKA F., SANTUCCI DE MAGISTRIS F., HAYANO K., MOMOYA, Y., KOSEKI J. – Some new aspects of time effects on the stress-strain behaviour of stiff geomaterials, Keynote Lecture for the 2nd Int. Conf. On Hard Soils and Soft Rocks, Napoli, 1998, 69 p.
- [124] THURAIRAJAH A., BALASUBRAMANIAM A.S. – Prediction of strain rate for drained triaxial tests, Proceedings of the 9th Int. Cong. On Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 1, Tokyo, 1977, p. 329 - 332.

- [125] THURY M., BOSSART P. – The Mont Terri rock laboratory, a new international research project in a mesozoic shale formation in Switzerland, *Engineering Geology* 52, 1999, p. 347 - 359.
- [126] THURY M., BOSSART P. – Mont Terri Rock Laboratory, Results of the Hydrogeological, Geochemical and Geotechnical Experiments Performed in 1996 and 1997, *Rapports géologiques* 23, Service Hydrologique et Géologique National, Bern, 1999, 191 p.
Site Internet – URL : <http://www.mont-terri.ch>
- [127] THURY M. – Le laboratoire souterrain du Mont Terri, *Cédra Informe* 31, déc. 1997-98, p. 33 - 44.
- [128] TIX C. – On the behaviour of cavities in a viscoplastic medium with application to underground repositories of radioactive waste in salt domes, *Ap. Phys.* 29, 1996, p. 1100 - 1105.
- [129] VUAILLAT P. – Propriétés visqueuses d'une argile : expériences et formation incrémentale, Thèse de Doctorat Grenoble 1, 1980, 257 p.
- [130] WITTKÉ W. – *Rock Mechanics. Theory and applications with case histories*, Springer-Verlag, 1990, 1075 p.
- [131] WEISS J., LAHAIE F., GRASSO J. R. – Statistical analysis of dislocation dynamics during viscoplastic deformation from acoustic emission, *J. of Geophysical Research* 105 : B1, 2000, p. 433 - 442.
- [132] WILKINS M.L. – Fundamental methods in hydrodynamics, *Methods in Computational Physics*, Eds. New York, Academic Press, Vol. 3, 1964, p. 211 - 263.
- [133] WONG H., ROUSSET G. – Tunnels profonds soumis à un chargement thermique, *Revue Française de Géotechnique* 67, 1994, p. 13 - 31.
- [134] XIAO L., SIJING W., LEE C. F. – Experimental study on the triaxial creep behavior in the post-peak region of rock, *Scientia Geologica Sinica* 7 : 2, 1998, p. 267- 276.
- [135] YAHYA O.M.L., AUBERTIN M., JULIEN M.R. – A unified representation of the plasticity, creep and relaxation behavior of rock salt, *Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci.* 37, 2000, p. 787 - 800.
- [136] YANG C., DAEMEN J.J.K., YIN J-H. – Experimental investigation of creep behavior of salt rock, *Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci.* 36 : 2, 1999, p. 233 - 242.
- [137] ZHIFA Y., ZHIYIN W., LUQING Z., RUIGUANG Z., NIANXING X. – Back-analysis of viscoelastic displacements in a soft rock road tunnel, *Int. J. of Rock Mech. & Min. Sci.* 38 : 3, 2001, p. 331 - 341.

ANNEXE I

Listing de lois de comportement viscoplastique

I.1. Loi de comportement CVISC (chapitre 4) – Listing Fish pour FLAC 2D

```

; -----
; Burger-creep viscoplastic model (CVISC)
; -----
set echo off
def m_cvisc
  constitutive_model
  f_prop  m_k m_gk m_gm m_visk m_vism
  f_prop  m_e11kd m_e22kd m_e33kd m_e12k
  f_prop  m_coh m_fric m_dil m_ten
  f_prop  m_ind m_epdev m_epten
  f_prop  m_csnp m_nphi m_npsi
;
  float  $dev      $dev3      $de11d   $de22d   $de33d
  float  $s0       $s11d     $s22d   $s33d
  float  $a_con    $b_con    $x_con   $y_con   $z_con   $ba      $bal
  float  $c1d3    $c2d3    $c4d3   $c1dxc
  float  $e11kd   $e22kd   $e33kd  $e12k   $e1      $e2      $x1
  float  $s11old  $s22old  $s33old  $s12old
  float  $temp    $tempk   $tempm  $temp1
;
  float  $sphi    $spsi    $s11i   $s22i   $s12i   $s33i   $sdif
  float  $rad     $s1      $s2     $s3
  float  $si      $sii     $psdif  $fs     $alams  $ft      $alamt
  float  $cs2    $si2     $dc2    $dss
  float  $apex   $delps  $de3ps  $dep    $eps    $ept
  float  $bisc   $pdiv   $anphi  $anpsi  $amc    $tco
  int    $icase  $m_err  $iplas
;
  case_of mode
;
; -----
; Initialisation section
; -----
  case 1
    if m_gm <= 0.0 then
      m_gm = 1e-20
    end_if
    if m_gk <= 0.0 then
      m_gk = 0.0
    end_if
    if m_visk <= 0.0 then
      m_gk = 0.0
    end_if
    $m_err = 0
    if m_fric > 89.0 then
      $m_err = 1
    end_if

```

```

if abs(m_dil) > 89.0 then
  $m_err = 2
end_if
if m_coh < 0.0 then
  $m_err = 3
end_if
if m_ten < 0.0 then
  $m_err = 4
end_if
if $m_err # 0 then
  nerr = 126
  error = 1
end_if
$sphi = sin(m_fric * degrad)
$spsi = sin(m_dil * degrad)
m_nphi = (1.0 + $sphi) / (1.0 - $sphi)
m_npsi = (1.0 + $spsi) / (1.0 - $spsi)
m_csnp = 2.0 * m_coh * sqrt(m_nphi)
; --- set tension to prism apex if larger than apex ---
$apex = m_ten
if m_fric # 0.0 then
  $apex = m_coh / tan(m_fric * degrad)
end_if
m_ten = min($apex, m_ten)
; -----
; Running section
; -----
case 2
zvisc = 1.0
$iplas = 0
if m_ind # 0.0 then
  m_ind = 2.0
end_if
if m_visk <= 0.0 then
  $tempk = 0.0
else
  $tempk = 1.0 / m_visk
end_if
if m_vism <= 0.0 then
  $tempm = 0.0
else
  $tempm = 1.0 / m_vism
end_if
$temp = m_gk * crtDEL * 0.5 * $tempk
$a_con = 1.0 + $temp
$b_con = 1.0 - $temp
$ba = $b_con / $a_con
$bal = $ba - 1.0
$temp = ($tempm + $tempk / $a_con) * crtDEL * 0.25
$temp1 = 1.0 / (2.0 * m_gm)
$x_con = $temp1 + $temp
$y_con = $temp1 - $temp
$z_con = crtDEL * $tempk / (4.0 * $a_con)
$cldxc = 1.0 / $x_con
$cld3 = 0.3333333
$c2d3 = 0.6666666
; --- define constants locally ---
$anphi = m_nphi
$anpsi = m_npsi
$amc = m_csnp
;--- partition strains ---
$dev = zde11 + zde22 + zde33
$dev3 = $cld3 * $dev
$de11d = zde11 - $dev3
$de22d = zde22 - $dev3
$de33d = zde33 - $dev3
;--- partition stresses---
$s0 = $cld3 * (zs11 + zs22 + zs33)
$s11d = zs11 - $s0

```

```

    $s22d = zs22 - $s0
    $s33d = zs33 - $s0
;--- remember old stresses ---
    $s11old = $s11d
    $s22old = $s22d
    $s33old = $s33d
    $s12old = zs12
;--- new trial deviator stresses assuming viscoelastic increments ---
    $s11d = ($de11d + $s11d * $y_con - m_e11kd * $bal) * $c1dxc
    $s22d = ($de22d + $s22d * $y_con - m_e22kd * $bal) * $c1dxc
    $s33d = ($de33d + $s33d * $y_con - m_e33kd * $bal) * $c1dxc
    $s12i = (zde12 + zs12 * $y_con - m_e12k * $bal) * $c1dxc
;--- new trial isotropic stress assuming elastic increment ---
    $s0 = $s0 + m_k * $dev
;--- convert back to x-y components ---
    $s11i = $s11d + $s0
    $s22i = $s22d + $s0
    $s33i = $s33d + $s0
; --- principal stresses ---
    $sdif = $s11i - $s22i
    $s0 = 0.5 * ($s11i + $s22i)
    $rad = 0.5 * sqrt ($sdif*$sdif + 4.0 * $s12i* $s12i)
    $si = $s0 - $rad
    $sii = $s0 + $rad
    $psdif = $si - $sii
; --- determine case ---
    section
    if $s33i > $sii then
; --- s33 is major p.s. ---
        $icase = 3
        $s1 = $si
        $s2 = $sii
        $s3 = $s33i
        exit section
    end_if
    if $s33i < $si then
; --- s33 is minor p.s. ---
        $icase = 2
        $s1 = $s33i
        $s2 = $si
        $s3 = $sii
        exit section
    end_if
; --- s33 is intermediate ---
        $icase = 1
        $s1 = $si
        $s2 = $s33i
        $s3 = $sii
    end_section
;
    section
; --- shear yield criterion ---
        $fs = $s1 - $s3 * $anphi + $amc
        $alams = 0.0
; --- tensile yield criterion ---
        $ft = m_ten - $s3
        $alamt = 0.0
; --- tests for failure ---
        if $ft < 0.0 then
            $bisc = sqrt(1.0 + $anphi * $anphi) + $anphi
            $pdiv = - $ft + ($s1 - $anphi * m_ten + $amc) * $bisc
            if $pdiv < 0.0 then
; --- shear failure ---
                $e1 = m_k + $c2d3 * $c1dxc * 0.5
                $e2 = m_k - $c1d3 * $c1dxc * 0.5
                $x1 = $e1 - $e2 * $anpsi - ($e2 - $e1 * $anpsi) * $anphi
                if abs($x1) < 1e-6 * (abs($e1) + abs($e2)) then
                    $m_err = 5
                    nerr = 126

```

```

        error = 1
    end_if
    $alams = $fs / $x1
    $s1 = $s1 - $alams * ($e1 - $e2 * $anpsi)
    $s2 = $s2 - $alams * $e2 * (1.0 - $anpsi)
    $s3 = $s3 - $alams * ($e2 - $e1 * $anpsi)
    m_ind = 1.0
    $iplas = 1
else
; --- tension failure ---
    $e1 = m_k + $c2d3 * $cldxc * 0.5
    $e2 = m_k - $c1d3 * $cldxc * 0.5
    $alamt = $ft / $e1
    $tco = $alamt * $e2
    $s1 = $s1 + $tco
    $s2 = $s2 + $tco
    $s3 = m_ten
    m_ind = 3.0
    $iplas = 2
end_if
else
; --- shear failure ---
    if $fs < 0.0 then
        $e1 = m_k + $c2d3 * $cldxc * 0.5
        $e2 = m_k - $c1d3 * $cldxc * 0.5
        $x1 = $e1 - $e2 * $anpsi - ($e2 - $e1 * $anpsi) * $anphi
        if abs($x1) < 1e-6 * (abs($e1) + abs($e2)) then
            $m_err = 5
            nerr = 126
            error = 1
        end_if
        $alams = fs / x1
        $s1 = $s1 - $alams * ($e1 - $e2 * $anpsi)
        $s2 = $s2 - $alams * $e2 * (1.0 - $anpsi)
        $s3 = $s3 - $alams * ($e2 - $e1 * $anpsi)
        m_ind = 1.0
        $iplas = 1
    else
; --- no failure ---
        zs11 = $s11i
        zs22 = $s22i
        zs33 = $s33i
        zs12 = $s12i
        exit section
    end_if
end_if
; --- direction cosines ---
    if $psdif = 0.0 then
        $cs2 = 1.0
        $si2 = 0.0
    else
        $cs2 = $sdif / $psdif
        $si2 = 2.0 * $s12i / $psdif
    end_if
; --- resolve back to global axes ---
    case_of $icase
    case 1
        $dc2 = ($s1 - $s3) * $cs2
        $dss = $s1 + $s3
        zs11 = 0.5 * ($dss + $dc2)
        zs22 = 0.5 * ($dss - $dc2)
        zs12 = 0.5 * ($s1 - $s3) * $si2
        zs33 = $s2
    case 2
        $dc2 = ($s2 - $s3) * $cs2
        $dss = $s2 + $s3
        zs11 = 0.5 * ($dss + $dc2)
        zs22 = 0.5 * ($dss - $dc2)
        zs12 = 0.5 * ($s2 - $s3) * $si2

```

```

        zs33 = $s1
    case 3
        $dc2 = ($s1 - $s2) * $cs2
        $dss = $s1 + $s2
        zs11 = 0.5 * ($dss + $dc2)
        zs22 = 0.5 * ($dss - $dc2)
        zs12 = 0.5 * ($s1 - $s2) * $si2
        zs33 = $s3
    end_case
    zvisc = 0.0
; --- accumulate hardening parameter increments ---
    if $iplas = 1 then
        $delps = $alams
        $de3ps = - $alams * $anpsi
        $depm = $c1d3 * ($delps + $de3ps)
        $delps = $delps - $depm
        $de3ps = $de3ps - $depm
        $eps = $eps+sqrt(0.5*($delps*$delps+$depm*$depm+$de3ps*$de3ps))
    end_if
    if $iplas = 2 then
        $sept = $sept - $alamt
    end_if
end_section
;--- sub-zone contribution to Kelvin-strains ---
    $s0 = $c1d3 * (zs11 + zs22 + zs33)
    $e11kd = $e11kd + m_e11kd * $ba + (zs11 - $s0 + $s11old) * $z_con
    $e22kd = $e22kd + m_e22kd * $ba + (zs22 - $s0 + $s22old) * $z_con
    $e33kd = $e33kd + m_e33kd * $ba + (zs33 - $s0 + $s33old) * $z_con
    $e12k = $e12k + m_e12k * $ba + (zs12 + $s12old) * $z_con
;--- update stored Kelvin-strains and plastic strain ---
    if zsub > 0.0 then
        m_e11kd = $e11kd / zsub
        m_e22kd = $e22kd / zsub
        m_e33kd = $e33kd / zsub
        m_e12k = $e12k / zsub
        $e11kd = 0.0
        $e22kd = 0.0
        $e33kd = 0.0
        $e12k = 0.0
        m_epdev = m_epdev + $eps / zsub
        m_epten = m_epten + $sept / zsub
        $eps = 0.0
        $sept = 0.0
    end_if
; -----
; Return maximum modulus
; -----
    case 3
        $c4d3 = 1.3333333
        cm_max = m_k + $c4d3*max(m_gk, m_gm)
; -----
; add thermal stresses
; -----
    case 4
        ztsa = ztea*m_k
        ztsb = zteb*m_k
        ztsc = ztec*m_k
        ztsd = zted*m_k
;
    end_case
end
opt m_cvisc
set echo on

```

I.2. Loi de comportement viscoplastique de Lemaitre (chapitre 5) – Listing Fish pour FLAC 2D

```

; -----
; Lemaitre's viscoplastic model - December 1998 Optimisation version 3.4
; -----
set echo off

def crtime_local
  float crtime_local
  crtime_local = crtime
end

def fluandra
  constitutive_model
  f_prop cste_a expn expm young coefnu ttini mod_g mod_k seuil
  f_prop m_vtvp11d m_vtvp22d m_vtvp33d m_vtvp12 m_dfvpe m_dfcumul m_q m_p
  float $dev $dev3 $de11d $de22d $de33d $s0 $s11d $s22d $s33d
  float $c1d3      $c4d3
  float $vtvp11d  $vtvp22d  $vtvp33d  $vtvp12
  float $s11old   $s22old   $s33old   $s12old
  float $avr11    $avr22    $avr33    $avr12
  float $dvvpe    $dfvpe    $vtvpe    $int1    $int2    $q    $p
  float $temp     $date     $test     $init

; seuil de déclenchement du fluage pour Ko<>1
; formule à utiliser : seuil = (Ko - 1.0) * sigmavo / 3.0
; pour Ko = 1.2 et sigmavo = 12.0 : seuil = 0.8
;
  case_of mode
;
; -----
; Initialisation section
; -----
  case 1
    if cste_a <= 0.0 then
      cste_a = 0.0
    end_if
    if young <= 0.0 then
      young = 0.0
    end_if
    if coefnu <= 0.0 then
      coefnu = 0.0
    end_if
    mod_g = young / (2.0 * (1.0 + coefnu))
    mod_k = young / (3.0 * (1.0 - 2.0 * coefnu))
    $c1d3 = 0.333333333
;
; -----
; Running section
; -----
  case 2
    $temp = crtDEL
    $date = crtime_local
;
; --- partition strains ---
    $dev = zde11 + zde22 + zde33
    $dev3 = $c1d3 * $dev
    $de11d = zde11 - $dev3
    $de22d = zde22 - $dev3
    $de33d = zde33 - $dev3
;
; --- partition stresses ---
    $s0 = $c1d3 * (zs11 + zs22 + zs33)
    $s11d = zs11 - $s0 + seuil
    $s22d = zs22 - $s0 - 2.0 * seuil
    $s33d = zs33 - $s0 + seuil
;

```

```

;--- remember old stresses ---
  $s11old = $s11d
  $s22old = $s22d
  $s33old = $s33d
  $s12old = $s12

;
;--- initial viscoplastic strain and strain rate ---
  if $date = 0.0 then
    $avr11 = $s11old * $s11old
    $avr22 = $s22old * $s22old
    $avr33 = $s33old * $s33old
    $avr12 = $s12old * $s12old
;
    $dvvpe = (1.5 * ($avr11 + $avr22 + $avr33 + 2.0 * $avr12))^0.5
    if $dvvpe <= 1.0e-45 then
      $dvvpe = 1.0e-44
    end_if
;
; $init = 3.0 / 2.0 * (cste_a * 1.0e-43(1))^(1.0 / (1.0 - expm)) * (ttini * (1.0 -
expm))^(expm / (1.0 - expm))
  $init = 3.0 / 2.0 * 3.0e-4 * (ttini * (1.0 - expm))^(expm / (1.0 - expm))
  m_vtvp11d = $init * $dvvpe^(expm / (1.0 - expm) - 1.0) * $s11d
  m_vtvp22d = $init * $dvvpe^(expm / (1.0 - expm) - 1.0) * $s22d
  m_vtvp33d = $init * $dvvpe^(expm / (1.0 - expm) - 1.0) * $s33d
  m_vtvp12 = $init * $dvvpe^(expm / (1.0 - expm) - 1.0) * $s12
;
  $int1 = m_vtvp11d*m_vtvp11d + m_vtvp22d*m_vtvp22d + m_vtvp33d*m_vtvp33d
  $int2 = $int1 + 2.0 * m_vtvp12 * m_vtvp12
  m_dfcumul = ((0.666666666 * $int2)^0.5) * $temp + 1e-7
  end_if
;
;--- new deviator stresses ---
  $s11d = $s11old + 2.0 * mod_g * ($de11d - $temp * m_vtvp11d)
  $s22d = $s22old + 2.0 * mod_g * ($de22d - $temp * m_vtvp22d)
  $s33d = $s33old + 2.0 * mod_g * ($de33d - $temp * m_vtvp33d)
  $s12 = $s12old + 2.0 * mod_g * ($de12 - $temp * m_vtvp12)
;
;--- average stresses ---
  $avr11 = ($s11d + $s11old) * ($s11d + $s11old) / 4.0
  $avr22 = ($s22d + $s22old) * ($s22d + $s22old) / 4.0
  $avr33 = ($s33d + $s33old) * ($s33d + $s33old) / 4.0
  $avr12 = ($s12 + $s12old) * ($s12 + $s12old) / 4.0
;
;--- new equivalent plastic values ---
  $dvvpe = (1.5 * ($avr11 + $avr22 + $avr33 + 2.0 * $avr12))^0.5
  if $dvvpe <= 1.0e-45 then
    $dvvpe = 1.0e-44
  end_if
;
  $ttest = Log(cste_a) + expm * Log($dvvpe) + expm * Log(m_dfcumul) - 43.0 (1)
  $vtvpe = Exp($ttest * 2.302585)
;
;--- sub-zone contribution to creep-strains ---
  $vtvp11d = $vtvp11d + 0.75 * ($s11d + $s11old) * $vtvpe / $dvvpe
  $vtvp22d = $vtvp22d + 0.75 * ($s22d + $s22old) * $vtvpe / $dvvpe
  $vtvp33d = $vtvp33d + 0.75 * ($s33d + $s33old) * $vtvpe / $dvvpe
  $vtvp12 = $vtvp12 + 0.75 * ($s12 + $s12old) * $vtvpe / $dvvpe
;
  $int1 = m_vtvp11d*m_vtvp11d + m_vtvp22d*m_vtvp22d + m_vtvp33d*m_vtvp33d
  $int2 = $int1 + 2.0 * m_vtvp12 * m_vtvp12
;
  $dfvpe = $dfvpe + ((0.666666666 * $int2)^0.5) * $temp
  $q = $q + $dfvpe

```

⁽¹⁾ Artifice de calcul pour gérer convenablement les nombres supérieurs à 10^{45} et inférieurs à 10^{-45} avec le langage Fish

```

    $p      = $p + $s0
;--- isotropic stress is elastic ---
    $s0     = $s0 + mod_k * $dev
;

;--- convert back to x-y components ---
    zs11    = $s11d + $s0 - seuil
    zs22    = $s22d + $s0 + 2.0 * seuil
    zs33    = $s33d + $s0 - seuil
;

;--- update stored ---
    if zsub > 0.0 then
        m_vtvp11d = $vtvp11d / zsub
        m_vtvp22d = $vtvp22d / zsub
        m_vtvp33d = $vtvp33d / zsub
        m_vtvp12  = $vtvp12  / zsub
        m_dfvpe   = $dfvpe   / zsub
        m_q       = $q       / zsub
        m_p       = $p       / zsub
        m_dfcumul = m_dfcumul + m_dfvpe
        $vtvp11d = 0.0
        $vtvp22d = 0.0
        $vtvp33d = 0.0
        $vtvp12  = 0.0
        $dfvpe   = 0.0
        $q       = 0.0
        $p       = 0.0
    end_if
;
; -----
; Return maximum modulus
; -----
    case 3
        $c4d3 = 1.3333333
        cm_max = mod_k + $c4d3 * mod_g
        sm_max = mod_g
; -----
; Add thermal stresses
; -----
    case 4
        ztsa = ztea*mod_k
        ztsb = zteb*mod_k
        ztsc = ztec*mod_k
        ztsd = zted*mod_k
    end_case
end

set echo on
opt fluandra

```

ANNEXE II

Comparaison des résultats à 100 ans obtenus avec la loi CVISC simplifiée et la méthode CV-CF (en contraintes anisotropes)

Cette annexe se réfère à l'analyse du paragraphe 4.3.2.3.

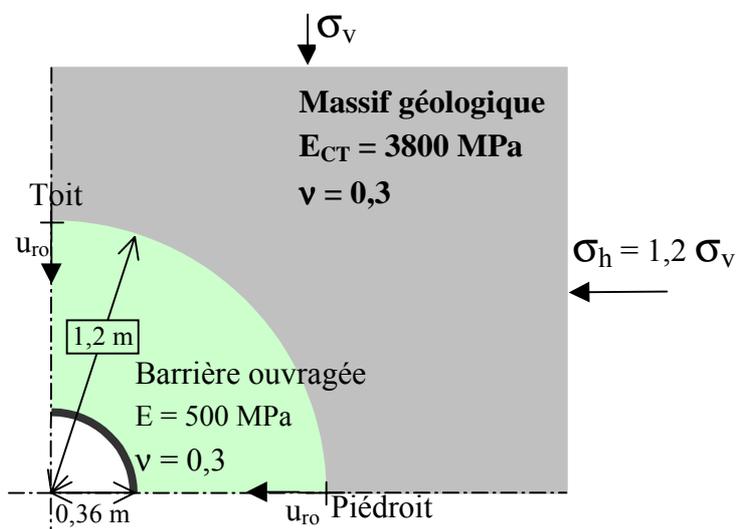


Fig. II-1 : Alvéole de stockage étudiée en déformations planes

Les déplacements radiaux et les contraintes principales obtenus en paroi avec la loi CVISC sont comparés à leurs homologues calculés avec la méthode CV-CF.

Δt [an]	5,00E-04		5,00E-04	
η_k [MPa an]	infini		0,1	
Nombre de cycles de calcul	4000		4000	
"Local damping"	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]
Au pied				
u_{ro} [cm]	0,87	-16,67	1,10	5,36
σ_1 [MPa]	13,61	-16,86	14,48	-11,55
σ_3 [MPa]	1,21	-56,63	2,98	6,81
Au toit				
u_{ro} [cm]	0,76	-8,07	0,91	9,47
σ_1 [MPa]	13,90	-16,06	16,20	-2,17
σ_3 [MPa]	1,28	-55,09	2,84	-0,35

Δt [an]	1,00E-06		5,00E-04	
η_k [MPa an]	4,642		4,642	
Nombre de cycles de calcul	4000		4000	
"Local damping"	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]
Au pied				
u_{ro} [cm]	1,09	4,50	1,10	5,36
σ_1 [MPa]	14,50	-11,42	14,48	-11,55
σ_3 [MPa]	2,93	5,02	2,98	6,81
Au toit				
u_{ro} [cm]	0,90	8,87	0,91	9,50
σ_1 [MPa]	16,17	-2,36	16,17	-2,36
σ_3 [MPa]	2,80	-1,75	2,84	-0,35

Δt [an]	1,00E-06		1,00E-06	
η_k [MPa an]	50		50	
Nombre de cycles de calcul	4000		12000	
"Local damping"	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]
Au pied				
u_{ro} [cm]	0,95	-9,20	1,01	-3,74
σ_1 [MPa]	14,13	-13,68	14,35	-12,34
σ_3 [MPa]	1,87	-32,97	2,31	-17,20
Au toit				
u_{ro} [cm]	0,81	-1,62	0,85	2,65
σ_1 [MPa]	14,92	-9,90	15,52	-6,28
σ_3 [MPa]	1,89	-33,68	2,27	-20,35

Δt [an]	5,00E-04		1,00E-04	
η_k [MPa an]	261,6		261,6	
Nombre de cycles de calcul	4000		4000	
"Local damping"	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]	CVISC 100 ans	Ecart CVISC / CV-CF [%]
Au pied				
u_{ro} [cm]	1,10	5,46	1,10	5,17
σ_1 [MPa]	14,41	-11,97	14,42	-11,91
σ_3 [MPa]	2,97	6,45	2,96	6,09
Au toit				
u_{ro} [cm]	0,91	9,76	0,91	9,62
σ_1 [MPa]	16,14	-2,54	16,09	-2,84
σ_3 [MPa]	2,82	-1,05	2,82	-1,05

ANNEXE III

Développements tensoriels de la loi viscoplastique de Lemaitre

III.1 – Rappels généraux sur le calcul tensoriel

$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{ij}^{vp}$ est le tenseur des vitesses de déformation viscoplastique défini par :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{ij}^{vp} = \left(\frac{\partial \varepsilon_{ij}^{vp}}{\partial t} \right)$$

où : $\underline{\underline{\varepsilon}}_{ij}^{vp}$ est le tenseur des déformations viscoplastiques :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^{vp} & \varepsilon_{12}^{vp} & \varepsilon_{13}^{vp} \\ \varepsilon_{12}^{vp} & \varepsilon_{22}^{vp} & \varepsilon_{23}^{vp} \\ \varepsilon_{13}^{vp} & \varepsilon_{23}^{vp} & \varepsilon_{33}^{vp} \end{bmatrix}$$

avec : $\text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}) = \varepsilon_{11}^{vp} + \varepsilon_{22}^{vp} + \varepsilon_{33}^{vp} = 0$ (hypothèse d'incompressibilité)

$$\text{tr}[(\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp})^2] = \varepsilon_{ij}^{vp} \varepsilon_{ij}^{vp} = \varepsilon_{11}^{vp 2} + \varepsilon_{22}^{vp 2} + \varepsilon_{33}^{vp 2} + 2\varepsilon_{12}^{vp 2} + 2\varepsilon_{13}^{vp 2} + 2\varepsilon_{23}^{vp 2}$$

ε_{vp} est le second invariant du tenseur des déformations viscoplastiques, défini par le scalaire :

$$\varepsilon_{vp} = \int_0^t \left(\frac{2}{3} \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{ij}^{vp} \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{ij}^{vp} \right)^{\frac{1}{2}} dt$$

$\underline{\underline{s}}_{ij}$ est la partie déviatoire du tenseur des contraintes :

$$\underline{\underline{s}}_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) \delta_{ij} \quad \text{avec :} \quad \underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

$$\text{tr}(\underline{\underline{s}}) = s_{11} + s_{22} + s_{33} = 0$$

$$\text{tr}(\underline{\underline{s}}^2) = s_{ij} s_{ij} = s_{11}^2 + s_{22}^2 + s_{33}^2 + 2s_{12}^2 + 2s_{13}^2 + 2s_{23}^2$$

q est le second invariant du tenseur des contraintes, également défini par un scalaire :

$$q = \left(\frac{3}{2} s_{ij} s_{ij} \right)^{\frac{1}{2}}$$

δ_{ij} est le symbole de Kroneker qui vérifie : $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$; $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$

III.2 – Loi de fluage associée à la loi viscoplastique de Lemaitre (paragraphe 5.1)

$$\dot{\varepsilon}_{vp} = A \cdot q^n \cdot (\varepsilon_{vp})^m$$

$$q = f(t)$$

Si q ne varie pas, on a : $\frac{d\varepsilon_{vp}}{\varepsilon_{vp}} = A \cdot q^n \cdot dt$

d'où : $\frac{1}{1-m} (\varepsilon_{vp(t)})^{1-m} = A \cdot q^n \cdot t$

avec : $\varepsilon_{vp(t=0)} = 0$

ainsi : $\varepsilon_{vp(t)} = [(1-m)A]^{1-m} \cdot q^{\frac{n}{1-m}} \cdot t^{\frac{1}{1-m}}$

soit : $\varepsilon_{vp(t)} = a \cdot q^\beta \cdot t^\alpha$

avec : $\alpha = \frac{1}{1-m}$

$$\beta = \alpha \cdot n = \frac{n}{1-m}$$

$$a = \left(\frac{A}{\alpha} \right)^\alpha$$

Remarque :

Pour un essai triaxial à volume constant (échantillon supposé saturé), on a :

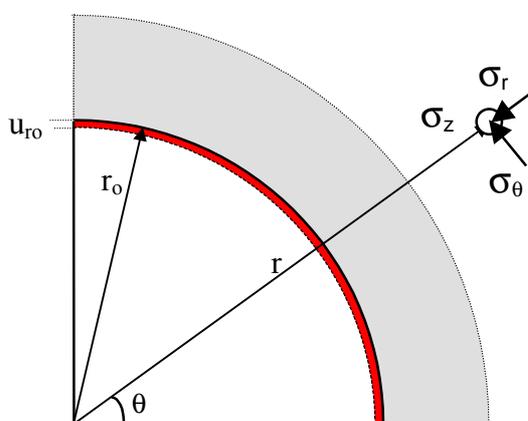
$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \begin{bmatrix} \dot{\varepsilon}_{11}^{vp} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_{11}^{vp} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_{11}^{vp} \end{bmatrix} \quad \text{car : } \text{tr}(\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_{ij}^{vp}) = 0$$

d'où : $\dot{\varepsilon}_{vp} = \left[\frac{2}{3} \left(\dot{\varepsilon}_{11}^{vp} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = \left| \dot{\varepsilon}_{11}^{vp} \right|$

ANNEXE IV

Rappel des formules du cylindre creux en élasticité

IV.1 – Rappel et complément de notations (valables pour les annexes IV et V)

**Dimensions :**

r_0 : Rayon intérieure de l'excavation

(r, θ) : Coordonnés d'un point du massif encaissant ($r > r_0$)

$\bar{r} = \frac{r}{r_0}$: Repérage radial adimensionnel

Convention de signe :

Traction et extension de signe négatif

Compression et contraction de signe positif

Déplacement radial (demi-convergence) vers le centre de l'excavation, de signe positif

Écriture des contraintes et des déformations :

σ_r : Contrainte radiale ; ϵ_r : Déformation radiale

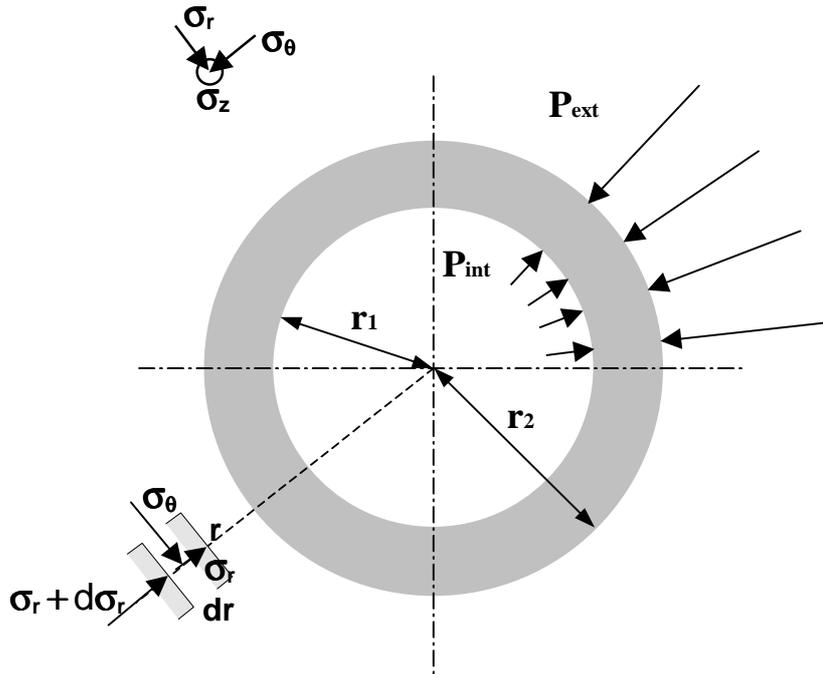
σ_θ : Contrainte orthoradiale ; ϵ_θ : Déformation orthoradiale

σ_z : Contrainte longitudinale ; ϵ_z : Déformation longitudinale

u_r : Déplacement radial (massif) ; u_{r_0} : Déplacement radial à la paroi

u_z : Déplacement longitudinal (massif)

IV.2 – Définition du modèle mécanique étudié



- Hypothèses :**
- Milieu élastique linéaire isotrope (E, ν),
 - Symétrie cylindrique (r, θ, z),
 - Pas de cisaillements : $\tau_{r\theta} = 0$,
 - Conditions limites : chargement radial uniforme P_{int} et P_{ext} ,
 - Conditions initiales : $\underline{\underline{\sigma}}_i = \underline{\underline{\varepsilon}}_i = \underline{\underline{0}}$.

IV.3 – Équation d'équilibre en symétrie cylindrique

L'équilibre du cylindre impose : $2\pi[r\sigma_r - (\sigma_r + d\sigma_r)(r + dr)] + 2\pi\sigma_\theta dr = 0$

En négligeant les termes du second ordre, on a : $-\sigma_r dr - r d\sigma_r + \sigma_\theta dr = 0$

Ce qui conduit à l'expression classique suivante :

$$\boxed{\frac{\sigma_\theta - \sigma_r}{r} = \frac{d\sigma_r}{dr}}$$

IV.4 – Équations de l'élasticité

La loi de Hooke s'écrit : $\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E}\sigma_{ij} - \frac{\nu}{E}\text{tr}(\underline{\underline{\sigma}})\delta_{ij}$ avec : $\text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) = \sum_{i=1}^3 \sigma_{ii}$

Le repère (r, θ, z) étant principal, on aboutit au système (S1) suivant :

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{1}{E} (\sigma_r - \nu \sigma_\theta - \nu \sigma_z) \\ \varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r} = \frac{1}{E} (-\nu \sigma_r + \sigma_\theta - \nu \sigma_z) \\ \varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{1}{E} (-\nu \sigma_r - \nu \sigma_\theta + \sigma_z) \end{cases} \quad (S1)$$

IV.5 – Résolution du problème en déformations planes (r, θ)

En déformations planes, on a : $\varepsilon_z = 0 \Rightarrow \sigma_r + \sigma_\theta = \frac{\sigma_z}{\nu} = \text{Cte}$

Ainsi, l'équation d'équilibre devient : $\frac{d\sigma_r}{2\sigma_r - \text{Cte}} = -\frac{dr}{r}$ pour : $r_1 \leq r \leq r_2$

Par intégration entre r_1 et r , on obtient : $\frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sigma_r(r) + \text{Cte}}{\sigma_r(r_1) + \text{Cte}} \right] = \ln \left[\frac{r_1}{r} \right] + \text{Cte}$

D'où : $\sigma_r(r) = (P_{\text{int}} + C_1) \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 + C_2$

Avec : $\sigma_r(r_1) = P_{\text{int}}$ et $\sigma_r(r_2) = P_{\text{ext}}$, il en résulte : $C_1 = -C_2 = \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{r_1^2 - r_2^2}$.

Il advient finalement :

$$\begin{cases} \sigma_r(r) = -\frac{r_2^2 r_1^2 (P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{(r_2^2 - r_1^2) r^2} + \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{(r_2^2 - r_1^2)} \\ \sigma_\theta(r) = r \frac{\partial \sigma_r(r)}{\partial r} + \sigma_r(r) \\ \quad = \frac{r_2^2 r_1^2 (P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{(r_2^2 - r_1^2) r^2} + \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{(r_2^2 - r_1^2)} \\ \sigma_z(r) = \nu (\sigma_r(r) + \sigma_\theta(r)) = 2\nu \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{(r_2^2 - r_1^2)} \end{cases} \quad (S2)$$

Le système (S1) combiné avec (S2) conduit donc à :

$$u_{r(r)} = r \left[\frac{1 + \nu}{E} \frac{r_2^2 r_1^2 (P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{(r_2^2 - r_1^2) r^2} + \frac{1 - \nu - 2\nu^2}{E} \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{(r_2^2 - r_1^2)} \right]$$

D'où :

$$u_{r(r)} = \frac{1 + \nu}{E} \frac{1}{r} \frac{r_2^2 r_1^2 (P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{(r_2^2 - r_1^2)} + \frac{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}{E} r \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{(r_2^2 - r_1^2)}$$

Application : Cas du cylindre creux infini soumis à déconfinement total :

$$\left\{ \begin{array}{l} r_2 \gg r_1 = r_0 \\ P_{\text{int}} = p - \sigma_0 \\ P_{\text{ext}} = 0 \end{array} \right.$$

$$u_{r(r)} = \frac{1 + \nu}{E} \frac{r_0^2}{r} (\sigma_0 - p)$$

IV.6 – Résolution du problème en contraintes planes (r, θ)

En contraintes planes, le système (S1) se simplifie: $\sigma_z = 0 \Rightarrow \varepsilon_z = -\frac{\nu}{E}(\sigma_r + \sigma_\theta) = \text{Cte}$

Ainsi, le système (S2) reste valable mais :

$$u_{r(r)} = \frac{1 + \nu}{E} \frac{1}{r} \frac{r_2^2 r_1^2 (P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{(r_2^2 - r_1^2)} + \frac{(1 - \nu)}{E} r \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{(r_2^2 - r_1^2)}$$

A noter que l'application au cylindre creux infini donne un résultat identique en contraintes planes et en déformations planes, ce qui donne en paroi :

$$u_{r(r_0)} = u_{r_0} = \frac{1 + \nu}{E} r_0 \lambda \sigma_0 = \frac{\lambda \sigma_0}{2G} r_0$$

avec :

- $\lambda = \frac{\sigma_0 - p}{\sigma_0}$, le taux de déconfinement,
- $G = \frac{E}{2(1 + \nu)}$, le module de cisaillement.

L'état de contrainte est dans ce cas défini par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_r(r) = \sigma_0 - (\sigma_0 - p) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \\ \sigma_\theta(r) = \sigma_0 + (\sigma_0 - p) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \forall r \geq r_0, \sigma_r(r) + \sigma_\theta(r) = 2\sigma_0$$

ANNEXE V

Développement analytique de la loi de Lemaitre appliquée en symétrie cylindrique

(relatif au paragraphe 5.4.1)

V.1 – Équations en élasticité (milieu incompressible)

D'après l'annexe IV.4, les hypothèses de déformations planes et d'incompressibilité ($\nu = 0,5$) conduisent à :

$$\begin{aligned}\varepsilon_z = 0 &\Rightarrow -\nu \sigma_r - \nu \sigma_\theta + \sigma_z = 0 \\ &\Rightarrow \sigma_z = \frac{1}{2} (\sigma_r + \sigma_\theta)\end{aligned}$$

D'après l'annexe IV.5, on obtient alors : $\sigma_z(r) = 2\nu \frac{r_2^2 P_{\text{ext}} - r_1^2 P_{\text{int}}}{r_2^2 - r_1^2}$

En posant $\bar{\rho} = \frac{r_2}{r_1}$, cette dernière égalité peut se mettre sous la forme réduite suivante :

$$\begin{aligned}\sigma_z(r) &= \frac{\bar{\rho}^2 P_{\text{ext}} - P_{\text{int}}}{\bar{\rho}^2 - 1} \\ &= \frac{\bar{\rho}^2 \sigma_0}{\bar{\rho}^2 - 1} \quad (\text{Tube déconfiné}) \\ &= \frac{\sigma_0}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \xrightarrow{\bar{\rho} \rightarrow \infty} \sigma_0 \quad (\text{Tunnel profond non soutenu})\end{aligned}$$

Par ailleurs,

$$\begin{aligned}\varepsilon_\theta = \frac{u_r}{r} &= \frac{1}{E} (-\nu \sigma_r + \sigma_\theta - \nu \sigma_z) \\ &= \frac{1}{E} (-\nu \sigma_r + \sigma_\theta - \nu^2 \sigma_r - \nu^2 \sigma_\theta) \\ &= \frac{1 - \nu^2}{E} \left[(\sigma_\theta - \sigma_r) + \frac{\sigma_r - \nu \sigma_r - 2\nu^2 \sigma_r}{1 - \nu^2} \right] \\ &= \frac{1 - \nu^2}{E} \left[(\sigma_\theta - \sigma_r) + \sigma_r \frac{1 - \nu - 2\nu^2}{1 - \nu^2} \right]\end{aligned}$$

L'hypothèse d'incompressibilité ($\nu = 0,5$) permet d'exprimer le déplacement radial, u_r , uniquement en fonction du déviateur en paroi, \underline{q} :

$$\begin{aligned}\varepsilon_\theta &= \frac{u_r}{r} \\ &= \frac{1-\nu^2}{E}(\sigma_\theta - \sigma_r) \\ &= \frac{1-\nu^2}{E}\underline{q} \\ &= \frac{3}{4E}\underline{q}\end{aligned}$$

$$\Rightarrow u_{r(r)} = \frac{\underline{q}}{E'}r \quad \text{avec:} \quad E' = \frac{4}{3}E \quad \text{et} \quad \underline{q} = \sigma_\theta - \sigma_r$$

$$\text{En paroi, on a :} \begin{cases} r = r_1 = r_0 \\ \text{et} \\ \underline{q} = \sigma_\theta = 2\sigma_0 \end{cases} \Rightarrow u_{r(r_0)} = u_{r_0} = \frac{2\sigma_0}{E'}r_0$$

V.2 – Rappels sur la loi de Lemaitre pour différents chemins de contraintes

a) Chemin en compression triaxiale : (milieu incompressible $\nu = 0,5 \Leftrightarrow$ essai non drainé)

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_3 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1^{vp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_3^{vp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3^{vp} \end{bmatrix} \quad \text{avec:} \quad \varepsilon_3^{vp} = -\frac{1}{2}\varepsilon_1^{vp}$$

D'où :

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\text{tr}(\underline{\underline{\sigma}})\delta_{ij} = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} \sigma_1 - \sigma_3 & 0 & 0 \\ 0 & (\sigma_3 - \sigma_1)/2 & 0 \\ 0 & 0 & (\sigma_3 - \sigma_1)/2 \end{bmatrix}$$

Ainsi on a :

$$\varepsilon_{vp} = a_{\text{Triaxial}} \underline{q}^{\beta} t^{\alpha}$$

avec:

$$\underline{q} = \sqrt{\frac{3}{2} \left(\frac{4}{9} (\sigma_1 - \sigma_3)^2 \left(1 + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) \right)} = \sigma_1 - \sigma_3 > 0 \quad \text{et} \quad \varepsilon_{vp} = \sqrt{\frac{2}{3} \left((\varepsilon_1^{vp})^2 \left(1 + \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \right) \right)} = \varepsilon_1^{vp} > 0$$

b) Chemin axisymétrique en déformations planes (milieu incompressible $\nu = 0,5$)

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_\theta & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_z & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_r \end{bmatrix} \quad \text{avec: } \sigma_\theta \geq \sigma_z \geq \sigma_r \geq 0 \quad \text{et} \quad \sigma_z = \frac{1}{2}(\sigma_\theta + \sigma_r)$$

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} = \begin{bmatrix} \varepsilon_\theta^{vp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_z^{vp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r^{vp} \end{bmatrix} \quad \text{avec: } \varepsilon_z^{vp} = 0 \quad \text{et} \quad \varepsilon_r^{vp} = -\varepsilon_\theta^{vp} < 0$$

D'où :

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) \delta_{ij} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \sigma_\theta - \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_r - \sigma_\theta \end{bmatrix} \quad \text{car: } p = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) = \frac{1}{2}(\sigma_\theta + \sigma_r)$$

Ainsi on a :

$$\varepsilon_{vp} = a_{\text{Triaxial}} q^\beta t^\alpha$$

avec:

$$q = \sqrt{\frac{3}{2} \left(\frac{1}{4} (\sigma_\theta - \sigma_r)^2 (1+1) \right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} (\sigma_\theta - \sigma_r) \quad \text{et} \quad \varepsilon_{vp} = \sqrt{\frac{2}{3} (\varepsilon_r^{vp})^2 (1+1)} = \frac{2}{\sqrt{3}} |\varepsilon_r^{vp}| = \frac{-2}{\sqrt{3}} \varepsilon_r^{vp} > 0$$

Ces grandeurs vérifient donc :

$$\frac{2}{\sqrt{3}} (-\varepsilon_r^{vp}) = \left(\frac{A}{\alpha} \right)^\alpha \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^\beta (\sigma_\theta - \sigma_r)^\beta t^\alpha$$

Cela nous autorise à écrire :

$$\boxed{\begin{aligned} \varepsilon_{vp} &= a_{\text{Cyl}} \underline{q}^\beta t^\alpha \\ \text{avec: } \underline{q} &= \sigma_\theta - \sigma_r > 0 \\ \text{et: } \varepsilon_{vp} &= |\varepsilon_r^{vp}| = -\varepsilon_r^{vp} > 0 \end{aligned}}$$

$$\text{en posant: } \boxed{a_{\text{Cyl}} = \left(\frac{A}{\alpha} \right)^\alpha \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^{\beta+1} = (0.75)^{\frac{\beta+1}{2}} a_{\text{Triaxial}} \quad \text{avec: } a_{\text{Triaxial}} = \left(\frac{A}{\alpha} \right)^\alpha}$$

V.3 – Équations adimensionnelles de la loi viscoplastique de Lemaitre

On considère la loi de fluage associée à la loi de Lemaitre, définie en annexe III.2 et exprimée en symétrie cylindrique :

$$\underline{\varepsilon}_{vp}(t) = a_{Cyl} \underline{q}^\beta t^\alpha \quad (V-1)$$

On pose alors les changements de variables suivants :

$$\underline{\varepsilon}_{vp}^* = \frac{\underline{\varepsilon}_{vp}}{\varepsilon_o}; \quad \underline{q}^* = \frac{\underline{q}}{2\sigma_o}; \quad t^* = \frac{t}{\tau_o}$$

avec : $\varepsilon_o = \frac{2\sigma_o}{E'}$, la déformation élastique en paroi
 τ_o , le temps caractéristique à définir

on aboutit à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\underline{\varepsilon}_{vp}^{1/\alpha}) &= \frac{A}{\alpha} \underline{q}^{\beta/\alpha} = \frac{A(2\sigma_o)^{\beta/\alpha}}{\alpha} (\underline{q}^*)^{\beta/\alpha} \\ &= \varepsilon_o^{1/\alpha} \frac{\partial}{\partial t^*} (\underline{\varepsilon}_{vp}^{1/\alpha}) \frac{\partial t^*}{\partial t} = \frac{\varepsilon_o^{1/\alpha}}{\tau_o} \frac{\partial}{\partial t^*} (\underline{\varepsilon}_{vp}^{1/\alpha}) \end{aligned}$$

$$\text{Finalement : } \boxed{\frac{\partial}{\partial t^*} (\underline{\varepsilon}_{vp}^{1/\alpha}) = (\underline{q}^*)^{\beta/\alpha} \quad \text{avec : } \tau_o = \left(\frac{\varepsilon_o}{a_{Cyl} (2\sigma_o)^\beta} \right)^{\frac{1}{\alpha}}} \quad (V-2)$$

En supposant que q^* varie peu sur un pas de temps donné (choisi suffisamment fin), on obtient par intégration de l'équation V-2 :

$$\underline{\varepsilon}_{vp}(t) = (\underline{q}^*)^\beta (t^*)^\alpha$$

Cela nous amène à l'équation réduite suivante :

$$\boxed{\frac{\partial \underline{\varepsilon}_{vp}^*}{\partial (t^*)^\alpha} = (\underline{q}^*)^\beta} \quad (V-2b)$$

V.4 – Relation fondamentale pour le milieu incompressible

D'après l'annexe V.2, on a : $\forall t \quad \varepsilon_r^{vp} + \varepsilon_\theta^{vp} = 0$

Ainsi, on obtient pour une date donnée :

$$\begin{aligned} \forall t \quad \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} = 0 &\Rightarrow \frac{\partial u_r}{u_r} = -\frac{\partial r}{r} = -\frac{\partial \bar{r}}{\bar{r}} \quad \text{avec : } \bar{r} = \frac{r}{r_o} \\ &\Rightarrow \ln(u_r) = -\ln(\bar{r}) + Cte \end{aligned}$$

La constante, Cte, est définie par :

$$\bar{r} = 1 \Rightarrow u_r(t) = u_{r_0}(t)$$

$$\Rightarrow Cte = \ln(u_{r_0}(t))$$

$$D'où : \frac{u_r(t)}{u_{r_0}(t)} = \frac{1}{\bar{r}} \Rightarrow \frac{u_r(t)}{\bar{r}} = \frac{u_{r_0}(t)}{\bar{r}^2} \quad (V-3)$$

A chaque instant t, les déformations visqueuses se développent par accroissement de la surface de charge du matériau (écrouissage positif). Ainsi, en première approximation, la déformation totale est supposée être une déformation élastique qui vérifie alors :

$$\varepsilon_{\theta}^{\text{total}}(t) = \varepsilon_{\theta}^{\text{élas}}(t) + \varepsilon_{\theta}^{\text{vp}}(t) = \frac{u_r(t)}{r}$$

$$\text{Il en résulte d'après l'annexe V.1 : } \varepsilon_{\theta}^{\text{élas}}(t) = \frac{u_r(t)}{r} - \varepsilon_{\theta}^{\text{vp}}(t) = \frac{q(t)}{E'}$$

En introduisant l'équation V-3, on obtient finalement de manière adimensionnelle :

$$\forall t \quad \frac{U_i^*}{\bar{r}^2} + \varepsilon_r^{\text{vp}*} = \frac{q}{E' \varepsilon_0} = \underline{q}^* \quad \text{car : } \varepsilon_r^{\text{vp}*} = -\varepsilon_{\theta}^{\text{vp}*} < 0 \quad (\text{extension}) \quad (V-4)$$

avec : $U_i^* = \frac{u_{r_0}}{\varepsilon_0 r_0}$ où : u_{r_0} est le déplacement radial en paroi

$$\text{Cette relation peut se mettre également sous la forme : } \frac{U_i^*}{\bar{r}^3} + \frac{\varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\bar{r}} = \frac{\sigma_{\theta}^* - \sigma_r^*}{\bar{r}}$$

En combinant cette dernière relation à l'équation d'équilibre en symétrie cylindrique, qui s'écrit de manière adimensionnelle :

$$\frac{\sigma_{\theta}^* - \sigma_r^*}{\bar{r}} = \frac{d\sigma_r^*}{d\bar{r}},$$

$$\text{on aboutit à : } \frac{U_i^*}{\bar{r}^3} = -\frac{\varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\bar{r}} + \frac{d\sigma_r^*}{d\bar{r}}$$

Par intégration de cette dernière expression sur l'épaisseur du cylindre, il advient :

$$U_i^* \int_1^{\bar{\rho}} \frac{d\bar{r}}{\bar{r}^3} = [\sigma_r^*]_{\text{Pint}^*}^{\text{Pext}^*} - \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\bar{r}} d\bar{r} \quad \text{avec : } \bar{\rho} = \frac{r_2}{r_0}$$

$$\Leftrightarrow U_i^* \left[-\frac{1}{2} \bar{r}^{-2} \right]_1^{\bar{\rho}} = \frac{P_{\text{ext}} - P_{\text{int}}}{2\sigma_0} - \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\bar{r}} d\bar{r}$$

$$\Leftrightarrow U_i^* = \frac{1}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \frac{P_{\text{ext}} - P_{\text{int}}}{2\sigma_0} - \frac{2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\bar{r}} d\bar{r}$$

Or, d'après l'annexe IV.6, on a :

$$q_{t=0}(\bar{r}=1) = \frac{2\bar{\rho}^2(P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{\bar{\rho}^2 - 1} \quad (\text{Tube fini})$$

$$= \frac{2(P_{\text{ext}} - P_{\text{int}})}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \xrightarrow{\bar{\rho} \rightarrow \infty} 2\sigma_0 \quad (\text{Tunnel profond non soutenu})$$

Finalement, pour la galerie circulaire sans soutènement à grande profondeur, l'expression donnant les déplacements en paroi est la suivante :

$$\forall t \quad U_i^* = 1 - \frac{2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\bar{r}} d\bar{r} \quad (\text{V-5})$$

V.5 – Détermination de l'équation différentielle en q^*

D'après l'équation V-4, il résulte : $\underline{q}^* = \frac{U_i^*}{\bar{r}^2} + \varepsilon_r^{\text{vp}*} \Rightarrow \frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^{*\alpha}} = \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial U_i^*}{\partial t^{*\alpha}} + \frac{\partial \varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\partial t^{*\alpha}}$

Or, en dérivant l'équation V-5, on exprime : $\frac{\partial U_i^*}{\partial t^{*\alpha}} = \frac{-2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\partial \varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\partial t^{*\alpha}} \frac{d\bar{r}}{\bar{r}}$

Par ailleurs, pour mémoire : $(V-2b) \Leftrightarrow \frac{\partial \varepsilon_{\text{vp}}^*}{\partial t^{*\alpha}} = -\frac{\partial \varepsilon_r^{\text{vp}*}}{\partial t^{*\alpha}} = \underline{q}^{*\beta}$

D'où finalement :

$$\frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^{*\alpha}} + \underline{q}^{*\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\underline{q}^{*\beta}}{\bar{r}} d\bar{r} = 0 \quad (\text{V-6})$$

V.6 – Équations de l'état asymptotique

Le régime permanent du fluage est atteint quand : $\frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^{*\alpha}} \approx 0$

L'équation V-6 se réduit alors en : $\underline{q}^{*\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{2}{1 - 1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\underline{q}^{*\beta}}{\bar{r}} d\bar{r} = 0 \quad (\text{V-7})$

Une solution admissible vérifiant la relation V-7 varie en $\bar{r}^{-2/\beta}$. Vérifions que cette condition est suffisante en posant :

$$\underline{q}^* = C_{(0)} \bar{r}^{-2/\beta}$$

$$\begin{aligned}
\forall \bar{r} \geq 1, \underline{q}^{*\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{\underline{q}^{*\beta}}{\bar{r}} d\bar{r} &= \frac{C_{(t)}^\beta}{\bar{r}^2} \left[1 - \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{d\bar{r}}{\bar{r}^3} \right] \\
&= \frac{C_{(t)}^\beta}{\bar{r}^2} \left[1 - \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \left[-\frac{1}{2} \bar{r}^{-2} \right]_1^{\bar{\rho}} \right] \\
&= \frac{C_{(t)}^\beta}{\bar{r}^2} \left[1 + \frac{1}{1-1/\bar{\rho}^2} \left[\frac{1}{\bar{\rho}^2} - 1 \right] \right] \\
&= 0
\end{aligned}$$

C.Q.F.D.

A partir de cette solution admissible du déviateur en paroi, il est possible d'évaluer les différentes quantités physiques suivantes :

$$\begin{aligned}
(\text{V-2b}) \Rightarrow \frac{\partial \underline{\varepsilon}_{vp}^*}{\partial t^{*\alpha}} &= \underline{q}^{*\beta} = \frac{C_{(t)}^\beta}{\bar{r}^2} \\
\Rightarrow \underline{\varepsilon}_{vp}^* &= -\underline{\varepsilon}_r^{vp*} = \frac{C_{(t)}^\beta}{\bar{r}^2} t^{*\alpha} + \text{Cte}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\text{V-5}) \Rightarrow U_i^* &= 1 + \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{C_{(t)}^\beta}{\bar{r}^3} t^{*\alpha} d\bar{r} \\
&= 1 + \frac{C_{(t)}^\beta t^{*\alpha}}{1-1/\bar{\rho}^2} \left[-\bar{r}^{-2} \right]_1^{\bar{\rho}} \\
\Rightarrow U_i^* &= 1 + C_{(t)}^\beta t^{*\alpha} + \text{Cte}
\end{aligned}$$

Il reste encore à évaluer cette dernière constante, $C_{(t)}$, pour définir parfaitement l'état asymptotique. Pour cela, il faut combiner les équations V-4 et V-5; ce qui donne :

$$\exists \hat{t} / \forall t \geq \hat{t}, U_i^* = 1 - \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{1}{\bar{r}} \left(\underline{q}^* - \frac{U_i^*}{\bar{r}^2} \right) d\bar{r} \quad \text{avec: } \underline{q}^* = C_{(t)} \bar{r}^{-2/\beta}$$

Donc :

$$\begin{aligned}
\exists \hat{t} / \forall t \geq \hat{t}, 1 + C^\beta t^{*\alpha} &= 1 - \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{1}{\bar{r}} \left(C \bar{r}^{-2/\beta} - \frac{1 + C^\beta t^{*\alpha}}{\bar{r}^2} \right) d\bar{r} \\
\Leftrightarrow \exists \hat{t} / \forall t \geq \hat{t}, \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{1}{\bar{r}} \left(C \bar{r}^{-2/\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \right) d\bar{r} &+ \left[\frac{-2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{C^\beta}{\bar{r}^3} d\bar{r} + C^\beta \right] t^{*\alpha} = 0
\end{aligned}$$

Or, nous venons de voir que U_i^* est une fonction du temps même en régime permanent, ce qui implique que l'égalité précédente est équivalente au système (S3) suivant, moyennant la simplification $C_{(t)} = C$ (vérifiée numériquement par l'expression du déviateur pour des temps très importants).

Soit :

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \frac{-2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{C^\beta}{\bar{r}^3} d\bar{r} + C^\beta = 0 \\ \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{1}{\bar{r}} \left(C \bar{r}^{-2/\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \right) d\bar{r} = 0 \end{cases} \quad (S3)$$

Vérifions bien que la première équation du système (S3) est toujours vérifiée :

$$C^\beta - \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{C^\beta}{\bar{r}^3} d\bar{r} = C^\beta \left[1 - \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \left[-\frac{1}{2} \bar{r}^{-2} \right]_1^{\bar{\rho}} \right] = 0$$

C.Q.F.D.

La résolution de la seconde équation nous fournit la valeur de la constante C :

$$\begin{aligned} & \frac{2}{1-1/\bar{\rho}^2} \int_1^{\bar{\rho}} \frac{1}{\bar{r}} \left(C \bar{r}^{-2/\beta} - \frac{1}{\bar{r}^2} \right) d\bar{r} = 0 \\ \Leftrightarrow & C \int_1^{\bar{\rho}} \bar{r}^{(-2/\beta)-1} d\bar{r} = \int_1^{\bar{\rho}} \frac{d\bar{r}}{\bar{r}^3} \\ \Leftrightarrow & C = \frac{\left[-\frac{1}{2} \bar{r}^{-2} \right]_1^{\bar{\rho}}}{\left[-\frac{\beta}{2} \bar{r}^{-2/\beta} \right]_1^{\bar{\rho}}} = \frac{1}{\beta} \frac{1-1/\bar{\rho}^2}{1-1/\bar{\rho}^{2/\beta}} \end{aligned}$$

Récapitulatif :

$\frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^{*\alpha}} = 0$	
<p>D'où : $U_i^* = 1 + C^\beta t^{*\alpha}$</p>	(V-8)
$\underline{q}^* = \frac{C}{\bar{r}^{2/\beta}}$	
<p>Avec : $C = \frac{1}{\beta} \frac{1-1/\bar{\rho}^2}{1-1/\bar{\rho}^{2/\beta}}$</p>	

V.7 – Résolution de l'état transitoire (équation différentielle V-7)

Compte tenu de la complexité de l'état transitoire défini par l'équation V-7, il n'est donné ici que les justifications de la solution analytique retenue. L'ensemble des développements mathématiques sont à rechercher dans l'annexe de l'article de base de Nguyen-Minh et Pouya (1992) [90].

Une solution admissible pour l'état de contraintes transitoire est la suivante :

$$\underline{q}^*(u, t^*) = u \left[1 + (\beta - 1) u^{\beta-1} t^{*\alpha} \right]^{\frac{1}{1-\beta}} + \frac{u^{\frac{1}{\beta}}}{\beta} \left[1 - \left(1 + (\beta - 1) u^{\frac{\beta-1}{\beta}} t^{*\alpha} \right) \right]^{\frac{1}{1-\beta}} \quad \text{avec: } u = \frac{1}{\bar{r}^2}$$

On peut montrer numériquement que q^* vérifie bien les cinq conditions nécessaires suivantes :

1. $\int_0^1 \frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^*} \frac{du}{u} = 0$
2. $\int_0^1 \underline{q}^* \frac{du}{u} = 1$
3. $\frac{\partial \underline{q}^*}{\partial t^*} (u, t^* = 0) = -u^\beta + \frac{u}{\beta}$
4. $\underline{q}^*(u, t^*) \xrightarrow{t^* \rightarrow \infty} \frac{u^\beta}{\beta}$
5. $\underline{q}^*(u, t^* = 0) = u$

ANNEXE VI**Résultats des essais de fluage dans la zone REP du site de l'Est**

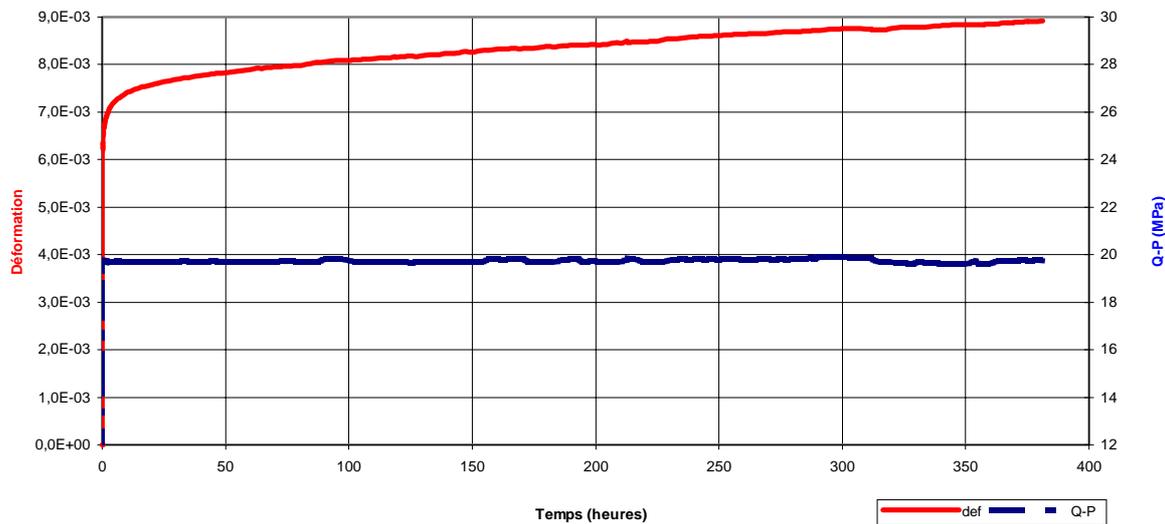
(Source : ANDRA, 2001 [1])

Remarques :

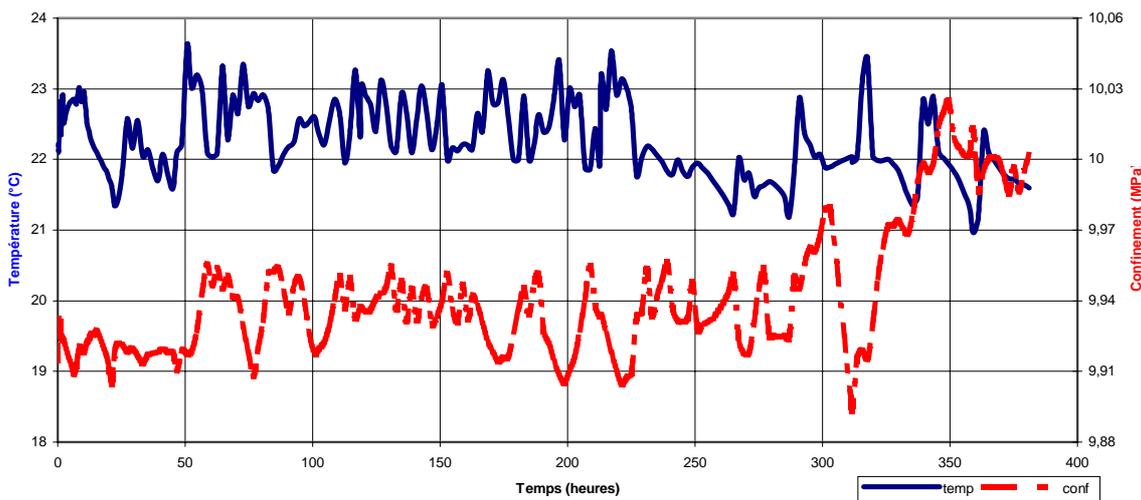
- 1- Les déviateurs appliqués sont notés par (Q-P), et s'expriment en MPa.
- 2- Les déformations axiales totales sont notées par (def).
- 3- L'unité de temps est l'heure.
- 4- La pression de confinement (conf, en MPa) et la température (temp, en °C) sont données pour chaque essai.
- 5- La déformation initiale figurant au début des courbes de fluage intègre la déformation instantanée de l'échantillon et le tassement éventuel des dispositifs lors de la mise en charge.

VI.1 – Essai de fluage sur l'échantillon 5083-6 prélevé dans la couche de Callovo-Oxfordien entre 461,01 et 461,32

FLUAGE EST204 échantillon 5083 n°6

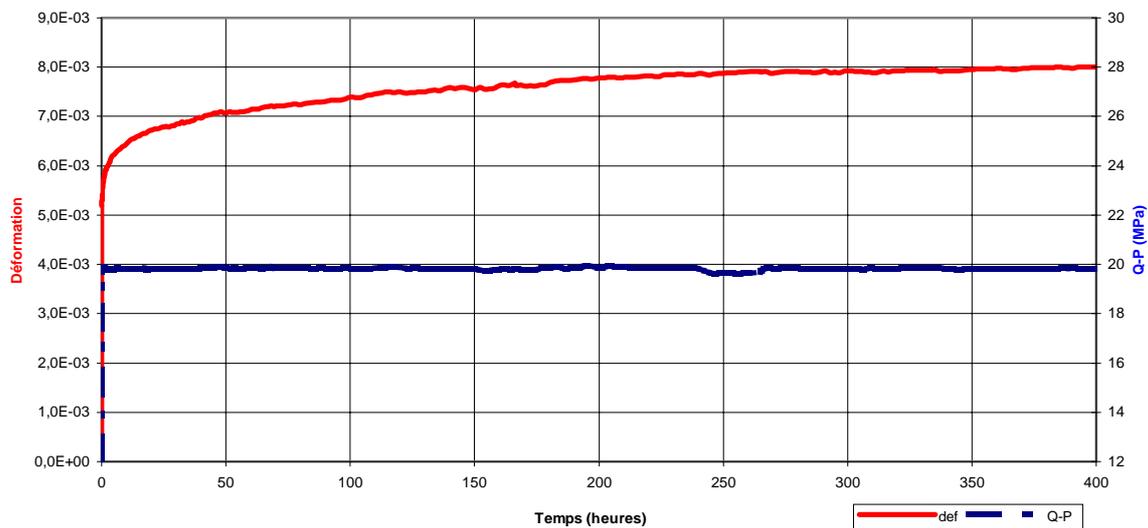


FLUAGE EST204 échantillon 5083 n°6



VI.2 – Essai de fluage sur l'échantillon 5103-2 prélevé dans la couche de Callovo-Oxfordien entre 469,70 et 470,00

FLUAGE EST 204 échantillon 5103 n°2



FLUAGE EST 204 échantillon 5103 n°2

