HAL
open science

Comportement thermomécanique du sel gemme : Application au dimensionnement des cavités

Paule Labaune

To cite this version:

Paule Labaune. Comportement thermomécanique du sel gemme : Application au dimensionnement des cavités. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2018. Français. NNT : 2018PSLEM035 . tel-02092527

HAL Id: tel-02092527

https://pastel.hal.science/tel-02092527

Submitted on 8 Apr 2019

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.

THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres
PSL Research University

Préparée à MINES ParisTech

Comportement thermomécanique du sel gemme : Application au dimensionnement des cavités

Thermomechanical behavior of rock salt: Application to cavern design

École doctorale n°398

GÉOSCIENCES, RESSOURCES NATURELLES ET ENVIRONNEMENT

Spécialité GÉOSCIENCES ET GÉOINGÉNIERIE

COMPOSITION DU JURY :

M. Pierre Bérest
École Polytechnique, Président

M. Philippe Cosenza
Université de Poitiers, Rapporteur

M. Alain Millard
CEA Saclay, Rapporteur

Mme Chantal de Fouquet
Mines ParisTech, Examinatrice

M. Ahmed Rouabhi
Mines ParisTech, Examinateur

M. Michel Tijani
Mines ParisTech, Examinateur

M. Grégoire Hévin
Storengy, Invité

M. Mehdi Karimi-Jafari
Geostock, Invité

Soutenue par **Paule LABAUNE**
le 9 octobre 2018

Dirigée par **Michel Tijani**
Encadrée par **Ahmed Rouabhi**

MINES ParisTech | PSL

Remerciements

Je remercie tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail ainsi que les nombreuses questions et remarques qui y sont liées. Merci tout d'abord à Pierre Bérest qui a présidé le jury et a apporté son expertise sur le sel gemme. Merci également à Philippe Cosenza et Alain Millard, rapporteurs de mon manuscrit. J'ai beaucoup apprécié la qualité de vos rapports et des discussions auxquelles ils ont donné lieu. Merci à Chantal de Fouquet, dont la présence dans ce jury a été très constructive et laisse espérer de futures collaborations entre les équipes de géologie de l'ingénieur et de géostatistique. Merci enfin à Grégoire Hévin et Mehdi Karimi-Jafari d'avoir apporté leur point de vue industriel à cette thèse. Vos remarques et questions montrent l'intérêt de ces travaux et leurs applications.

Je remercie aussi mes encadrants de thèse, Michel Tijani et Ahmed Rouabhi pour leur implication. J'ai beaucoup apprécié votre suivi régulier et les longues discussions que nous avons pu avoir. Michel, je te souhaite une bonne retraite largement méritée. Ahmed, j'espère avoir l'occasion de travailler avec toi à l'avenir.

Je tiens aussi à remercier les membres de l'équipe de Géologie de l'Ingénieur et Géomécanique pour la bonne ambiance et les discussions, agréables ou polémiques, que j'apprécie toujours. Merci aussi à tous mes partenaires de course, nos sorties du midi dans la forêt de Fontainebleau vont me manquer.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour m'avoir accompagnée tout au long de cette thèse.

Table des matières

Introduction générale **1**

1 Modélisation du comportement thermo-mécanique du sel gemme **5**
1.1 Introduction 6
1.2 État de l'art : le comportement du sel gemme 6
1.2.1 Les différentes approches 7
1.2.2 Les phénomènes physiques pris en compte 9
1.2.3 Critères de dimensionnement 17
1.2.4 Méthodologie de dimensionnement 20
1.3 Présentation du nouveau modèle 22
1.3.1 Approche et objectifs 22
1.3.2 Le nouveau modèle 22
1.3.3 Variante : prise en compte du fluage inverse 30
1.3.4 Rôle des paramètres rhéologiques 31

2 Caractérisation du sel gemme en laboratoire **37**
2.1 Introduction 38
2.2 État de l'art : le sel gemme au laboratoire 38
2.2.1 Hypothèses principales 38
2.2.2 Principe des essais triaxiaux 39
2.2.3 Classifications des essais triaxiaux 40
2.2.4 Réalisation des mesures 42
2.2.5 Les essais brésiliens 43
2.3 Le calage des paramètres 44
2.3.1 Généralités 44
2.3.2 Différentes méthodes de calage 45
2.3.3 Identification des paramètres du nouveau modèle 49
2.3.4 Exemples de calages 51
2.3.5 Extrapolation et problème du "long terme" 67
2.4 Le problème de la mesure des déformations volumiques 69
2.4.1 Présentation du problème 69
2.4.2 Présentation des simulations et notations 70
2.4.3 Déformations volumiques 71
2.4.4 Déformations axiales 73
2.4.5 Conséquences pratiques 74

2.5 Dilatance et traction lors des essais triaxiaux 75
2.5.1 Observations expérimentales 75
2.5.2 Déformations volumiques viscoplastiques liées à la traction . . . 76
2.5.3 Déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement . . 80
2.5.4 Synthèse 81

3 Application à l'échelle d'une cavité 83
3.1 Introduction 84
3.2 État de l'art : les cavités salines et la transition énergétique 84
3.2.1 Quelques dates et ordres de grandeur 84
3.2.2 Anciennes et nouvelles utilisations des cavités salines 85
3.3 Méthodologies de dimensionnement 88
3.3.1 Méthodologie classique 89
3.3.2 Nouvelle méthodologie 90
3.4 Simulations mécaniques 91
3.4.1 Présentation des simulations 91
3.4.2 Dilatance 93
3.4.3 Perte de volume et affaissement en surface 95
3.4.4 Influence de la géométrie 101
3.5 Simulations thermo-mécaniques 102
3.5.1 Description du problème couplé 103
3.5.2 Présentation des simulations 105
3.5.3 Pression et température dans la cavité 107
3.5.4 Dilatance et traction 108
3.5.5 Comportement global de la cavité 114
3.5.6 Influence de la température d'injection 119
3.5.7 Conclusions 120

Conclusion et perspectives 123

Introduction générale

Cette thèse s'inscrit dans une longue série de recherches sur le comportement du sel gemme au Centre de Géosciences, depuis les années 1980. Toujours en partenariat avec des industries d'exploitation ou de stockage (Géostock, Storengy, EDF, Salins du Midi, Solvay...), ces recherches concernent le comportement du sel gemme pour des applications d'exploitation, de stockage d'hydrocarbures (Tijani, 1978; Merar, 1999), ou encore du stockage de déchets radioactifs (Hamami, 1993). Plus largement, à l'échelle de la France, ces perspectives industrielles ont mené à de forts développements sur le comportement du sel gemme jusque dans les années 1990 (Pouya, 1991; Thorel, 1994). Puis, la décision de stocker les déchets radioactifs dans l'argilite plutôt que dans le sel gemme (ANDRA, 2005) a conduit à un déclin des recherches sur le comportement du sel. Dans les années 2010, le contexte de la transition énergétique suggère l'utilisation des cavités salines pour de nouvelles utilisations liées aux énergies renouvelables, suscitant un regain d'intérêt pour le sel gemme (Alazard-Toux et al., 2013). Au niveau international, les décisions stratégiques de chaque pays conditionnant la recherche, les développements sur le sel gemme sont orientés vers différentes problématiques. Par exemple, l'Allemagne et les États-Unis maintiennent des projets de stockage de déchets radioactifs dans le sel (ANDRA, 2013), donc la recherche n'y a pas connu de ralentissement comme en France et est plus orientée stockage de déchets radioactifs et étanchéité à très long terme (Chan et al., 1998; Hunsche and Hampel, 1999). En Chine, les recherches sur le sel gemme et en particulier sur les cavités salines n'ont débuté à grande échelle qu'à la fin des années 1990, dans le cadre du projet de gazoduc traversant la Chine d'est en ouest (Yali and Yanjie, 2010), mais les développements y sont rapides et les projets de stockage nombreux (Wang et al., 2015; Liang et al., 2016; Wang et al., 2016).

Plus précisément, les cavités lessivées dans le sel sont historiquement utilisées pour le stockage d'hydrocarbures, et exploitées avec des cycles saisonnier afin de lisser la différence de consommation entre l'hiver et l'été. Aujourd'hui, leur utilisation ainsi que les sollicitations auxquelles elles sont soumises évoluent, pour deux raisons. La première raison est la course à la rentabilité industrielle, qui encourage à réaliser des cavités toujours plus grandes et à les exploiter au maximum de leur capacité, à abaisser la pression minimale ou à soutirer plus rapidement. On a donc besoin de modèles plus fiables et plus précis pour optimiser l'exploitation des cavités, tout en garantissant leur stabilité. La deuxième raison est l'émergence de nouvelles problématiques liées à la transition énergétique. On cherche à utiliser les cavités salines pour le stockage d'énergie issue de sources renouvelables. Ces énergies étant par nature intermittentes et imprévisibles, les cycles sont potentiellement beaucoup plus rapides que les habituels

cycles annuels. La nature des fluides stockés change également ; au lieu du gaz naturel ou pétrole habituels, on stocke par exemple de l'air comprimé dans le cas du CAES (Raju and Khaitan, 2012; Djizanne et al., 2014) ou de l'hydrogène ou du dioxide de carbone dans le cas du PtG (Schiebahn et al., 2015; Götz et al., 2016), et les nouveaux fluides stockés présentent des comportements thermodynamiques différents. Les cavités sont donc soumises à de nouvelles gammes de sollicitations, et leur dimensionnement doit en tenir compte.

Le dimensionnement des ouvrages souterrains, et en particulier des cavités salines, a pour objectif d'évaluer les conditions d'intégrité et de sécurité du site de stockage, et d'optimiser son fonctionnement. Pour cela, de nombreux facteurs doivent être pris en compte, incluant les différentes formations géologiques et la géométrie des ouvrages, l'historique des chargements tout au long de la durée de vie du site, l'interaction avec les autres structures alentours, les lois de comportement des différents matériaux stockés, et les lois de comportement des différentes formations géologiques. Ces dernières, en particulier celles relatives à la formation salifère, sont primordiales dans le dimensionnement des cavités.

Les premières lois de comportement du sel gemme, par ailleurs très nombreuses dans la littérature, étaient élaborées selon une approche purement phénoménologique, basée sur les mesures réalisées au laboratoire sur des échantillons dont la taille est suffisante pour être considérée comme un VER (Volume Élémentaire Représentatif) du massif sans s'occuper de sa structure à petite échelle (dimension des cristaux de NaCl, concentration des autres ingrédients : anhydrite, argile...). Dans le but de prendre en compte la structure de l'échantillon (VER), une approche microscopique a été développée. Elle suppose une connaissance de la microstructure interne du matériau, et cherche à décrire son évolution par des lois physiques simplifiées (Zaoui, 2002; Zeng et al., 2014; Pouya et al., 2016). Les paramètres intervenant dans cette approche sont des paramètres physiques propres au matériau pur, et ne nécessitent donc théoriquement aucun ajustement. Cependant, le sel gemme étant un matériau naturel, variable selon les sites et contenant des impuretés, les modèles basés sur une telle approche sont aujourd'hui dans l'incapacité de reproduire le comportement macroscopique du sel sans recours à des données macroscopiques et des ajustements des paramètres rhéologiques.

Il n'existe donc pas à ce jour de modèle universel pour le sel gemme. L'intégralité des modèles de comportement du sel gemme présentés dans la littérature sont phénoménologiques. Bien que certains aient des considérations microscopiques, s'inspirent de mécanismes internes pour guider les formes des lois macroscopiques et cherchent à donner des significations physiques aux constantes rhéologiques, aucun ne peut s'affranchir des ajustements sur des essais de laboratoire.

Les modèles de comportement sont donc dépendants des essais de laboratoire, dont la gamme de sollicitations est inévitablement limitée. Pour que cela ait un sens d'utiliser un modèle pour prévoir le comportement d'un ouvrage souterrain, les sollicitations au laboratoire doivent être le plus proche possible des sollicitations *in situ*. Puisque les cavités sont aujourd'hui sollicitées dans de nouvelles gammes de pressions et de températures, les modèles qui donnaient satisfaction jusqu'à présent, développés sur des essais classiques et utilisés pour dimensionner des cavités pour le stockage saisonnier de gaz naturel, ne sont plus nécessairement adaptés aujourd'hui, pour stocker de nouveaux

fluides avec des scenarii de cyclage complètement différents.

Les nouvelles utilisations des cavités salines, la modification des gammes de sollicitation et les questions qui en découlent sur les modèles rhéologiques justifient le regain d'intérêt pour l'étude du comportement du sel gemme aujourd'hui. Les travaux présentés dans cette thèse se concentrent sur les cavités salines. Ils ont pour objectif de proposer des améliorations dans les modèles rhéologiques et les méthodologies de dimensionnement pour répondre aux nouvelles problématiques liées à la transition énergétique.

Ce mémoire est divisé en trois parties. La première partie concerne le comportement thermo-mécanique du sel gemme au niveau constitutif. Elle commence par un état de l'art des nombreux modèles de comportement du sel gemme disponibles dans la littérature, ainsi que des critères et règles pratiques de dimensionnement. L'étude critique de cette littérature a pour objectif de comprendre comment les modèles rhéologiques et les critères de dimensionnement sont élaborés, et quels phénomènes physiques ils considèrent, afin d'identifier leurs atouts et leurs lacunes. La fin de la première partie est consacrée au développement d'un nouveau modèle rhéologique pour le sel gemme. Partant du modèle de Lemaitre (développé à Mines ParisTech dans les années 1980 et utilisé par plusieurs industriels français), le nouveau modèle inclut notamment l'influence des phénomènes de dilatance et de traction.

La deuxième partie est consacrée aux travaux à l'échelle du laboratoire. Une étude bibliographique recense les différents essais habituellement réalisés sur le sel gemme, ainsi que les dispositifs de mesure de déformation et les hypothèses faites pour les interpréter. Puis on développe différentes méthodes de calage, adaptées à différents types de modèles à caler et différents types d'essais. On montre ensuite plusieurs exemples d'essais de laboratoire ajustés avec le nouveau modèle rhéologique développé dans la première partie. Cette partie se termine avec une discussion sur une hypothèse simplificatrice habituellement faite pour interpréter les résultats des essais de laboratoire, à savoir l'homogénéité des contraintes dans l'ensemble de l'échantillon durant tout l'essai, ainsi que les erreurs qu'elle introduit potentiellement sur les mesures des déformations volumiques.

La troisième partie se rapporte aux travaux à l'échelle des ouvrages souterrains et en particulier des cavités salines. Elle commence par une étude bibliographique sur les cavités salines, et en particulier sur les nouvelles problématiques liées à la transition énergétique. On détaille ensuite une nouvelle méthodologie de dimensionnement des cavités à partir du nouveau modèle rhéologique développé dans la première partie. Des simulations numériques sont enfin réalisées, avec un couplage fort entre la thermodynamique dans la cavité et le comportement thermo-mécanique du massif salin environnant. Différentes sollicitations sont étudiées en faisant varier les scenarii de cyclage et la nature du gaz présent dans la cavité, proches des scenarii traditionnels ou se rapprochant des besoins de la transition énergétique. Les résultats obtenus avec la nouvelle méthodologie sont comparés à ceux de la méthodologie classique.

Chapitre 1

Modélisation du comportement thermo-mécanique du sel gemme

Sommaire

1.1 Introduction 6

1.2 État de l'art : le comportement du sel gemme 6

1.2.1 Les différentes approches 7

1.2.2 Les phénomènes physiques pris en compte 9

1.2.2.1 Fluage 10

1.2.2.2 Dilatance 11

1.2.2.3 Traction 13

1.2.2.4 Cicatrisation 13

1.2.2.5 Fluage inverse 14

1.2.2.6 Influence de la température 15

1.2.2.7 Synthèse 15

1.2.3 Critères de dimensionnement 17

1.2.3.1 Critères en déformation ou en contrainte ? 17

1.2.3.2 Exemples de critères de dilatance 18

1.2.3.3 Exemples de critères de traction 20

1.2.4 Méthodologie de dimensionnement 20

1.3 Présentation du nouveau modèle 22

1.3.1 Approche et objectifs 22

1.3.2 Le nouveau modèle 22

1.3.2.1 Définitions et bases de travail 22

1.3.2.2 Tenseur des déformations viscoplastiques 25

1.3.2.3 Variables d'écrouissage 28

1.3.3 Variante : prise en compte du fluage inverse 30

1.3.4 Rôle des paramètres rhéologiques 31
1.3.4.1 Paramètres relatifs à la distorsion 32
1.3.4.2 Paramètres relatifs à la forme de la section déviatorique 34
1.3.4.3 Paramètres relatifs à la dilatance 34
1.3.4.4 Paramètres relatifs à la traction 36

1.1 Introduction

Lors du dimensionnement d'ouvrages souterrains, on distingue deux problématiques : la fermeture des ouvrages par fluage, et leur intégrité mécanique. Ainsi, dans l'étude du comportement du sel gemme on considère d'une part sa déformabilité, par des lois de comportements, et d'autre part sa rupture, à l'aide de critères de dimensionnement.

Ce chapitre commence par un état de l'art concernant les modèles de comportement du sel gemme, ainsi que les critères de dimensionnement des ouvrages souterrains. Une analyse critique permet d'exhiber des incohérences dans les méthodologies de dimensionnement. Un nouveau modèle de comportement est développé pour tenter de pallier ces insuffisances.

1.2 État de l'art : le comportement du sel gemme

Dans son introduction, Tijani (2008) qualifie successivement l'élaboration de lois de comportement de nécessité, d'utopie, de gageure et de défi. Cette déclaration aux consonances lyriques repose sur l'idée qu'une vraie loi de comportement d'un matériau réel est inatteignable, et que par conséquent les spécialistes recherchent des lois approchées, dont la réponse est la plus proche possible du matériau réel dans une gamme de sollicitations donnée. Cela explique l'abondance des modèles de comportement, et rappelle l'importance de la connaissance de la gamme de validité d'une loi, quitte à devoir en sortir et extrapoler en connaissance de cause.

De nombreux modèles de comportement du sel gemme existent dans la littérature, datant des années 1980 à nos jours, de complexité et d'utilisation variées. Un grand nombre en sont listés dans plusieurs thèses récentes (Karimi-Jafari, 2007; Djizanne, 2014). Cependant, la multiplicité des modèles est la preuve de leurs insuffisances ; si un modèle donnait pleine satisfaction il aurait déjà été unanimement adopté.

Les modèles existants s'accordent sur un point particulier : ils admettent tous que le comportement du sel gemme dépend fortement du temps. Il n'en reste pas moins de nombreuses divergences, dans l'approche d'élaboration de ces modèles de comportement, et dans les phénomènes physiques qu'ils représentent. Dans la suite, on se concentre sur quelques modèles de comportement du sel gemme publiés dans la littérature, à savoir :

1. Norton-Hoff, Allemagne, 1980, décrit par (Bérest et al., 2008a) ;
2. Lemaitre, France, 1980, (Tijani et al., 1983) ;
3. Munson-Dawson, USA, 1980, (Munson and Dawson, 1981) ;
4. Lubby2, Allemagne, 1990, (Heusermann et al., 2003) ;
5. SUVIC, Canada, 1990, (Aubertin et al., 1991) ;
6. SUVIC-D, Canada, 2000, (Aubertin et al., 1996) ;
7. MDCF, USA, 2000, (DeVries et al., 2002) ;

Dans un premier temps on discutera des différentes approches adoptées pour l'élaboration de ces sept modèles, puis des phénomènes physiques pris en compte. Aucun modèle n'est détaillé *in extenso* dans ce manuscrit, mais ils le sont dans les références fournies.

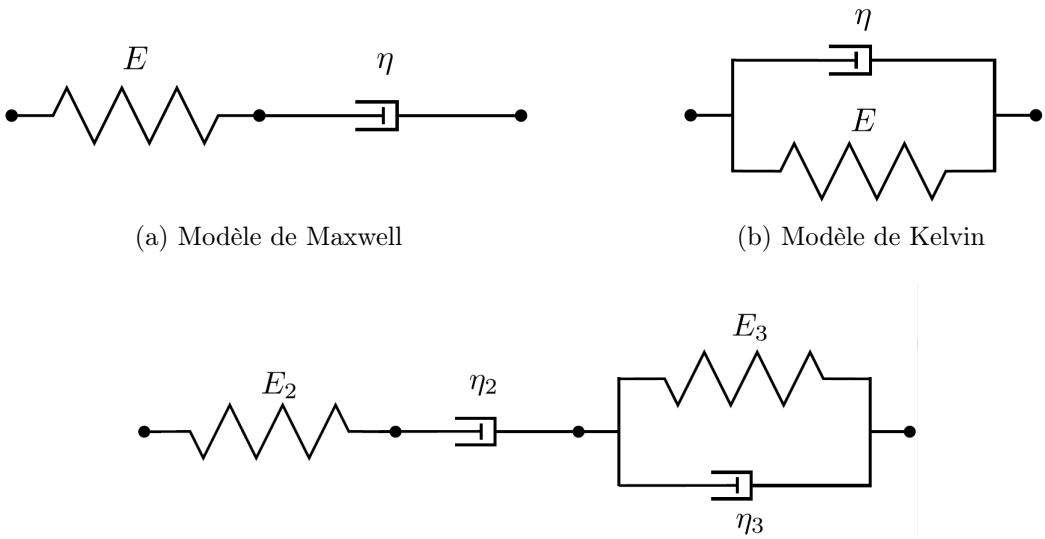
1.2.1 Les différentes approches

Les modèles de comportement du sel gemme peuvent être élaborés selon plusieurs approches. On présente ici les approches par analogie mécanique, phénoménologique, et microscopique. Il est cependant important de noter qu'aucun modèle de comportement ne décrit parfaitement et de manière universelle tous les sels, avec les impuretés, dans toutes les conditions, etc. Quelle que soit l'approche adoptée, tous les modèles nécessitent des calages à l'échelle macroscopique. Les essais de laboratoire étant inévitablement limités (en nombre, en gamme de sollicitations...), toutes les lois proposées sont donc des lois approchées.

Les premiers modèles rhéologiques du sel gemme étaient construits par analogie mécanique. Ils consistaient en divers assemblages de ressorts, patins et amortisseurs, décrivant respectivement le comportement élastique, plastique et visqueux. Les modèles les plus élémentaires (décrits dans les manuels de mécanique, par exemple (Sidoroff, 1980)) sont ceux de Maxwell, constitué d'un ressort et d'un amortisseur en série, et de Kelvin, constitué d'un ressort et d'un amortisseur en parallèle. En montant en série un montage de Maxwell et un montage de Kelvin on obtient le modèle de Burgers. Ces modèles sont illustrés par la Figure 1.1.

D'autres modèles plus récents sont inspirés de modèles par analogie mécanique, et développés spécifiquement pour le sel gemme. C'est le cas par exemple du modèle Lubby2, inspiré du modèle de Burgers et rendu non-linéaire en remplaçant certains paramètres par des fonctions exponentielles de la contrainte.

L'approche phénoménologique a pour but de reproduire au mieux les observations macroscopiques, sans autre contrainte. Elle est basée sur les mesures réalisées au laboratoire sur des échantillons de taille représentative, et nécessite systématiquement des essais de laboratoire et des procédures de calibration des paramètres. Les lois de



(a) Modèle de Maxwell

(b) Modèle de Kelvin

(c) Modèle de Burgers

FIGURE 1.1 – Modèles par analogie mécanique

comportement élaborées selon une approche phénoménologique sont donc uniquement valables dans une gamme de sollicitations précise, limitée par les essais de laboratoire, qu'il convient de choisir la plus proche possible des conditions in situ.

Les applications d'ingénierie, à l'échelle d'ouvrages souterrains, justifient cette approche. En effet, de par l'inévitable présence d'insolubles et hétérogénéités, le comportement du sel gemme dans un massif s'éloigne de celui idéal d'un unique cristal de halite. Il apparaît intéressant de s'intéresser à un volume élémentaire représentatif de sel gemme plutôt qu'à un cristal.

Les lois de fluage de Norton-Hoff et de Lemaitre sont des modèles phénoménologiques, dont les paramètres rhéologiques sont ajustés sans autres considérations que la qualité des calages macroscopiques. Ces deux modèles sont largement utilisés pour le sel gemme dans l'ingénierie, notamment en Allemagne pour Norton-Hoff et en France pour Lemaitre.

La limitation de la gamme de validité des modèles phénoménologiques a encouragé le développement de modèles selon une approche microscopique. Cette approche est basée sur l'évolution de la structure microscopique de la halite, et un changement d'échelle pour passer au niveau macroscopique. De nombreuses études progressent dans ce sens (Zeng et al., 2014; Pouya et al., 2016). L'objectif est de s'affranchir des calages macroscopiques, en expliquant entièrement le comportement macroscopique par les phénomènes microscopiques tels que les dislocations. Les paramètres intervenant dans cette approche sont des paramètres physiques propres au matériau pur, et ne nécessitent donc théoriquement aucun ajustement. Ces méthodes sont largement utilisées pour les matériaux fabriqués car elles permettent principalement de guider le choix de la composition finale du produit. Mais dans le cas du sel gemme, l'approche micro-macro ne permet pas d'obtenir un modèle microscopique sans recours à des résultats d'essais

classiques et des ajustements des paramètres rhéologiques, car il s'agit d'un matériau naturel, contenant des impuretés, potentiellement variable d'un site à un autre.

Le modèle de Munson-Dawson affiche clairement une volonté de décrire les phénomènes microscopiques. Il est le premier à être fondé sur une carte des mécanismes de déformation du sel gemme. Une telle carte définit quels micro-mécanismes contribuent à la déformation selon l'état de pression et de température. A chaque micro-mécanisme est attribuée une vitesse de déformation ; leur somme fournit une vitesse de fluage. Les paramètres rhéologiques sont ajustés sur des essais de laboratoire. Le lien avec les micro-mécanismes reflète une volonté de donner une signification physique à chaque paramètre, dans l'idée que cela permet de donner une certaine légitimité aux calages. Ce modèle est très utilisé aujourd'hui notamment en Allemagne et aux États-Unis, et fait l'objet d'un grand nombre de modifications et d'améliorations, pour décrire un plus grand nombre de phénomènes (MDCF).

Le modèle SUVIC et son évolution SUVIC-D se veulent basés sur des "considérations à la fois physiques et phénoménologiques". Ils s'appuient sur des considérations phénoménologiques, mais s'efforcent de donner une signification physique à un maximum de paramètres.

Il n'existe pas à ce jour de modèle universel pour le sel gemme. L'intégralité des modèles de comportement du sel gemme présentés dans la littérature sont développés selon une approche au moins partiellement phénoménologique. Bien que certains s'inspirent de mécanismes internes pour guider les formes des lois macroscopiques et cherchent à donner des significations physiques aux constantes rhéologiques, aucun ne peut s'affranchir des ajustements sur des essais de laboratoire.

1.2.2 Les phénomènes physiques pris en compte

On étudie à présent les phénomènes physiques que les modèles sont capables de décrire. On s'intéresse uniquement aux déformations viscoplastiques. Pour définir leur loi d'évolution, il faut définir leur intensité et leur direction. L'intensité est habituellement définie sous la forme d'un multiplicateur λ, et la direction en tant que dérivée d'un potentiel scalaire P par rapport au tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$. Le tenseur de la vitesse des déformations viscoplastiques peut donc être exprimé sous la forme

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_{vp} = \dot{\lambda}\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}P \tag{1.1}$$

qui convient bien aux premiers modèles, simples et décrivant peu de phénomènes. Au cours du temps, des modèles de plus en plus complexes et décrivant des phénomènes toujours plus nombreux sont développés, et une approche multipotentielle est souvent mieux adaptée (Mandel, 1965; Loret, 1987). Plusieurs multiplicateurs et potentiels sont utilisés au lieu d'un seul et les déformations viscoplastiques sont exprimées sous la forme

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}_{vp} = \sum_i \dot{\lambda}_i\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}P_i \tag{1.2}$$

ce qui laisse une grande liberté dans la description des différents phénomènes. Décrire un grand nombre de phénomènes avec un potentiel unique peut empêcher de discerner

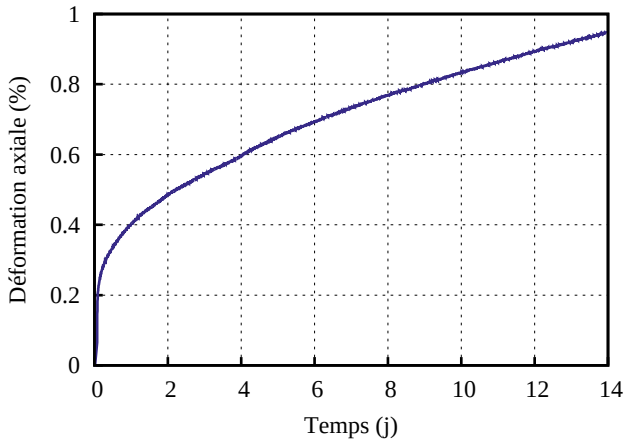


FIGURE 1.2 – Illustration du phénomène de fluage lors d'un essai de laboratoire : déformation axiale d'un échantillon sous charge constante (10 MPa).

leurs influences respectives. Travailler avec plusieurs potentiels distincts permet au contraire d'isoler chaque phénomène et de les traiter séparément. Beaucoup de modèles de comportement du sel gemme utilisent cette approche.

1.2.2.1 Fluage

Le fluage est le phénomène physique selon lequel un matériau sous charge constante subit une déformation différée et irréversible, comme illustré sur la Figure 1.2. Le phénomène de fluage étant prépondérant dans le comportement du sel gemme, l'ensemble des sept modèles étudiés le prennent en compte. Tous les modèles s'accordent quant à la direction dominante de la vitesse des déformations viscoplastiques : selon la direction déviatorique $\underline{\underline{\sigma}}' = \underline{\underline{\sigma}} - \mathrm{tr}(\underline{\underline{\sigma}})\underline{\underline{1}}/3$. En revanche, leur intensité fait l'objet de divergences.

Il est généralement admis que le phénomène de fluage débute par une phase de fluage dite primaire ou transitoire, pendant laquelle la vitesse de déformation sous charge constante décroît. A l'exception du modèle de Norton-Hoff, tous les modèles décrivent un fluage primaire. Le modèle Lubby2 utilise un mécanisme type Kelvin (voir Figure 1.1b) modifié : le module de cisaillement et la viscosité de Kelvin sont remplacés par des fonctions exponentielles de la contrainte. Dans les modèles SUVIC et SUVIC-D, l'écrouissage est essentiellement guidé par une variable scalaire, qui divise le déviateur des contraintes, et dont l'évolution dépend de la variable elle-même et de la vitesse de déformation viscoplastique équivalente de von Mises. La particularité de ces deux modèles, par rapport à tous les autres, est qu'à cet écrouissage isotrope, ils ajoutent un écrouissage cinématique, représenté par une variable d'écrouissage tensorielle, qui permet de modifier au cours du temps l'enveloppe des états de contrainte admissibles. Les modèles Munson-Dawson et MDCF considèrent une fonction transitoire qui définit un écrouissage positif, puis devient constante quand un seuil dépendant de la contrainte et de la température est atteint. Dans le modèle de Lemaitre, le fluage est guidé par une variable d'écrouissage, de telle manière que la vitesse de fluage décroît continuellement.

Il est important de distinguer le fluage primaire dans le modèle de Lemaitre de celui des autres modèles. La plupart des modèles de fluage primaire consistent en une fonction transitoire, servant à atteindre une valeur bornée, laissant rapidement place à un autre mécanisme de fluage, stationnaire. Dans le modèle de Lemaitre, au contraire, l'écrouissage est permanent : la déformation n'est pas bornée, et bien que sa vitesse diminue constamment elle ne s'annule jamais.

Il est également généralement accepté que la phase de fluage primaire est suivie d'une phase de fluage secondaire ou stationnaire, pendant laquelle la vitesse de déformation sous charge constante ne varie pas. Plusieurs modèles sont basés sur la classique loi puissance : la vitesse de fluage est proportionnelle à q^n, avec q la contrainte équivalente de von Mises $q = \sqrt{3/2}||\underline{\underline{\sigma}}'||$ et n une constante rhéologique. C'est le cas des modèles de Norton-Hoff, SUVIC et SUVIC-D. Les modèles de Munson-Dawson et MDCF considèrent une combinaison linéaire de deux lois puissance et d'un sinus hyperbolique. Enfin, le fluage stationnaire dans le modèle Lubby2 est basé sur un modèle type Maxwell (voir Figure 1.1a), où la viscosité de Maxwell est une fonction exponentielle de la contrainte.

Certains modèles considèrent une phase de fluage tertiaire ou accéléré, pendant laquelle la vitesse de déformation sous charge constante augmente, en lien avec l'endommagement du matériau et la dégradation progressive de ses propriétés mécaniques. Les divergences concernant cette phase de fluage viennent de la difficulté à la mettre en évidence expérimentalement. En effet, elle concerne des déformations très importantes, et les résultats varient largement selon les conventions ou les définitions adoptées (contraintes de Piola ou de Cauchy par exemple). Une manière de représenter cet endommagement est celle de Kachanov (1986) proposée à l'origine pour les métaux. Cette approche considère qu'au cours de l'endommagement, des vides se créent dans le matériau, diminuant la surface sur laquelle la charge est effectivement appliquée, ce qui conduit à une augmentation de la contrainte. Ce phénomène est décrit par une variable d'endommagement D. Le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ est alors remplacé par $\underline{\underline{\sigma}}/(1-D)$, ce qui correspond à la contrainte équivalente dans le matériau endommagé (Thorel, 1994). Certains modèles parmi les plus récents intègrent le fluage tertiaire, en s'inspirant de l'approche de Kachanov. Les modèles SUVIC-D et MDCF considèrent une variable d'endommagement qui modifie le tenseur des contraintes dans la partie élastique et/ou la partie non-élastique, et ainsi permettent d'augmenter la vitesse de fluage. Le modèle MDCF considère une variable d'endommagement scalaire D qui intervient uniquement dans la norme de la vitesse de fluage. L'approche dans SUVIC-D est similaire, mais la variable d'endommagement $\underline{\underline{D}}$ est tensorielle : $\underline{\underline{\sigma}}$ est remplacé par $\left(\underline{\underline{\sigma}}(\underline{\underline{1}}-\underline{\underline{D}})^{-1}+(\underline{\underline{1}}-\underline{\underline{D}})^{-1}\underline{\underline{\sigma}}\right)/2$.

1.2.2.2 Dilatance

À l'échelle macroscopique, la dilatance est une augmentation non-élastique du volume du matériau. Elle peut par exemple être mise en évidence lors d'essais de laboratoire, comme illustré par la Figure 1.3. On observe tout d'abord que le volume diminue,

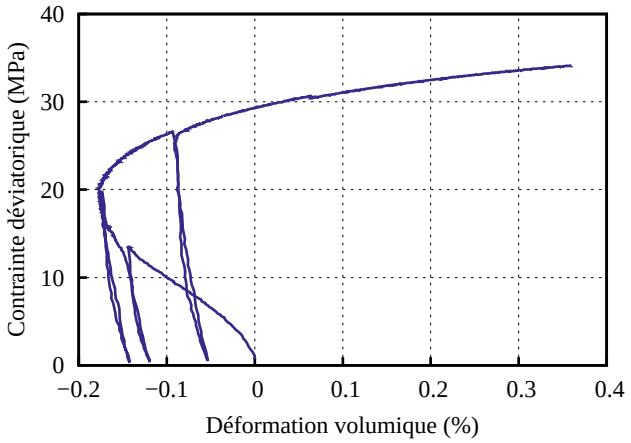


FIGURE 1.3 – Illustration du phénomène de dilatance au cours d'un essai de laboratoire.

puis il augmente, bien que toutes les charges appliquées soient compressives. Le phénomène de dilatance est dû à un endommagement par cisaillement ; l'augmentation de volume est associée au développement de micro-fissures, et donc à une dégradation de sa résistance et une augmentation de sa perméabilité (Stormont et al., 1992; Schulze et al., 2001; DeVries et al., 2002). La finalité de nombreuses études et travaux sur le sel gemme étant du stockage, la question de la perméabilité est prépondérante, pour son lien direct avec l'étanchéité du stockage et sa faisabilité. Cela justifie l'intérêt porté au phénomène de dilatance malgré son influence négligeable par rapport au fluage du point de vue de la déformabilité.

Deux modèles parmi ceux étudiés décrivent un endommagement par cisaillement responsable d'une dilatance : MDCF et SUVIC-D. Tous deux utilisent une approche multipotentiels, dont un au moins est réservé au phénomène de dilatance. Dans ces deux modèles, la dilatance est indépendante du fluage, et est décrite par des multiplicateurs et potentiels indépendants de ceux qui interviennent dans le fluage. Les deux modèles proposent un potentiel de la forme

$$P = q + f(\underline{\underline{\sigma}}). \tag{1.3}$$

Dans le modèle MDCF, la fonction f inclut notamment une puissance scalaire de $|3p-\sigma_3|$, avec $p = -\mathrm{tr}(\underline{\underline{\sigma}})/3$ la contrainte moyenne et σ_3 la contrainte principale mineure (avec la compression comptée négativement). Dans modèle SUVIC-D la fonction f est de la forme $-a(1-e^{-bp})g(\theta)^{\exp(cp)}$, avec a, b et c des constantes rhéologiques et g une fonction de l'angle de Lode θ. Cette expression permet de définir un potentiel en forme de parabole dans le plan (p,q). La fonction g permet d'obtenir un potentiel non symétrique par rotation autour de l'axe hydrostatique.

Concernant les multiplicateurs associés à ces potentiels, le modèle MDCF utilise une fonction similaire à celles intervenant dans les mécanismes de fluage

$$\dot{\lambda}^d = F\dot{\lambda}^d_s \tag{1.4}$$

où F est une fonction transitoire comme celle définissant le fluage primaire, et incluant une exponentielle de q. La fonction $\dot{\lambda}^d_s$ est un sinus hyperbolique de q et définit une

vitesse de fluage constante. Le modèle SUVIC-D utilise une fonction de p, q, et θ proche de celle définissant le potentiel associé (Equation 1.3). Dans ces deux modèles, les fonctions définissant les multiplicateurs associés au phénomène de dilatance ont des formes variées, mais définissent toutes des seuils au-delà desquels des déformations non-élastiques se développent et rendent compte d'un endommagement.

1.2.2.3 Traction

Dans la plupart des cas quand on considère du sel gemme au laboratoire ou *in situ*, toutes les contraintes sont de type compression. Il arrive cependant que des contraintes de traction apparaissent, sous certaines sollicitations ou localement à cause d'une géométrie particulière. Les contraintes de traction peuvent être responsables de déformations importantes et localisées, ainsi que de l'apparition de fissures. Tout comme le phénomène de dilatance, la traction peut avoir des conséquences importantes sur le comportement hydraulique, ce qui justifie l'intérêt de sa prise en compte dans les modèles de comportement. On dit qu'un modèle prend en compte la traction lorsque la loi d'évolution est différente selon que la contrainte est de compression (négative) ou de traction (positive).

Le modèle MDCF considère le phénomène de traction de manière analogue à la dilatance, grâce à un potentiel dédié. Le potentiel choisi est proportionnel à $\langle\sigma_1\rangle$, avec σ_1 la contrainte principale majeure et $\langle x\rangle = (x+|x|)/2$ pour tout scalaire x. Ainsi, tant que toutes les contraintes sont compressives, ce mécanisme n'est pas activé, et dans le cas contraire des déformations ont lieu dans la direction de la contrainte majeure. Comme pour la dilatance, la norme des déformations de traction est donnée par une fonction similaire à celles intervenant dans les mécanismes de fluage

$$\dot{\lambda}^t = F\dot{\lambda}^t_s \tag{1.5}$$

où $\dot{\lambda}^t_s$ est un sinus hyperbolique de la contrainte, déterminant une vitesse de déformation constante sous charge constante, et F est une fonction qui ressemble à la fonction transitoire définissant le fluage primaire, mais incluant $\exp(\langle\sigma_1\rangle)$. Ainsi, même de faibles contraintes de traction peuvent engendrer des déformations importantes.

1.2.2.4 Cicatrisation

La cicatrisation est un phénomène qui rend les roches salines particulièrement intéressantes pour le stockage, notamment à long terme. En effet, elle correspond à un retour vers un état non endommagé, une fermeture des fissures, et une diminution de la perméabilité. La cicatrisation suit un processus inverse de celui de l'endommagement, et vient effacer les effets de la dilatance et de la traction.

Le modèle MDCF décrit un phénomène de cicatrisation, et utilise un potentiel dédié simplement égal à p, rendant la cicatrisation isotrope. La vitesse de cicatrisation dépend de la déformation volumique et de l'état de contrainte et peut être exprimée sous la forme

$$\dot{\lambda}^c = a\ \mathrm{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp})g(\underline{\underline{\sigma}}) \tag{1.6}$$

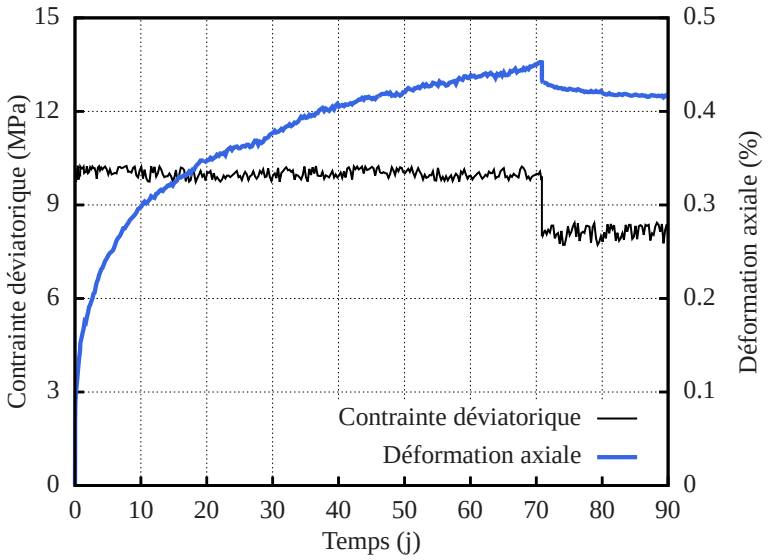


FIGURE 1.4 – Illustration du phénomène de fluage inverse.

avec a une constante rhéologique et g une fonction de $\underline{\underline{\sigma}}$. Cette vitesse est directement proportionnelle à $\mathrm{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp})$, donc plus la déformation volumique est importante, *i.e.* plus la dilatance a progressé, plus la vitesse de cicatrisation est importante. La fonction $g(\underline{\underline{\sigma}})$ définit un seuil, dépendant uniquement de la contrainte, entre l'accumulation de l'endommagement et le début de la cicatrisation.

La cicatrisation intervient aussi dans l'expression de la variable d'endommagement. En plus des mécanismes d'endommagement classiques positifs et croissants, un terme lié à la cicatrisation est soustrait, et l'endommagement s'en trouve diminué.

1.2.2.5 Fluage inverse

Le fluage inverse est le phénomène responsable du changement de signe de la vitesse de déformation viscoplastique suite à une diminution de la charge. En particulier pendant un essai de fluage classique, suite à une chute de la contrainte axiale, on peut observer un saut élastique, mais aussi une inversion de la direction de fluage. Il y a une opposition entre la direction de la contrainte et celle la déformation, l'échantillon soumis à une contrainte de compression est en réalité en train de s'allonger. Ce phénomène, tel qu'il est observé au laboratoire, n'est que de faible durée, et la déformation finit par reprendre sa direction initiale. Un exemple de fluage inverse observé en laboratoire est donné en Figure 1.4.

Les incertitudes quant à la réalité et l'importance de ce phénomène, ajoutées au difficultés expérimentales pour le mettre en évidence au laboratoire et aux problèmes techniques liés au changement de signe de la vitesse de déformation viscoplastique font que très peu de modèles rhéologiques prennent en compte le fluage inverse. Dans les modèles de Norton-Hoff et Lemaitre, les vitesses de déformation viscoplastique sont toujours positives, et le fluage inverse ne peut pas être reproduit.

Dans le modèle de Lubby2, comme dans le modèle de Kelvin sur lequel il est basé, la vitesse de déformation viscoplastique peut changer de signe sans restriction. De même,

pour les modèles SUVIC et SUVIC-D, cette vitesse peut prendre des valeurs négatives. Il n'y a donc théoriquement pas d'obstacle pour la description du fluage inverse.

Les formulations classiques des modèles de Munson-Dawson et MDCF ne permettent pas de décrire le fluage inverse, mais plusieurs variantes ont été proposées pour l'inclure. Munson (1993) propose d'ajouter un mécanisme représentant l'accumulation d'une déformation réversible, qui diminue en cas de diminution du déviateur des contraintes. Karimi-Jafari (2007) propose de remplacer la fonction qui décrit le fluage transitoire dans le modèle classique, fonction toujours positive, par une nouvelle fonction qui peut s'annuler.

1.2.2.6 Influence de la température

Il est généralement accepté que la température T joue un rôle significatif dans le fluage. Pour de nombreux matériaux, et le sel gemme en particulier, la viscosité diminue avec la température. Ainsi la vitesse de fluage augmente avec la température (Thorel, 1994). Pour l'exprimer, on utilise couramment la loi d'Arrhénius $\exp(-A/T)$, avec A une constante qui dépend du matériau. Dans la plupart des modèles intégrant l'influence de la température, de telles lois multiplient les normes des vitesses de fluage, avec éventuellement un paramètre A fonction de l'état thermodynamique du matériau.

1.2.2.7 Synthèse

A ce niveau, prendre du recul par rapport à cette multitude de modèles semble primordial. On cherche à comprendre pourquoi de nouveaux modèles continuent à être développés et améliorés, et comment exprimer ou visualiser ces développements sans fin. Nous avons décidé de nous concentrer sur deux facteurs : le besoin, et la complexité. On cherche donc à évaluer les besoins auxquels répondent les différents modèles, en fonction de leur complexité.

La première difficulté est de quantifier les grandeurs "complexité" et "besoin". Des choix ont dû être faits, et la solution présentée n'est ni unique ni absolue. Le nombre de paramètres intervenant dans le modèle est une manière d'en quantifier la complexité. Simple dans le principe, compter le nombre de variables d'un modèle que l'on ne connaît qu'à travers la littérature peut s'avérer hasardeux. En effet, parmi toutes les variables d'un modèle, certaines doivent faire l'objet d'ajustements tandis que d'autres sont fixées arbitrairement, par expérience. Cela est d'autant plus vrai que le modèle présente un grand nombre de variables. De plus, certains modèles comportent des mécanismes indépendants qui ne sont pas nécessairement activés à chaque utilisation, faisant ainsi varier le nombre de paramètres. Dans cette étude on considère toujours l'ensemble des paramètres d'un modèle, même si dans les faits tous les paramètres ne sont pas ajustés à chaque fois.

Pour quantifier le besoin, nous avons choisi d'utiliser le nombre de phénomènes pris en compte. Les phénomènes physiques potentiellement décrits dans les modèles sont les phénomènes considérés dans la partie précédente (fluage primaire, fluage secondaire, fluage tertiaire/endommagement, dilatance, traction, cicatrisation, influence de la température). Cette liste n'est pas ordonnée : deux modèles qui décrivent le même nombre de phénomènes ne décrivent pas nécessairement les mêmes phénomènes. Cette liste est

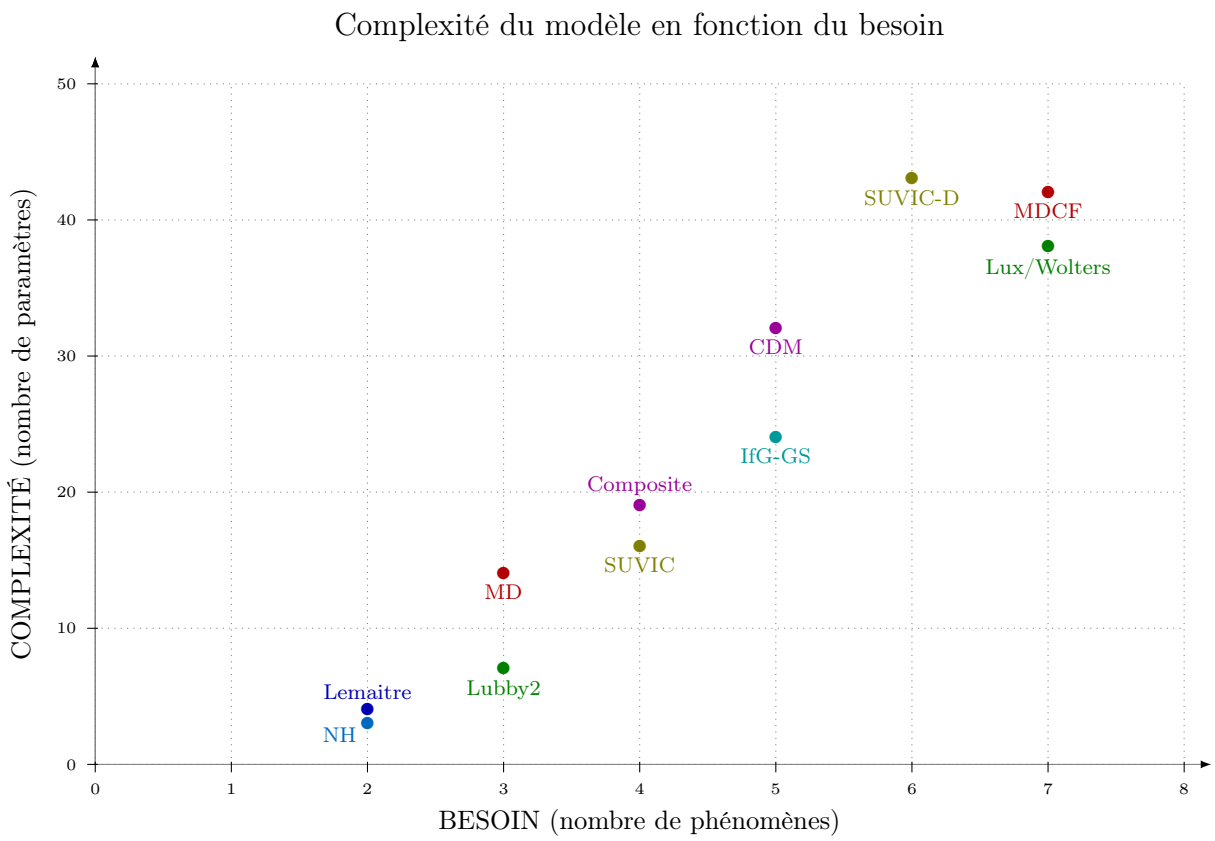


FIGURE 1.5 – Graphique présentant la complexité de différents modèles de comportement du sel gemme en fonction du besoin

vouée à être allongée de même que les modèles sont voués à décrire de plus en plus de phénomènes.

La Figure 1.5 représente la complexité en fonction du besoin, quantifiés en tant que nombre de paramètres du modèle en fonction du nombre de phénomènes décrits, pour les sept modèles étudiés, ainsi que pour quatre modèles additionnels non décrits en détail, le modèle Composite (Hampel et al., 1996; Weidinger et al., 1996) et son évolution le Composite Dilatancy Model (CDM (Hampel and Hunsche, 1999), le modèle IfG-Günther-Salzer (Günther et al., 2010), et le modèle Lux/Wolters (Wolters, 2014). Cette représentation graphique n'est en aucun cas un jugement de valeur, et la position sur le graphique ne traduit en rien la qualité du modèle.

On observe que la complexité augmente avec le besoin. Ce constat dépasse le contexte de la rhéologie du sel et est observable dans de nombreux domaines de la physique. Par exemple en physique des gaz, la loi des gaz parfait a longtemps été suffisante. Puis, au fur et à mesure que les besoins ont évolué, des lois plus complexes ont été développées, l'équation d'état de van der Waals, puis des lois pouvant comporter plusieurs dizaines de paramètres. Bien que les lois soient de plus en plus complexes, le nombre de paramètres n'est pas un problème, à la condition que le rôle de chacun des paramètres (ou chaque groupe de paramètres) soit clairement identifié et isolé, pour que tous les paramètres puissent être ajustés correctement et de manière unique.

1.2.3 Critères de dimensionnement

Les critères de dimensionnement permettent d'évaluer l'intégrité et la fonctionnalité d'ouvrages souterrains (Heusermann et al., 2003). Les critères concernant l'intégrité des ouvrages traitent de leur stabilité structurale, mais aussi de l'endommagement du matériau, en définissant divers seuils à ne pas dépasser, basés sur l'étude des champs de contraintes et de déformation. Quant à la fonctionnalité, il s'agit d'assurer que l'ouvrage peut effectivement remplir son rôle techniquement mais aussi économiquement. Par exemple, dans le cas d'une cavité de stockage, la fermeture par fluage doit rester limitée sous peine de perdre en rentabilité, et l'étanchéité du stockage doit être assurée. La subsidence doit également être contrôlée, en fonction des installations de surface.

Dans la suite, on se concentre sur les critères concernant l'intégrité des cavités, et plus particulièrement sur l'endommagement. De nombreux critères et seuils à ne pas dépasser existent dans la littérature, portant sur différentes grandeurs. Deux approches différentes donnent lieu à deux familles de critères : les critères en déformation, et les critères en contraintes.

1.2.3.1 Critères en déformation ou en contrainte ?

Les critères en déformation correspondent à une approche observationnelle. Les déformations, et leur intégrale le déplacement, sont observables et mesurables. Il est donc naturel d'utiliser ces déformations, de définir des seuils, et ainsi d'établir des critères d'acceptabilité. Ces critères peuvent porter sur la déformation elle-même, ou bien sa vitesse ; ils peuvent concerner la déformation totale, la déformation non-élastique, la déformation déviatorique, ou n'importe lesquelles de ses composantes. Par exemple, un critère largement utilisé en France est que dans un champ de cavités, le cœur du pilier doit conserver à long terme une valeur de déformation viscoplastique inférieure à 5 % (Vouille et al., 1993). Un autre critère stipule que le sel gemme autour des cavités ne doit pas subir une déformation effective $\sqrt{2/3}||\underline{\underline{\varepsilon}}'||$ supérieure à 3 % (Wang et al., 2016). La principale critique faite à l'égard de ces critères en déformation est leur manque de justification scientifique. Ils sont basés sur l'expérience et non sur des arguments scientifiques vérifiables et reproductibles par tous, et peuvent à première vue sembler établis de manière arbitraire. A l'inverse, les défenseurs de ces critères insistent sur le très grand retour d'expérience et le recul dont bénéficient ces critères, ils s'appuient sur des observations de cavités sur des durées beaucoup plus longues que n'importe quels essais de laboratoire. Ces critères en déformation peuvent donc être extrapolés facilement et sans grande prise de risque.

Les critères en contrainte, répondent à une volonté d'uniformisation. Les charges appliquées sur les ouvrages sont exprimées en termes de contraintes, et les contraintes maximales pouvant être appliquées sur des matériaux tels que les métaux ou le béton sont bien connues, ce qui permet de travailler toujours en contraintes et de définir des facteurs de sécurité. Ces critères peuvent porter sur toutes les composantes des contraintes, comme par exemple le critère de Mohr-Coulomb pour la définition de zones plastiques, les critères de dilatance et de traction. Ces deux derniers types de critères seront développés dans la suite. Cette démarche est scientifiquement facile à décrire et à justifier, ce qui rend sa communication et son acceptation par la commu-

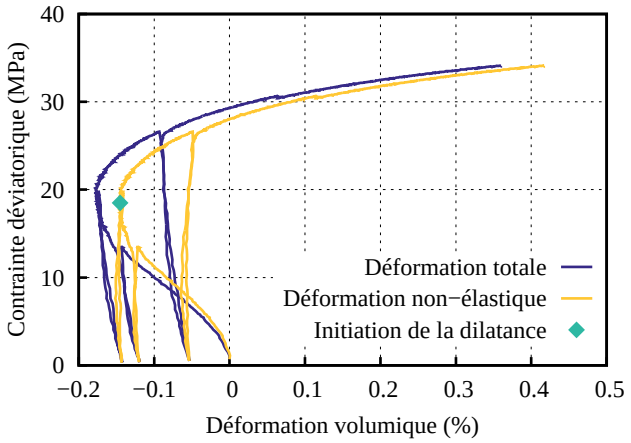


FIGURE 1.6 – Déformations volumiques totales et non-élastiques au cours d'un essai triaxial ($\dot{\varepsilon} = 5 \times 10^6$ s^{-1}, $P = 5$ MPa).

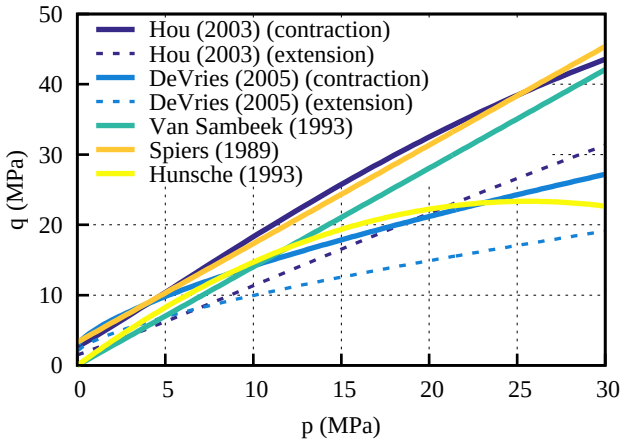
nauté scientifique aisée. Cependant, les facteurs de sécurité ainsi déterminés sont liés à un seul mode de rupture. Il convient donc d'utiliser plusieurs critères pour un même dimensionnement, afin de considérer un maximum de types d'endommagements ou ruptures, et ainsi être plus sécuritaire. De plus, l'extrapolation de critères en contrainte peut être plus risquée et moins naturelle que celle des critères en déformation, à la fois dans le temps et dans la gamme de sollicitations.

1.2.3.2 Exemples de critères de dilatance

Les critères de dilatance reposent sur l'idée qu'il existe dans l'espace des contraintes un domaine contractant et un domaine dilatant pour le sel gemme, et cherchent donc à expliciter la frontière qui sépare les deux domaines. Cette frontière est déterminée expérimentalement, à l'aide d'essais triaxiaux rapides pendant lesquels on mesure les déformations volumiques. La Figure 1.6 montre un exemple d'un tel essai. Au début d'un essai, le sel se situe dans le domaine contractant et le volume de l'échantillon diminue, puis au cours de l'essai le volume de l'échantillon atteint un minimum, et enfin augmente. Pour un essai donné, le repérage du passage d'un domaine à l'autre fournit un point de la frontière. Cette opération est répétée pour divers essais, avec des sollicitations différentes, et une frontière est déterminée.

Le fait que cette frontière soit déterminée expérimentalement pose un problème d'harmonisation et de définitions. Par exemple, certains auteurs déterminent la frontière à partir des déformations volumiques totales, et d'autres à partir des déformations volumiques non-élastiques. Or, comme le montre la Figure 1.6, les résultats diffèrent. De plus, la définition du passage entre comportement contractant et dilatant n'est elle-même pas uniformisée : certains la définissent là où le volume de l'échantillon est minimal (Ingraham et al., 2014), tandis que d'autres préfèrent considérer le point où la dérivée temporelle de la déformation volumique non-élastique est maximale (DeVries et al., 2005).

Le Tableau 1.1 présente quelques exemples de critères de dilatance, à la fois représentés dans l'espace des contraintes et exprimés en fonction des trois invariants du



$q = ap + b$	
$a = 1.4, \quad b = 0$ MPa	Van Sambeek et al. (1993) (WIPP)
$a = 1.4, \quad b = 3.3$ MPa	Spiers et al. (1989) (Asse)
$q = ap^2 + bp$	
$a = -0.0356$ MPa^{-1}, $\quad b = 1.82$	Hunsche (1993) (Asse)
$q = \eta_D(\sigma_3)\ \beta^{TC}(\sigma_3)\ k_\beta(\sigma_3, \theta), \qquad p = \sigma_3 + (2/3)q\cos(\theta)$	
$\eta_D = 1 - a_4 \exp(a_5\sigma_3), \quad \beta^{TC} = a_6 - a_7 \exp(a_8\sigma_3)$	
$k_\beta = \big(\cos(\pi/3 - \theta) + a_9 \sin(\pi/3 - \theta)\big)^{-\exp(a_{10}\sigma_3)}$	
$a_4 = 0.8, \ a_5 = 0.055$ MPa^{-1}, $a_6 = 67$ MPa, $a_7 = 41$ MPa	Hou (2003) (Asse)
$a_8 = 0.25$ MPa^{-1}, $\quad a_9 = 1, \quad a_{10} = 0.25$ MPa^{-1}	
$q = \big(a(\lvert p\rvert/\sigma_0)^n + b\big)/\big(\cos(\pi/3 - \theta) + c\sin(\pi/3 - \theta)\big)$	
$a = 2.316$ MPa, $\quad b = 2.728$ MPa, $\quad c = 1.066$	DeVries et al. (2005) (Cayuta)
$n = 0.693, \quad \sigma_0 = 1$ MPa	

TABLE 1.1 – Quelques critères de dilatance

tenseur des contraintes (p, q, θ). Les premiers critères se veulent universels ; leurs coefficients sont fixés et ont vocation à être utilisés en l'état, pour tous les sels sous toutes sollicitations. Les critères plus récents tels que (Hou, 2003) ou (DeVries et al., 2005), incluent des paramètres qu'il convient d'ajuster pour chaque nouveau sel considéré. Ces deux critères introduisent également une différence entre les régimes de contraction et d'extension.

Ces critères de dilatance sont largement acceptés et utilisés par la communauté scientifique, dans les études de faisabilités et le dimensionnement de cavités salines (Ghasemloonia and Butt, 2015; Moghadam et al., 2015; Shahmorad et al., 2016), mais aussi pour la simulation d'ouvrages souterrains déjà existants pour *a posteriori* analyser finement les observations et bénéficier d'un retour d'expérience (Bauer et al., 1997; Bérest et al., 2008b).

1.2.3.3 Exemples de critères de traction

Les critères de traction sont un autre type de critères largement utilisés aujourd'hui. Le critère de traction le plus classique, qui est aussi le plus naturel, considère un seuil sur la contrainte principale majeure, la première à entrer potentiellement en traction. Ce seuil est habituellement la résistance à la traction, qui peut être déterminée expérimentalement (voir Section 2.2.5). La résistance à la traction du sel étant faible, de l'ordre de quelques MPa, on considère parfois un seuil nul, ce qui revient à interdire toute contrainte de traction. Cette démarche est à la fois plus simple, puisqu'elle s'affranchit d'essais de laboratoire supplémentaires, et plus conservatrice. Ces critères de traction sont très largement utilisés dans les études de faisabilité de cavités salines (Hoffman and Ehgartner, 1998; Khaledi et al., 2016a; Wang et al., 2016).

Une autre approche consiste à considérer le sel comme un milieu poreux. En effet, en raison de sa très faible conductivité hydraulique (Stormont, 1997), les études se concentrent souvent sur le comportement thermo-mécanique et négligent les phénomènes hydrauliques, et donc considèrent le sel comme un milieu non-poreux, ce qui permet de construire des critères en termes de contraintes totales. A l'inverse, l'autre approche affirme que la pression dans la cavité contribue à l'ouverture et la propagation de fissures, et donc considère la contrainte effective au sens de Terzaghi pour le critère de traction (Brouard et al., 2007). Cette approche est beaucoup plus conservatrice que l'approche milieu non-poreux, il est donc nécessaire de vérifier si elle est justifiée en pratique afin de ne pas tomber dans un conservatisme excessif. Cette approche est de plus en contradiction avec le fait que pour les critères de dilatance, la distinction entre contraintes totales et contraintes effectives n'est jamais faite, même lorsque la pression moyenne est prise en compte.

Une troisième méthode pour traiter le problème de la traction est de sortir de la mécanique des milieux continus, et adopter une approche continue-discontinue dans laquelle la formation et la propagation de fissures peuvent être considérées. Cependant, cette approche ne permet pas de traiter simultanément et de manière satisfaisante un grand nombre de fissures, ou au prix de processus coûteux en temps et en mémoire comme le montrent Sicsic and Bérest (2014). De plus, cette approche, généralement utilisée dans le cas des matériaux fragiles, ne peut pas être utilisée dans le cas de scenarii de sollicitation de cavité à long terme, pour lesquels le fluage est dominant. Enfin, dans le cas d'une augmentation rapide des contraintes, un grand nombre de fissures réparties de manière homogène autour de la cavité peuvent être activées (Sicsic and Bérest, 2014), ce qui justifie l'approche continue et les zones de traction, plutôt que les fissures individuelles.

1.2.4 Méthodologie de dimensionnement

Classiquement, le dimensionnement de cavités salines aujourd'hui est opéré en deux étapes distinctes. Dans un premier temps, des simulations numériques sont réalisées pour observer l'évolution d'une cavité ou un champ de cavité, en utilisant un des modèles rhéologiques décrits en 1.2. Dans un deuxième temps, des critères de dimensionnement, tels que ceux décrits en 1.2.3, sont utilisés pour décider, *a poste-*

riori, de leur stabilité. Outre les problèmes intrinsèques à certaines lois ou certains critères déjà abordés lors de leur présentation, cette méthodologie pose des problèmes de cohérence entre les lois et les critères.

La méthodologie de dimensionnement classique pose des problèmes de cohérence en matière d'échelles de temps. Les lois rhéologiques sont basées sur des essais de fluage, qui concernent le long terme. En revanche, les critères de dimensionnement sont construits à partir d'essais rapides, à court terme. Cette méthodologie est une simple juxtaposition de lois et de critères, sans plus de justification.

Cette approche souffre également de limitations dans ses applications. Il est raisonnable d'imaginer que l'état de contrainte est modifié par l'endommagement, qu'il s'agisse de dilatance, de traction, ou autre. Ainsi, une fois un critère atteint, aucune extrapolation n'est rationnelle, ni dans le temps ni dans l'espace. Les informations recueillies sont donc limitées, et cette approche est très, voire excessivement, conservatrice. L'état de contrainte est observé uniquement à la paroi de la cavité, là où les critères sont atteints en premier, car c'est la seule information qui ait du sens. Cependant, on peut très bien imaginer que des critères soient atteints à la paroi, peut-être même seulement localement, sans pour autant que l'intégrité de la cavité soit menacée.

De plus, dans le cas d'un scénario de cyclage, les critères classiques sont alternativement satisfaits et dépassés pendant chaque cycle (voir par exemple (Khaledi et al., 2016b)). Cela est en contradiction avec l'idée que la dilatance et la traction sont des phénomènes irréversibles et ne devraient qu'augmenter au cours du temps. Il est vrai que certains modèles considèrent le phénomène de cicatrisation qui réduit l'endommagement, mais il semble exagéré de considérer que la cicatrisation puisse effacer toute dilatance ou traction à chaque cycle.

La méthodologie de dimensionnement classique pourrait être utilisée si toutes les sollicitations étaient homogènes. Les gammes de contraintes, de températures, de vitesses de sollicitation, etc, doivent être similaires entre les différents essais de laboratoire servant à ajuster les modèles, et les conditions *in situ*. Des extrapolations et juxtapositions sans justifications compromettent l'applicabilité de cette méthodologie. Les problèmes de cohérence dans la méthodologie de dimensionnement viennent donc du fait que les critères sont complètement indépendants des lois de comportement et qu'ils ne sont utilisés qu'en post-traitement, mais aussi qu'ils ne dépendent pas seulement de l'état de contrainte, mais aussi de l'historique qui a amené à cet état. Ce sont ces problèmes que l'ont cherche à résoudre.

1.3 Présentation du nouveau modèle

1.3.1 Approche et objectifs

On développe un nouveau modèle de comportement pour le sel gemme, avec pour objectif de pallier les incohérences repérées dans la littérature. Une approche purement phénoménologique est adoptée, le nouveau modèle est uniquement évalué sur sa capacité à reproduire les observations macroscopiques. Seul le comportement thermo-mécanique est étudié, les phénomènes hydrauliques ne sont pas pris en compte.

Le nouveau modèle de comportement est isotrope et inspiré du modèle de Lemaitre. Ce modèle, développé à l'origine pour les aciers (Lemaitre, 1970) (cité par Tijani et al. (1983)), a été adapté pour le sel gemme dans les années 1980 (Tijani et al., 1983). Il fournit une expression du tenseur des déformations viscoplastiques :

$$\begin{aligned} \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp} &= \sqrt{3/2}\,\dot{\gamma}_{vp}\,\underline{\underline{J}}, \\ \dot{\gamma}_{vp} = \dot{\xi}^{\alpha}, \qquad \dot{\xi} &= \left(\frac{q-C}{K}\right)^{\beta/\alpha} \end{aligned} \tag{1.7}$$

avec $\underline{\underline{J}} = \underline{\underline{\sigma}}'/||\underline{\underline{\sigma}}'||$ et α, β et K trois constantes rhéologiques positives à ajuster, et C une cohésion, généralement considérée nulle afin de permettre des déformations de fluage sous charges très faibles. Ce modèle permet de représenter le comportement du sel gemme avec très peu de paramètres. La variable d'écrouissage ξ décrit un écrouissage continu : la vitesse de fluage décroît continuellement sans jamais s'annuler. Sous charge constante, la déformation est une puissance du temps t^{α}. L'influence de la température peut éventuellement être prise en compte, en remplaçant la constante K par un module $K(T)$ suivant la loi d'Arrhénius $K(T) = K_r \exp(A(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r}))$, avec K_r et A des paramètres du matériau et T_r une température de référence.

Le modèle de Lemaitre constitue donc une base de travail solide, que l'on cherche à améliorer et enrichir. On souhaite prendre en compte les phénomènes de dilatance et de traction, phénomènes liés à l'endommagement et importants dans le dimensionnement d'ouvrages souterrains, et à inclure dans le nouveau modèle des critères de dimensionnement associés à ces deux phénomènes. Des critères de dimensionnement faisant partie intégrante du modèle permettent de s'affranchir de tout critère extérieur, et d'assurer une cohérence entre loi rhéologique et critère de dimensionnement. On cherche également à améliorer la précision de la description du comportement du sel gemme de manière générale, en prenant en compte l'influence de la pression moyenne p et de l'angle de Lode θ.

1.3.2 Le nouveau modèle

1.3.2.1 Définitions et bases de travail

Soient $\mathcal{B} = (\overrightarrow{e}_1, \overrightarrow{e}_2, \overrightarrow{e}_3)$ une base orthonormée de $\mathbb{R}^3$, et $\mathcal{S}$ l'ensemble des tenseurs symétriques d'ordre 2 ayant $\mathcal{B}$ comme base propre. La base $(\underline{\underline{e}}_1, \underline{\underline{e}}_2, \underline{\underline{e}}_3)$, avec $\underline{\underline{e}}_i = \overrightarrow{e}_i \otimes \overrightarrow{e}_i$, $i = 1, 2, 3$, est une base orthonormée de $\mathcal{S}$. Tout tenseur $\underline{\underline{\sigma}} \in \mathcal{S}$ peut être décomposé

dans cette base selon

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sum_{i=1}^{3} \sigma_i \, \underline{\underline{e}}_i \tag{1.8}$$

avec σ_i la valeur propre de $\underline{\underline{\sigma}}$ associée au vecteur propre $\overrightarrow{e}_i$.

Dans la pratique, il est souvent intéressant de travailler avec le tenseur identité $\underline{\underline{1}} = \underline{\underline{e}}_1 + \underline{\underline{e}}_2 + \underline{\underline{e}}_3$, qui représente la direction hydrostatique. On construit donc une autre base de $\mathcal{S}$ qui contient $\underline{\underline{1}}$, par le procédé d'orthonormalisation de Schmidt à partir de la famille libre $(\underline{\underline{1}}, \underline{\underline{e}}_3, \underline{\underline{e}}_1)$. Le choix de cette famille est arbitraire et une autre famille libre peut être choisie. Une autre base orthonormée de $\mathcal{S}$ est alors $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{\hat{J}}}, \underline{\underline{\hat{K}}})$ telle que

$$\underline{\underline{I}} = \underline{\underline{1}}/\sqrt{3}, \qquad \underline{\underline{\hat{J}}} = (\underline{\underline{1}} - 3\underline{\underline{e}}_3)/\sqrt{6}, \qquad \underline{\underline{\hat{K}}} = (\underline{\underline{e}}_1 - \underline{\underline{e}}_2)/\sqrt{2}. \tag{1.9}$$

Tout tenseur $\underline{\underline{\sigma}}$ de $\mathcal{S}$ peut se décomposer en une partie sphérique et une partie déviatorique $\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\sigma}}' + \mathrm{tr}(\underline{\underline{\sigma}})\underline{\underline{1}}/3$. En introduisant

$$\underline{\underline{I}} = \underline{\underline{1}}/\sqrt{3}, \qquad \underline{\underline{J}} = \underline{\underline{\sigma}}'/||\underline{\underline{\sigma}}'||, \tag{1.10}$$

la décomposition de $\underline{\underline{\sigma}}$ s'écrit

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sqrt{2/3}q\underline{\underline{J}} - \sqrt{3}p\underline{\underline{I}} \tag{1.11}$$

avec

$$p = -\mathrm{tr}(\underline{\underline{\sigma}})/3, \qquad q = \sqrt{3/2}||\underline{\underline{\sigma}}'|| \tag{1.12}$$

où p est la contrainte moyenne et q la contrainte équivalente de von Mises.

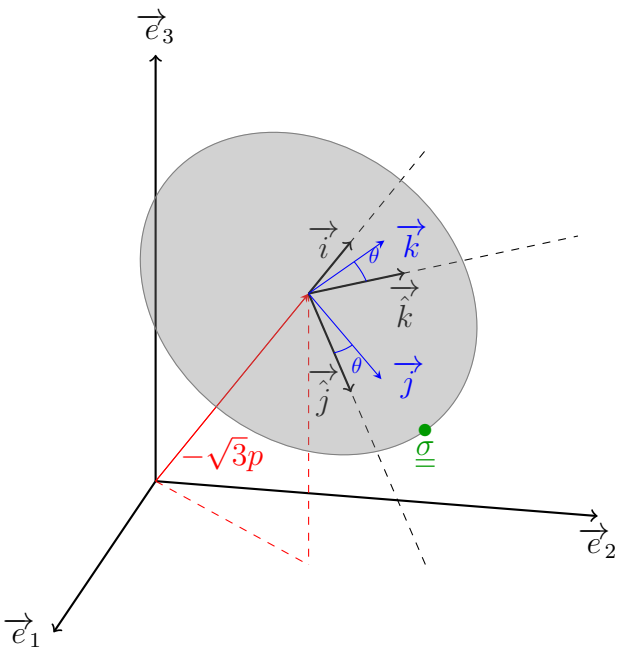
La position d'un point dans le plan déviatorique est identifiée par l'angle de Lode $\theta \in [0, \pi/3]$ défini comme l'angle entre les deux tenseurs unitaires $\underline{\underline{J}}$ et $\underline{\underline{\hat{J}}}$ tel que $\theta = \arccos(\underline{\underline{J}} : \underline{\underline{\hat{J}}})/(||\underline{\underline{J}}|| \; ||\underline{\underline{\hat{J}}}||)$, qui peut aussi s'écrire

$$\theta = \tfrac{1}{3}\arccos(\sqrt{6}\ \mathrm{tr}\left(\underline{\underline{J}}^3\right)). \tag{1.13}$$

Avec cette définition, l'état d'extension ($\sigma_1 = \sigma_2 > \sigma_3$) correspond à $\theta = 0$, et l'état de contraction ($\sigma_1 > \sigma_2 = \sigma_3$) correspond à $\theta = \pi/3$. On peut alors écrire $\underline{\underline{J}} = \cos\theta\underline{\underline{\hat{J}}} + \sin\theta\underline{\underline{\hat{K}}}$. On complète à présent la famille $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{J}})$ par un troisième tenseur $\underline{\underline{K}}$ pour obtenir une nouvelle base orthonormée directe $\underline{\underline{K}} = -\sin\theta\underline{\underline{\hat{J}}} + \cos\theta\underline{\underline{\hat{K}}}$, qui peut être exprimé

$$\underline{\underline{K}} = \left(\sqrt{2}\underline{\underline{I}} + \cos(3\theta)\underline{\underline{J}} - \sqrt{6}\underline{\underline{J}}^2\right)/\sqrt{1 - \cos(3\theta)^2}. \tag{1.14}$$

La Figure 1.7 représente, dans l'espace des contraintes de Haigh-Westergaard(Chen and Han, 1988), les trois invariants du tenseur des contraintes p, q et θ, ainsi que la base $(\underline{\underline{e}}_1, \underline{\underline{e}}_2, \underline{\underline{e}}_3)$ associée aux valeurs propres $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, et la base $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{J}}, \underline{\underline{K}})$ associée aux invariants (p, q, θ).



$$\underline{\underline{e}}_1 = \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_1$$
$$\underline{\underline{e}}_2 = \vec{e}_2 \otimes \vec{e}_2$$
$$\underline{\underline{e}}_3 = \vec{e}_3 \otimes \vec{e}_3$$

$$\underline{\underline{I}} = \vec{i} \otimes \vec{i}$$
$$\underline{\underline{J}} = \vec{j} \otimes \vec{j}$$
$$\underline{\underline{K}} = \vec{k} \otimes \vec{k}$$

$$\hat{\underline{\underline{J}}} = \hat{\vec{j}} \otimes \hat{\vec{j}}$$
$$\hat{\underline{\underline{K}}} = \hat{\vec{k}} \otimes \hat{\vec{k}}$$

FIGURE 1.7 – Représentation des trois invariants p, q et θ et de la base $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{J}}, \underline{\underline{K}})$ dans l'espace des contraintes. Le disque est dans le plan déviatorique et est de rayon $\sqrt{2/3}\,q$.

Grâce à l'hypothèse de l'isotropie, toutes les fonctions scalaires de l'état de contrainte $\underline{\underline{\sigma}}$, et en particulier les potentiels plastiques, sont entièrement définies par les trois invariants $(p,\ q,\ \theta)$. En supposant que $f(\underline{\underline{\sigma}}) = P(p, q, \theta)$ est une fonction dérivable, son gradient par rapport à $\underline{\underline{\sigma}}$ s'écrit sous la forme :

$$\partial_{\underline{\underline{\sigma}}} f = -\left(\sqrt{1/3}\partial_p P\right)\underline{\underline{I}} + \left(\sqrt{3/2}\partial_q P\right)\underline{\underline{J}} + \left(\sqrt{3/2}\partial_\theta P/q\right)\underline{\underline{K}} \tag{1.15}$$

où on a utilisé :

$$\partial_{\underline{\underline{\sigma}}} p = -\underline{\underline{I}}/\sqrt{3}, \qquad \partial_{\underline{\underline{\sigma}}} q = \sqrt{3/2}\underline{\underline{J}}, \qquad q\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}\theta = \sqrt{3/2}\underline{\underline{K}}. \tag{1.16}$$

Une solution alternative est d'utiliser, au lieu des trois invariants $(p,\ q,\ \theta)$ du tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$, ses trois valeurs propres $(\sigma_1,\ \sigma_2,\ \sigma_3)$, pour exprimer la fonction $f(\underline{\underline{\sigma}})$. Dans ce cas, le gradient de $f(\underline{\underline{\sigma}}) = G(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ par rapport à $\underline{\underline{\sigma}}$ peut être exprimé, dans la base $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{J}}, \underline{\underline{K}})$:

$$\partial_{\underline{\underline{\sigma}}} f = \left(\sqrt{1/3}\ X\right)\underline{\underline{I}} + \sqrt{3/2}\Big(Y\cos\theta + Z\sin\theta\Big)\underline{\underline{J}} + \sqrt{3/2}\Big(Z\cos\theta - Y\sin\theta\Big)\underline{\underline{K}} \tag{1.17}$$

avec

$$\begin{aligned} X &= \partial_{\sigma_1} G + \partial_{\sigma_2} G + \partial_{\sigma_3} G, \\ Y &= (2\partial_{\sigma_1} G - \partial_{\sigma_2} G - \partial_{\sigma_3} G)/3, \\ Z &= (\partial_{\sigma_2} G - \partial_{\sigma_3} G)/\sqrt{3}. \end{aligned} \tag{1.18}$$

La base $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{J}}, \underline{\underline{K}})$ et les calculs de gradients seront utilisés pour définir la direction de la vitesse de déformation viscoplastique.

1.3.2.2 Tenseur des déformations viscoplastiques

Une approche des potentiels multiples est adoptée car elle offre une grande liberté dans la description des phénomènes physiques. On considère que le tenseur des déformations viscoplastiques, noté $\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp}$, peut être divisé en une partie dite de compression (c) et une partie dite de traction (t) :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp} = \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^{c}_{vp} + \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^{t}_{vp}. \tag{1.19}$$

Concernant la composante de compression, trois mécanismes sont utilisés pour décrire trois phénomènes physiques : le cisaillement (γ), la contractance (ζ_c), et la dilatance (ζ_d). La loi d'évolution s'écrit alors

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^{c}_{vp} = \dot{\lambda}_{\gamma}\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}P_{\gamma} + \dot{\lambda}_{\zeta_c}\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}P_{\zeta_c} + \dot{\lambda}_{\zeta_d}\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}P_{\zeta_d} \tag{1.20}$$

où tous les multiplicateurs $\dot{\lambda}_i$ et les potentiels P_i sont des fonctions scalaires de l'état thermodynamique, représenté par l'état de contrainte $\underline{\underline{\sigma}}$, la température T, et l'historique décrit par l'ensemble des variables d'écrouissage ξ. Les multiplicateurs sont positifs ou nuls. On a donc

$$\dot{\lambda}_i = \dot{\lambda}_i(\underline{\underline{\sigma}}, T, \xi) \geq 0, \qquad P_i = P_i(\underline{\underline{\sigma}}, T, \xi), \qquad i = \{\gamma, \zeta_c, \zeta_d\}. \tag{1.21}$$

Sous cette forme, la loi d'évolution laisse une grande liberté dans le choix des potentiels et des multiplicateurs. On définit tout d'abord le mécanisme de cisaillement, en utilisant la variable γ^c_{vp} définie par

$$\dot{\gamma}^c_{vp} = \sqrt{2/3}||\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^{c\prime}_{vp}|| \tag{1.22}$$

qui représente la distorsion viscoplastique. On introduit un multiplicateur qui dépend de la variable d'écrouissage γ^c_{vp}, et un potentiel de type von Mises, qui dépend uniquement des deux derniers invariants de $\underline{\underline{\sigma}}$, q et θ, comme suit :

$$\dot{\lambda}_{\gamma} = \sqrt{3/2}\dot{\gamma}^c_{vp}/||\partial_{\underline{\underline{\sigma}}}P_{\gamma}||, \qquad P_{\gamma} = q/\varrho(\theta), \tag{1.23}$$

où $\varrho(\theta)$ est une fonction introduite pour tenir compte des différences de comportement du matériau entre la contraction et l'extension triaxiales, en modifiant la forme de la section du potentiel P_{γ} dans le plan déviatorique. D'après Bigoni and Piccolroaz (2004), on considère une fonction de la forme

$$\varrho(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{1}{3}\arccos(\text{-}\chi)\right)}{\cos\left(\frac{1}{3}\arccos(\chi\cos 3\theta)\right)} \tag{1.24}$$

avec $\chi \in [0; 1[$ un paramètre du matériau. La fonction $\varrho(\theta)$ est définie pour $\theta \in [0, \pi/3]$ et étendue par symétrie à $[0, 2\pi]$, et normalisée pour être toujours unitaire en régime de contraction. Des exemples de sections du potentiel P_{γ} avec le plan déviatorique pour plusieurs valeurs de χ sont présentées à la Figure 1.8. Quand $\chi = 0$, $\varrho(\theta) = 1$ quelle que soit la valeur de θ, donc le comportement dépend exclusivement du déviateur des

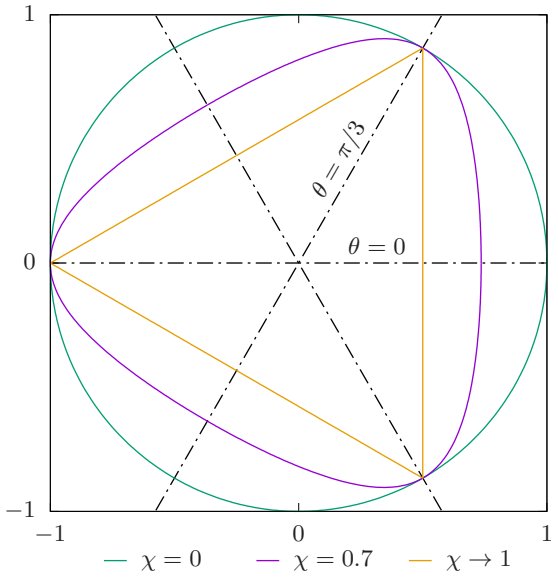


FIGURE 1.8 – Section du potentiel $P_\gamma(\underline{\underline{\sigma}})$ dans le plan déviatorique pour plusieurs valeurs de χ.

contraintes. À l'inverse, plus χ tend vers 1, plus cette section se rapproche d'un triangle, et donc plus il existe une dissymétrie entre la contraction et l'extension.

On suppose que les mécanismes de contractance et de dilatance ne génèrent que des déformations volumiques isotropes ; leurs potentiels ne dépendent ainsi que de la contrainte moyenne p. On suppose de plus que les multiplicateurs associés sont contrôlés par la même fonction ζ^c_{vp}, définie par

$$\dot{\zeta}^c_{vp} = -\mathrm{tr}(\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^c_{vp}) \tag{1.25}$$

qui représente les déformations volumiques viscoplastiques. On introduit donc les multiplicateurs et potentiels tels que

$$\dot{\lambda}_c = \langle \dot{\zeta}^c_{vp} \rangle, \qquad Q_c = p, \qquad \dot{\lambda}_d = \langle -\dot{\zeta}^c_{vp} \rangle, \qquad Q_d = -p, \tag{1.26}$$

avec $\langle x \rangle = (x + |x|)/2$ pour tout scalaire x.

En tenant compte des hypothèses faites sur l'interdépendance des mécanismes et en utilisant (1.15) et (1.16), on peut réécrire l'équation (1.20) sous la forme :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^c_{vp} = \sqrt{3/2}\dot{\gamma}^c_{vp}\underline{\underline{N}}^c - \dot{\zeta}^c_{vp}\underline{\underline{I}}/\sqrt{3} \tag{1.27}$$

avec

$$\underline{\underline{N}}^c = \partial_{\underline{\underline{\sigma}}} P_\gamma / ||\partial_{\underline{\underline{\sigma}}} P_\gamma|| = (\underline{\underline{J}} - (\varrho'/\varrho)\underline{\underline{K}})/\sqrt{1 + (\varrho'/\varrho)^2} \tag{1.28}$$

ce qui revient à suivre la décomposition classique en une composante déviatorique, dans le plan déviatorique, et une composante sphérique, selon la direction hydrostatique.

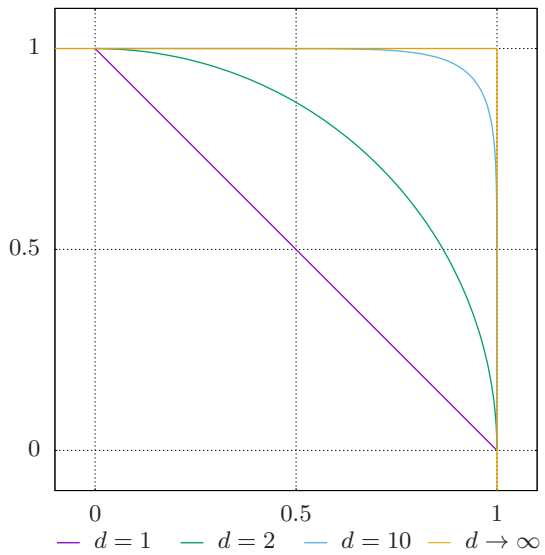


FIGURE 1.9 – Section du potentiel $G(\underline{\underline{\sigma}})$ dans le plan $\sigma_3 = 0$ pour plusieurs valeurs de d.

Il reste à définir la partie traction de l'Équation 1.19. Un seul mécanisme type Rankine est utilisé :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^t_{vp} = \dot{\lambda}\partial_{\underline{\underline{\sigma}}} G \tag{1.29}$$

avec

$$G(\underline{\underline{\sigma}}) = \left(\langle\sigma_1\rangle^d + \langle\sigma_2\rangle^d + \langle\sigma_3\rangle^d\right)^{1/d} = \sigma_+ \tag{1.30}$$

où le paramètre $d \geq 1$ contrôle la forme du potentiel $G(\underline{\underline{\sigma}})$ (Carol et al., 2001; Chaboche et al., 1994), comme on peut le voir sur la Figure 1.9. Pour $d = 2$, le potentiel $G(\underline{\underline{\sigma}})$ a une enveloppe sphérique, et quand d tend vers l'infini, il tend vers un modèle de Rankine. Bien que l'expression de $G(\underline{\underline{\sigma}})$ incite à travailler dans la base $(\overrightarrow{e}_1, \overrightarrow{e}_2, \overrightarrow{e}_3)$ associée aux valeurs propres $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, le tenseur de vitesse de déformation viscoplastique est écrit dans la base $(\underline{\underline{I}}, \underline{\underline{J}}, \underline{\underline{K}})$, en cohérence avec la partie de compression. Dans cette base, comme pour la déformation de compression, on peut isoler la partie déviatorique et la partie sphérique :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}^t_{vp} = \sqrt{3/2}\,\dot{\gamma}^t_{vp}\underline{\underline{N}}^t - \sqrt{1/3}\,\dot{\zeta}^t_{vp}\underline{\underline{I}}. \tag{1.31}$$

Les quantités $\dot{\gamma}^t_{vp}$ et $\dot{\zeta}^t_{vp}$ sont définies comme suit, en utilisant l'Equation 1.18 :

$$\dot{\gamma}^t_{vp} = \dot{\lambda}\sqrt{Y^2 + Z^2}, \qquad \dot{\zeta}^t_{vp} = -\dot{\lambda}X \tag{1.32}$$

où dans ce cas, les valeurs propres de $\partial_{\underline{\underline{\sigma}}} G$ sont

$$\partial_{\sigma_i} G = \langle\sigma_i/\sigma_+\rangle^{d-1}, \qquad i \in 1, 2, 3. \tag{1.33}$$

En utilisant l'Equation 1.17, la direction $\underline{\underline{N}}^t$ est

$$\underline{\underline{N}}^t = \left((Y\cos\theta + Z\sin\theta)\underline{\underline{J}} + (Z\cos\theta - Y\sin\theta)\underline{\underline{K}}\right)/\sqrt{Y^2 + Z^2}. \tag{1.34}$$

Finalement, en additionnant les parties de compression et de traction (Équation 1.19) à partir des Équations 1.27 and 1.31, on obtient une expression du tenseur de vitesse des déformations viscoplastiques :

$$\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp} = \sqrt{3/2}\,(\dot{\gamma}^c_{vp}\underline{\underline{N}}^c + \dot{\gamma}^t_{vp}\underline{\underline{N}}^t) - \sqrt{1/3}\,(\dot{\zeta}^c_{vp} + \dot{\zeta}^t_{vp})\underline{\underline{I}}. \tag{1.35}$$

Pour décrire l'évolution des déformations viscoplastiques, les variables $\dot{\gamma}^c_{vp}$, $\dot{\zeta}^c_{vp}$, et $\dot{\lambda}$ doivent encore être définies, ce qui est fait dans la section suivante.

Notons que la loi d'évolution de $\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp}$ (Équation 1.35) laisse une grande liberté. La seule restriction est thermodynamique, et impose la positivité de la dissipation intrinsèque ϖ_i, qui représente la partie intrinsèque de la production interne d'entropie :

$$\varpi_i = \underline{\underline{\sigma}} : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp} - \rho\partial_\xi f\dot{\xi} \geq 0 \tag{1.36}$$

avec ρ la masse volumique et f l'énergie libre massique, que l'on suppose ici fonction de l'état thermodynamique $(\underline{\underline{\sigma}}, T, \xi)$. Cette restriction thermodynamique permet de décrire de nombreux comportements rhéologiques, car la fonction f peut être choisie de manière à toujours satisfaire cette condition.

1.3.2.3 Variables d'écrouissage

On considère que l'historique du matériau est représenté par la distorsion viscoplastique γ^c_{vp} et la déformation viscoplastique de traction λ. L'état thermodynamique est donc défini par $(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma^c_{vp}, \lambda)$. Sachant que les vitesses des différentes variables internes (γ^c_{vp}, ζ^c_{vp}...) sont des fonctions de l'état thermodynamique, il en est de même du rapport $\mathrm{d}\zeta^c_{vp}/\mathrm{d}\gamma^c_{vp} = \varphi(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma^c_{vp}, \lambda)$. Le modèle comporte ainsi deux variables d'écrouissage à proprement parler, la distorsion viscoplastique γ^c_{vp} et la déformation viscoplastique de traction λ ; la variable ζ^c_{vp} est simplement une variable interne. Ces hypothèses permettent d'exprimer l'évolution des variables γ^c_{vp}, ζ^c_{vp} et λ sous la forme :

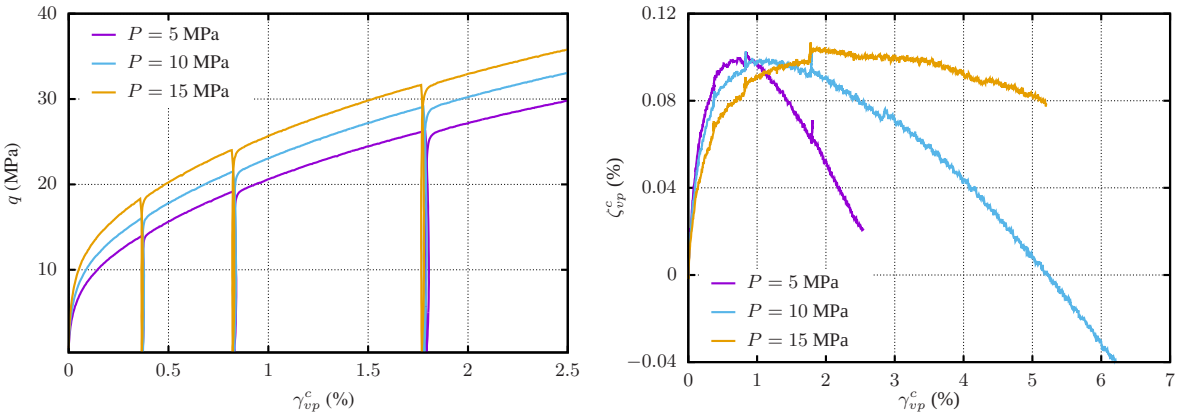
$$\dot{\gamma}^c_{vp} = \dot{\gamma}^c_{vp}(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma^c_{vp}, \lambda), \qquad \mathrm{d}\zeta^c_{vp}/\mathrm{d}\gamma^c_{vp} = \varphi(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma^c_{vp}, \lambda), \qquad \dot{\lambda} = \dot{\lambda}(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma^c_{vp}, \lambda). \tag{1.37}$$

Il est important de noter que dans ce modèle la vitesse de $\dot{\zeta}^c_{vp}$ s'annule en même temps que $\dot{\gamma}^c_{vp}$.

L'évolution de γ^c_{vp} est une généralisation de la loi de Lemaitre, enrichie de l'influence de la pression moyenne p et de l'influence de l'angle de Lode θ :

$$\frac{\mathrm{d}(\gamma^c_{vp})^{1/a}}{\mathrm{d}t} = \left\langle \frac{q/\varrho(\theta) - (\gamma^c_{vp})^b Bp - C}{K} \right\rangle^{k/a}. \tag{1.38}$$

La fonction $\varrho(\theta)$, définie en (1.24), intervient en diviseur du déviateur des contraintes q. Cela permet d'introduire une asymétrie entre les différents régimes de contraintes : toutes choses égales par ailleurs, la norme des déformations viscoplastiques est plus importante en extension qu'en contraction.



(a) (b)

FIGURE 1.10 – Pour trois essais de laboratoire, représentation du déviateur des contraintes en fonction de la distorsion inspirant la forme de la fonction γ_{vp}^c (a), et de la déformation volumique en fonction de la distorsion inspirant la forme de la fonction φ (b).

La pression moyenne est prise en compte en introduisant le terme $(\gamma_{vp}^c)^b Bp$. Cela permet par exemple de reproduire le comportement observé Figure 1.10a qui représente le comportement déviatorique de trois essais triaxiaux avec trois niveaux de pression de confinement. Les sollicitations sont donc identiques en termes de déviateur, mais les pression moyennes sont différentes, et on observe des variations dans les déformations obtenues. Cependant, l'ajout du terme $(\gamma_{vp}^c)^b Bp$ pour tenir compte de la pression moyenne peut introduire un effet de seuil, et empêcher le fluage tant que $q/\varrho(\theta)$ n'est pas assez grand. La présence de γ_{vp}^c permet de limiter cet effet, en minimisant l'importance de ce terme tant que γ_{vp}^c est petit.

La cohésion C quant à elle crée un véritable seuil, interdisant le fluage tant que $q/\varrho(\theta) - (\gamma_{vp}^c)^b Bp \leq C$. Elle est généralement considérée nulle.

L'évolution de ζ_{vp}^c est définie par la fonction φ

$$\varphi(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma_{vp}^c, \lambda) = \min\left(v \frac{\Big(\langle p \rangle / N\Big)^n - \gamma_{vp}^c}{\Big(\langle p \rangle / M\Big)^m + \gamma_{vp}^c}, V \right) \tag{1.39}$$

qui détermine la forme et l'amplitude des déformations volumiques viscoplastiques. La forme de cette fonction est guidée par les observations expérimentales, et notamment par les courbes représentatives de la déformation volumique ζ en fonction de la distorsion γ, comme illustré sur la Figure 1.10b pour deux essais triaxiaux. On observe notamment que les déformations volumiques sont croissantes puis décroissantes, et ce changement de sens de variation peut être reproduit car la fonction φ peut changer de signe. Ainsi, le signe de $\Big(\langle p \rangle / N\Big)^n - \gamma_{vp}^c$ détermine si le comportement est contractant ou dilatant.

Le paramètre V est un seuil permettant de s'affranchir de déformations volumiques

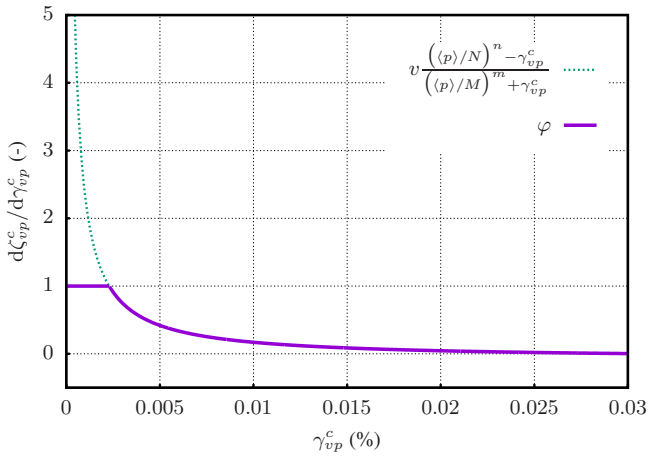


FIGURE 1.11 – Illustration du rôle des paramètres v et V pour $p = 1$ MPa.

excessives sous de faibles contraintes. En effet, comme illustré sur la Figure 1.11, sous faible pression moyenne (ici 1 MPa), le rapport $\mathrm{d}\zeta^c_{vp}/\mathrm{d}\gamma^c_{vp}$ croît rapidement quand γ^c_{vp} tend vers zéro, ce qui est limité par le paramètre V.

L'évolution de λ est définie par une loi d'évolution type Perzyna :

$$\dot{\lambda} = \Lambda \left\langle \frac{\sigma_+ - R}{Se^{-\omega\lambda}} \right\rangle^s \tag{1.40}$$

où R est une résistance à la traction équivalente. Le cas $R = 0$ est particulièrement intéressant car il considère un seuil de traction nul, de la même manière que l'on considère communément une cohésion nulle ($C = 0$) dans le mécanisme de compression.

Dans les Equations 1.38 à 1.40, les constantes a, k, b, B, C, n, N, m, M, v, V, Λ, R, s, S, et ω sont des paramètres du matériau. Les modules K, M, N, et S peuvent dépendre de la température. Dans le cas présent, on fait l'hypothèse que c'est seulement le cas pour le module K, et on considère qu'il suit la loi d'Arrhenius

$$K(T) = K_r e^{A(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r})} \tag{1.41}$$

où K_r et A sont des paramètres du matériau, et T_r une température de référence.

Notons que l'on retrouve la loi de Lemaitre classique en considérant $B = 0$, $\chi = 0$, $v = 0$ et $\Lambda = 0$.

1.3.3 Variante : prise en compte du fluage inverse

Le modèle présenté aux sections précédentes peut être modifié pour être capable de décrire le phénomène de fluage inverse. Ce phénomène est décrit à la Section 1.2.2.5 et en particulier par la Figure 1.4. Décrire le fluage inverse signifie que la direction du fluage doit pouvoir changer, sans que la direction des contraintes ne change mais seulement leur intensité. Autrement dit, la vitesse de déformation viscoplastique de

distorsion doit pouvoir changer de signe. Dans le nouveau modèle, tout comme dans le modèle de Lemaitre, l'expression de cette vitesse interdit toute valeur négative (voir Équation 1.38).

On propose ici une variante pour tenir compte du fluage inverse. On continue à utiliser toutes les équations précédentes sauf 1.22 évidemment et 1.38 qui est remplacée par :

$$\dot{\gamma}_{vp} = (1-\delta)\dot{\gamma}_L + \delta\dot{\gamma}_K \tag{1.42}$$

avec $\delta \in [0 : 1]$ un paramètre permettant de pondérer l'importance relative des deux mécanismes. Les lois d'évolution de γ_L et γ_K sont définies de manière indépendante.

Le premier mécanisme γ_L, correspond au mécanisme de distorsion du nouveau modèle, inspiré de la loi de Lemaitre. Son expression est inchangée (Équation 1.38).

Le deuxième mécanisme γ_K est inspiré d'un modèle de Kelvin, qui correspond en mécanique à l'assemblage en parallèle d'un amortisseur et d'un ressort. Son évolution est exprimée

$$\dot{\gamma}_K = \frac{1}{\tau(q,\theta)}\left(\psi_K(q,\theta) - \gamma_K\right) \tag{1.43}$$

où la fonction $\tau(q,\theta)$ représente un temps caractéristique dont l'expression est

$$\tau(q,\theta) = \frac{q/\rho(\theta)}{K_K}\,\tau_0 \tag{1.44}$$

et la fonction $\psi_K(q,\theta)$ peut être exprimée

$$\psi_K(q,\theta) = \frac{q/\rho(\theta)}{K_K}. \tag{1.45}$$

Cette variante du nouveau modèle ajoute trois constantes rhéologiques à ajuster : δ, K_K et τ_0. Elle comprend deux variables d'écrouissage, l'une de type Lemaitre et l'autre de type Kelvin. La deuxième a notamment l'avantage de pouvoir changer de signe, et donc $\dot{\gamma}_{vp}$ peut aussi prendre des valeurs négatives. Le fluage inverse peut donc être reproduit. L'ajout d'une deuxième variable d'écrouissage permet également d'améliorer la description du fluage transitoire, soit suite à une variation du déviateur q, soit suite à un changement de régime de contrainte (contraction/extension).

Cependant, l'ajout de cette deuxième variable d'écrouissage pose des problèmes d'identification du rôle de chaque mécanisme, et donc de calage des paramètres. Ces problèmes sont détaillés et illustrés dans la Section 2.3.

1.3.4 Rôle des paramètres rhéologiques

Le nouveau modèle comporte de nombreux paramètres rhéologiques. Le but de cette Section est d'illustrer l'effet de chacun, afin de bien comprendre le modèle et ses possibilités, et d'appréhender l'ajustement des paramètres. Les paramètres du modèle sont séparés en catégories distinctes selon le phénomène qu'ils décrivent : la distorsion, la forme de la section déviatorique, la dilatance et la traction. On distingue donc

- a, k, K_r, b, B, C, relatifs au mécanisme d'écrouissage de Lemaitre ;

- χ, pour définir la forme de la section du potentiel P_γ dans le plan déviatorique ;
- A, T_r, paramètres de la loi d'Arrhénius pour définir l'influence de la température ;
- v, V, n, N, m, M, relatifs au phénomène de dilatance ;
- Λ, R, s, S, ω, relatifs au phénomène de traction.

On considère des essais de laboratoires idéaux, pour observer la réponse du modèle sous différentes sollicitations permettant de mettre en évidence les effets de chaque paramètre. Il s'agit d'essais triaxiaux à pression moyenne constante en contraction et en extension, un essai de fluage et un essai de traction directe. Les caractéristiques de ces différents essais seront décrites dans la Section 2.2.3. On utilise un jeu de paramètres ajustés sur le sel des Landes (Tableau 1.2) comme jeu de base. Les détails de la procédure d'ajustement ayant mené à ce jeu de paramètres seront donnés dans le Chapitre 2.

Élasticité					
E	ν				
28 800	$0,32$				
Distorsion					
a	k	K_r	b	B	C
$0,29$	$2,2$	$0,13$	$0,24$	$0,044$	0
Dilatance					
v	n	N	m	M	V
$0,08$	$1,3$	$0,012$	$3,3$	$1,37$	1
Traction					
Λ	R	S	ω	d	s
5×10^4	0	1	1×10^{-8}	10	1

TABLE 1.2 – Jeu de paramètres de base (Sel des Landes). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

1.3.4.1 Paramètres relatifs à la distorsion

Six paramètres sont liés au phénomène de distorsion : a, k, K_r, b, B et C (Équation 1.38). L'influence de la cohésion C n'est pas étudiée ici et on considère toujours $C = 0$. Les cinq autres paramètres contrôlent l'évolution de la distorsion.

La Figure 1.12 illustre le rôle de chacun de ces cinq paramètres lors d'un essai à pression moyenne constante et un essai de fluage. Pour l'essai à pression moyenne constante ($p = 25$ MPa, vitesse de chargement constante de 300 MPa.j^{-1}), on représente la contrainte axiale en fonction de la distorsion. Pour l'essai de fluage (uniaxial, déviateur de 10 MPa, durée de 60 jours), on représente la déformation axiale en fonction du temps.

À court terme, plus a est petit et k et K_r grands, plus les déformations sont importantes pour un même niveau de déviateur. À long terme en revanche, ces trois

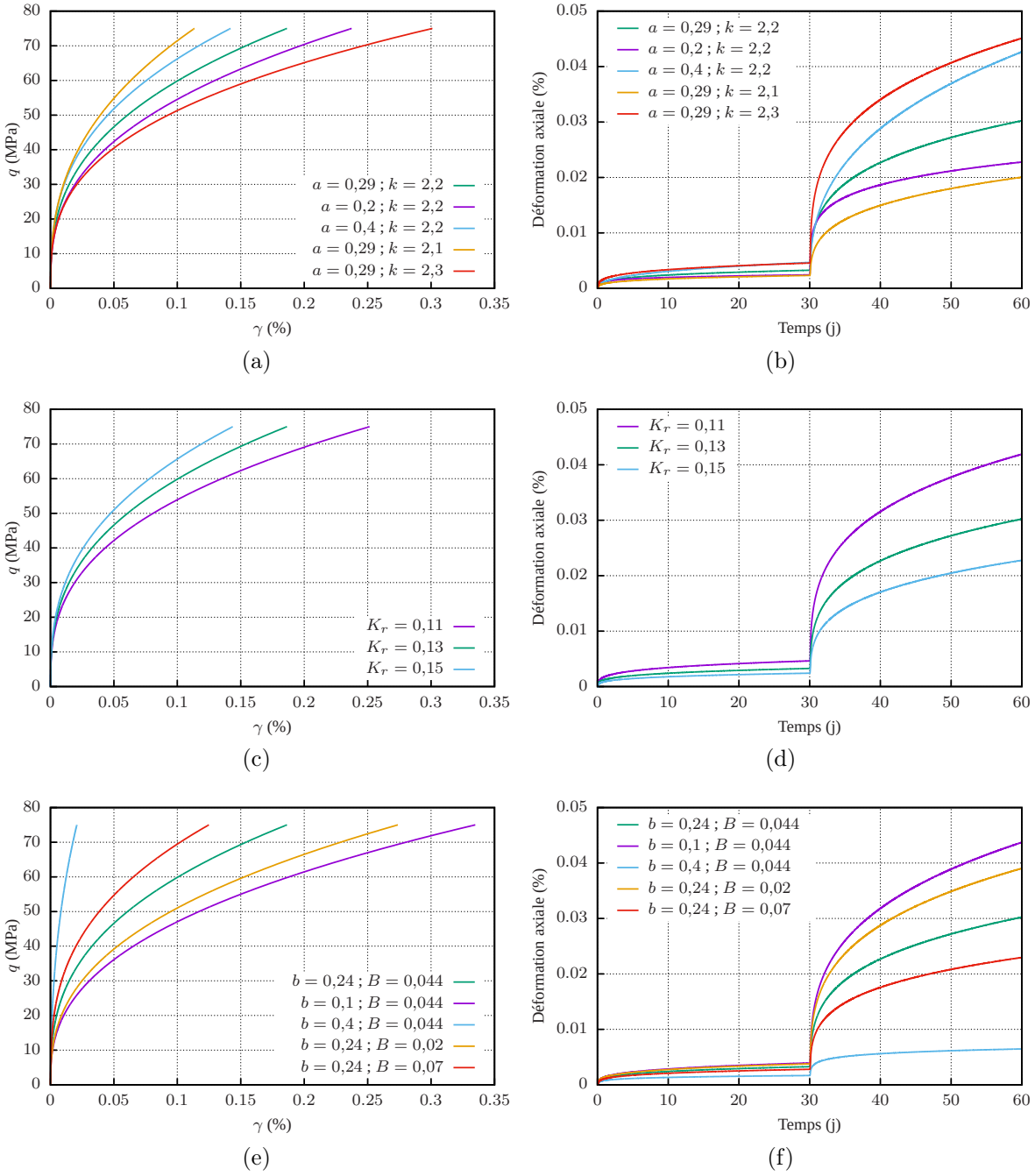


FIGURE 1.12 – Illustration du rôle des paramètres relatifs à la distorsion.

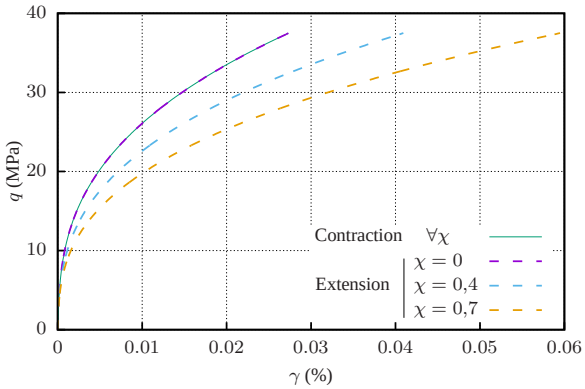


FIGURE 1.13 – Illustration du rôle des paramètres relatifs à la forme de la section déviatorique.

paramètres jouent dans le même sens et plus ils sont grands, plus la déformation finale est importante. Le jeu de paramètres (a, k, K_r) autorise une grande souplesse et permet d'ajuster finement de nombreux essais de laboratoire.

À court comme à long terme, plus b et B sont petits, plus les déformations sont importantes pour les mêmes sollicitations. Pour les essais de fluage en particulier, les paramètres b et B influent sur le niveau relatif des différents paliers, et aident notamment à l'ajustement d'essais de fluage comportant des paliers de déviateurs très différents.

1.3.4.2 Paramètres relatifs à la forme de la section déviatorique

Un unique paramètre χ définit la forme de la section du potentiel $P_\gamma(\underline{\underline{\sigma}})$ dans le plan déviatorique (Équation 1.24). La Figure 1.13 illustre le rôle de χ lors d'essais à pression moyenne constante. On simule le même essai que précédemment ($p = 25$ MPa, vitesse de chargement constante de 300 MPa.j^{-1}), ainsi qu'un essai en extension en tous points similaire, et on représente la contrainte axiale en fonction de la distorsion.

En contraction, quelle que soit la valeur de χ, $\rho = 1$ (voir Équation 1.24), donc le paramètre χ n'a pas d'influence. Quand $\chi = 0$, $\rho = 1$ pour tout θ, et le comportement en extension et celui en contraction sont identiques. En extension, plus χ se rapproche de 1, plus la différence entre la contraction et l'extension est forte, sachant que pour un même niveau de déviateur, les déformations sont plus importantes en extension.

1.3.4.3 Paramètres relatifs à la dilatance

Six paramètres sont liés au phénomène de distorsion : v, V, n, N, m et M (Équation 1.39). Le paramètre V n'intervient que lorsque la pression moyenne est très faible, ce qui n'est pas le cas lors des essais de laboratoire. Les cinq autres paramètres contrôlent l'évolution des déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement.

La Figure 1.14 illustre le rôle de chacun de ces cinq paramètres lors du même essai à pression moyenne constante que précédemment ($p = 25$ MPa, vitesse de chargement constante de 300 MPa.j^{-1}). On représente la contrainte axiale en fonction de la

déformation volumique viscoplastique.

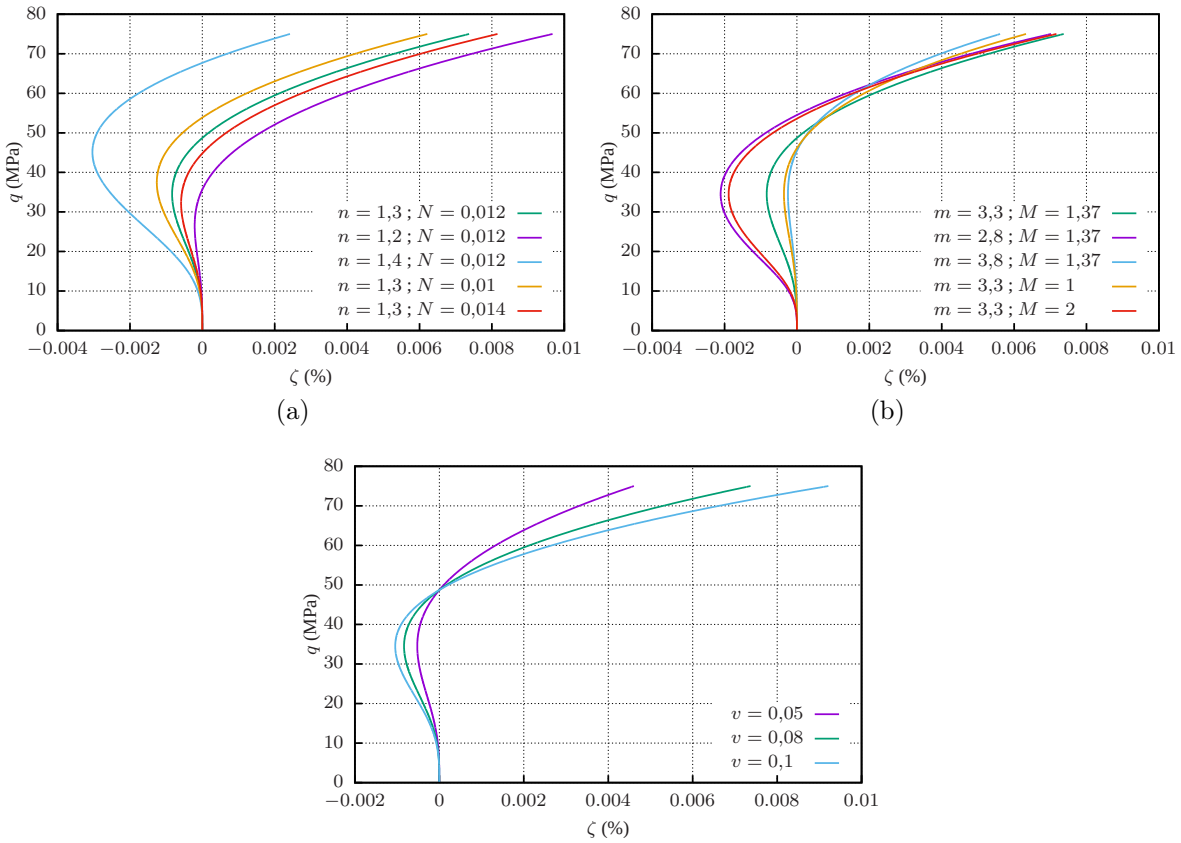


FIGURE 1.14 – Illustration du rôle des paramètres relatifs à la dilatance.

Les paramètres n et N définissent un seuil de dilatance ; ce sont eux qui règlent le moment auquel on observe γ_{vp}^{c} changer de sens de variation. Plus n est petit et N grand, plus l'entrée en dilatance est précoce.

Les paramètres restants, m, M et v, jouent sur la forme des déformations volumiques viscoplastiques sans modifier le début de la dilatance. Les déformations sont d'autant plus importantes que m est petit et que M et v sont grands.

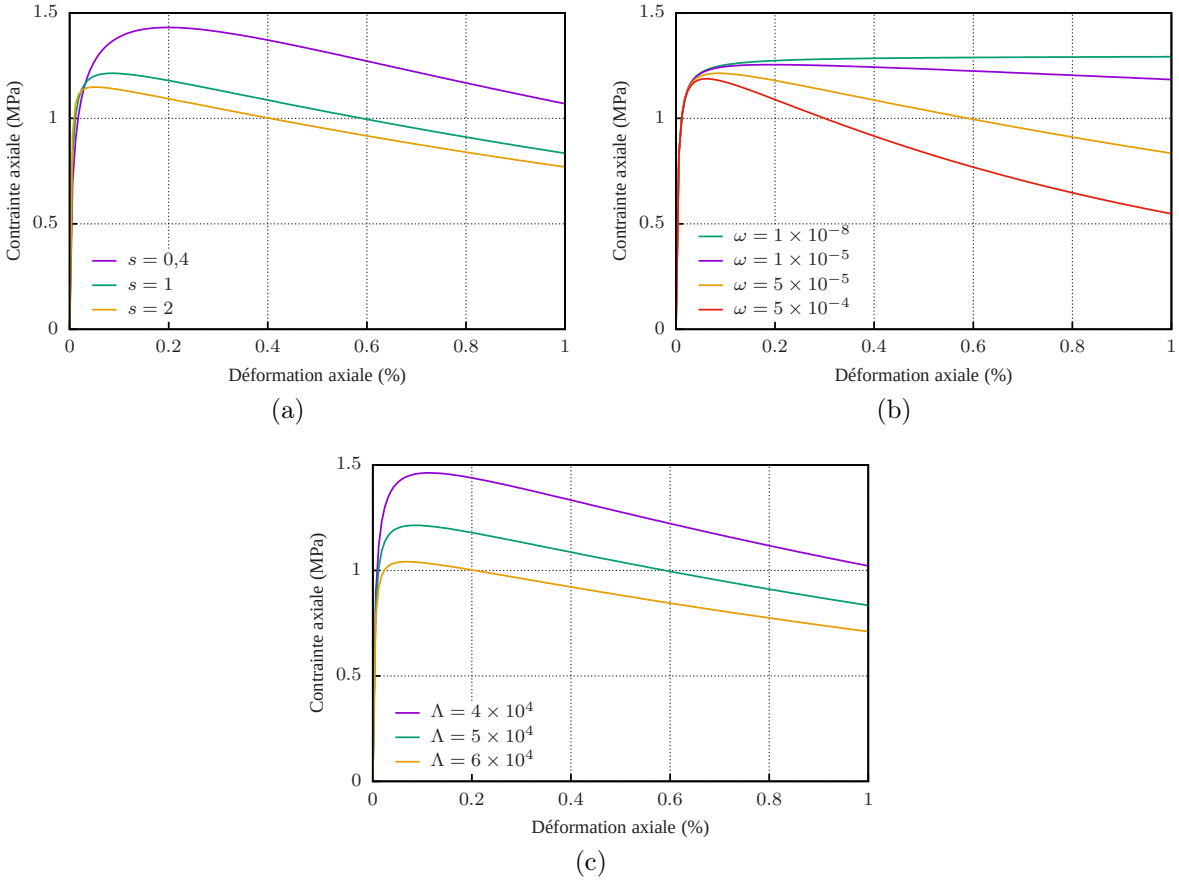


FIGURE 1.15 – Illustration du rôle des paramètres relatifs à la traction.

1.3.4.4 Paramètres relatifs à la traction

Cinq paramètres sont liés au phénomène de traction : Λ, ω, R, S, s et d (Équation 1.40). Le paramètre d intervient uniquement quand au moins deux contraintes principales sont en traction, ce qui n'est pas le cas lors d'essai de traction directe. Le paramètre S est fixé à 1 MPa et sert de constante d'homogénéisation. Par soucis de cohérence avec la partie déviatorique où l'on a imposé $C = 0$, on impose ici $R = 0$. Ce sont les trois paramètres restant, Λ, ω et s, qui contrôlent l'évolution des déformations de traction.

La Figure 1.15 illustre le rôle de chacun de ces trois paramètres lors d'un essai de traction directe. L'éprouvette est soumise à une déformation axiale en traction jusqu'à 1 % en 0,15 jours, et on représente la contrainte axiale en fonction de la déformation axiale.

Le paramètre s règle à quel moment a lieu le pic de résistance, ainsi que son intensité ; plus s est grand, plus le pic est atteint tard et plus la résistance équivalente maximale est élevée. Le paramètre ω influe sur le radoucissement qui a lieu après le pic ; plus ω est élevé plus le pic est prononcé. Enfin, le paramètre Λ joue uniquement sur l'intensité du pic ; la courbe contrainte-déformation conserve la même allure mais la résistance équivalente est d'autant plus élevée que Λ est grand.

Chapitre 2

Caractérisation du sel gemme en laboratoire

Sommaire

2.1 Introduction 38

2.2 État de l'art : le sel gemme au laboratoire 38

2.2.1 Hypothèses principales 38

2.2.2 Principe des essais triaxiaux 39

2.2.3 Classifications des essais triaxiaux 40

2.2.3.1 Classification selon la durée 41

2.2.3.2 Classification selon le régime de contrainte 41

2.2.3.3 Classification selon les grandeurs maintenues constantes 41

2.2.4 Réalisation des mesures 42

2.2.5 Les essais brésiliens 43

2.3 Le calage des paramètres 44

2.3.1 Généralités 44

2.3.2 Différentes méthodes de calage 45

2.3.2.1 Méthode traditionnelle 45

2.3.2.2 Méthode "α" 46

2.3.2.3 Méthode "$\alpha\beta$" 46

2.3.3 Identification des paramètres du nouveau modèle 49

2.3.3.1 Mise en forme des données et ajustement des paramètres élastiques 49

2.3.3.2 Ajustement des paramètres déviatoriques 50

2.3.3.3 Ajustement des paramètres volumiques 50

2.3.3.4 Ajustement des paramètres de traction 51

2.3.4 Exemples de calages 51

2.3.5 Extrapolation et problème du "long terme" 67
2.4 Le problème de la mesure des déformations volumiques . 69
2.4.1 Présentation du problème 69
2.4.2 Présentation des simulations et notations 70
2.4.3 Déformations volumiques 71
2.4.4 Déformations axiales 73
2.4.5 Conséquences pratiques 74
2.5 Dilatance et traction lors des essais triaxiaux 75
2.5.1 Observations expérimentales 75
2.5.2 Déformations volumiques viscoplastiques liées à la traction . . 76
2.5.3 Déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement 80
2.5.4 Synthèse 81

2.1 Introduction

Tous les modèles rhéologiques nécessitent des calages à partir de données expérimentales. Les essais de laboratoire constituent donc une étape incontournable dans l'étude du comportement thermo-mécanique du sel gemme.

Ce chapitre présente un état de l'art sur les essais de laboratoire réalisés sur le sel gemme, comment ils sont réalisés, monitorés, et quels en sont les limites. La deuxième partie est consacrée à l'ajustement des paramètres rhéologiques sur des essais de laboratoire. La troisième partie est une discussion sur les problématiques rencontrées dans l'exploitation des données expérimentales, et en particulier les mesures de déformations volumiques.

2.2 État de l'art : le sel gemme au laboratoire

2.2.1 Hypothèses principales

L'élaboration de lois de comportement nécessite l'utilisation de données expérimentales pour l'ajustement des paramètres rhéologiques. Les essais de laboratoire sont donc réalisés dans ce but. Ils reposent sur deux hypothèses principales : la représentativité des échantillons et l'homogénéité de l'état thermodynamique.

On fait l'hypothèse que les échantillons sont représentatifs du massif dans lequel ils ont été prélevés. En pratique ces échantillons sont hétérogènes, composés de grains de taille variable et comportent des insolubles. Pour que les échantillons soient représentatifs, ils doivent contenir un grand nombre de grains, afin que la réponse ne soit pas guidée par un grain isolé ou un élément insoluble mais bien par le comportement global. Les dimensions de l'échantillon doivent donc être grandes par rapport à la taille des grains (Ulusay, 2015). Notons cependant que la taille des échantillons fait l'objet de contraintes techniques et est en pratique souvent imposée par le dispositif expérimental.

La deuxième hypothèse est l'homogénéité de l'état thermodynamique, c'est-à-dire que toutes les grandeurs physiques (contraintes, déformations, température...) sont constantes dans l'éprouvette. Cette hypothèse simplifie le traitement des résultats car dans ce cas, l'état thermodynamique peut être déterminé analytiquement à partir de quelques mesures de surface. Au contraire si cette hypothèse n'est pas respectée la résolution d'un problème inverse est obligatoire. Cette hypothèse est néanmoins source d'erreurs car en pratique plusieurs facteurs nous éloignent de ce cas idéal : les éprouvettes elles-mêmes peuvent comporter des hétérogénéités ou ne pas être parfaitement cylindriques, des frottements ont lieu entre les sections de l'échantillon et le dispositif expérimental, les sections peuvent ne pas être rigoureusement parallèles etc. Les erreurs induites par cette hypothèse seront abordées à la Section 2.4.

2.2.2 Principe des essais triaxiaux

Un essai dit triaxial classique est réalisé sur une éprouvette cylindrique soumise à une pression axiale Q et une pression de confinement P. En pratique, l'International Society for Rock Mechanics (ISRM) préconise l'utilisation d'échantillons d'élancement égal à 2 (Ulusay, 2015), ce qui permet de préserver des effets de bords une portion significative de l'échantillon, tout en évitant les phénomènes de flambage. Les essais sont réalisés à l'aide de presses servo-hydrauliques (Figure 2.1a) ou de cellules triaxiales (Figure 2.1b) selon le type d'essai et sa durée. Notons que si ces essais sont couramment

(a) Presse servo-hydraulique

(b) Cellules triaxiales

FIGURE 2.1 – Dispositifs expérimentaux pour la réalisation d'essais triaxiaux.

appelés essais triaxiaux, ils ne sont en réalité que biaxiaux, deux des contraintes principales étant toujours égales. Certains laboratoires ont réalisé des essais "triaxiaux vrais" en utilisant des échantillons cubiques (Hunsche and Albrecht, 1990) ou des cylindres creux (Mellegard et al., 1992).

Les pressions P et Q sont positives car toutes les forces sont appliquées en compression, et bornées en raison des limitations techniques : la pression axiale maximale Q_{max} dépend de la force maximale admissible par la presse et de la section de l'échantillon, et peut aller jusqu'à plusieurs centaines de MPa. La pression de confinement maximale

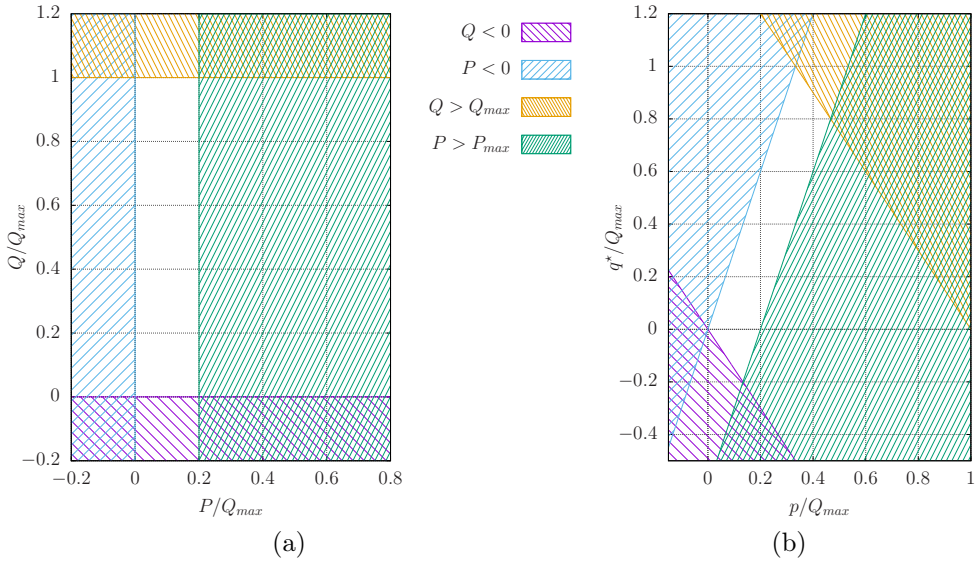


FIGURE 2.2 – Limitations techniques des essais de laboratoire : gammes de contraintes admissibles représentées dans le plan (P,Q) (a) et dans le plan $(p,q^\star)$ (b).

P_{max} est liée à l'étanchéité du dispositif contenant l'huile dont le rôle est d'appliquer le confinement, et est généralement de quelques dizaines de MPa. On peut représenter dans un diagramme (P,Q) la gamme de contraintes admissibles pendant un essai triaxial (Figure 2.2a). Dans ce diagramme, toutes les valeurs ont été normalisées par rapport à Q_{max}, et le rapport Q_{max}/P_{max} a été arbitrairement fixé à 5.

Si travailler avec les grandeurs P et Q a du sens lorsqu'il est question d'essais de laboratoire, dans un contexte plus général il est plus intéressant de considérer les invariants du tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ définis dans les Équations 1.12 et 1.13. La contrainte moyenne et le déviateur peuvent être exprimés respectivement $p = (Q + 2P)/3$ et $q = |Q - P|$. Concernant l'angle de Lode, seules deux valeurs peuvent être explorées lors de tels essais triaxiaux, $\theta = 0$ et $\theta = \pi/3$, correspondant respectivement au régime de contraction $(Q > P)$ et au régime d'extension $(P > Q)$. Dans ce cas précis des essais de laboratoire, plutôt que de considérer un déviateur q toujours positif ainsi que θ, on considère le déviateur signé $q^\star = Q - P$. Sa norme est la même que celle de q et son signe indique s'il s'agit d'un essai de contraction ou d'extension. La gamme de contraintes admissibles pendant les essais de laboratoire peut alors être représentée dans un diagramme $(p,q^\star)$ (Figure 2.2b).

2.2.3 Classifications des essais triaxiaux

Selon ce principe, un grand nombre de types d'essais peuvent être réalisés. Les différents essais peuvent être répartis selon plusieurs critères. On propose ici trois répartitions, qui permettent de soulever quelques problématiques intéressantes.

2.2.3.1 Classification selon la durée

Une première possibilité est de répartir les essais triaxiaux en fonction de leur durée.

Parmi les essais les plus rapides, les plus courants sont les essais à vitesse de déformation constante. Durant ces essais, la pression de confinement est maintenue constante et la contrainte axiale est progressivement augmentée de manière à imposer une vitesse de déformation axiale constante. La vitesse de déformation imposée varie selon les laboratoires mais est généralement comprise entre 10^{-4} et 10^{-6} s^{-1} (DeVries et al., 2002; Günther et al., 2010; Hampel et al., 2010; Brückner, 2012). Ces essais peuvent également être réalisés à vitesse de charge constante. Le contrôle en déformation permet cependant d'étudier le comportement du matériau après un radoucissement, alors qu'un contrôle en contrainte cause la rupture de l'échantillon dès que la contrainte maximale est atteinte.

Un autre type d'essai rapide parfois réalisé sur le sel gemme est l'essai de relaxation. Cet essai consiste à soumettre un échantillon à un chargement axial et latéral tout en gardant une déformation axiale nulle à tout instant. Cet essai permet d'accéder rapidement aux caractéristiques viscoplastiques de la roche (Hamami, 1993). Bien que quelques essais de relaxation soient disponibles, aucun n'a été étudié ici.

Les essais les plus longs concernent les essais de fluage, pendant lesquels la pression axiale Q, le confinement P et la température T sont maintenus constants, permettant d'étudier le comportement différé du sel. On réalise souvent des essais de fluage multipaliers, en modifiant l'une des variables d'état (P, Q, T) après une durée déterminée. Les essais de fluage durent de quelques semaines à quelques mois, voire plus dans des cas exceptionnels.

2.2.3.2 Classification selon le régime de contrainte

Les essais de laboratoire peuvent également être classés en deux catégories selon le régime de contrainte. On distingue les essais en contraction, pour lesquels la contrainte axiale est supérieure à la pression de confinement ($Q > P$), et les essais en extension, pour lesquels c'est le contraire ($Q < P$).

Dans une formation salifère, à proximité d'une cavité, la contrainte principale associée à la direction normale à la cavité est souvent inférieure aux deux autres contraintes principales, et l'état de contrainte est proche de l'extension. Les essais en extension sont donc primordiaux pour représenter au mieux les conditions *in situ*. Cependant, la grande majorité des essais sont réalisés en contraction.

La sous représentation des essais en extension s'explique notamment par les limitations techniques. Comme on peut le voir sur la Figure 2.2b, puisque la contrainte axiale peut atteindre des valeurs largement supérieures à la pression de confinement maximale, la gamme de contraintes admissibles pour des essais en extension ($Q - P < 0$) est beaucoup plus restreinte que celle pour les essais en contraction.

2.2.3.3 Classification selon les grandeurs maintenues constantes

Les essais triaxiaux peuvent enfin être classés selon la grandeur maintenue constante. Dans la plupart des essais, la pression de confinement est constante, mais on trouve

aussi des essais à contrainte moyenne constante.

Une pression moyenne constante au cours d'un essai permet par exemple de maintenir les déformations volumiques élastiques constantes. Ainsi, les déformations volumiques mesurées sont directement les déformations volumiques viscoplastiques. Les essais à pression moyenne constante permettent également de réaliser facilement des essais en contraction ou en extension : partant d'un état de contrainte isotrope, la pression axiale est progressivement augmentée (respectivement diminuée) et la pression de confinement diminuée (respectivement augmentée) de manière à maintenir la pression moyenne constante, dans un état de contraction (respectivement extension).

Malgré leurs avantages d'un point de vue théorique, les essais à contrainte moyenne constante sont beaucoup moins répandus que les essais à confinement constant, en raison des contraintes techniques, par exemple la modification synchronisée des contraintes axiale et de confinement. De plus, un essai à confinement constant équivaut à un déplacement vertical dans la figure 2.2a, c'est-à-dire selon toute la longueur du rectangle, alors qu'un essai à pression moyenne constante revient à se déplacer verticalement dans la figure 2.2b et donc de manière beaucoup plus restreinte.

Enfin, une dernière catégorie d'essais peine à trouver sa place dans les classifications : les essais cycliques. Il s'agit d'essais durant lesquels la sollicitation décrit un historique de quelques heures à plusieurs jours, répété de nombreuses fois. On peut notamment citer les essais de fluage cycliques, pendant lesquels la contrainte alterne entre deux états, et intéressants dans la perspective de reproduire les cycles d'exploitation des cavités.

2.2.4 Réalisation des mesures

Pendant la durée de l'essai, on cherche à quantifier le plus précisément possible les déformations de l'échantillon. Sous l'hypothèse de l'homogénéité des champs de contraintes et de déformations (Section 2.2.1), les mesures de surface sont suffisantes pour évaluer les déformations dans l'échantillon.

La figure 2.3 présente quelques types de mesures pouvant être utilisés lors d'essais de laboratoire. La déformation axiale peut être mesurée de manière locale à l'aide d'une jauge de déformation (ε_{zz}) dans le sens longitudinal, ou de manière globale avec un capteur de déplacement mesurant le déplacement relatif des plateaux de la presse (H). Une autre solution est d'utiliser un extensomètre mesurant la déformation d'une portion centrale de l'échantillon de hauteur h.

La déformation latérale peut être mesurée de manière locale à l'aide d'une jauge de déformation ($\varepsilon_{\theta\theta}$) perpendiculaire à la première, ou avec une chaînette mesurant la variation du diamètre (D). La chaînette permet de moyenner la mesure de la déformation latérale sur la circonférence, mais sur une seule latitude de l'éprouvette.

La déformation volumique globale peut être déduite de la mesure de la variation du volume d'huile V_H dans la cellule, servant à l'application de la pression de confinement. En effet, en considérant la cellule indéformable et l'huile incompressible, la variation du volume de l'échantillon est égale au volume d'huile injectée ou soutirée pour maintenir une pression de confinement constante, corrigée par le déplacement axial du piston.

La déformation volumique locale $\varepsilon_{zz}+\varepsilon_{rr}+\varepsilon_{\theta\theta}$ ne peut pas être mesurée directement

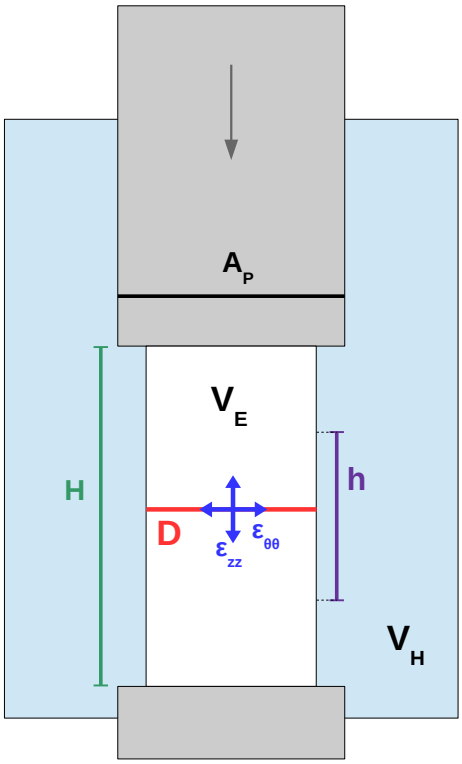


FIGURE 2.3 – Différents types de mesure de déformation pouvant être utilisés lors d'essais de laboratoire.

car la déformation radiale ε_{rr} ne peut pas être mesurée en surface. Seule l'hypothèse de l'homogénéité du champ de déformation permet d'égaliser la déformation radiale et la déformation latérale en tout point ($\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\theta\theta}$), et donc la déformation volumique locale peut être déduite des mesures de déformations axiale et latérale locales.

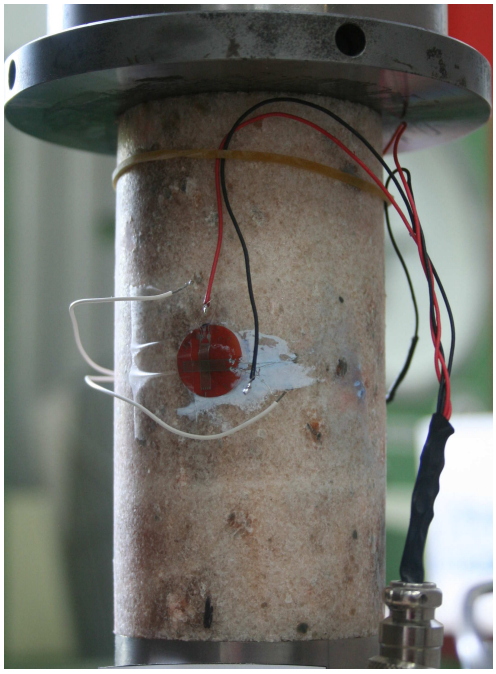
La Figure 2.4 présente les dispositifs utilisés pour mesurer les déformations locales (Figure 2.4a) et la variation de h (Figure 2.4b).

2.2.5 Les essais brésiliens

Complémentaires des essais triaxiaux, les essais brésiliens sont un autre type d'essais couramment réalisés sur le sel gemme, pour évaluer sa résistance à la traction (Carneiro, 1943).

Les essais brésiliens sont effectués sur des éprouvettes d'élancement 1/2 d'après les recommandations de l'ISRM (Ulusay, 2015), chargées diamétralement. La Figure 2.5 en illustre le principe. Dans les conditions optimales, un chargement en compression F donne lieu à une contrainte de traction au centre de l'éprouvette égale à $T = 2F/(\pi DH)$ avec D le diamètre de l'éprouvette et H sa hauteur. Ces essais sont habituellement réalisés très rapidement, sans mesure de déformation. Seul le chargement est monitoré, et sa valeur maximale permet de trouver la valeur de la résistance à la traction.

Il est possible de mesurer les déformations au cours d'un essai brésilien afin de s'en



(a) Jauges de déformation.

(b) Extensomètres axial et chaînette.

FIGURE 2.4 – Dispositifs de mesure de déformation (MINES ParisTech).

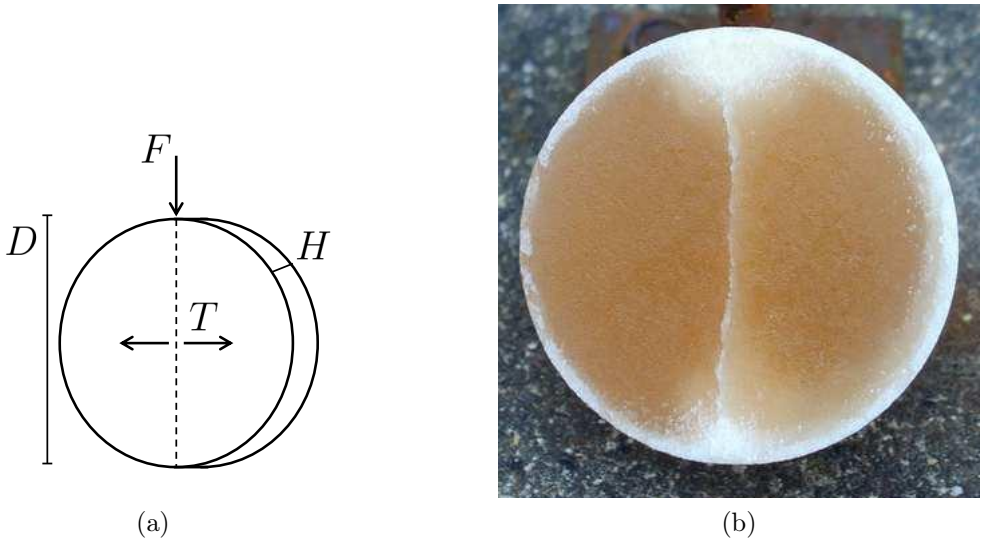
servir pour ajuster des paramètres rhéologiques. Par exemple, des jauges de déformations peuvent être utilisées pour mesurer la déformation localement, ou des extensomètres placés de part et d'autre de l'échantillon permettent d'évaluer la variation des diamètres, en particulier selon les axes horizontaux et verticaux. Naturellement, dans le cas d'essais brésiliens les champs de contraintes et de déformations ne sont pas homogènes, et les mesures de surface ne permettent pas d'évaluer l'intégralité du champ de déformation. Des calculs de structure sont donc nécessaires lors du post-traitement des résultats.

2.3 Le calage des paramètres

2.3.1 Généralités

Un modèle de comportement ne peut pas fournir de bons résultats si ses paramètres rhéologiques ne sont pas ajustés correctement. Une procédure de calage robuste doit donc nécessairement être associée à tout modèle de comportement.

La faisabilité et la fiabilité des calages dépendent dans une large mesure des données expérimentales utilisées. Les essais ne doivent pas laisser d'indétermination quant aux phénomènes pris en compte. Par exemple, il est impossible de caler les paramètres décrivant l'influence de l'angle de Lode sur uniquement des essais en contraction. De même, l'influence de la pression moyenne ne peut pas être calée si tous les essais sont réalisés à la même pression moyenne. Les essais doivent être choisis de manière à



(a) (b)

FIGURE 2.5 – Essai brésilien.

contraindre l'ensemble des paramètres.

De plus, compte tenu de l'augmentation de la complexité des modèles de comportement, il n'est pas possible d'ajuster en une seule étape et sans distinction l'intégralité des paramètres. Le rôle de chaque paramètre ou groupe de paramètre doit être clairement identifié dans la loi de comportement, et les essais de laboratoire doivent permettre d'isoler l'influence de chaque phénomène. Une procédure de calage adaptée doit ensuite permettre d'ajuster chaque groupe de paramètres indépendamment.

Notons également les dangers de l'extrapolation, tant concernant les gammes de sollicitations que dans le temps. Il est important de travailler avec des pressions, températures et vitesses les plus proches possibles des gammes cibles, et d'être conscient des erreurs potentielles commises lors de l'extrapolation.

2.3.2 Différentes méthodes de calage

Plusieurs méthodes de calages sont décrites, et prennent pour exemple le modèle de Lemaitre (voir Équation 1.7), éventuellement enrichi d'un mécanisme de Kelvin (voir Équations 1.42 et 1.43). Concernant le mécanisme de Kelvin, dans cette section on considère que la fonction τ est une constante, et le paramètre δ est arbitrairement fixé à $0,5$, conférant à chacun des deux mécanismes une importance comparable.

2.3.2.1 Méthode traditionnelle

La méthode de calage traditionnelle consiste à caler l'ensemble des paramètres du modèle sans distinction, en une seule étape, quel que soit le type d'essai.

Cette méthode d'ajustement présente rapidement des limites pour le calage d'essais de fluage : seul un petit nombre de valeurs de déviateur sont disponibles (souvent entre deux et quatre dans le cas d'essais de fluage multipaliers). Or, dans l'exemple du modèle de Lemaitre, l'influence du déviateur est gérée par les deux paramètres β et K,

ce qui revient à caler deux variables en disposant de deux à quatre points. Des jeux de paramètres ajustant de manière satisfaisante les données expérimentales peuvent être trouvés, mais savoir lequel est optimal est contestable.

Ce problème a mené le Centre de Géosciences à développer une méthode de calage spécifique pour les essais de fluage : la méthode "α".

2.3.2.2 Méthode "α"

L'originalité de la méthode "α", décrite par Hamami (1993), par rapport à la méthode de calage traditionnelle réside dans le fait que tous les paramètres ne sont pas traités de la même manière. Certains paramètres sont calés pour l'ensemble de l'essai, tandis que d'autres sont calés palier par palier, tout en assurant la continuité entre chaque palier.

Pour appliquer cette méthode de calage avec le modèle de Lemaitre, on remarque que sur un palier de déviateur, la grandeur $\dot{\xi} = (q/K)^{\beta/\alpha}$ est constante. Ainsi, il suffit d'ajuster une valeur de $\dot{\xi}$ pour chaque palier, et α pour l'ensemble de l'essai. De même pour le mécanisme de Kelvin, il faut ajuster une valeur de ψ_K pour chaque palier, et τ pour l'ensemble de l'essai. Dans la mesure où ces modèles ne décrivent que les déformations viscoplastiques, deux solutions sont possibles : soit les déformations instantanées sont éliminées des données expérimentales, pour ne garder que les déformations viscoplastiques à ajuster ; soit une deuxième variable "saut élastique" est ajoutée et doit être ajustée pour chaque palier comme $\dot{\xi}$.

Il est important de noter que l'ajustement est fait de manière globale, toutes les constantes sont ajustées en une seule fois. Dans le cas du modèle de Lemaitre et en ajustant les sauts élastiques, pour un essai comportant N_{pal} paliers, on ajuste dans le même temps α et N_{pal} valeurs de $\dot{\xi}$ et de sauts élastiques (un ajustement de $2 \times N_{pal} + 1$ paramètres). Dans le cas du modèle de Lemaitre augmenté d'un mécanisme de Kelvin il faut ajuster en plus τ et N_{pal} valeurs de ψ_K, soit un ajustement de $3 \times N_{pal} + 2$ paramètres.

Cette méthode permet de grandement améliorer le calage d'essais de fluage. Il ne reste ensuite qu'à trouver une expression de $\dot{\xi}$ et de ψ_K en fonction de q : toutes sortes de lois puissance, des sinus hyperboliques peuvent être ajustés, tout en gardant à l'esprit qu'il n'est pas difficile de faire passer les fonctions que l'on veut par un nombre réduit de points. Le point faible de cette méthode est le grand nombre de variables à ajuster simultanément. Dans le cas d'un ajustement du modèle de Lemaitre sur un essai de fluage avec peu de paliers, le nombre de variable ajustées est limité, mais si le nombre de paliers augmente ou si un autre modèle comporte plusieurs variables à ajuster par palier, le nombre de variables à ajuster simultanément augmente rapidement. C'est ce qui a motivé le développement de la méthode "$\alpha\beta$".

2.3.2.3 Méthode "$\alpha\beta$"

La méthode "$\alpha\beta$", développée dans le cadre de cette thèse, garde l'idée de la méthode "α" de ne pas traiter tous les paramètres de la même manière. On distingue les variables indépendantes de l'état (contrainte, température, historique) qu'on appelle variables

$\boldsymbol{\alpha}$, des variables qui dépendent de l'état de contrainte et de température, (variables $\boldsymbol{\beta}$). La différence entre cette méthode et la méthode "α" est que plutôt que d'ajuster l'ensemble de ces variables en une seule étape, plusieurs ajustements imbriqués sont effectués : on procède à un ajustement global, multipalier, des variables $\boldsymbol{\alpha}$, puis, à l'intérieur de chaque ajustement des variables $\boldsymbol{\alpha}$, on procède à l'ajustement palier par palier des variables $\boldsymbol{\beta}$.

Par exemple, appliquer la méthode "$\alpha\beta$" avec le modèle de Lemaitre consiste à ajuster globalement α, et chaque valeur de α appelle un ajustement de $\dot{\xi}$ et d'un saut élastique pour chaque palier. On effectue donc N_{pal} ajustements de deux variables. Dans le cas de l'ajout du mécanisme de Kelvin, chaque ajustement de α et τ appelle un ajustement de $\dot{\xi}$, ψ_K et d'un saut élastique pour chaque palier. On effectue donc N_{pal} ajustements de trois variables. Comme dans la méthode "α", il reste à chercher une expression de $\dot{\xi}$ et de ψ_K en fonction de q.

La méthode "$\alpha\beta$" conserve l'intérêt de la méthode "α" de bien caler les essais de fluage. Elle présente de plus l'avantage de n'effectuer que des ajustements de petits nombres de variables, ce qui permet d'une part de caler facilement des essais présentant un grand nombre de paliers avec le modèle de Lemaitre, et d'autre part d'utiliser des modèles comportant un plus grand nombre de variables. Dans l'exemple cité, malgré l'augmentation de la complexité du modèle, les ajustements restent réalisables. Cette nouvelle méthode de calage ouvre de nouvelles possibilités quant aux modèles de comportement utilisables.

Il faut cependant noter que cette méthode de calage ne peut être utilisée que dans le cas où toutes les grandeurs restent constantes sur un palier, comme c'est le cas dans la loi de Lemaitre. En revanche dans le nouveau modèle présenté dans la Section 1.3, l'introduction de la variable γ_{vp}^c elle-même dans l'expression de sa loi d'évolution (Équation 1.38) proscrit l'utilisation de cette méthode. Une méthodologie spécifique d'identification des paramètres du nouveau modèle est donc développée (voir Section 2.3.3).

La Figure 2.6 montre un exemple de calage d'un essai de fluage réalisé sur du sel d'Etrez (Merar, 1999) par la méthode "$\alpha\beta$", pour les deux modèles rhéologiques étudiés : Lemaitre, et Lemaitre additionné d'un mécanisme type Kelvin. Il s'agit d'un essai de fluage uniaxial, qui comporte quatre paliers. Les trois premiers paliers vont dans l'ordre des déviateurs croissants (5, 7, 5 et 10 MPa), le dernier est une décharge (8 MPa).

La Figure 2.6a montre l'ajustement de l'essai de fluage avec le modèle de Lemaitre. L'ajustement est globalement satisfaisant, mais pour le dernier palier la décharge n'est pas du tout reproduite. La Figure 2.6b montre le même ajustement avec le modèle de Lemaitre additionné d'un mécanisme type Kelvin. Non seulement l'ajout du mécanisme type Kelvin permet de reproduire la décharge, mais il permet aussi d'améliorer la qualité des ajustements des autres paliers (voir les agrandissements Figures 2.6c à 2.6f). Notons qu'un résultat similaire aurait théoriquement pu être obtenu avec la méthode "α", mais aurait nécessité l'ajustement simultané d'un grand nombre de paramètres.

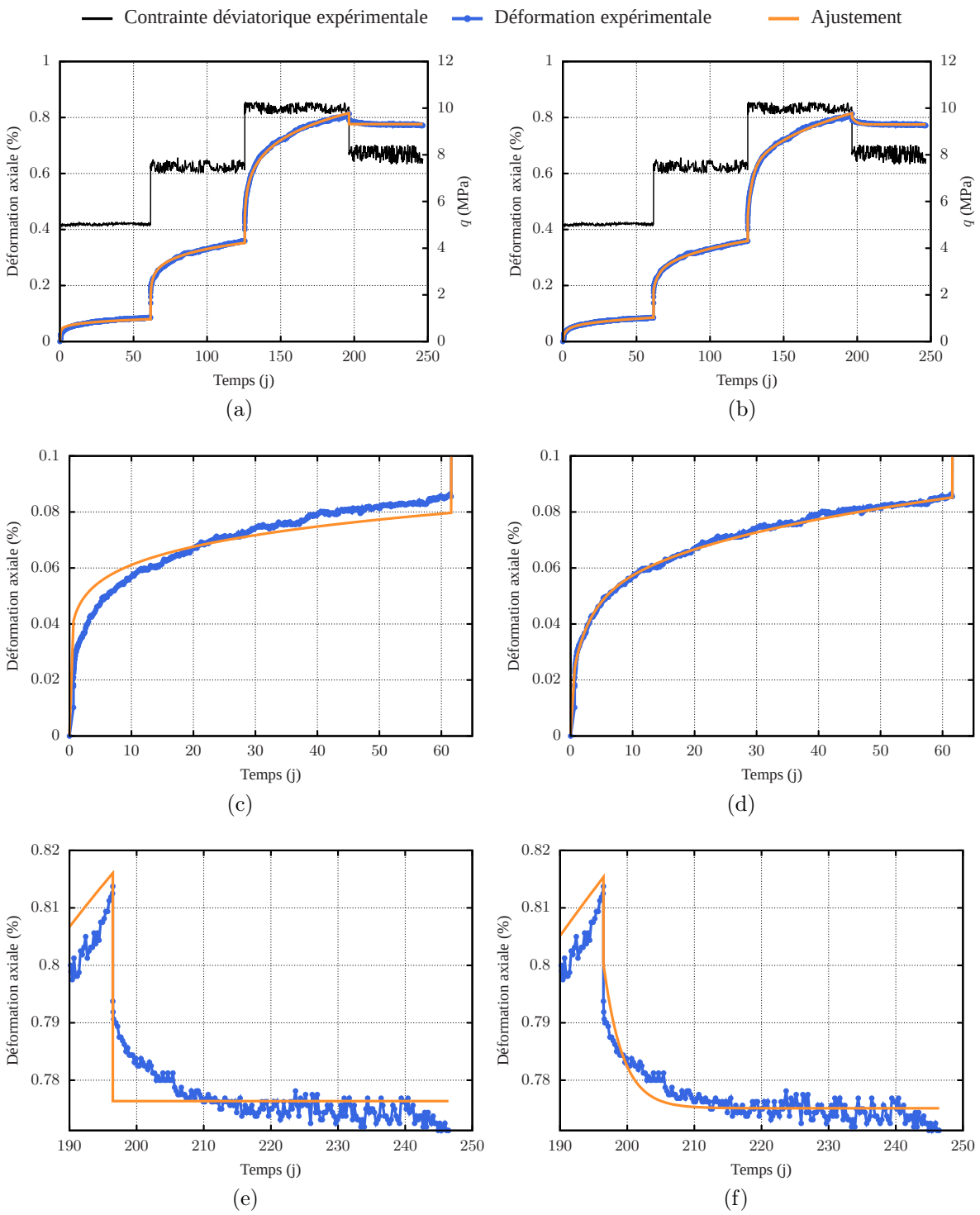


FIGURE 2.6 – Ajustement d'un essai de fluage multipalier par la méthode "$\alpha\beta$", pour le modèle de Lemaitre (gauche), et le modèle de Lemaitre additionné d'un mécanisme type Kelvin (droite). Essai total (a) et (b), agrandissement du premier palier (c) et (d), et agrandissement du dernier palier (e) et (f) (Sel d'Etrez, MINES ParisTech).

2.3.3 Identification des paramètres du nouveau modèle

En pratique, les paramètres rhéologiques du nouveau modèle sont ajustés selon une procédure en plusieurs étapes. On cherche un unique jeu de paramètre permettant d'ajuster à la fois des essais triaxiaux courts et longs, et des essais brésiliens.

Les essais triaxiaux, courts et longs, permettent d'ajuster les paramètres relatifs à la distorsion et la dilatance. Les essais brésiliens sont nécessaires pour ajuster ceux relatifs à la traction. En effet, puisqu'on fait l'hypothèse que les contraintes sont homogènes dans tout l'échantillon lors des essais triaxiaux, les contraintes appliquées coïncident avec les contraintes principales et sont toujours négatives (compression). Aucune contrainte de traction n'existe pendant les essais triaxiaux, et les paramètres associés à la traction doivent être ajustés sur les essais brésiliens.

Les essais triaxiaux commencent par une phase hydrostatique, pendant laquelle la pression est augmentée de manière isotrope progressivement jusqu'à la pression de confinement indiquée. A la fin de cette étape commence la phase déviatorique, pendant laquelle un déviateur des contraintes est appliqué. Seule la phase déviatorique est utilisée pour les ajustements, et la fin de la phase hydrostatique constitue l'état de référence.

2.3.3.1 Mise en forme des données et ajustement des paramètres élastiques

Les données expérimentales doivent tout d'abord être mises en forme. Pour les essais triaxiaux, on dispose pour chaque incrément de temps d'une valeur de contrainte axiale Q et une contrainte de confinement P. On dispose également à tout instant d'une mesure de déformation axiale ε_{zz} et d'une mesure soit de déformation latérale $\varepsilon_{\theta\theta}$, soit de déformation volumique $\varepsilon_{zz} + 2\varepsilon_{\theta\theta}$. Le modèle faisant intervenir γ^c et ζ^c plutôt que ε_{zz} et $\varepsilon_{\theta\theta}$, on construit

$$\begin{aligned} \gamma^c &= 2/3(\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_{zz}), \\ \zeta^c &= -2\varepsilon_{\theta\theta} - \varepsilon_{zz}. \end{aligned} \tag{2.1}$$

La première étape de l'ajustement est le calage des coefficients élastiques E, module d'Young, et ν, coefficient de Poisson, à l'aide des cycles décharge/charge réalisés au cours des essais. Cette étape, classique, permet de séparer les parties élastique et viscoplastique dans les expressions de γ^c et ζ^c. Avec $\underline{\underline{n}}_z = \overrightarrow{n}_z \otimes \overrightarrow{n}_z$ et $\overrightarrow{n}_z$ l'axe de l'éprouvette, on peut écrire le tenseur des contrainte sous la forme $\underline{\underline{\sigma}} = -P\underline{\underline{1}} - (Q-P)\underline{\underline{n}}_z$ et le tenseur des déformations sous la forme $\underline{\underline{\varepsilon}} = \varepsilon_{\theta\theta}\underline{\underline{1}} + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{\theta\theta})\underline{\underline{n}}_z$. En considérant que $Q = P = P_0$ à l'état de référence, il vient :

$$\begin{aligned} \gamma^c &= \frac{2(1+\nu)}{3E}(Q-P) + \int_0^t \mathrm{sgn}(Q-P)\dot{\gamma}^c_{vp}\mathrm{d}\tau, \\ \zeta^c &= \frac{3(1-2\nu)}{E}(p-P_0) + \zeta^c_{vp}. \end{aligned} \tag{2.2}$$

Ayant ajusté E et ν, les déformations élastiques peuvent être évaluées et retranchées de γ^c et ζ^c obtenus expérimentalement, construisant ainsi γ^c_{vp} et ζ^c_{vp}.

Remarquons ici un nouvel intérêt des essais à pression moyenne constante ; comme il a été dit en 2.2.3.3 lors de ces essais la déformation volumique mesurée est viscoplas-

tique, donc on peut construire directement ζ_{vp}^c, sans passer par le calage des coefficients élastiques qui peuvent introduire des erreurs.

Les paramètres relatifs aux déformations déviatoriques et volumiques sont ensuite ajustés en utilisant ζ_{vp}^c et γ_{vp}^c. Ces deux ajustements sont indépendants, et l'ordre dans lequel ils sont réalisées n'a pas d'importance.

2.3.3.2 Ajustement des paramètres déviatoriques

Afin d'ajuster les paramètres relatifs aux déformations déviatoriques γ_{vp}^c, l'expression de $\dot{\gamma}_{vp}^c$ (Équation 1.38) est linéarisée et γ_{vp}^c est construit de manière incrémentale : connaissant γ_{vp}^c à l'instant t, et en considérant $\mathrm{d}t$ la durée entre deux mesures successives, on peut évaluer γ_{vp}^c à l'instant $t + \mathrm{d}t$:

$$\gamma_{vp}^c(t+\mathrm{d}t) = \left(\gamma_{vp}^c(t)^{1/a} + \left\langle \frac{q/\varrho(\theta) - (\gamma_{vp}^c(t))^b Bp - C}{K} \right\rangle^{k/a} \mathrm{d}t \right)^a . \tag{2.3}$$

Dans cette égalité, p et q sont pris à l'instant t. On construit ainsi γ_{vp}^c pour tous les instants de l'essai, puis on ajuste les paramètres a, k, K, b et B pour minimiser la différence entre γ_{vp}^c évalué à partir des déformations expérimentales (Équations 2.1 et 2.2) et γ_{vp}^c calculé à l'aide du modèle (Équation 2.3).

Notons ici que le phénomène de fluage inverse n'est pas pris en compte à ce stade dans le nouveau modèle. L'influence du fluage inverse par rapport au fluage type Lemaitre n'est pas évidente à distinguer compte tenu des données expérimentales utilisées. Si ce mécanisme devait être inclus tel qu'il est présenté dans la Section 1.4, les paramètres rhéologiques associés devraient être ajustés en même temps que les autres relatifs aux déformations déviatoriques. Cela représenterait un grand nombre de paramètres à ajuster en même temps, sans pouvoir identifier l'influence de chacun. Le mécanisme permettant de décrire le fluage inverse n'est donc pas introduit dans le nouveau modèle.

2.3.3.3 Ajustement des paramètres volumiques

L'ajustement des paramètres relatifs aux déformations volumiques ζ_{vp}^c est réalisé de manière similaire aux déformations déviatoriques. On construit ζ_{vp}^c de manière incrémentale en intégrant l'expression de $\mathrm{d}\zeta_{vp}^c/\mathrm{d}\gamma_{vp}^c = \varphi(\underline{\underline{\sigma}}, T, \gamma_{vp}^c, \lambda)$ (Équation 1.39) :

$$\begin{aligned} \zeta_{vp}^c(t+\mathrm{d}t) = \zeta_{vp}^c(t) + v \Bigg[& \gamma_{vp}^c(t+\mathrm{d}t) - \gamma_{vp}^c(t) \\ & - \left((p/N)^n + (p/M)^m\right) \log\left(\frac{(p/M)^m + \gamma_{vp}^c(t+\mathrm{d}t)}{(p/M)^m + \gamma_{vp}^c(t)} \right) \Bigg]. \end{aligned} \tag{2.4}$$

La pression moyenne p est prise à l'instant t. De même que pour γ_{vp}^c, on construit ζ_{vp}^c pour tous les instants de l'essai, puis on ajuste les paramètres v, n, N, m et M de manière à minimiser la différence entre ζ_{vp}^c évalué à partir des déformations expérimentales (Équations 2.1 et 2.2) et ζ_{vp}^c calculé à l'aide du modèle (Équation 2.4).

Il est important de noter que contrairement à γ_{vp}^c, qui ne dépend que de lui-même, l'expression de ζ_{vp}^c fait intervenir γ_{vp}. Deux solutions sont alors possibles : utiliser γ_{vp} directement déduit des données expérimentales (Équations 2.1 et 2.2), ou utiliser γ_{vp} calculé suite à l'ajustement des paramètres déviatoriques (Équation 2.3). La première solution est préconisée car elle seule garantit l'indépendance des ajustements des parties déviatorique et volumique.

Notons également que le paramètre V n'est pas ajusté en même temps que les autres. Il s'agit d'un seuil visant à éviter les déformations volumiques excessives sous de faibles contraintes, ce qui ne se produit pas lors d'essais triaxiaux. Ce paramètre doit donc être ajusté séparément.

2.3.3.4 Ajustement des paramètres de traction

Il ne reste plus qu'à ajuster les paramètres relatifs à la traction, ce qui est fait grâce aux essais brésiliens. Ce calage doit impérativement être réalisé en dernier, après les ajustements de tous les autres paramètres à partir des données d'essais triaxiaux. Lors des essais brésiliens, les champs de contraintes et de déformations sont hétérogènes, donc il n'existe pas de procédure de calage directe comme pour les essais triaxiaux, et un calcul de structure est nécessaire. Un essai brésilien est simulé numériquement, en utilisant les paramètres rhéologiques calés préalablement. Les paramètres relatifs à la traction, Λ, R, s, S et ω, sont ajustés par essais-erreurs, afin de reproduire au mieux les mesures. Dans notre cas on ajuste la contrainte axiale $2F/(\pi D_0 H)$ en fonction de la déformation verticale $(D - D_0)/D_0$, avec F la force appliquée, H la hauteur de l'échantillon, D son diamètre selon l'axe horizontal et D_0 sa valeur initiale (voir Figure 2.5).

2.3.4 Exemples de calages

Tous les exemples de calages présentés ont été réalisés selon la méthodologie décrite ci-dessus. Pour chaque exemple, tous les essais sont calés avec un unique jeu de paramètre. Il va se soi que de meilleurs ajustements peuvent être trouvés pour chaque essai indépendamment des autres, mais il est plus intéressant de considérer un calage global. En effet, étant donné le nombre élevé de paramètres à ajuster, en considérant un seul essai, plusieurs jeux de paramètres satisfaisant pourraient être trouvés. Plus le nombre d'essais calés à la fois est important, plus le système est contraint, et plus on est assuré de trouver le jeu de paramètres optimal.

On présente quatre exemples d'ajustement sur quatre sels différents. Chaque exemple concerne 3 à 10 essais, et combine des essais triaxiaux courts et/ou long terme et/ou brésiliens. Deux ont été réalisés dans nos laboratoires à Mines ParisTech, les deux autres ont été publiés dans la littérature. Deux exemples supplémentaires illustrent les possibilités de l'ajout du mécanisme de fluage inverse, et concernent chacun un essai de fluage. Notons que l'ajustement d'essais réalisés dans d'autres laboratoires et publiés dans la littérature pose des questions différentes que l'ajustement de ses propres essais, car l'ensemble des informations sur la réalisation des essais n'est pas nécessairement disponible. Par exemple, souvent seule une courbe contrainte/déformation est

présentée. Les autres grandeurs, par exemple la vitesse de chargement, la pression de confinement etc, sont simplement annoncées constantes ou linéaires. Alors que les essais personnels peuvent être ajustés sur les véritables historiques de toutes les grandeurs, incluant les éventuelles imprécisions des appareils pour les maintenir constantes, dans le cas d'essais extérieurs il n'y a pas d'autre choix que de considérer que les historiques sont parfaits et de les fixer rigoureusement constants.

Sel des Landes

Ces calages concernent des essais réalisés à MINES ParisTech sur du sel des Landes. Les échantillons proviennent d'un dôme de sel, à une profondeur de 1350 m. On présente cinq essais ajustés avec le même jeu de paramètres : trois essais triaxiaux, un essai de fluage et un essai brésilien. Les essais triaxiaux (Figure 2.7) sont réalisés à pression de confinement constante (5, 10 et 15 MPa) et à vitesse de déformation axiale imposée (5×10^{-6} s^{-1}). Au cours de ces essais sont mesurées la déformation axiale globale ainsi que la variation de volume en utilisant le volume d'huile injecté. L'essai de fluage (Figure 2.8) est également réalisé à pression de confinement constante (5 MPa), et trois paliers de déviateur sont imposés : 5, 10 et 15 MPa. Seule la déformation axiale globale est mesurée. L'essai brésilien (Figure 2.9) est réalisé à vitesse de déformation verticale constante (8×10^{-7} s^{-1}), et la déformation horizontale globale est mesurée. Tous ces essais sont réalisés à température ambiante.

Ces cinq essais sont ajustés à l'aide d'un unique jeu de paramètres. Ces essais étant réalisés uniquement en compression et à température constante, les paramètres χ, A et T_r n'ont pas d'influence. On fixe $\chi = 0,7$, $A = 909$ K et $T_r = 300$ K.

La mesure des déformations latérales n'étant pas disponible pour l'essai de fluage, les paramètres relatifs à la déformation volumique sont ajustés uniquement sur les trois essais triaxiaux. Les paramètres relatifs à la distorsion sont ajustés sur les essais triaxiaux et l'essai de fluage. Enfin les paramètres relatifs à la traction sont ajustés sur l'essai brésilien. Les paramètres obtenus sont listés dans le Tableau 2.1.

Élasticité					
E	ν				
28 800	$0,32$				
Distorsion					
a	k	K_r	b	B	C
$0,29$	$2,2$	$0,13$	$0,24$	$0,044$	0
Dilatance					
v	n	N	m	M	V
$0,08$	$1,3$	$0,012$	$3,3$	$1,37$	1
Traction					
Λ	R	S	ω	d	s
5×10^4	0	1	1×10^{-8}	10	1

TABLE 2.1 – Paramètres utilisés pour ajuster les essais triaxiaux, de fluage et brésilien (Sel des Landes). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

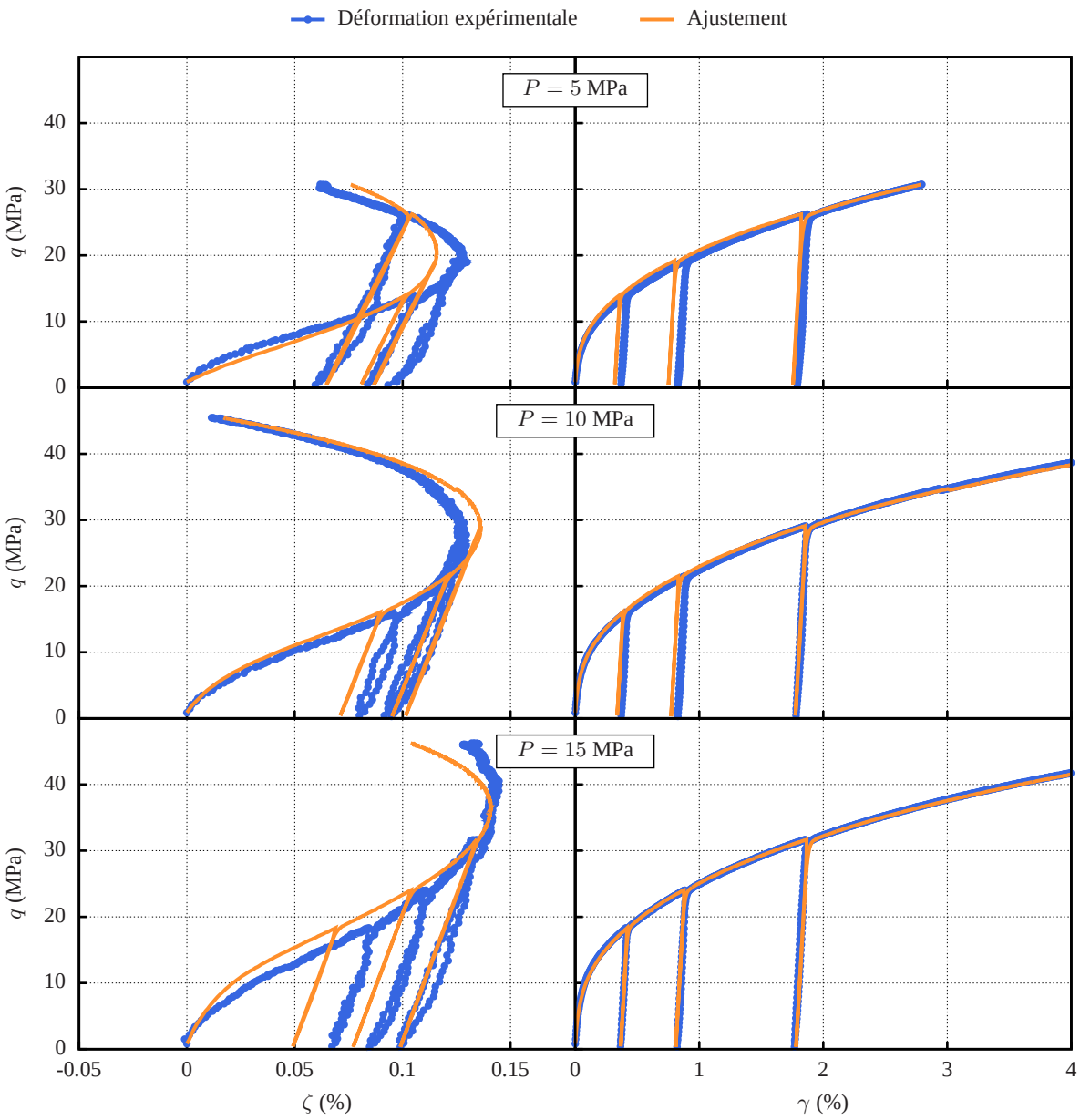


FIGURE 2.7 – Ajustement de trois essais triaxiaux avec le nouveau modèle, vitesse de déformation axiale imposée $\dot{\varepsilon}_{zz} = 5 \times 10^{-6}$ s^{-1} et trois pressions de confinement $P = 5$, 10 et 15 MPa (Sel des Landes, MINES ParisTech).

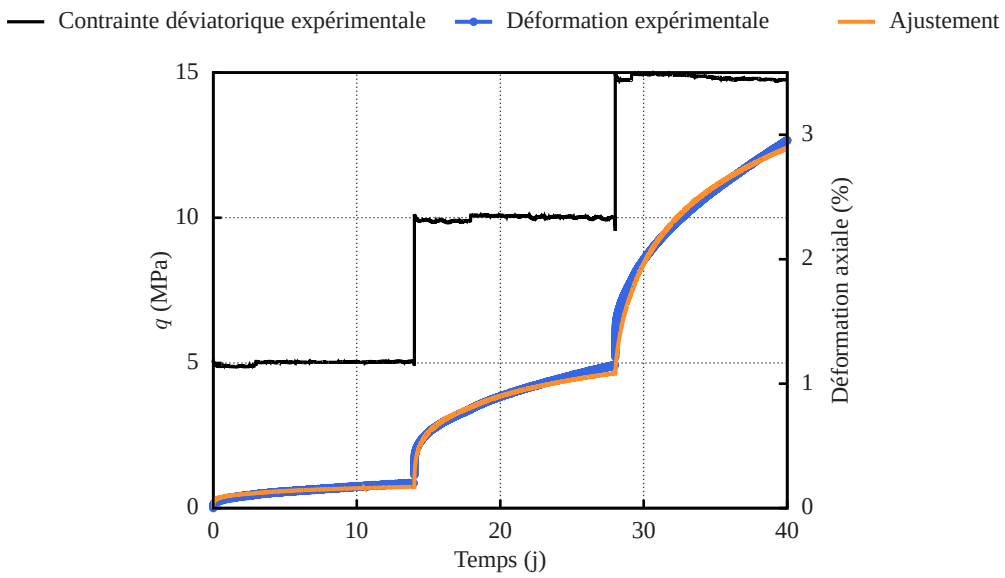


FIGURE 2.8 – Ajustement d'un essai de fluage avec le nouveau modèle, pression de confinement constante $P = 5$ MPa et trois paliers de déviateur $q = 5$, 10 et 15 MPa (Sel des Landes, MINES ParisTech).

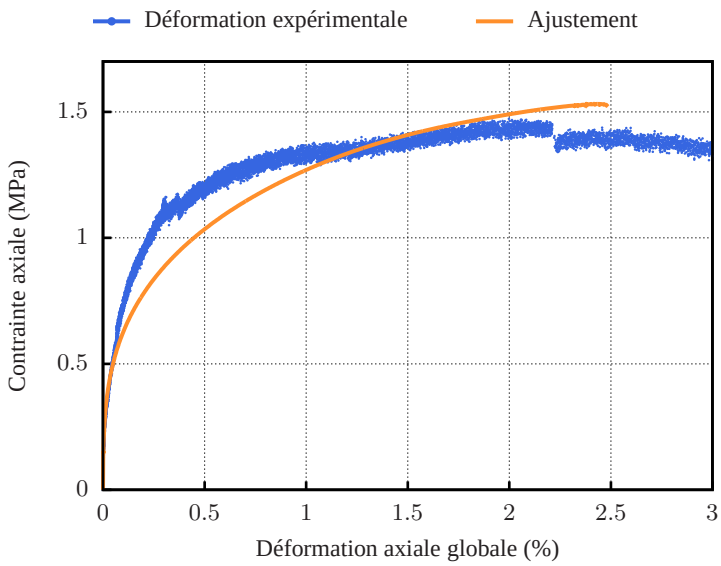


FIGURE 2.9 – Ajustement d'un essai brésilien avec le nouveau modèle sur, vitesse de déformation verticale imposée $\dot{\varepsilon}_{zz} = 8 \times 10^{-7}$ s^{-1} (Sel des Landes, MINES ParisTech).

Sel de Carriço

Ces calages concernent quatre essais réalisés à MINES ParisTech sur du sel de Carriço, au Portugal. Il s'agit d'un dôme de sel, et les échantillons proviennent d'une profondeur de 1000 m. Deux essais triaxiaux (Figure 2.10) sont réalisés à la même pression de confinement de 5 MPa, et à deux vitesse de déformation axiale différentes (5×10^{-6} et 5×10^{-8} s^{-1}). Au cours de ces essais sont mesurées les déformations axiale et latérale à l'aide de jauges de déformation. Un essai de fluage (Figure 2.11) est également réalisé à pression de confinement constante (5 MPa), et trois paliers de déviateur sont imposés à 5, 10 et 15 MPa. Durant l'essai de fluage seule la déformation axiale globale est mesurée. Tous ces essais sont réalisés à température ambiante. L'ajustement des paramètres relatifs à la distorsion et la dilatance est réalisé de la même manière que pour le sel des Landes, et les paramètres χ, A et T_r sont fixés de même. N'ayant pas d'essai brésilien disponible, on fixe $\Lambda = 0$ et les paramètres de traction ne sont pas ajustés. Les paramètres obtenus sont listés dans le Tableau 2.2.

Élasticité					
E	ν				
28 200	$0,28$				
Distorsion					
a	k	K_r	b	B	C
$0,23$	$2,9$	$0,46$	$0,42$	6×10^{-3}	0
Dilatance					
v	n	N	m	M	V
$0,77$	5×10^{-5}	$0,5$	$3,8$	$0,8$	1

TABLE 2.2 – Paramètres utilisés pour ajuster les essais triaxiaux et de fluage (Sel de Carriço). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

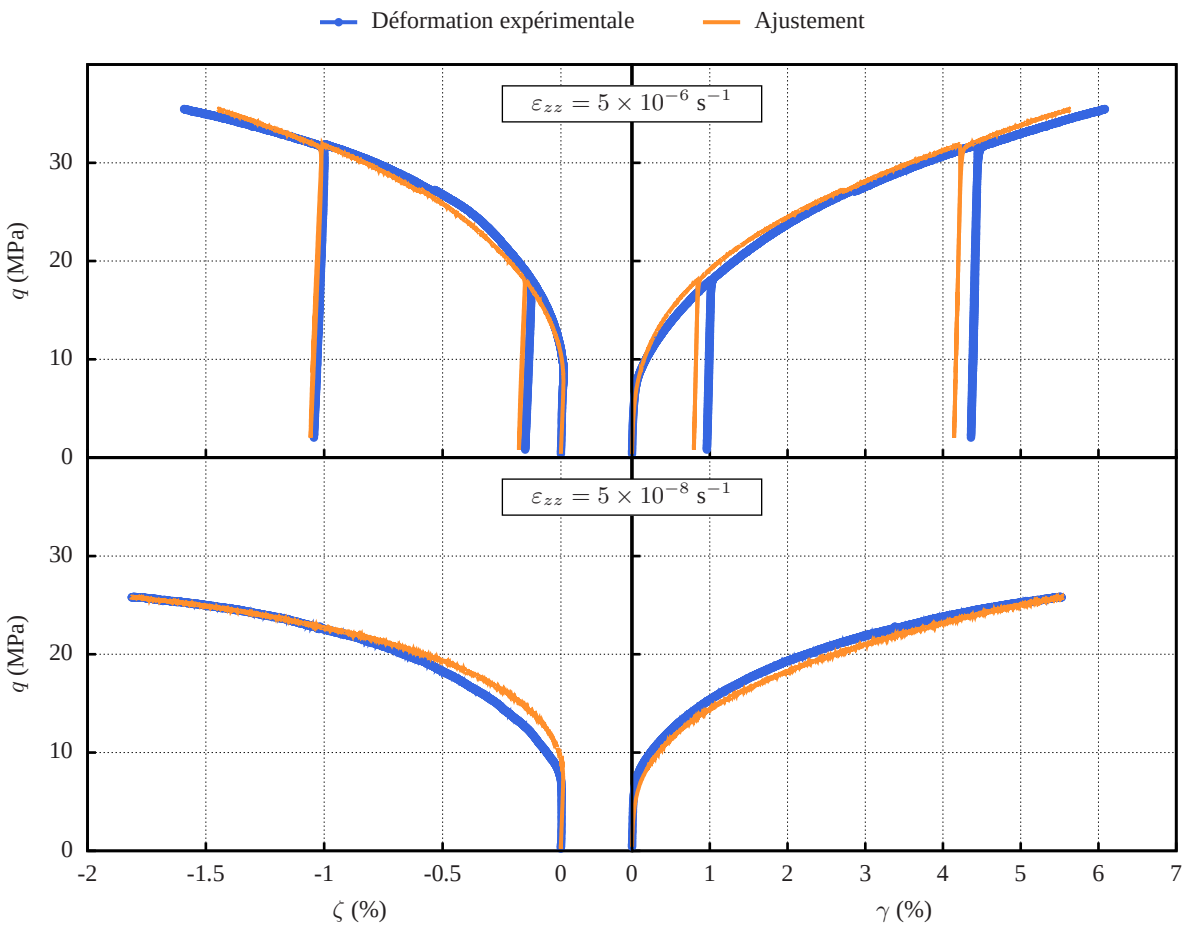


FIGURE 2.10 – Ajustement de deux essais triaxiaux avec le nouveau modèle, pression de confinement constante de $P = 5$ MPa et deux vitesses de déformation axiale $\dot{\varepsilon}_{zz} = 5 \times 10^{-6}$ et 5×10^{-8} s^{-1} (Sel de Carriço, MINES ParisTech).

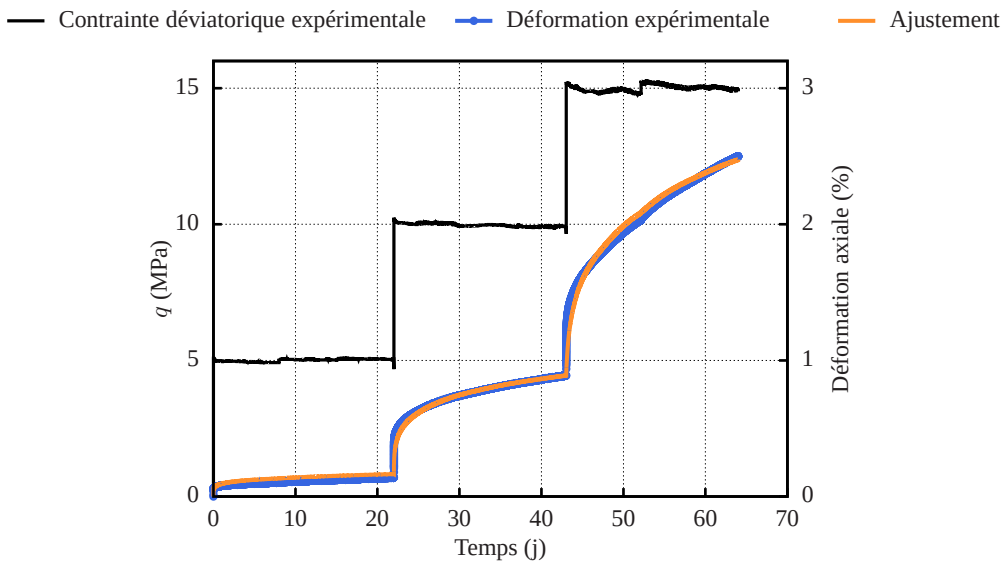


FIGURE 2.11 – Ajustement d'un essai de fluage avec le nouveau modèle, pression de confinement constante $P = 5$ MPa et trois paliers de déviateur $q = 5$, 10 et 15 MPa (Sel de Carriço, MINES ParisTech).

Sel de Cayuta

Ces calages concernent des essais réalisés par Respec sur du sel de Cayuta, dans le bassin des Appalaches, dans l'état de New York (DeVries et al., 2005). Il s'agit de sel en couches, à des profondeurs variant entre 1250 et 1400 m.

On présente trois essais triaxiaux ajustés avec le même jeu de paramètres (Figure 2.12). Tous sont réalisés à pression moyenne constante (10,33, 13,8 et 17,2 MPa), et à vitesse de chargement imposée ($0,02$ MPa.s^{-1}), et à une température de 20 °C. Durant ces essais les déformations axiale et circonférentielles sont mesurées par des extensomètres. Ces essais ne comportant pas de cycles charge/décharge, les constantes élastiques ne peuvent pas être ajustées. On retient les valeurs moyennes obtenues sur les autres essais de la même campagne et comportant des cycles. Les paramètres sont énumérés au Tableau 2.3.

Élasticité					
E	ν				
26 700	$0,35$				
Distorsion					
a	k	K_r	b	B	C
$0,35$	$4,5$	$1,33$	$0,34$	$0,023$	0
Dilatance					
v	n	N	m	M	V
$0,57$	$1,5$	$0,044$	$2,42$	$0,35$	1

TABLE 2.3 – Paramètres utilisés pour ajuster les essais triaxiaux et de fluage (Sel de Cayuta). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

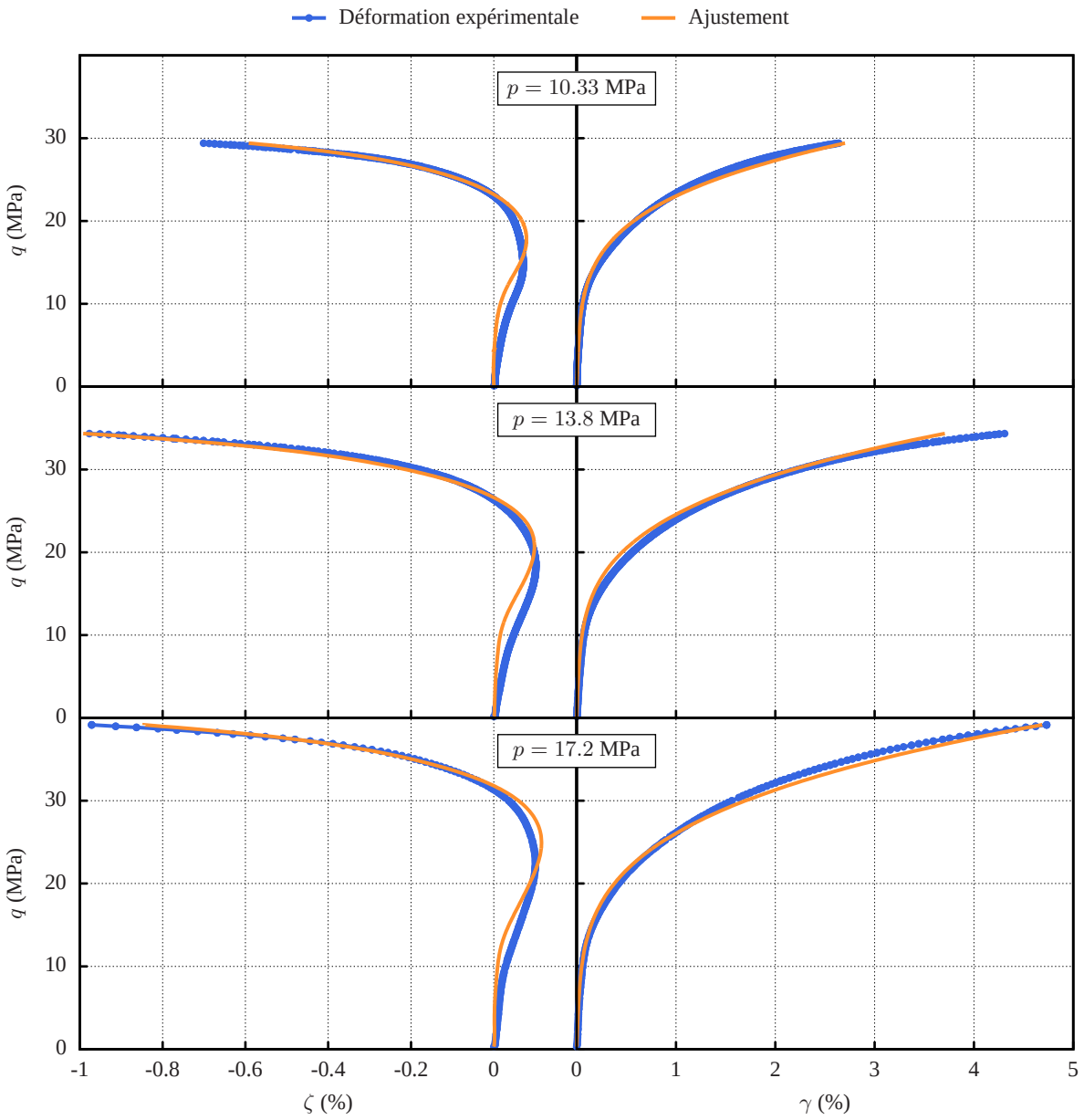


FIGURE 2.12 – Ajustement de trois essais triaxiaux avec le nouveau modèle, vitesse de chargement axial imposée $\dot{Q} = 0,02$ MPa.s^{-1} et trois pressions moyennes constantes $p = 10,33$, $13,8$ et $17,2$ MPa (Sel de Cayuta, Respec (DeVries et al., 2005)).

Sel de Asse

On présente ici dix essais réalisés par la TU Clausthal sur du sel de Asse (Basse-Saxe) en Allemagne (Blanco-Martín et al., 2018). Il s'agit d'un dôme de sel, et les échantillons proviennent d'une profondeur d'environ 800 m. Les ajustements concernent six essais triaxiaux et quatre essais de fluage. Les paramètres obtenus sont listés au Tableau 2.4.

Élasticité					
E	ν				
36 600	$0,26$				
Distorsion					
a	k	K_r	b	B	C
$0,22$	$3,7$	$1,5$	$0,24$	$0,016$	0
Température					
A	T_r				
2675	$298,15$				
Dilatance					
v	n	N	m	M	V
$0,15$	$2,74$	$0,74$	$1,38$	$0,01$	1

Table 2.4 – Paramètres utilisés pour ajuster les essais triaxiaux et de fluage (Sel de Asse, (Blanco-Martín et al., 2018)). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

Les six essais triaxiaux sont à vitesse de déformation constante (10^{-5} s^{-1}). Trois d'entre eux sont réalisés à une température de 26 °C, à des pressions de confinement constantes de 3, 5 et 19 MPa (Figure 2.13). Les trois autres sont réalisés à une température de 60 °C, à des pressions de confinement constantes de 3, 5 et 20 MPa (Figure 2.14).

Les deux premiers essais de fluage, d'une durée totale de 120 jours, sont réalisés avec une pression de confinement constante de 20 MPa, une température constante de 26 °C, et deux paliers de déviateur de 22 et 20 MPa pour le premier essai et 20 et 18 MPa pour le deuxième. Pour ces deux essais de fluage, seule la déformation axiale est disponible (Figure 2.15).

L'essai de fluage suivant (Figure 2.16), d'une durée totale de 80 jours, est réalisé à un déviateur constant de 28 MPa, avec trois paliers de contrainte moyenne (p = 29, 10 et 20 MPa). La température est constante égale à 30 °C. Le dernier essai de fluage (Figure 2.17), d'une durée totale de 300 jours, inclut quatre paliers. Pendant les trois premiers paliers, le déviateur est croissant (q = 10, 15 et 27 MPa) et la contrainte moyenne reste relativement stable (p = 13,3, 15 et 12 MPa). Pendant le dernier palier la pression de confinement est augmentée pour quasiment atteindre la valeur de la contrainte axiale, ce qui a pour effet de réduire le déviateur à q = 1 MPa et augmenter la contrainte moyenne à p = 29,3 MPa.

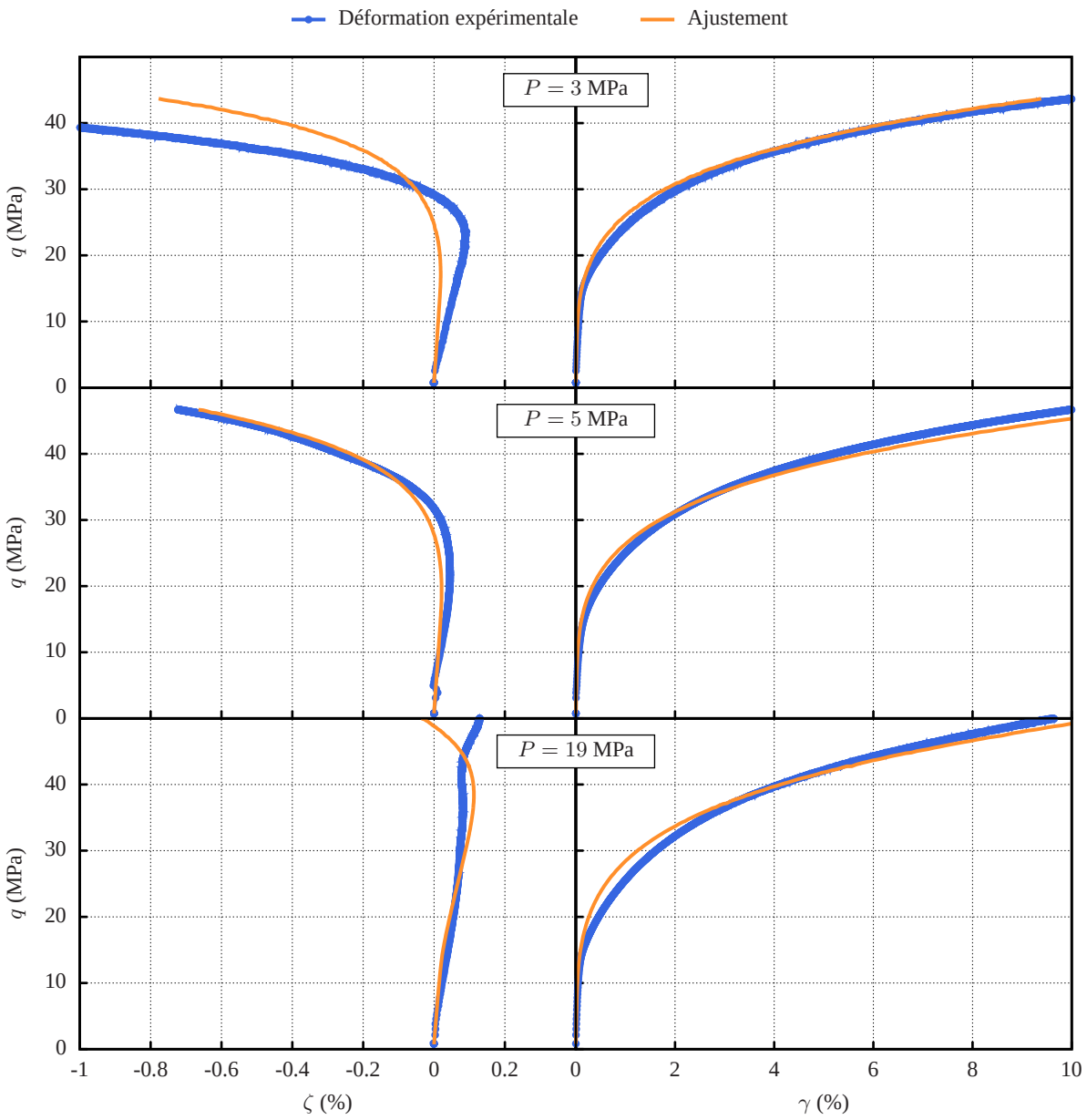


FIGURE 2.13 – Ajustement de trois essais triaxiaux avec le nouveau modèle, vitesse de déformation axiale imposée $\dot{\varepsilon}_{zz} = 10^{-5}$ s^{-1} et trois pressions de confinement $P = 3$, 5 et 19 MPa, température 26 ° (Sel de Asse, TU Clausthal (Blanco-Martín et al., 2018)).

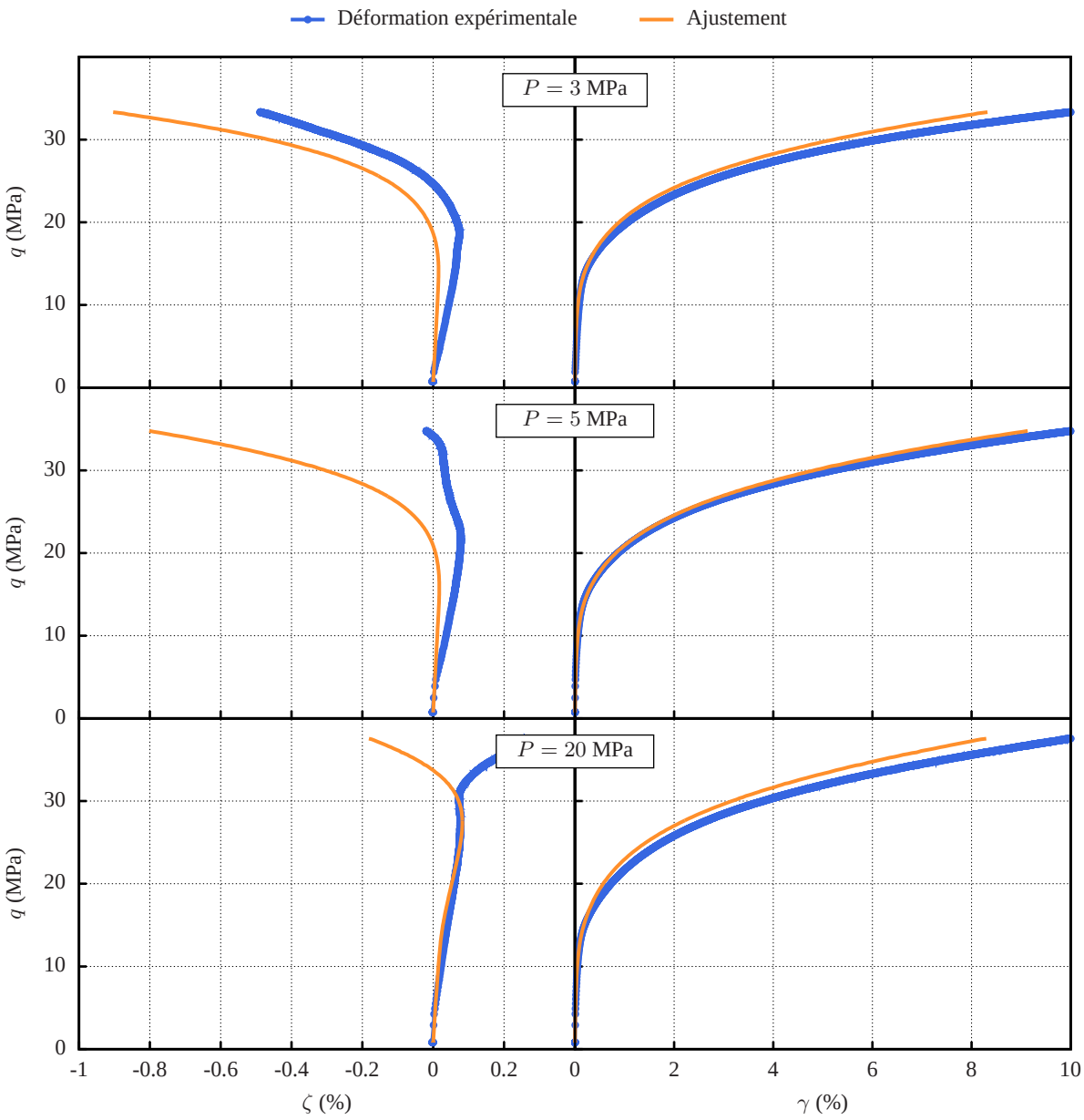


FIGURE 2.14 – Ajustement de trois essais triaxiaux avec le nouveau modèle, vitesse de déformation axiale imposée $\dot{\varepsilon}_{zz} = 10^{-5}$ s^{-1} et trois pressions de confinement $P = 3$, 5 et 20 MPa, température 60 ° (Sel de Asse, TU Clausthal (Blanco-Martín et al., 2018)).

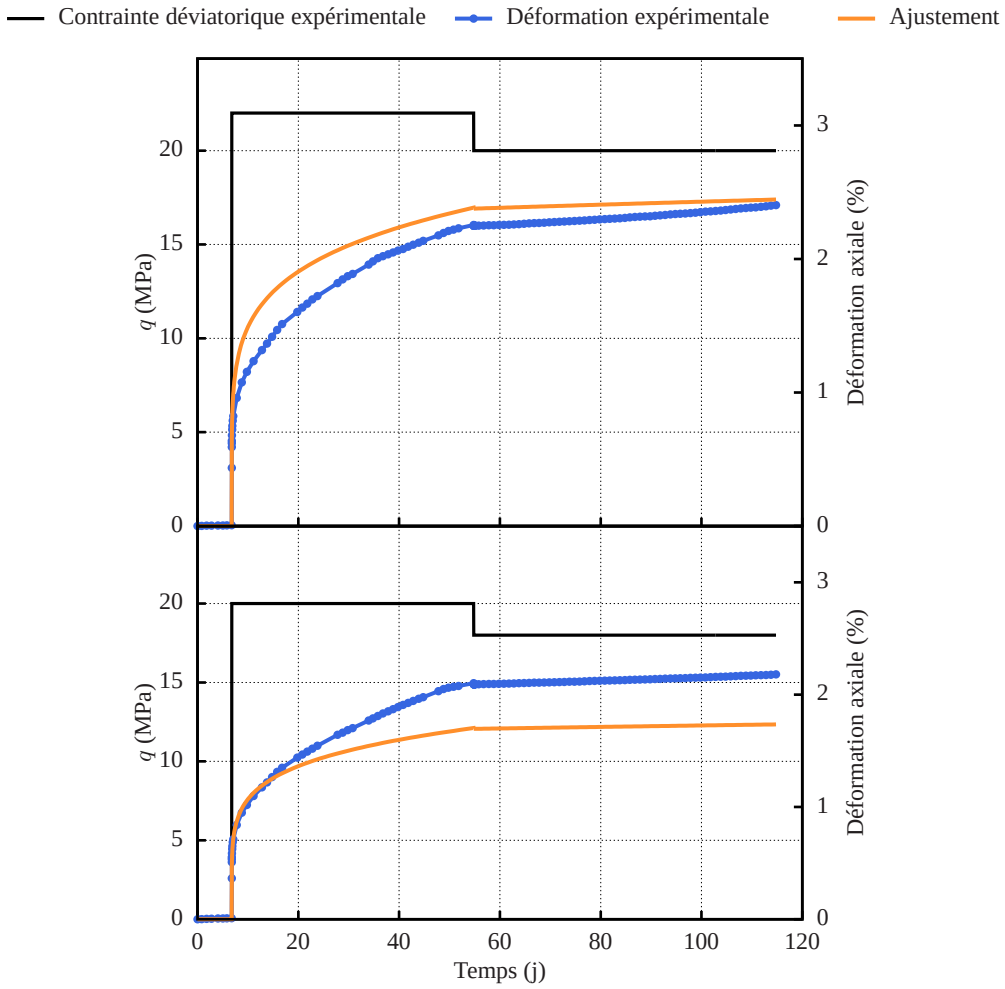


FIGURE 2.15 – Ajustement de deux essais de fluage avec le nouveau modèle, pression de confinement constante $P = 20$ MPa, température constante 26 °C et deux paliers de déviateur $q = 22$ et 20 MPa, ou $q = 20$ et 18 MPa, (Sel de Asse, TU Clausthal (Blanco-Martín et al., 2018)).

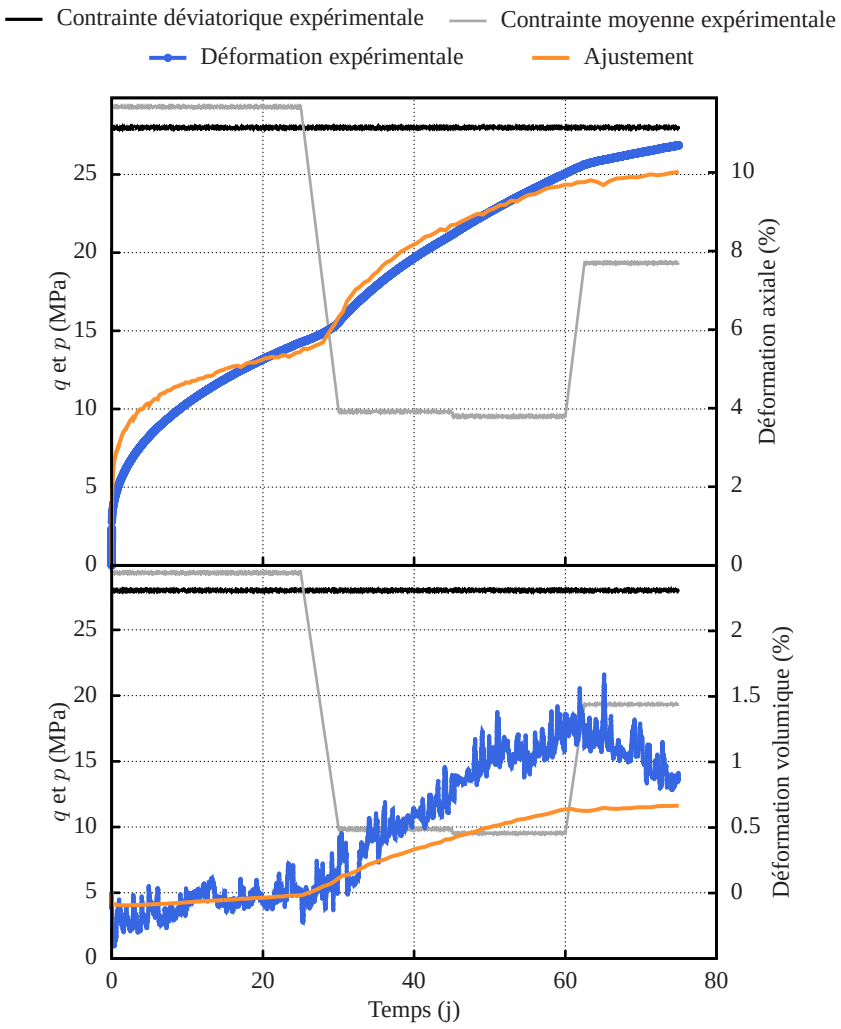


FIGURE 2.16 – Ajustement d'un essai de fluage avec le nouveau modèle, déviateur constant $q = 28$ MPa et trois paliers de contrainte moyenne $p = 29$, 10 et 20 MPa, température constante de 30 °C (Sel de Asse, TU Clausthal (Blanco-Martín et al., 2018)).

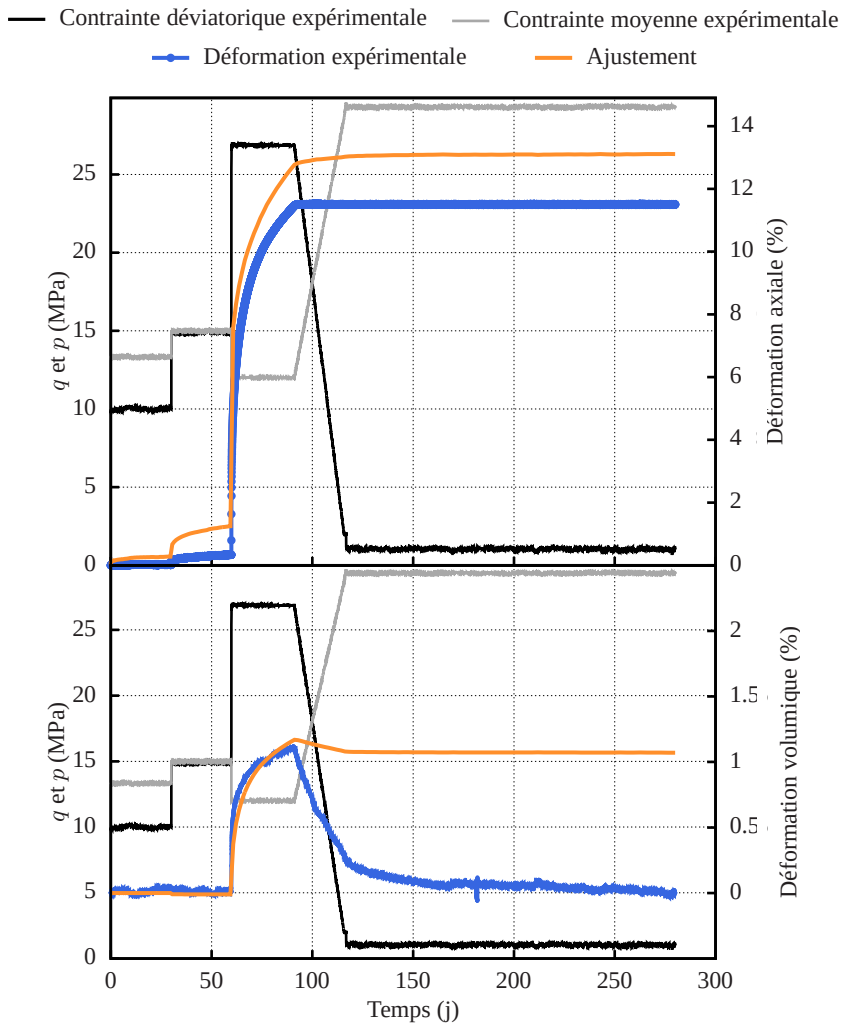


FIGURE 2.17 – Ajustement d'un essai de fluage avec le nouveau modèle, quatre paliers de déviateur $q = 10$, 15, 27 et 1 MPa, quatre paliers de contrainte moyenne $p = 13{,}3$, 15, 12 et 29,3 MPa, température constante de 50 °C (Sel de Asse, TU Clausthal (Blanco-Martín et al., 2018)).

Sel d'Etrez - fluage inverse

Les deux derniers exemples de calages concernent chacun un unique essai de fluage, ajusté avec l'extension du modèle pour tenir compte du fluage inverse.

Le premier concerne un essai de fluage uniaxial avec décharge, réalisé sur du sel d'Etrez à Mines ParisTech. Il s'agit de sel en couches, et l'échantillon provient d'une profondeur de 860 m environ. Il comporte deux paliers de déviateur, à respectivement $q = 10$ et 8 MPa. La température est constante et égale à 40 °C.

Seule la mesure de déformation axiale globale est disponible. Les paramètres v et Λ sont donc fixés à zéro, annulant la dilatance et la traction, et seuls les paramètres relatifs à la distorsion sont ajustés. Pour les paramètres élastiques, on utilise les moyennes des paramètres ajustés sur d'autres essais de la même campagne. Puisque les deux mécanismes de Lemaitre et Kelvin sont ajustés et que leurs influences respectives ne peuvent pas être clairement séparées à ce stade, beaucoup de paramètres doivent être calés en une seule étape et la méthodologie utilisée pour les autres ajustements ne peut pas être utilisée. Cet essai est ajusté par essais-erreurs. Le calage est présenté à la Figure 2.18 et les paramètres obtenus au Tableau 2.5.

Élasticité					
E	ν				
30 000	$0,33$				
Distorsion - Lemaitre					
a	k	K_r	b	B	C
$0,25$	$1,45$	$0,033$	$0,2$	$0,1$	0
Distorsion - Kelvin					
δ	K_K	τ_0			
$0,6$	7×10^{-3}	2×10^{-3}			

Table 2.5 – Paramètres utilisés pour ajuster un essai de fluage avec décharge (Sel d'Etrez). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

Sel de Cayuta - fluage cyclique

Comme l'ajustement précédent, celui-ci concerne un unique essai de fluage, ajusté avec l'extension du modèle pour tenir compte du fluage inverse. L'essai a été réalisé par Respec sur du sel de Cayuta, comme les essais ci-dessus à pression moyenne constante (DeVries et al., 2005).

Il s'agit d'un essai de fluage alternant les paliers en contraction et en extension. La pression moyenne p est constante égale à 23 MPa tout au long de l'essai, et le déviateur reste constant au signe près ($\pm$13,79 MPa). La température est égale à $T = 55$°C.

On note que lors de cet essai, le sel présente un comportement transitoire à chaque nouveau palier. Or, le nouveau modèle, sans le mécanisme de Kelvin, ne peut pas reproduire ce comportement. Le déviateur étant constant, les modèles ne prévoient pas que la norme de la vitesse de déformation change, seule la direction change. L'ajout du mécanisme de Kelvin permet de reproduire ces phases transitoires à chaque cycle.

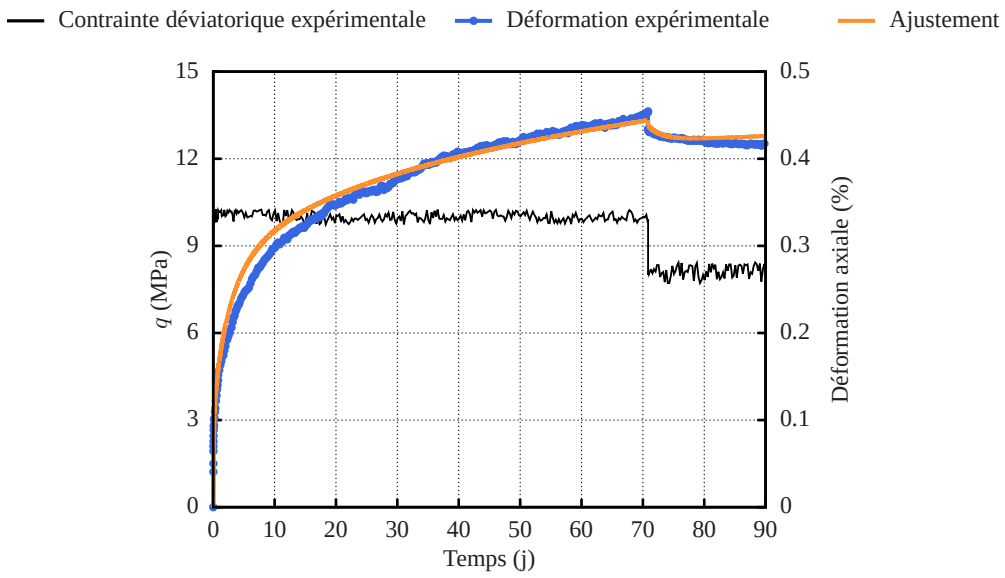


FIGURE 2.18 – Ajustement d'un essai de fluage avec le nouveau modèle prenant en compte le fluage inverse, essai de fluage uniaxial avec décharge, deux paliers de déviateur de $q = 10$ et 8 MPa (Sel d'Etrez, MINES ParisTech).

Comme pour l'essai précédent, seule la déformation axiale est disponible, les paramètres v et Λ sont fixés à zéro et les paramètres relatifs à la distorsion sont ajustés. Puisque cet essai comporte des phases en contraction et des phases en extension, le paramètre χ peut être ajusté. Les paramètres élastiques sont les moyennes des valeurs obtenues pour d'autres essais sur le même sel. De plus, le calage des nombreux paramètres de Lemaitre et Kelvin empêche l'utilisation de la procédure de calage comme pour les autres essais, et cet essai est ajusté par essais-erreurs. Le calage est présenté à la Figure 2.19 et les paramètres au Tableau 2.6.

Élasticité					
E	ν				
26 700	$0,35$				
Section déviatorique					
χ					
$0,35$					
Distorsion - Lemaitre					
a	k	K_r	b	B	C
$0,82$	$0,5$	5×10^{-5}	$0,3$	1×10^{-3}	0
Distorsion - Kelvin					
δ	K_K	τ_0			
$0,5$	$7,5 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-3}$			

TABLE 2.6 – Paramètres utilisés pour ajuster un essai de fluage aleternant entre extension et contraction (Sel de Cayuta). Les unités sont en μm/m, MPa, K et j.

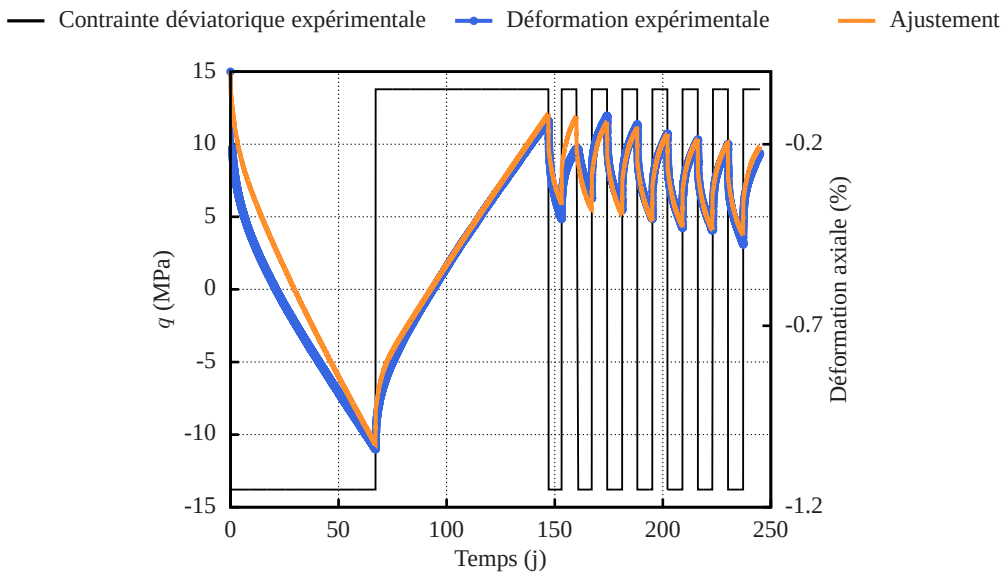


FIGURE 2.19 – Ajustement d'un essai de fluage avec le nouveau modèle prenant en compte le fluage inverse, essai de fluage cyclique avec alternance entre des paliers en extension ($q = -13,79$ MPa) et en contraction ($q = +13,79$ MPa) en maintenant une pression moyenne constante de $p = 23$ MPa (Sel de Cayuta, Respec (DeVries et al., 2005)).

Synthèse

Ces exemples de calages montrent que le nouveau modèle est capable d'ajuster avec un unique jeu de paramètres tous types d'essais provenant de différents laboratoires, à différentes vitesses de déformation ou de chargement, à différentes pressions de confinement, courts ou longs, et même un essai brésilien. Il est notamment très intéressant de noter les ajustements d'essais à différentes échelles de temps (triaxiaux courts et fluage par exemple) concernant à la fois les parties déviatoriques et volumiques, toujours avec un unique jeu de paramètres. Ces ajustements apparaissent très satisfaisants. Ces ajustements pourraient encore être améliorés avec plus de données expérimentales. Plus d'essais en extension permettraient d'ajuster le paramètre χ, relatif à l'influence de la contrainte intermédiaire, de manière plus pertinente. De même peu d'ajustements ont été réalisés à des températures variables.

2.3.5 Extrapolation et problème du "long terme"

Les lois de comportement sont ajustées sur des essais de laboratoire qui durent entre quelques heures et quelques mois, voire années dans certains cas exceptionnels. Ces durées sont dérisoires par rapport aux problématiques d'exploitation et d'abandon de cavités. En effet, ces lois de comportements sont vouées à être utilisées dans des calculs de structure pour simuler l'exploitation de cavités sur plusieurs dizaines d'années, ou leur abandon sur des milliers d'années (Nieland and Skaug, 2011; Bérest et al., 2008b; Wallner and Paar, 1997). La question de l'extrapolation est donc primordiale.

Le calage des paramètres est un facteur décisif dans l'extrapolation. Par exemple,

les Figures 2.20a et 2.20b montrent deux ajustements du même essai de fluage avec le modèle de Lemaitre, l'un sur les 30 premiers jours ($\alpha = 0{,}32$, $\beta = 3$, $K = 0{,}61$), l'autre sur 50 jours ($\alpha = 0{,}44$, $\beta = 2{,}96$, $K = 0{,}62$). Si les deux calages sont satisfaisants pendant la durée concernée, ils diffèrent rapidement par la suite. Les deux jeux de paramètres obtenus sont ensuite utilisés pour simuler l'évolution sur 50 ans d'une cavité sphérique d'un volume de 300 000 m^3, à une profondeur de 1000 m dans massif de sel infini ($\rho = 2200$ kg.m^{-1}), dans laquelle la pression est constante et égale à 12 MPa. Les prévisions en termes de perte de volume varient de 3 % pour le calage sur 30 jours à plus de 7 % pour le calage sur 50 jours (Figure 2.20c).

Afin de pouvoir valider un comportement à long terme, il est nécessaire d'avoir accès à des mesures sur des durées plus longues que celles des essais de laboratoire classiques. Même si elles n'excèdent pas quelques dizaines d'années, que les techniques ont évolué au fil du temps, et que leur analyse n'est pas évidente, les mesures *in situ* apportent les informations sur les durées les plus longues disponibles aujourd'hui. Le retour d'expérience concernant des cavités existant depuis les années 1960 est donc primordial.

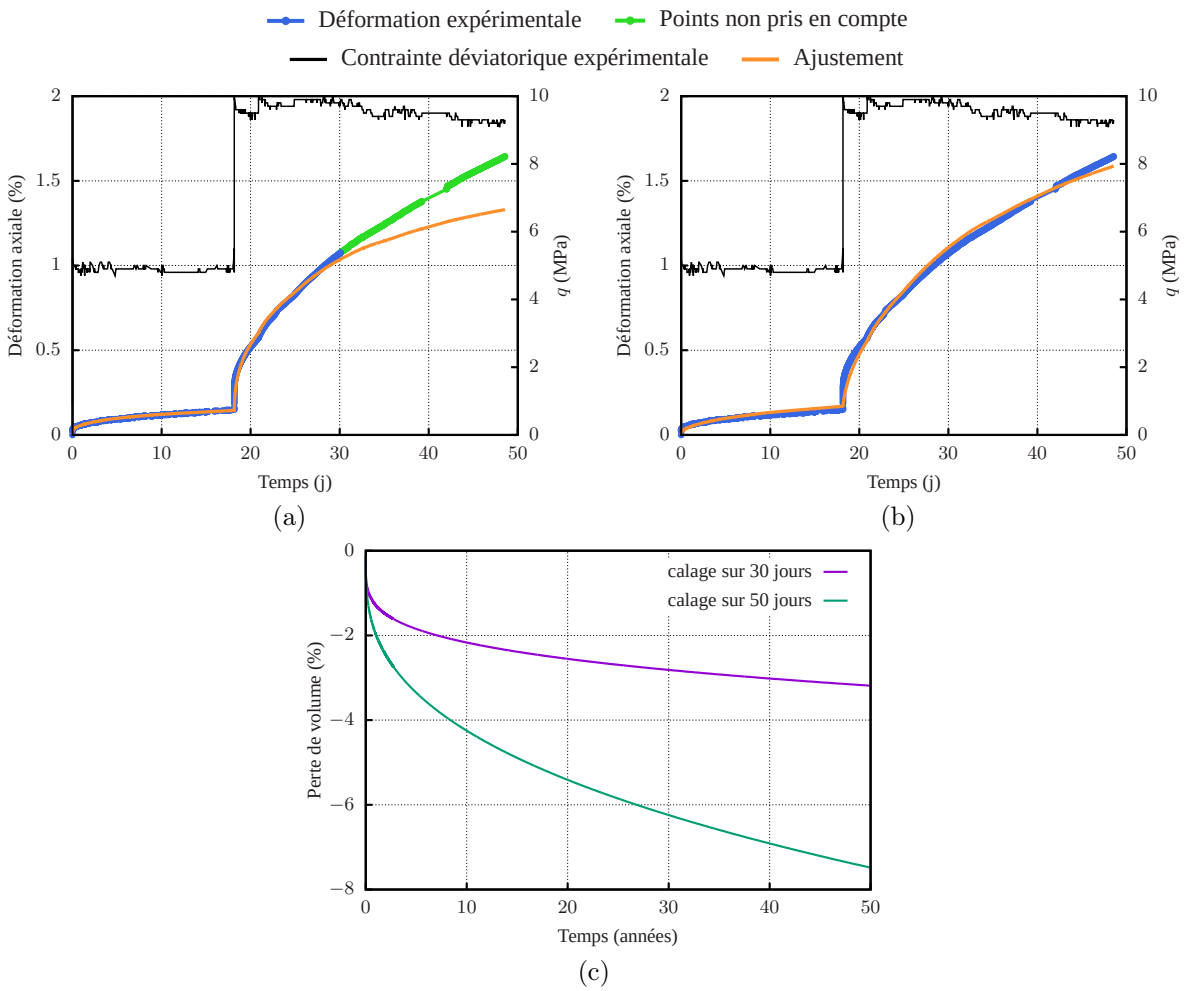


FIGURE 2.20 – Ajustement d'essai de fluage 30 jours (a) et 50 jours (b) et simulation d'une cavité sur 50 ans (c), avec la loi de Lemaitre (Sel d'Etrez, MINES ParisTech).

2.4 Le problème de la mesure des déformations volumiques

2.4.1 Présentation du problème

Pour les ajustements de paramètres rhéologiques, on fait l'hypothèse que les champs de contraintes et de déformations sont homogènes à tout instant. Sous cette hypothèse, quelle que soit la méthode de mesure de déformation et l'endroit de l'échantillon où la mesure est effectuée, les résultats ne doivent pas varier.

En pratique, cette hypothèse n'est pas toujours respectée, les champs de contraintes et de déformations présentent des hétérogénéités, et les éprouvettes prennent des formes de tonneaux (ou de sabliers dans le cas des essais en extension). Les résultats peuvent donc différer selon où et comment les mesures de déformations sont réalisées.

La Figure 2.21 présente le résultat d'un essai triaxial pour lequel les déformations ont été mesurées à la fois de manière locale et globale. Pour les mesures globales, la déformation axiale est déduite de la variation de hauteur totale de l'échantillon mesurée par un LVDT, et la déformation volumique est obtenue à partir de la variation du volume d'huile de confinement et du déplacement du piston. Les mesures locales sont obtenues à l'aide de jauges de déformation dans les directions axiale (ε_{zz}) et latérale ($\varepsilon_{\theta\theta}$) ; la déformation axiale locale est directement ε_{zz} et la déformation volumique locale est $\varepsilon_{zz} + 2\varepsilon_{\theta\theta}$.

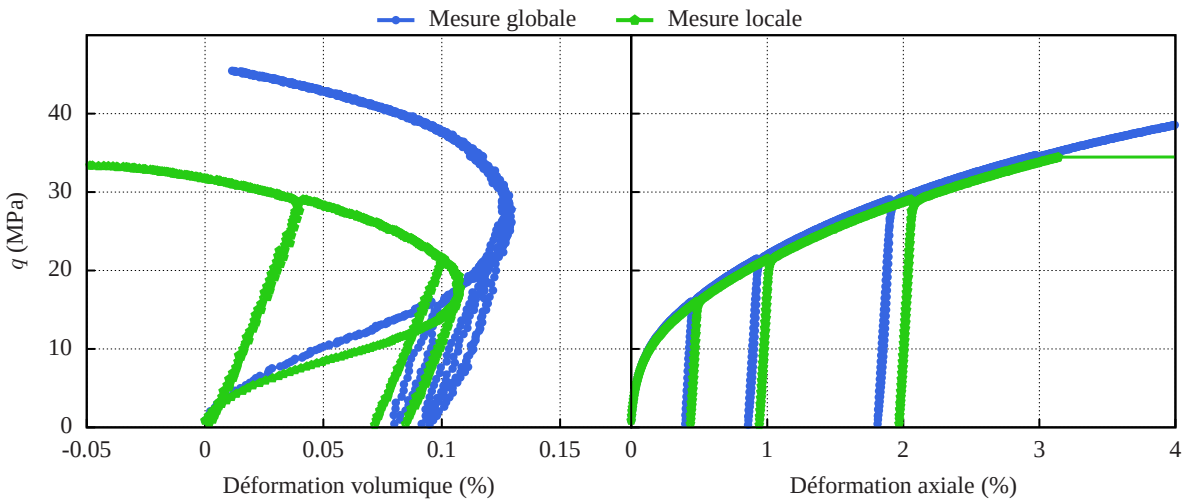


FIGURE 2.21 – Déformations locales et globales lors d'un essai triaxial.

Les mesures de déformations locales et globales donnent des résultats proches dans le cas des déformations axiales (erreur de l'ordre de 3 %), mais des écarts beaucoup plus importants sont à noter dans le cas des déformations volumiques (erreurs de plus de 30 %). En particulier, le niveau de déviateur correspondant au début de la dilatance, que l'on nommera déviateur dilatant, est d'environ 27 MPa d'après la mesure globale, et seulement 18 MPa d'après la mesure locale.

Dans la suite, on réalise des simulations numériques d'essais de laboratoire dans lesquels les contraintes sont homogènes ou hétérogènes, afin de tenter d'expliquer ces différences et d'en évaluer les conséquences.

2.4.2 Présentation des simulations et notations

On étudie les erreurs dans les mesures de déformations volumiques liées aux hétérogénéités du champ de déformation. Les incertitudes intrinsèques des appareils de mesures, beaucoup plus petites, ne sont pas considérées. On se concentre sur les hétérogénéités dues aux frottements entre l'éprouvette et les plateaux de la presse. Les autres sources potentielles d'hétérogénéités (défaut de symétrie de l'éprouvette, défaut de parallélisme des plateaux de la presse, hétérogénéité du matériau etc.) ne sont pas considérés.

Deux essais de laboratoire sont simulés, différant uniquement par les conditions de contact entre l'éprouvette et les plateaux de la presse. Dans la première simulation ce contact est un glissement parfait, les champs de contrainte et de déformation restent homogènes et l'éprouvette conserve sa forme cylindrique tout au long de l'essai ; cet essai est appelé "essai idéal". Dans la deuxième simulation on considère une adhérence totale entre l'échantillon et les plateaux de la presse, l'éprouvette prend progressivement une forme de tonneau ; cet essai est appelé "essai fretté". Notons qu'il s'agit là des deux cas extrêmes, et que la réalité correspond selon toute vraisemblance à un cas intermédiaire.

Les deux simulations concernent des éprouvettes cylindriques soumises à une pression de confinement décroissante et une pression axiale croissante de manière à maintenir une pression moyenne constante de 25 MPa. Pendant un tel essai les déformations volumiques élastiques sont constantes, donc toutes les variations de volumes mesurées pendant l'essai sont non-élastiques, ce qui facilite le post-traitement. La vitesse de chargement axial est de 300 MPa.j^{-1}, la simulation est arrêtée quand la pression de confinement devient nulle. À la fin de l'essai idéal la déformation axiale est d'environ 15 % et la déformation volumique de 0,15 %. Le nouveau modèle rhéologique est utilisé avec les paramètres ajustés sur le sel des Landes (Tableau 2.1). Les calculs sont réalisés dans le cadre des grandes déformations, afin de prendre en compte les changements de géométrie au cours de la simulation et calculer le volume de l'échantillon de manière exacte. Puisque les déformations volumiques sont petites, de l'ordre de 0,15 %, l'erreur associée à l'hypothèse des petites déformations peut avoir une grande influence sur le calcul des variations volumiques. Les simulations sont réalisées avec le code de calcul éléments finis VIPLEF développé à MINES ParisTech (Tijani, 2008).

On introduit plusieurs manières de définir les déformations axiales et volumiques, qui correspondent à différents types de mesures virtuelles ou réalisables expérimentalement. On note ε_{zz}, $\varepsilon_{\theta\theta}$ et ε_{rr} les composantes respectivement axiale, tangentielle, et radiale du tenseur des déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$, $\mathcal{R}$ le rayon de l'échantillon et $\mathcal{R}_0$ son rayon initial, $\mathcal{H}$ la hauteur de l'échantillon et $\mathcal{H}_0$ sa hauteur initiale, $\mathcal{V}$ son volume et $\mathcal{V}_0$ son volume initial, et $\mathcal{L}$ la longueur d'une ligne matérielle axiale sur la surface de l'éprouvette et $\mathcal{L}_0$ sa valeur initiale. On définit la déformation circonférentielle au centre de

l'éprouvette $\varepsilon_{\mathcal{R}} = (\mathcal{R} - \mathcal{R}_0)/\mathcal{R}_0$, et la déformation axiale $\varepsilon_{\mathcal{L}} = (\mathcal{L} - \mathcal{L}_0)/\mathcal{L}_0$. Les déformations volumiques peuvent alors être définies des manières suivantes :

- $\zeta = -(\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\theta\theta})$: vraie déformation volumique locale
- $\zeta_\ell = -(\varepsilon_{zz} + 2\varepsilon_{\theta\theta})$: déformation volumique locale approchée
- $\zeta_h = 1 - (1+\varepsilon_{\mathcal{L}})(1+\varepsilon_{\mathcal{R}})^2$: déformation volumique hybride, déduite des mesures de déformations axiale et circonférentielles, avec $\mathcal{L} = \mathcal{H}$, $\mathcal{H}/2$ et $\mathcal{H}/4$
- $\zeta_g = -(\mathcal{V} - \mathcal{V}_0)/\mathcal{V}_0$: déformation volumique globale de l'échantillon

La vraie déformation volumique locale ζ ne peut pas être mesurée en pratique car elle inclut ε_{rr}, qui nécessite un accès dans l'échantillon et non en surface. La déformation volumique locale approchée ζ_ℓ correspond à une mesure par jauges de déformations de petites tailles, collée dans les directions axiale et circonférentielle sur la surface de l'éprouvette. La déformation hybride ζ_h fait intervenir les déformations axiale $\varepsilon_{\mathcal{L}}$ et circonférentielle $\varepsilon_{\mathcal{R}}$, qui correspondent aux mesures réalisées par des extensomètres de différentes tailles. Enfin la déformation volumique globale ζ_g peut par exemple être déduite de la variation du volume d'huile autour de l'échantillon.

2.4.3 Déformations volumiques

On compare les différentes mesures de déformations volumiques sur les simulations d'essais idéal et fretté. On considère ζ et ζ_ℓ à la surface de l'éprouvette à mi-hauteur, ζ_h pour $\mathcal{L} = \mathcal{H}$, $\mathcal{L} = \mathcal{H}/2$ et $\mathcal{L} = \mathcal{H}/4$, et ζ_g. Ces différentes mesures sont comparées en termes de déviateur dilatant.

Dans le cas de l'essai idéal, du fait de l'homogénéité du champ de déformation, toutes ces mesures sont équivalentes $\zeta = \zeta_\ell = \zeta_h = \zeta_g$. Notons toutefois que des approximations peuvent causer des erreurs. Par exemple, l'expression de ζ_h est souvent linéarisée pour donner $\varepsilon_{\mathcal{L}} + 2\varepsilon_{\mathcal{R}}$, par analogie à $\zeta_\ell = \varepsilon_{zz} + 2\varepsilon_{\theta\theta}$. Les erreurs sont importantes, de l'ordre de 20 %. La Figure 2.22 montre ζ_h et $\varepsilon_{\mathcal{L}} + 2\varepsilon_{\mathcal{R}}$ dans le cas de l'essai idéal.

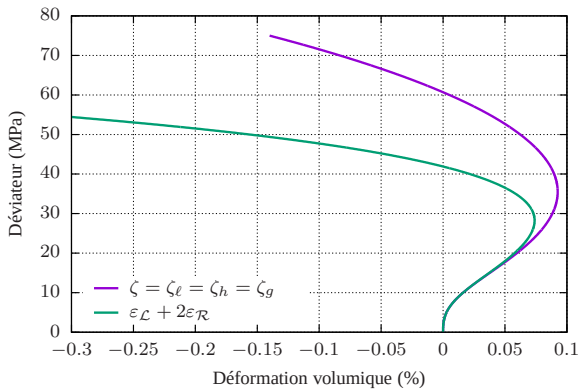


FIGURE 2.22 – Erreurs dues à l'interprétation des mesures dans le cas d'un essai idéal.

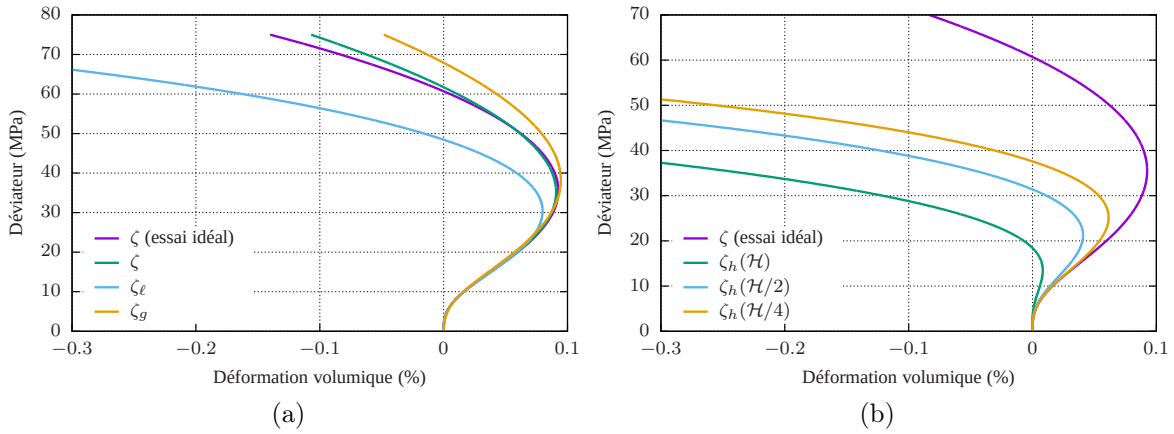


FIGURE 2.23 – Comparaison des différentes définitions des déformations volumiques pour un essai idéal et un essai fretté.

Dans le cas de l'essai fretté en revanche, les différentes mesures de déformations volumiques présentent une grande disparité, illustrée par la Figure 2.23. La Figure 2.23a montre ζ pour l'essai idéal, ainsi que ζ, ζ_ℓ et ζ_g pour l'essai fretté ; la Figure 2.23a reprend ζ pour l'essai idéal, ainsi que ζ_h pour $\mathcal{L} = \mathcal{H}$, $\mathcal{L} = \mathcal{H}/2$ et $\mathcal{L} = \mathcal{H}/4$.

La vraie déformation volumique ζ pour l'essai fretté est très proche de la déformation volumique dans le cas idéal (erreur inférieure à 0,5 %). La mesure ζ_g surestime légèrement le déviateur dilatant, avec une erreur de l'ordre de 5 %. Les erreurs augmentent avec la mesure ζ_ℓ, qui sous-estime le déviateur dilatant avec une erreur d'environ 15 %. Les déformations volumiques hybrides, quant à elles, sous-estiment le déviateur dilatant et présentent de grandes disparités. L'erreur est d'autant plus importante que $\mathcal{L}_0$ est grand, 30 % pour $\mathcal{L} = \mathcal{H}/4$, 40 % pour $\mathcal{L} = \mathcal{H}/2$, et jusqu'à 60 % pour $\mathcal{L} = \mathcal{H}$.

Le fait que la vraie déformation volumique ζ soit très proche dans le cas idéal et le cas fretté est expliqué par l'étude des hétérogénéités dans l'éprouvette. La Figure 2.24 montre le champ de la variable $\cos\theta$ dans un quart d'une section de l'éprouvette. Quand $\cos\theta = 0{,}5$, l'état de contrainte correspond à de la contraction, et plus $\cos\theta$ est proche de 1, plus l'état de contrainte est proche de l'extension (voir 1.13). On voit que la partie centrale de l'éprouvette est peu perturbée, l'état de contrainte est proche de la contraction attendue. La déformation locale est donc conforme au cas idéal, mais l'approximation $\varepsilon_{rr} = \varepsilon_{\theta\theta}$ est incontournable expérimentalement. La déformation volumique globale ζ_g considère le vrai volume de l'éprouvette et permet de s'affranchir d'éventuelles hétérogénéités locales. Elle est cependant à utiliser avec précaution, car bien que l'erreur soit limitée, le déviateur dilatant est sur-estimé, ce qui ne va pas dans le sens de la sécurité. Les grandes disparités des mesures hybrides sont expliquées par le fait qu'elles considèrent uniquement le rayon le plus déformé au milieu de l'éprouvette, combiné à une mesure globale ou semi-globale de la déformation axiale. Cela mène donc à largement anticiper l'apparition de la dilatance. Si l'extensomètre circonférentiel est assez petit, la mesure se rapproche d'une mesure de déformation locale, limitée à la zone centrale peu perturbée, et les erreurs sont moins importantes.

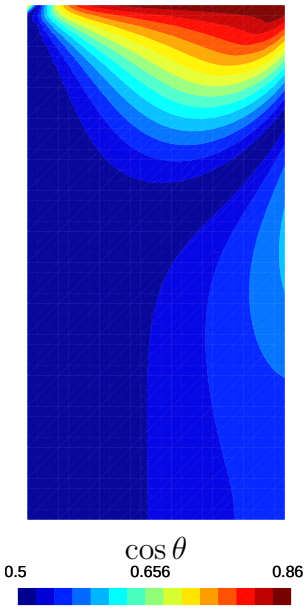


FIGURE 2.24 – Champ de la variable $\cos(\theta)$ pour un essai fretté

2.4.4 Déformations axiales

De même que pour les déformations volumiques, on compare les différentes mesures de déformations axiales sur les simulations d'essais idéal et fretté. On considère ε_{zz} à la surface de l'éprouvette à mi-hauteur, ainsi que $\varepsilon_{\mathcal{L}}$ avec $\mathcal{L} = \mathcal{H}$, $\mathcal{L} = \mathcal{H}/2$ et $\mathcal{L} = \mathcal{H}/4$. La Figure 2.25 montre ces différentes définitions de la déformation axiale pour l'essai idéal et l'essai fretté.

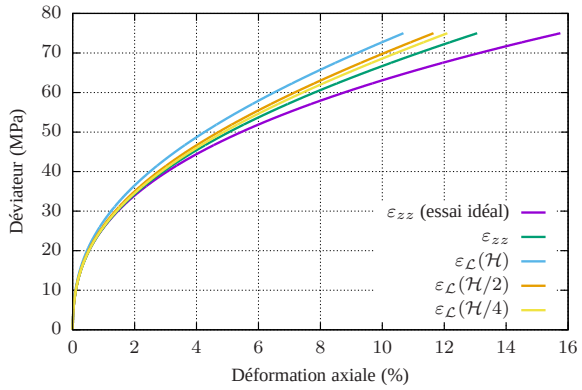


FIGURE 2.25 – Comparaison des différentes définitions des déformations axiales pour un essai idéal et un essai fretté

Comme pour les déformations volumiques, toutes les mesures de déformations axiales sont équivalentes dans le cas de l'essai idéal mais diffèrent dans le cas de l'essai fretté. La différence entre le cas idéal et ε_{zz} est la plus petite, et pour $\varepsilon_{\mathcal{L}}$ l'erreur est d'autant plus grande que $\mathcal{L}$ est grand. Cela est cohérent avec l'étude des hétérogénéités dans l'éprouvette (voir Figure 2.24). Plus les mesures sont réalisées de manière locale à

mi-hauteur de l'éprouvette, plus elles sont proches du cas idéal, car le centre de l'éprouvette est relativement homogène et proche du cas idéal tandis que les extrémités sont perturbées par le frettage.

Ces erreurs restent tout de même beaucoup plus limitées que pour les déformations volumiques, ce qui est également observé lors des essais expérimentaux (Figure 2.21). Cette différence de sensibilité à la technique de mesure entre le comportement déviatorique et volumique est expliquée par le fait que la composante volumique des déformations est relativement petite, et donc moins affectée par les conditions expérimentales non idéales que la composante déviatorique.

2.4.5 Conséquences pratiques

La variabilité dans la mesure des déformations volumiques dues aux hétérogénéités des champs de contraintes et de déformations dans l'éprouvette peut avoir des conséquences importantes dans l'interprétation du comportement dilatant du sel gemme.

Les critères de dilatance, largement utilisés dans le dimensionnement des cavités salines, sont très dépendants des mesures de déformations volumiques. Ces critères étant basés sur l'identification du début de la dilatance lors d'essais expérimentaux, une grande variabilité dans les mesures mène potentiellement à de grandes erreurs dans les critères. Les conséquences de ces erreurs de mesures sur les critères de dilatance sont analysées dans une étude numérique approfondie Rouabhi et al. (2018) portant sur l'effet de la vitesse, du mode de chargement, de la pression de confinement et de la contrainte intermédiaire. On retient en particulier que la vitesse de chargement impacte la valeur du déviateur dilatant, mais peu d'effets sur les mesures sont observés. De même, la pression de confinement impacte le déviateur dilatant mais marginalement la réalisation des mesures, uniquement dans le cas de fortes pressions de confinement. Dans le cas de faibles pressions de confinement, et *a fortiori* pour les essais uniaxiaux, l'apparition de zones de traction perturbe davantage le champ des contraintes et les écarts entre les différentes méthodes de mesures sont accentués. Concernant le mode de chargement, on observe que les essais à vitesse de déformation imposée donnent lieu à plus d'hétérogénéité que les essais à vitesse de chargement imposée. Les variations entre les différentes techniques de mesures sont donc plus importantes dans le premier cas que dans le second. Enfin, la contrainte intermédiaire, outre le fait que le déviateur dilatant soit toujours supérieur en contraction qu'en extension, a un effet important sur la réalisation de la mesure des déformations volumiques. Aucunes différences significatives ne sont notées pour les mesures locales ou globales. En revanche, les erreurs toujours très importantes des mesures hybrides changent de sens entre la contraction et l'extension. En contraction, l'extensomètre mesure le rayon maximal de l'échantillon et le déviateur dilatant est sous-estimé, alors qu'en extension, le rayon mesuré est le plus petit et le déviateur dilatant est surestimé.

Les hétérogénéités dans les éprouvettes dues aux frottements entre les plateaux de la presse et les éprouvettes lors des essais de laboratoire sont responsables d'erreurs dans la mesure des déformations. Ces erreurs sont limitées dans le cas des mesures des déformations axiales, mais deviennent importantes dans le cas des mesures des dé-

formations volumiques. Les résultats des simulations numériques incitent à utiliser des mesures les plus locales possibles, afin de rester dans la zone centrale non affectée par les effets de bords. Cette sensibilité à la technique de mesure peut avoir des conséquences importantes dans l'interprétation du comportement dilatant du sel, et l'établissement de critères de dilatance. Cela illustre bien le problème qui se pose lorsque l'on parle de déformations sans préciser comment les mesures sont réalisées. Toutes les mesures de déformation, et en particulier les déformations volumiques, doivent être utilisées avec précaution.

2.5 Dilatance et traction lors des essais triaxiaux

Cette partie étudie les phénomènes de dilatance et de traction dans une éprouvette lors d'essais triaxiaux, à la fois expérimentalement et numériquement, dans le but de montrer que ces deux phénomènes doivent tous deux être pris en compte dans le modèle rhéologique pour reproduire les observations réalisées lors des essais expérimentaux. Cette étude correspond également à l'historique du développement des composantes volumiques du nouveau modèle de comportement.

2.5.1 Observations expérimentales

On peut fréquemment observer les éprouvettes prendre une forme de tonneau (ou de sablier dans le cas d'essais en extension) à la fin des essais de laboratoire, signe que le champ de déformations n'est pas homogène. Dans le cas d'essais à confinement faible ou nul, on peut de plus observer des fissures de traction à la surface de l'éprouvette. Ces deux observations sont par exemple illustrées par la Figure 2.26, montrant les photos de deux éprouvettes à la fin d'essais de laboratoire.

On peut également mesurer des déformations volumiques viscoplastiques, classiquement de l'ordre de dix fois plus petites que des déformations de distorsion, comme on peut le voir dans les exemples de calages de la Section 2.3.4.

Ces observations ne peuvent pas être reproduites sous l'hypothèse classique d'homogénéité des champs de contraintes et de déformations et avec un modèle décrivant uniquement le comportement déviatorique. En effet, ni les déformations volumiques viscoplastiques, ni la présence de contraintes de traction et la forme de tonneau, ne peuvent être décrites dans ces conditions, qui sont pourtant habituelles et constituent le point de départ de ces travaux.

Dans la suite on simule numériquement plusieurs essais de laboratoire avec et sans les composantes de dilatance et de traction, et sous différentes conditions expérimentales, afin de tenter de reproduire les observations réalisées au laboratoire. Toutes les simulations sont réalisées avec le code éléments finis VIPLEF (développé à MINES ParisTech). Comme modèle de base on utilise le nouveau modèle rhéologique développé en 1.3 sans partie volumique, c'est-à-dire avec $v = 0$ et $\Lambda = 0$. Pour tous les autres paramètres, on utilise le jeu ajusté sur le sel des Landes (Tableau 2.1). On active ensuite les mécanismes de dilatance ($v \neq 0$) et/ou de traction ($\Lambda \neq 0$) et l'on compare au modèle de référence.

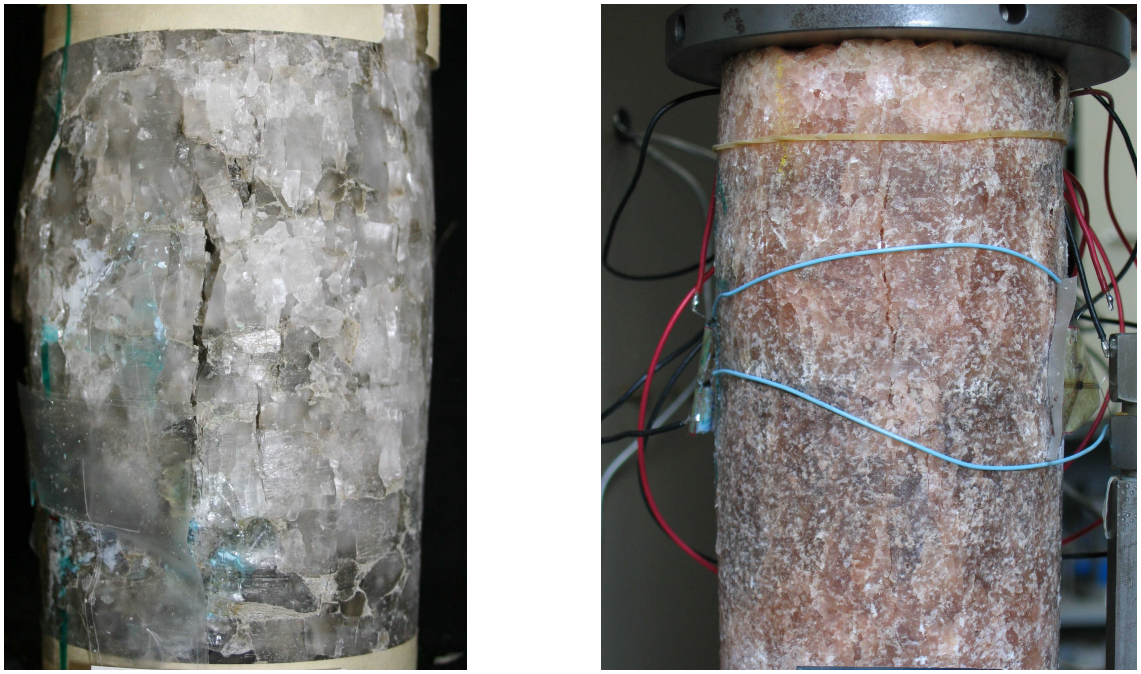


FIGURE 2.26 – Mise en évidence de la forme de tonneau et de fissures de traction à la fin d'essais de laboratoire (Sel d'Etrez et des Landes, MINES ParisTech).

2.5.2 Déformations volumiques viscoplastiques liées à la traction

On considère tout d'abord uniquement le mécanisme de traction, donc ces simulations sont réalisées sans déformations volumiques associées au cisaillement ($v = 0$). On simule trois essais de laboratoire uniaxiaux à vitesse de déformation imposée, jusqu'à une déformation de 5 % sur une durée de 0,2 jours.

Le premier essai est un essai idéal, au cours duquel le champ de contraintes reste homogène, en compression. Dans ce cas, l'ajout de la composante de traction ($\Lambda \neq 0$) n'a aucune influence. Pour les deux autres essais, on considère donc des essais non homogènes, selon l'approche de Tijani (2008). Le deuxième essai est un essai fretté, c'est-à-dire que l'on considère une adhérence totale entre l'éprouvette et les plateaux de la presse, sans traction ($\Lambda = 0$). Le troisième essai est aussi un essai fretté, et inclut le mécanisme de traction ($\Lambda \neq 0$).

Dans le premier cas, les champs de contraintes et de déformations restent homogènes, et l'éprouvette conserve sa forme cylindrique à tout instant. Dans les deux autres simulations, le frettage entre l'éprouvette et les plateaux de la presse induit une hétérogénéité du champ de déformation qui se traduit par une déformation de l'éprouvette en forme de tonneau, ainsi que cela peut être observé expérimentalement. Les contours des éprouvettes au début et à la fin des simulations idéales et frettées sont représentés sur la Figure 2.27. Le frettage induit également une hétérogénéité du champ de contraintes, et à la fin de l'essai certaines zones sont en traction (Figure 2.28), ce qui est cohérent avec l'observation de fissures de traction à la surface de l'éprouvette.

La Figure 2.29 présente les déformations volumiques lors des trois simulations. Pour

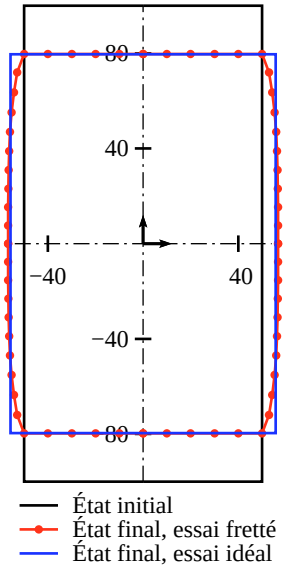


FIGURE 2.27 – Contour de l'éprouvette au début et à la fin d'un essai idéal et d'un essai fretté (déplacement ×4).

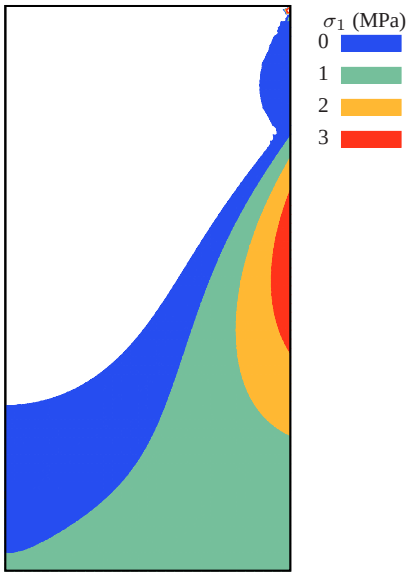


FIGURE 2.28 – Zone de traction dans le quart supérieur droit d'une éprouvette à la fin de la simulation d'un essai fretté tel que $\Lambda = 0$.

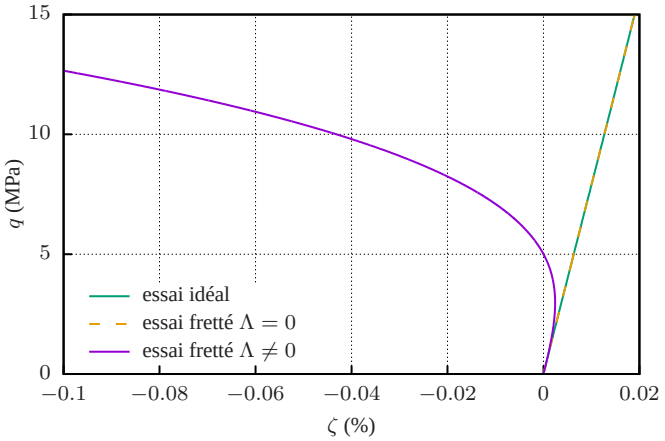


FIGURE 2.29 – Déformation volumique au cours d'un essai idéal, d'un essai fretté tel que $\Lambda = 0$, et d'un essai fretté tel que $\Lambda \neq 0$.

les deux premières simulations, on observe uniquement des déformations volumiques élastiques. Pour la troisième simulation, l'intégration du phénomène de traction dans le modèle rhéologique ($\Lambda \neq 0$) associée à l'apparition de zones de traction dues au frettage font apparaître des déformations volumiques viscoplastiques. La courbe représentative des déformations volumiques ressemble à ce qui peut être mesuré expérimentalement. On a donc reproduit des déformations volumiques viscoplastiques avec un modèle qui n'inclut pas le phénomène de dilatance.

Cependant, cette approche a des limites lorsqu'une pression de confinement est considérée. Expérimentalement, des déformations volumiques viscoplastiques sont observées quel que soit le niveau de confinement (voir exemples d'ajustements dans la Section 2.3.4). De nouvelles simulations sont réalisées, similaires aux précédentes, frettées et avec $\Lambda \neq 0$, en ajoutant des pressions de confinement non nulles. On considère des pressions de confinement très faibles (de 0,1 à 0,5 MPa) jusqu'à des valeurs plus réalistes (5 MPa). La Figure 2.30 présente les déformations volumiques lors de ces simulations avec confinement. Pour de très faibles confinements, de l'ordre de quelques dixièmes de MPa, on observe des déformations volumiques viscoplastiques, qui apparaissent d'autant plus tard que la pression de confinement est élevée. Dès que la pression de confinement atteint 0,5 MPa, on n'observe plus que des déformations volumiques élastiques.

Pour comprendre pourquoi l'ajout de la traction ne permet pas de simuler de déformations volumiques viscoplastiques au-delà d'un confinement de quelques dixièmes de MPa, on représente la contrainte principale σ_1 à la fin de l'essai fretté et tel que $\Lambda = 0$, avec une pression de confinement de $P = 5$ MPa (Figure 2.31). La contrainte σ_1 excède la pression théorique si l'essai était idéal (-5 MPa), mais reste toujours négative. La contrainte σ_1 peut atteindre des valeurs positives uniquement dans le cas de confinements très faibles. Ces simulations montrent que le phénomène de traction est intéressant pour expliquer en partie les observations expérimentales, mais ne suffit pas à reproduire toutes les déformations volumiques viscoplastiques, qui apparaissent même pour un confinement élevé.

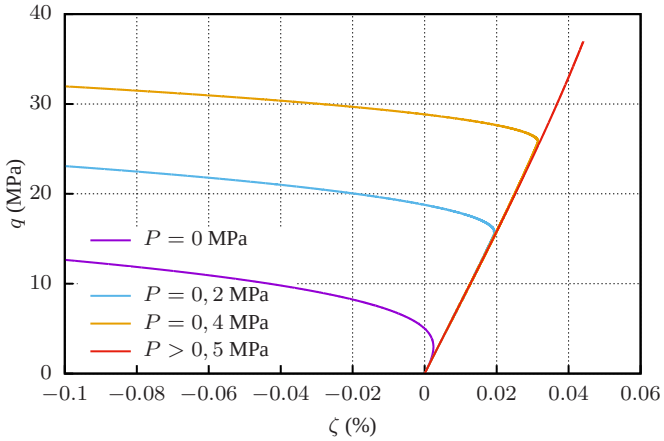


FIGURE 2.30 – Déformation volumique au cours d'essais frettés tels que $\Lambda \neq 0$ avec différentes pressions de confinement.

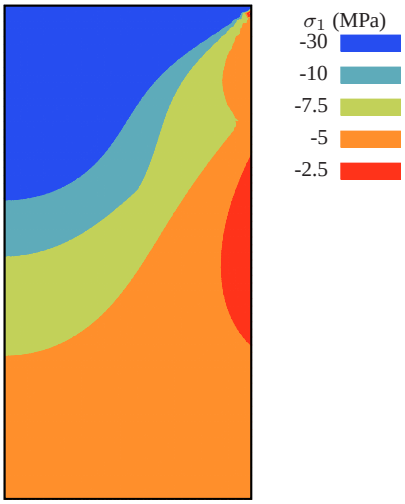


FIGURE 2.31 – Contrainte majeure σ_1 dans une éprouvette à la fin d'un essai fretté tel que $\Lambda = 0$ sous un confinement de $P = 5$ MPa.

2.5.3 Déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement

On étudie à présent le phénomène de dilatance, sans le mécanisme de traction, et on réalise des simulations telles que $v \neq 0$ et $\Lambda = 0$. Il s'agit donc d'attribuer les déformations volumiques viscoplastiques directement au cisaillement.

Trois simulations sont réalisées avec des pressions de confinement de 0, 5 et 10 MPa. Les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment, la vitesse de déformation est constante, jusqu'à une déformation de 5 % et pendant une durée de 0,2 jours. Les résultats ne dépendent que marginalement des conditions de contact entre l'échantillon et la presse ; on présente uniquement les résultats pour des essais frettés. La Figure 2.32 présente les déformations volumiques au cours de ces trois essais. Quelle que soit la pression de confinement, on obtient des déformations volumiques dont l'allure ressemble aux résultats expérimentaux.

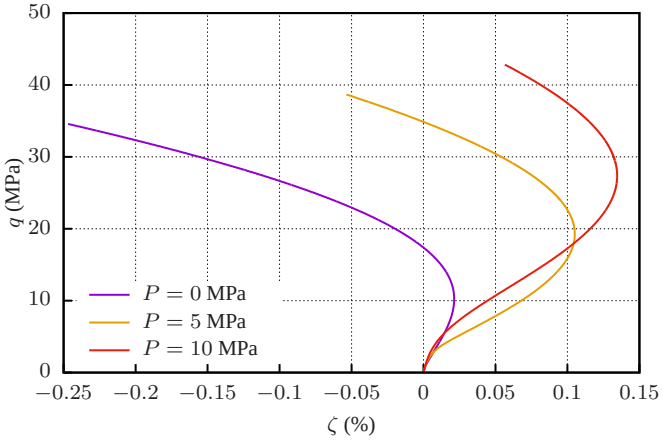


FIGURE 2.32 – Déformation volumique au cours d'essais tels que ($\Lambda = 0$, $v \neq 0$) pour différentes pressions de confinement.

L'attribution des déformations volumiques viscoplastiques au cisaillement et leur prise en compte dans le modèle rhéologique ($v \neq 0$) permet de bien reproduire les observations expérimentales pour des essais sous confinement. Cependant, on observe un manque de cohérence entre les essais uniaxiaux et les autres. En effet, les ajustements de la Section 2.3.4 ne présentent que des essais sous confinement. Les essais uniaxiaux ne peuvent pas être ajustés en même temps que les autres. Alors que les déviateurs correspondant au début de la dilatance sont respectivement de l'ordre de 20 et 30 MPa pour des confinements de 5 et 10 MPa, il ne sont que de 2 à 3 MPa pour les essais uniaxiaux associés (Figure 2.33) alors que les simulations prévoient environ 10 MPa (Figure 2.32).

Les déformations volumiques semblent sous-estimées pour les essais uniaxiaux, et donc le déviateur correspondant au début de la dilatance est lui sur-estimé. Il semble raisonnable de considérer que les déformations volumiques des essais uniaxiaux ne peuvent pas être ajustées avec celles des essais confinés car elles comportent une partie non négligeable due à la traction. La présence de fissure de traction à la fin des essais uniaxiaux abonde également en ce sens.

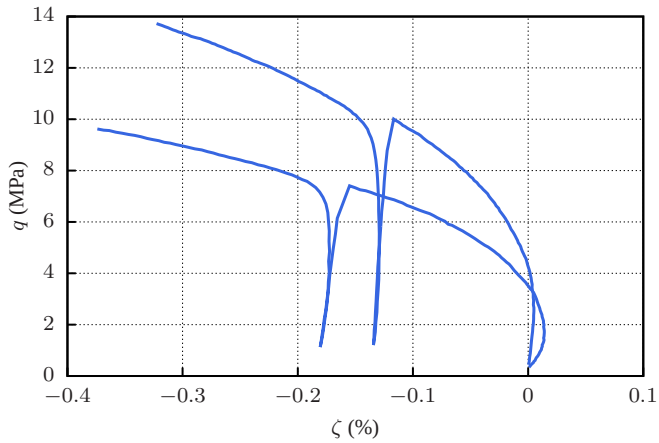


FIGURE 2.33 – Déformation volumique expérimentale pour deux essais uniaxiaux (Sel des Landes, MINES ParisTech).

Ces simulations montrent que les déformations volumiques viscoplastiques sont en partie liées au cisaillement, mais cette hypothèse ne suffit pas à reproduire toutes les déformations volumiques en particulier lors des essais uniaxiaux.

2.5.4 Synthèse

On combine à présent les résultats des deux approches et on considère que les déformations volumiques viscoplastiques sont dues à la fois aux phénomènes de traction et de cisaillement. On réalise les mêmes simulations que précédemment sous confinement de 0, 5 et 10 MPa, avec $v \neq 0$ et $\Lambda \neq 0$. La Figure 2.34 montre les déformations volumiques dans le cas ($v \neq 0$, $\Lambda \neq 0$), et pour comparaison dans le cas ($v \neq 0$, $\Lambda = 0$).

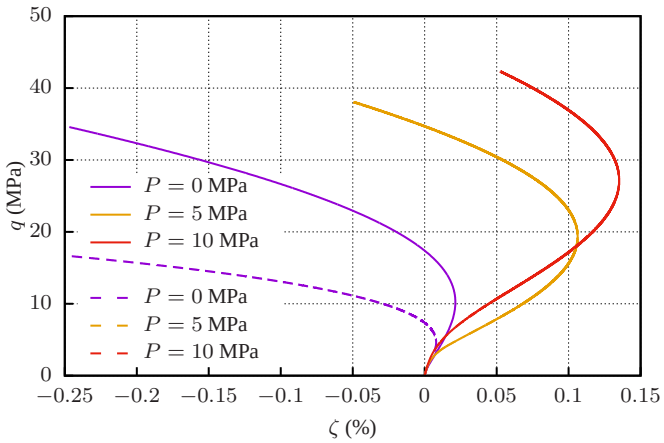


FIGURE 2.34 – Déformation volumique au cours d'essais frettés tels que ($\Lambda = 0$, $v \neq 0$) et ($\Lambda \neq 0$, $v \neq 0$) avec différentes pressions de confinement

Pour les deux essais confinés, les résultats sont rigoureusement identiques avec ou sans la traction, ce qui est cohérent avec le fait que des zones de traction n'apparaissent

qu'en cas de très faible confinement. Pour l'essai uniaxial, la prise en compte du phénomène de traction permet de modifier les déformations volumiques de manière à se rapprocher des observations expérimentales. Notons bien que concernant la traction, il est nécessaire de considérer l'éprouvette en tant que structure et de prendre en compte des frottements afin d'induire des hétérogénéités dans les champs de contrainte et de déformation. Dans le cas contraire, aucune zone de traction n'apparaît et l'ajout du mécanisme de traction n'a aucune influence.

L'ajout d'un mécanisme de traction et la prise en compte du frettage permettent de reproduire la forme de tonneau, la présence de traction, et des déformations volumiques non-élastiques uniquement à très faible confinement. L'ajout de déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement permet de décrire les déformations volumiques lors des essais sous confinement, mais peine à bien reproduire celles des essais uniaxiaux. Ces deux mécanismes apparaissent donc complémentaires en ce qui concerne les déformations volumique lors d'essais de laboratoire ; aucun ne suffit à expliquer à lui seul toutes les observations expérimentales.

Ces résultats montrent l'intérêt de considérer les éprouvettes en tant que structure et de prendre en compte les hétérogénéités des champs de contraintes et de déformations, afin de reproduire correctement les déformations volumiques dans toutes les conditions expérimentales.

Chapitre 3

Application à l'échelle d'une cavité

Sommaire

3.1 Introduction 84

3.2 État de l'art : les cavités salines et la transition énergétique 84

3.2.1 Quelques dates et ordres de grandeur 84

3.2.2 Anciennes et nouvelles utilisations des cavités salines 85

3.3 Méthodologies de dimensionnement 88

3.3.1 Méthodologie classique 89

3.3.2 Nouvelle méthodologie 90

3.4 Simulations mécaniques 91

3.4.1 Présentation des simulations 91

3.4.2 Dilatance 93

3.4.2.1 Méthodologie classique 93

3.4.2.2 Nouvelle méthodologie 93

3.4.3 Perte de volume et affaissement en surface 95

3.4.3.1 Perte de volume et affaissement dans le cas de référence 96

3.4.3.2 Influence des déformations volumiques viscoplastiques 96

3.4.3.3 Influence de la forme de la section déviatorique . . . 98

3.4.3.4 Influence du paramètre rhéologique B 99

3.4.3.5 Influence du paramètre rhéologique V 101

3.4.4 Influence de la géométrie 101

3.5 Simulations thermo-mécaniques 102

3.5.1 Description du problème couplé 103

3.5.2 Présentation des simulations 105

3.5.2.1 Paramètres généraux 105

3.5.2.2 Les différents gaz 105

3.5.2.3 Les différents historiques 106
3.5.3 Pression et température dans la cavité 107
3.5.4 Dilatance et traction 108
3.5.4.1 Méthodologie classique 108
3.5.4.2 Nouvelle méthodologie 110
3.5.5 Comportement global de la cavité 114
3.5.5.1 Déformations à la paroi de la cavité 114
3.5.5.2 Volume de la cavité 118
3.5.6 Influence de la température d'injection 119
3.5.7 Conclusions 120

3.1 Introduction

Une fois ajustés sur des données expérimentales (voir Chapitre 2), les modèles de comportements du sel gemme (Chapitre 1) sont utilisés pour simuler des ouvrages souterrains. En effet, de nombreux ouvrages sont creusés dans le sel gemme, matériau propice au stockage. Ses propriétés mécaniques autorisent de larges excavations, sa grande solubilité dans l'eau permet un creusement aisé par lessivage, sa perméabilité particulièrement faible permet un stockage fiable, et sa conductivité thermique élevée empêche un échauffement excessif lors d'opérations de stockage. En particulier, les cavités salines sont faciles à creuser par lessivage, économiquement intéressantes, et admettent le stockage de gaz et liquides variés, avec des débits d'injection et de soutirage importants.

Ce chapitre présente quelques problématiques posées par le dimensionnement des cavités salines, historiquement et aujourd'hui en lien avec la transition énergétique. Il présente ensuite des exemples de résultats de simulations mécaniques puis thermo-mécaniques de cavités salines soumises à différents scenarii de cyclage, utilisant le nouveau modèle de comportement et les nouveaux critères de dimensionnement développés au Chapitre 1.3.

3.2 État de l'art : les cavités salines et la transition énergétique

3.2.1 Quelques dates et ordres de grandeur

Le stockage souterrain présente de nombreux avantages par rapport au stockage en surface, notamment en matière d'encombrement et de sécurité. La capacité de stockage y est très importante, pour un encombrement de surface limité. Il permet de plus d'atteindre des pressions de stockage élevées, et de stocker des produits dangereux, en toute sécurité et à moindre coût. La première utilisation de cavités salines pour le stockage de

gaz naturel est souvent attribué à Marysville, dans le Michigan en 1961 (Allen, 1972), mais d'autres activités similaires ont été relevées à la même période, à Hutchinson, dans le Kansas, et Tees, en Angleterre (Thoms and Gehle, 2000).

Aujourd'hui dans le monde, il existe une centaine de sites de stockage en cavités salines localisés pour la plupart en Europe et en Amérique du Nord, pour un total d'environ 600 cavités, chaque site comprenant entre une seule et quelques dizaines de cavités. Leur profondeur varie de quelques centaines à quelques milliers de mètres. Le volume moyen d'une cavité est de 300 000 m^3 ; leur formes et taille sont variées, dépendant par exemple de la géologie, si le sel est en dôme ou en couche, selon l'épaisseur de sel disponible et sa qualité.

Les mesures *in situ* sont primordiales pour étudier le comportement du sel, en particulier à long terme. Contrairement à d'autres types d'ouvrages souterrains, l'observation directe des parois des cavités salines est impossible. Deux types de mesures peuvent être réalisées : des mesures en tête, et des mesures à distance, dans la cavité. En tête du puits, on peut mesurer la température, et notamment celle des fluides soutirés. Si la cavité est fermée, on peut mesurer la pression en tête, et si elle est ouverte on peut mesurer le volume de fluide injecté ou soutiré. Dans la cavité elle-même, des mesures sonar ou laser sont effectuées pour évaluer la géométrie de la cavité et en particulier son volume. Des mesures de pression et de température sont également effectuées au sein de la cavité. Traditionnellement ces mesures sont réalisées périodiquement, au même titre que l'imagerie des parois. De nouvelles technologies sont développées pour réaliser ces mesures en continu, par exemple des capteurs de pression et de température suspendus au milieu de la cavité (Klafki et al., 2003; Heath and Benefield, 2010). Même si leur interprétation est compliquée et donc à ce jour limitée, les données mesurées dans des cavités depuis plusieurs dizaines d'années apportent des informations sur des échelles de temps jamais accessibles au laboratoire.

3.2.2 Anciennes et nouvelles utilisations des cavités salines

La majorité des cavités de stockage lessivées dans le sel sont utilisées aujourd'hui pour le gaz naturel, pour un stockage de type saisonnier. En effet, si la production de gaz naturel est relativement stable au cours de l'année, la consommation quant à elle varie largement avec les saisons. Le surplus de gaz produit quand la demande est faible, en été, est donc stocké dans les cavités, pour être ensuite déstocké en hiver, quand la demande excède la production. Ce stockage saisonnier est illustré par la Figure 3.1.

On cherche aujourd'hui à utiliser les cavités salines pour le stockage d'autres formes d'énergie, en particulier dans le contexte de la transition énergétique et du développement des énergies renouvelables (Loi n° 2015-992, 2015; Alazard-Toux et al., 2013, 2016). En effet, avec les énergies renouvelables, la question du stockage devient primordiale, car elles sont par nature intermittentes et imprévisibles. Par exemple, les énergies solaires et éoliennes sont tributaires des horaires, des saisons, ou des phénomènes climatiques. Toute cette énergie doit être transformée en énergie électrique mais naturellement, les pics de production ne correspondent pas aux pics de consommation, donc l'électricité doit être stockée.

Plusieurs techniques de stockage d'énergie sont développées, pour répondre aux

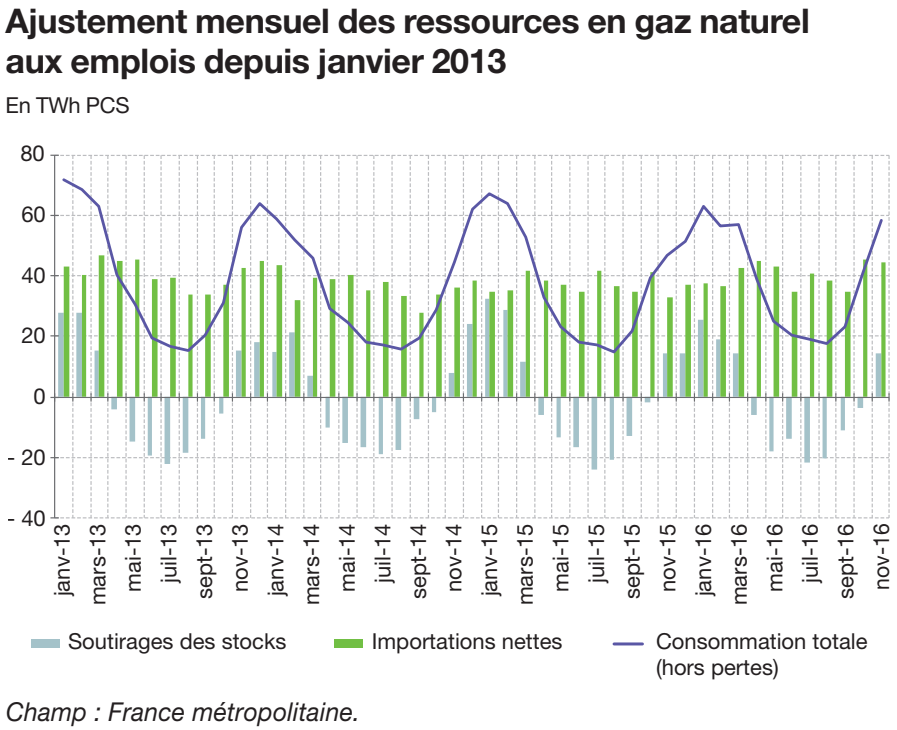


FIGURE 3.1 – Principe du stockage saisonnier (Mombel, 2017).

contraintes imposées par les énergies renouvelables. On développe deux exemples de techniques de stockage d'énergie, le stockage d'air comprimé et le "Power to Gas", qui nécessitent le stockage de grandes quantités de gaz mobilisables rapidement, et donc pour lesquelles les cavités salines apparaissent très prometteuses, car elles peuvent fournir des débits élevés, de manière réversible et à moindre coût.

Le stockage d'air comprimé, abrégé CAES (Compressed Air Energy Storage), utilise l'énergie pour compresser de l'air, qui est ensuite réutilisé pour produire de l'électricité, avec un rendement de l'ordre de 50 %. Entre ces deux étapes, l'air comprimé est stocké en grande quantité dans des cavités salines. Le principe de fonctionnement du CAES est illustré par la Figure 3.2. Cette technique est déjà en fonctionnement depuis de nombreuses années sur les sites de McIntosh (USA) (Mehta, 1987) et d'Huntorf (Allemagne) (Crotogino et al., 2001). Actuellement, le principe du CAES fait l'objet de nouvelles recherches et développement, par exemple avec le CAES adiabatique (AA-CAES) permettant d'augmenter le rendement théorique jusqu'à 70 % (Bannach and Klafki, 2012; Gulagi et al., 2016; Sciacovelli et al., 2017; Réveillère and Londe, 2017).

Une autre technique de stockage d'énergie est le PtG (Power to Gas), basée sur l'électrolyse de l'eau [1]. Le dihydrogène résultant est soit stocké directement, soit mélangé à du gaz naturel pour être utilisé comme gaz de ville (Taljan et al., 2008; Ozarslan, 2012; Le Duigou et al., 2017; Michalski et al., 2017). Dans les deux cas, une large capacité de stockage de gaz est nécessaire. Plusieurs sites de stockage d'hydrogène en cavités salines sont opérationnels, comme celui de Kiel en Allemagne depuis les années 1970, celui de Teeside en Angleterre depuis les années 1980, et ceux de Clemmons Dome

1. $H_20 = H_2 + \frac{1}{2}O_2$

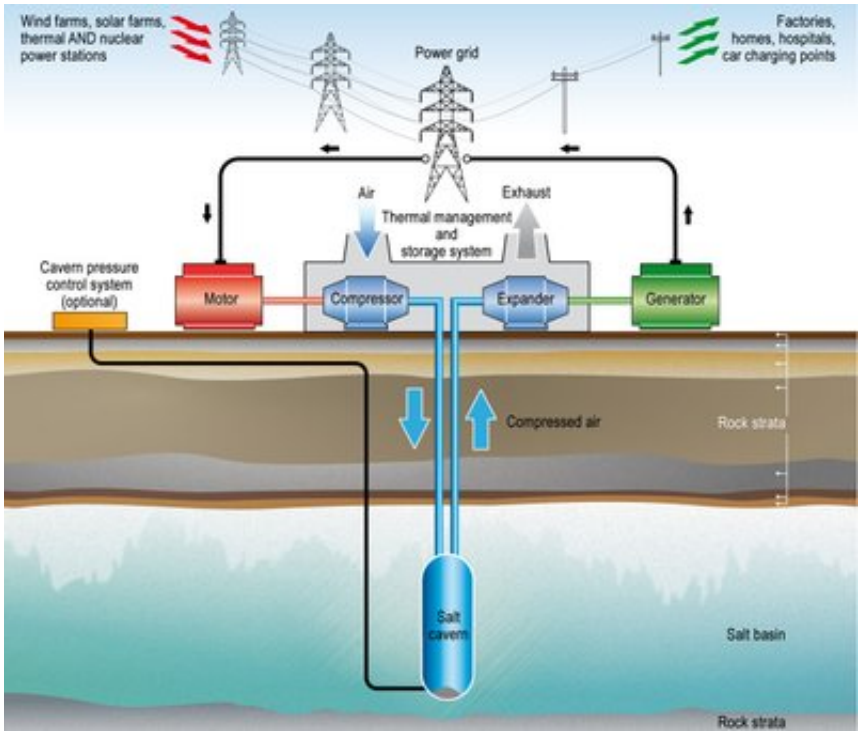


FIGURE 3.2 – Principe de fonctionnement du CAES (image Storelectric Ltd).

et Moss Bluff, au Texas, depuis les années 1980 et 2000, respectivement (Djizanne, 2014). Au lieu de stocker directement le dihydrogène, il peut être utilisé dans une réaction de méthanation avec du CO_2 [2](Schiebahn et al., 2015; Götz et al., 2016). Cette technique est notamment utilisée dans le processus EMO (Electrolyse-Méthanation-Oxycombustion), développée dans le cadre du projet FluidStory (Projet FluidStory, 2017). Dans ce processus, l'électrolyse et la méthanation sont associées à une oxycombustion, ce qui permet de travailler en boucle fermée. Le dihydrogène résultant de l'électrolyse est utilisé dans l'oxycombustion du méthane produit par méthanation. Le dioxide de carbone produit lors de l'oxycombustion est utilisé dans la méthanation avec le dihydrogène produit par électrolyse. Ce processus est illustré dans la Figure 3.3. Les cavités salines apparaissent comme une bonne solution pour stocker les produits intermédiaires du processus EMO, qui représentent de gros volumes de gaz mobilisables rapidement.

Ces nouvelles utilisations des cavités salines posent des nouvelles questions quant à leurs conditions d'exploitation et donc leur dimensionnement. Premièrement, les vitesses de cyclage sont beaucoup plus élevées. Au lieu du classique cyclage saisonnier, les cycles d'injection/soutirage peuvent ne durer qu'une semaine ou une journée, et sont tributaires de la production énergétique incontrôlable et de la demande des consommateurs. Ces variations brutales de pression imposent à la cavité des nouvelles gammes de sollicitations mécaniques et surtout thermiques, qu'il convient d'étudier. Notons toutefois que dans le cas du CAES, le fonctionnement optimal est atteint en limitant l'écart

2. $3H_2+CO_2=CH_2+2H_2O$

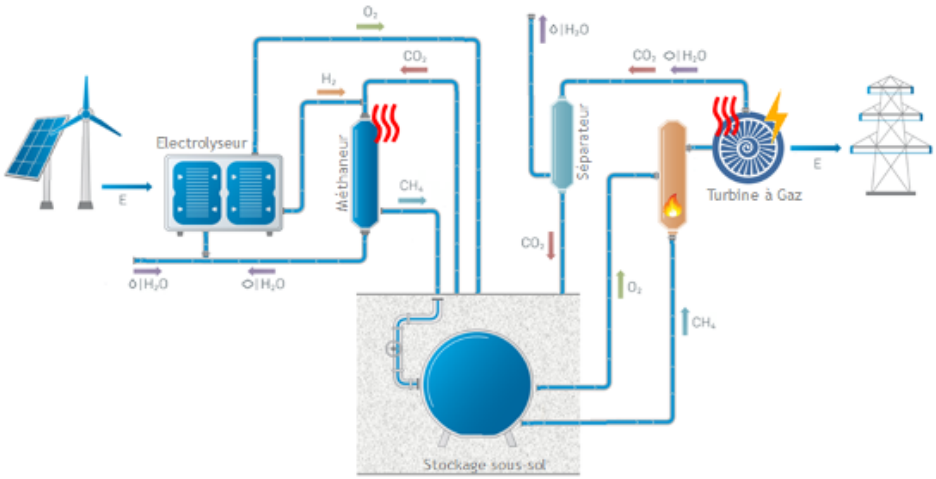


FIGURE 3.3 – Principe de fonctionnement du processus EMO (image FluidStory).

entre les pressions minimale et maximale au cours d'un cycle, ce qui est possible si la cavité utilisée a une grande capacité et que la quantité de gaz soutirée ne donne pas lieu à une grosse variation de pression. Ce fonctionnement avec des faibles variations de pression est peu contraignant pour la cavité.

Deuxièmement, les nouvelles utilisations des cavités salines nécessitent le stockage de nouveaux fluides. Au lieu du traditionnel gaz naturel, on stocke de l'air comprimé, du dihydrogène, du dioxyde de carbone *etc*, qui ont potentiellement des comportements thermodynamiques différents. En particulier, le stockage du dihydrogène présente un risque de fuite plus élevé que celui des autres gaz en raison de sa faible viscosité dynamique et de son coefficient de diffusion très élevé en raison de la petite taille de ses molécules.

L'évolution des utilisations des cavités salines et donc des sollicitations auxquelles elles sont soumises invite à remettre en question les méthodologies de dimensionnement utilisées depuis de nombreuses années. Dans la suite, on présente de nouveaux critères de dimensionnement, permettant une analyse plus précise et plus cohérente des phénomènes de dilatance et de traction, et répondre au mieux aux nouvelles problématiques de la transition énergétique.

3.3 Méthodologies de dimensionnement

On présente ici les différents critères qui seront utilisés dans la suite pour analyser les résultats des simulations numériques de cavités salines. Tout d'abord, un critère de dilatance et un critère de traction classiques sont présentés. Puis, deux nouveaux critères sont développés pour analyser de manière plus précise et plus cohérente les phénomènes de dilatance et de traction.

3.3.1 Méthodologie classique

On détermine un critère de dilatance et un critère de traction selon une approche classique, en utilisant des résultats d'essais expérimentaux. Pour le critère de dilatance, on utilise les résultats d'essais triaxiaux réalisés sur le sel des Landes (Section 2.3.4), qui ont servi à ajuster les paramètres rhéologiques utilisés pour les simulations, ainsi que neuf autres tests similaires de la même campagne d'essai (non présentés ici). Pour chaque essai, on identifie le début de la dilatance, c'est-à-dire le moment où les déformations volumiques viscoplastiques sont maximales, et on relève la pression p et le déviateur q correspondants. Chaque point $(p,\ q)$ est ensuite tracé dans l'espace des contraintes, et un critère est ajusté sur ces points. On choisit ici d'ajuster un critère linéaire simple. La Figure 3.4 montre les points expérimentaux correspondant au début de la dilatance pour chaque essai, ainsi que le critère ajusté $q = 1,3p + 2,5$.

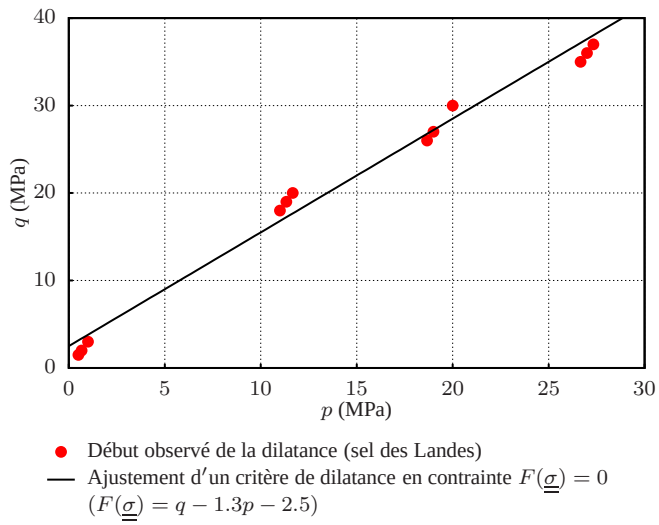


FIGURE 3.4 – Ajustement d'un critère de dilatance en contrainte sur le début de la dilatance pour douze essais triaxiaux.

Le critère de traction est également défini de manière classique, en utilisant les résultats d'essais brésiliens. Une valeur de résistance à la traction est déterminée, et le critère obtenu est de la forme $\sigma_1 = R_T$. La Figure 3.5 montre l'essai brésilien utilisé ainsi que le critère ajusté $R_T = 1,4$ MPa.

Ces critères classiques sont utilisés en post-traitement, pour évaluer la faisabilité d'une cavité simulée avec une loi de fluage indépendante. Cette juxtaposition de critères, basés sur des essais courts, et de modèles rhéologiques, basés sur des essais de fluage, est la cause de potentielles incohérences dans la méthodologie de dimensionnement. De plus, ces critères permettent de déterminer à quelle distance de la dilatance ou de la traction on se trouve en considérant l'état de contrainte. Cependant, comme cela a été dit dans la Section 1.2.4, aucune extrapolation n'est rationnelle après que les critères ont été atteints, ni dans le temps ni dans l'espace. Dans ce cas la seule information pertinente est l'instant auquel un critère est atteint.

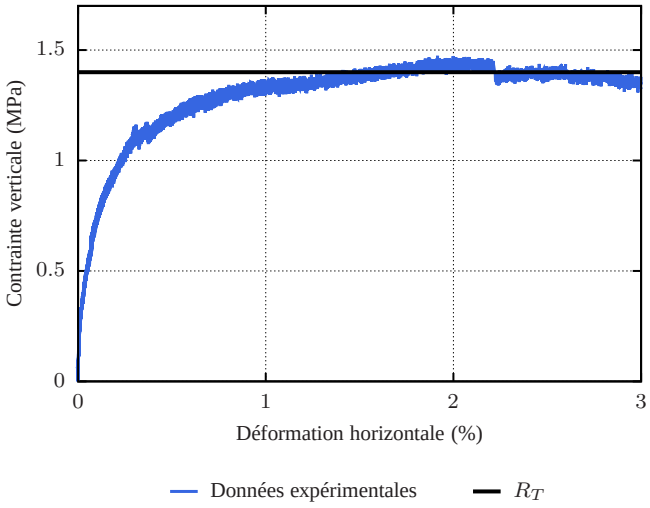


FIGURE 3.5 – Ajustement de la valeur de la résistance à la traction sur un essai brésilien.

3.3.2 Nouvelle méthodologie

La nouvelle approche s'appuie également sur les phénomènes de dilatance et de traction, mais au lieu de définir des critères purement en contrainte, elle utilise les variables internes introduites dans le nouveau modèle rhéologique pour définir des critères en déformation, cohérents à la fois avec des conditions de court et de long terme.

Le nouveau critère de dilatance est $\dot{\zeta}^c_{vp} = 0$, où ζ^c_{vp} est la variable interne décrivant l'évolution de la composante de compression des déformations volumiques viscoplastiques (Équation 1.39). Des valeurs positives de $\dot{\zeta}^c_{vp}$ indiquent un comportement contractant du matériau, tandis que des valeurs négatives indiquent un comportement dilatant. Le critère correspond donc à l'initiation de la dilatance. De même, le deuxième critère, correspondant à l'initiation du mécanisme de traction, est $\lambda = 0$, où λ est la variable interne décrivant les déformations de traction (Équation 1.40).

Contrairement aux critères classiques dépendant uniquement de l'état de contrainte, ces nouveaux critères font partie intégrante du modèle rhéologique et dépendent de l'historique des sollicitations ayant mené à cet état. Par exemple pour la dilatance, la Figure 3.6 illustre cette dépendance en représentant le début de la dilatance pour plusieurs simulations numériques d'essais de laboratoire sous différentes sollicitations.

Les phénomènes de dilatance et de traction seront étudiés à la fois en extension et en intensité. Concernant l'extension, on s'intéresse à la taille des zones de dilatance et de traction, définies comme tous les points où le critère correspondant est dépassé. Leur taille est exprimée en pourcentage du rayon de la cavité : $(r_{max}/r_{cav} - 1) \times 100$, où r_{max} est le plus grand rayon pour lequel le critère est dépassé, et r_{cav} est le rayon de la cavité. Concernant l'intensité, on considère les valeurs des déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement ζ^c_{vp} pour la dilatance, et liées à la traction ζ^t_{vp} pour la traction.

Ainsi, les phénomènes de dilatance et de traction peuvent être observés en tous points du temps et de l'espace en étudiant l'évolution des variables internes. Cela

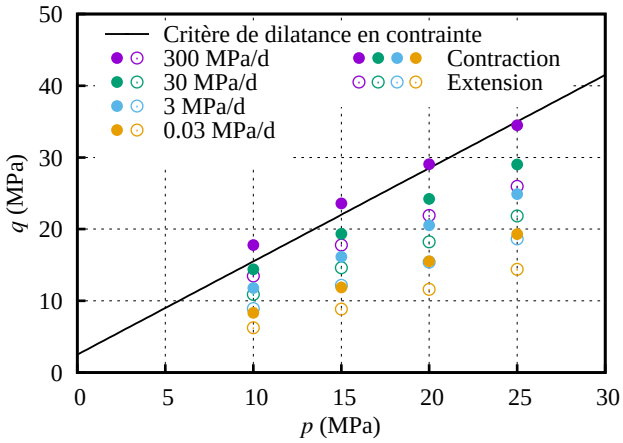


FIGURE 3.6 – Début de la dilatance obtenu pour des essais triaxiaux simulés avec le nouveau modèle de comportement, sous quatre vitesses de chargement, en contraction et en extension.

permet une analyse plus fine et plus cohérente qu'avec les critères classiques.

3.4 Simulations mécaniques

Des simulations numériques de cavités salines sont à présent réalisées, en utilisant le modèle rhéologique développé au Chapitre 1 et les résultats seront analysés avec les critères définis en Section 3.3. Dans un premier temps on réalise des simulations purement mécaniques, et on se concentre sur le phénomène de dilatance. En effet, dans les cavités, la traction est souvent due aux phénomènes thermiques, et dans le cas de simulations isothermes aucune traction n'apparaît. Les simulations sont réalisées avec le code de calcul VIPLEF développé à MINES ParisTech. Les résultats présentés dans cette section ont fait l'objet d'une publication (Labaune et al., 2018).

3.4.1 Présentation des simulations

On simule une cavité axisymétrique d'un volume initial de 200 000 m^3 et d'une profondeur moyenne de 1000 m. Le domaine simulé s'étend de la surface à une profondeur de 2000 m et 5000 m d'extension latérale [3] et contient uniquement du sel gemme. Un agrandissement de la géométrie et du maillage autour de la cavité est présenté en Figure 3.7.

Loin de la cavité, l'état de contrainte est isotrope et égal à la pression géostatique P_{geo}. La pression dans la cavité est imposée pour simuler les différentes phases d'exploitation : lessivage, *dewatering*, premier remplissage, puis cyclage, comme illustré sur la Figure 3.8. La phase de lessivage est simulée en diminuant progressivement la pression dans la cavité de la pression géostatique à la pression halmostatique sur une période

3. La grande extension latérale est nécessaire pour l'étude des cuvettes d'affaissement en surface (voir Section 3.4.3).

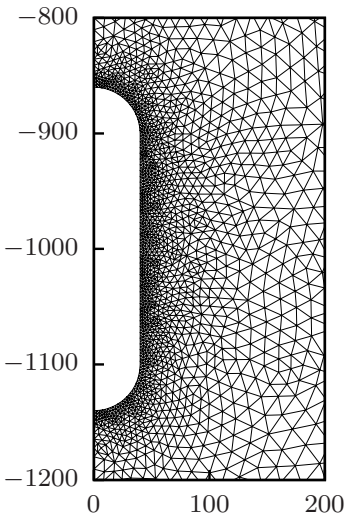


FIGURE 3.7 – Géométrie de la cavité et maillage (agrandissement autour de la cavité).

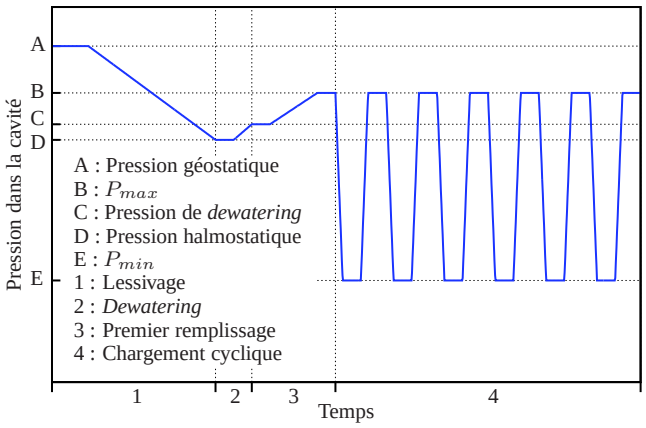


FIGURE 3.8 – Historique de la pression imposée dans la cavité.

de 500 jours. Le *dewatering* et le premier remplissage sont simulés en augmentant la pression jusqu'à la pression de *dewatering* dans un premier temps, puis à la pression maximale de gaz P_{max}. Des cycles d'injection/soutirage sont ensuite simulés en faisant varier la pression dans la cavité entre la pression minimale P_{min} et la pression maximale P_{max}. On considère des cycles d'une durée de 180 jours : la pression dans la cavité est maintenue constante à P_{max} pendant 70 jours, descendue à P_{min} en 20 jours, maintenue à P_{min} pendant 70 jours, et remontée à P_{max} en 20 jours. La valeur de P_{max} est prise égale à 80 % de P_{geo}, et on considère trois valeurs de P_{min} égales à 20, 10 et 0 % de P_{geo}. Des valeurs de P_{min} autour de 20 % de P_{geo} sont classiques dans l'exploitation de cavités salines (Serbin et al., 2015) ; des valeurs plus faibles voire extrêmes assurent une plus grande rentabilité économique et un dimensionnement plus sécuritaire, même dans des scenarii catastrophiques tels des blowouts lors desquels la pression dans la cavité peut chuter rapidement et rester très basse pendant longtemps (Bérest et al., 2013). Elles permettent de plus dans les simulations numériques d'accentuer les déformations autour de la cavité et ainsi mettre en évidence les phénomènes étudiés. Les simulations durent un total de 20 ans. On utilise le modèle rhéologique développé au Chapitre 1, et les paramètres ajustés sur le sel des Landes (Table 2.1). Toutes les simulations sont réalisées dans des conditions isothermes.

Les résultats de ces simulations sont analysés en termes de dilatance, selon la méthodologie classique et la nouvelle méthodologie.

3.4.2 Dilatance

3.4.2.1 Méthodologie classique

Pour suivre la méthodologie classique, on considère le critère de dilatance classique établi dans la Section 3.3 ($q = 1{,}3p + 2{,}5$), et on étudie l'état de contrainte à la paroi de la cavité au cours du temps. La Figure 3.9 montre l'évolution de l'état de contrainte à la paroi de la cavité pour trois valeurs de P_{min} en comparaison avec le critère de dilatance, de deux manières différentes : dans un diagramme (p-q) (Figure 3.9a) et les valeurs extrêmes de $q - 1{,}3p$ pour chaque cycle (Figure 3.9b).

On observe que pour $P_{min}/P_{geo} = 0{,}2$ le critère de dilatance n'est jamais atteint, pour $P_{min}/P_{geo} = 0{,}1$ il est tout juste frôlé, et pour $P_{min}/P_{geo} = 0$ il est clairement dépassé sur une portion significative de chaque cycle. On observe également que la distance maximale au critère augmente légèrement à chaque cycle. Ces résultats illustrent certaines incohérences de ces critères de dilatance en contrainte. En particulier, le fait que le critère soit alternativement dépassé et respecté à chaque cycle signifierait que la dilatance apparaîtrait et disparaîtrait constamment, ce qui est contradictoire avec l'idée que la dilatance est un phénomène d'endommagement irréversible.

3.4.2.2 Nouvelle méthodologie

Pour la nouvelle méthodologie, on utilise le nouveau critère de dilatance ($\dot{\zeta}^{c}_{vp} = 0$), et on étudie la taille des zones de dilatance ainsi que leur intensité (définies dans la

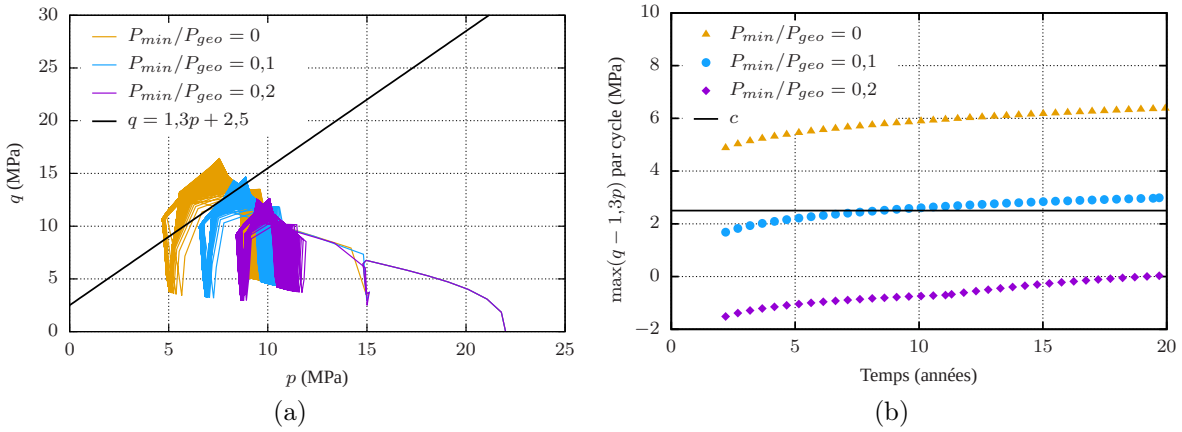


FIGURE 3.9 – Évolution de l'état de contrainte à la paroi de la cavité pour trois valeurs de P_{min}, comparé au critère de dilatance $q = 1{,}3p + 2{,}5$.

Section 3.3). La Figure 3.10a montre l'évolution de la taille de la zone de dilatance au cours du temps rapportée au rayon de la cavité, pour trois valeurs de P_{min}. On voit que la zone de dilatance est nulle pendant l'ensemble du lessivage, qu'elle grandit rapidement lors des premiers cycles, puis qu'elle tend à se stabiliser. Au bout de 20 ans, la zone de dilatance est d'environ 70, 50 et 30 % du rayon de la cavité pour des pressions minimales de respectivement 0, 10 et 20 % de la pression géostatique. La Figure 3.10b montre le même résultat dans l'espace, en représentant la limite de la zone de dilatance autour de la cavité à $t = 20$ ans pour les trois valeurs de P_{min}.

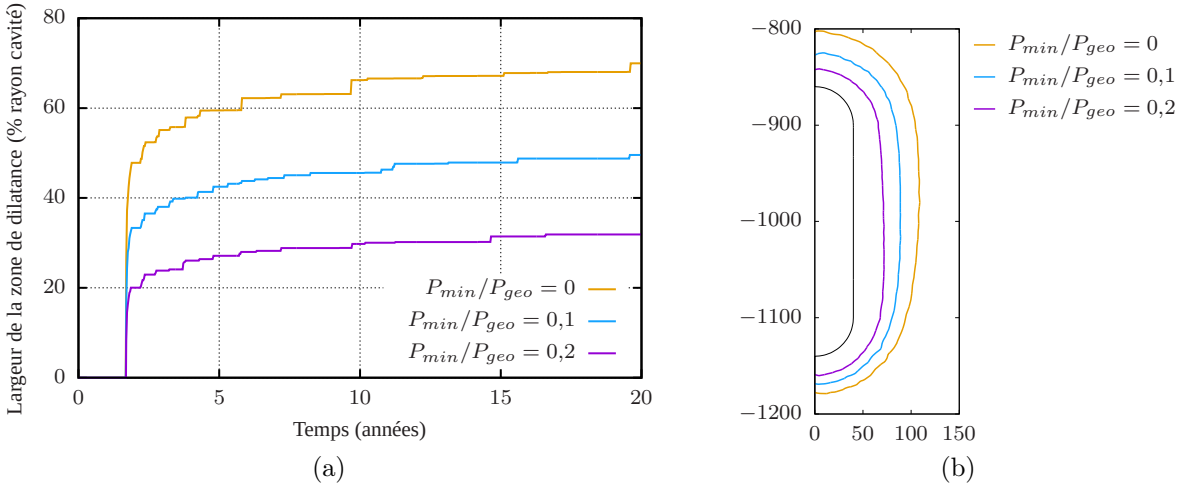
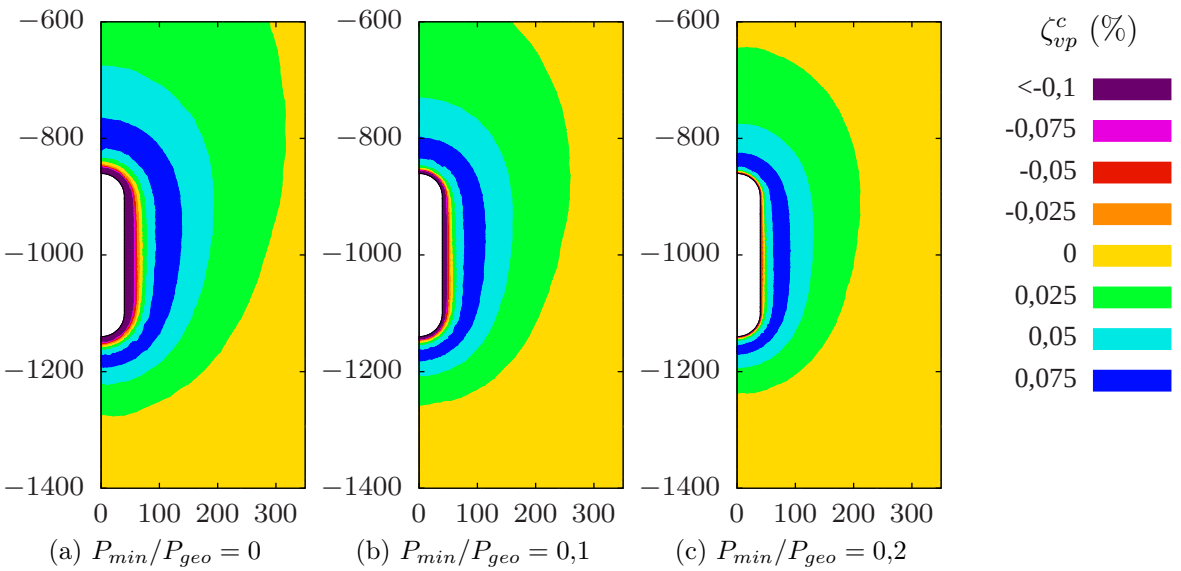


FIGURE 3.10 – Évolution de la taille de la zone de dilatance (a) et limite de la zone de dilatance à $t = 20$ ans (b), pour trois valeurs de P_{min} ($\dot{\zeta}^c_{vp} = 0$).

La Figure 3.11 montre, à $t = 20$ ans pour trois valeurs de P_{min}, le champ de la variable interne ζ^c_{vp} qui permet de rendre compte de l'intensité du phénomène de dilatance. Loin de la cavité, ζ^c_{vp} tend vers zéro, ce qui correspond à l'état non perturbé. En se rapprochant de la cavité, ζ^c_{vp} prend des valeurs positives et le sel est en contraction,



(a) $P_{min}/P_{geo} = 0$ (b) $P_{min}/P_{geo} = 0{,}1$ (c) $P_{min}/P_{geo} = 0{,}2$

FIGURE 3.11 – Intensité des déformations volumiques viscoplastiques autour de la cavité à $t = 20$ ans pour trois valeurs de P_{min}.

puis passe par un maximum qui correspond au début de la dilatance. On retrouve la même limite de la zone en dilatance que dans la Figure 3.9b, et toute la zone entre le maximum et la cavité est en dilatance. L'intensité des déformations volumiques viscoplastiques reste limitée. Dans le cas $P_{min}/P_{geo} = 0{,}2$, elles n'excèdent jamais 0,075 %, dans le cas $P_{min}/P_{geo} = 0{,}1$ elles atteignent tout juste 0,1 % à la paroi de la cavité, et dans le cas extrême $P_{min}/P_{geo} = 0$ elles excèdent 0,1 % sur une étroite zone de quelques mètres autour de la cavité.

Le nouveau critère permet d'étudier finement le phénomène de dilatance, en extension et en intensité. Les résultats sont cohérents avec ceux obtenus par la méthodologie classique. Dans les deux cas, le phénomène de dilatance est d'autant plus important que la pression minimale est basse. Le nouveau critère semble également prévoir un phénomène de dilatance plus important que le critère classique : par exemple dans le cas $P_{min}/P_{geo} = 0{,}2$, le critère classique ne prévoit aucune dilatance alors que le nouveau critère prévoit son apparition dès les premiers cycles, même si son extension reste limitée. Cela illustre la différence fondamentale entre les deux types de critères, en contraintes ou en déformations, illustrée à la Figure 3.6. Le critère classique, exprimé en contraintes, est basé sur des essais rapides et prévoit le début de la dilatance pour les niveaux de déviateurs les plus élevés. Au contraire, dans le cas de cavités, les vitesses de déformations sont beaucoup plus faibles, et le nouveau critère qui tient compte de cet historique prévoit le début de la dilatance dès des niveaux de déviateurs faibles.

3.4.3 Perte de volume et affaissement en surface

Deux grandeurs en particulier renseignent sur la fonctionnalité d'une cavité : la perte de volume, et l'affaissement en surface. On étudie l'influence de différentes composantes du nouveau modèle rhéologique sur ces deux grandeurs. Le but n'est pas de proposer

une étude objective de la fermeture des cavité et des cuvettes d'affaissement, mais d'identifier et de comprendre le rôle de quelques paramètres du modèle en comparant les résultats de simulations numériques.

3.4.3.1 Perte de volume et affaissement dans le cas de référence

L'étude suivante porte sur la simulation décrite ci-dessus telle que $P_{min}/P_{geo} = 0{,}2$, que l'on appelle cas de référence. La Figure 3.12a montre le profil de la cuvette d'affaissement en surface à $t = 20$ ans, d'une profondeur maximale au droit de la cavité d'environ 2,5 cm. L'affaissement en surface est supérieur à 1 cm sur 650 m, et supérieur à 1 mm sur près de 2000 m. Les Figures 3.12b et 3.12c présentent respectivement l'affaissement maximal en surface et la perte de volume de la cavité au cours du temps. Les allures de ces deux courbes sont très proches. Quasiment nuls pendant le lessivage, l'affaissement et la perte de volume augmentent rapidement durant les premiers cycles, et de moins en moins vite jusqu'à la fin de la simulation. Le cyclage induit de légères variations périodiques sous forme de paliers pour l'affaissement et de légers retours arrières pour la perte de volume. La similitude entre ces deux courbes incite à étudier l'affaissement maximal en fonction de la perte de volume (Figure 3.12d). À l'exception de la phase transitoire du début, la relation entre les deux est très linéaire.

Dans la suite, on étudie l'influence de différentes composantes du nouveau modèle rhéologique sur l'affaissement et la perte de volume. Les mêmes simulations que précédemment sont réalisées, toujours dans le cas $P_{min}/P_{geo} = 0{,}2$, en faisant varier les paramètres rhéologiques.

3.4.3.2 Influence des déformations volumiques viscoplastiques

On vérifie que l'ajout de la composante volumique dans le modèle de comportement ne change pas de manière excessive le comportement global de la cavité. On réalise une simulation telle que $v = 0$ et $V = 0$, de manière à annuler toutes les déformations volumiques viscoplastiques (la composante de traction est toujours nulle). La Figure 3.13 montre l'affaissement maximal en fonction de la perte de volume dans le cas de référence et le cas $(v = 0, V = 0)$.

Les déformations volumiques viscoplastiques ont très peu d'influence sur la perte de volume de la cavité (4,5 à 4,8 %). Cela peut s'expliquer par le fait que le sel est en dilatance sur seulement quelques mètres autour de la cavité, donc la perte de volume est légèrement accentuée, mais c'est le comportement déviatorique qui contrôle réellement la perte de volume. En revanche, les déformations volumiques viscoplastiques influencent de manière beaucoup plus significative l'affaissement en surface ; sa valeur finale varie de 2,5 à moins de 1 cm. Cela peut s'expliquer en remarquant que, si la zone de dilatance est limitée autour de la cavité, la zone dans laquelle le sel présente un comportement contractant ($\zeta^c_{vp} > 0$) est beaucoup plus large et en particulier étendue en direction de la surface. Ces déformations, bien que très petites ($< 0{,}025$ %), ont lieu dans une zone très large et suffisent à expliquer le tassement supplémentaire résultant de l'ajout de la composante volumique dans le modèle rhéologique.

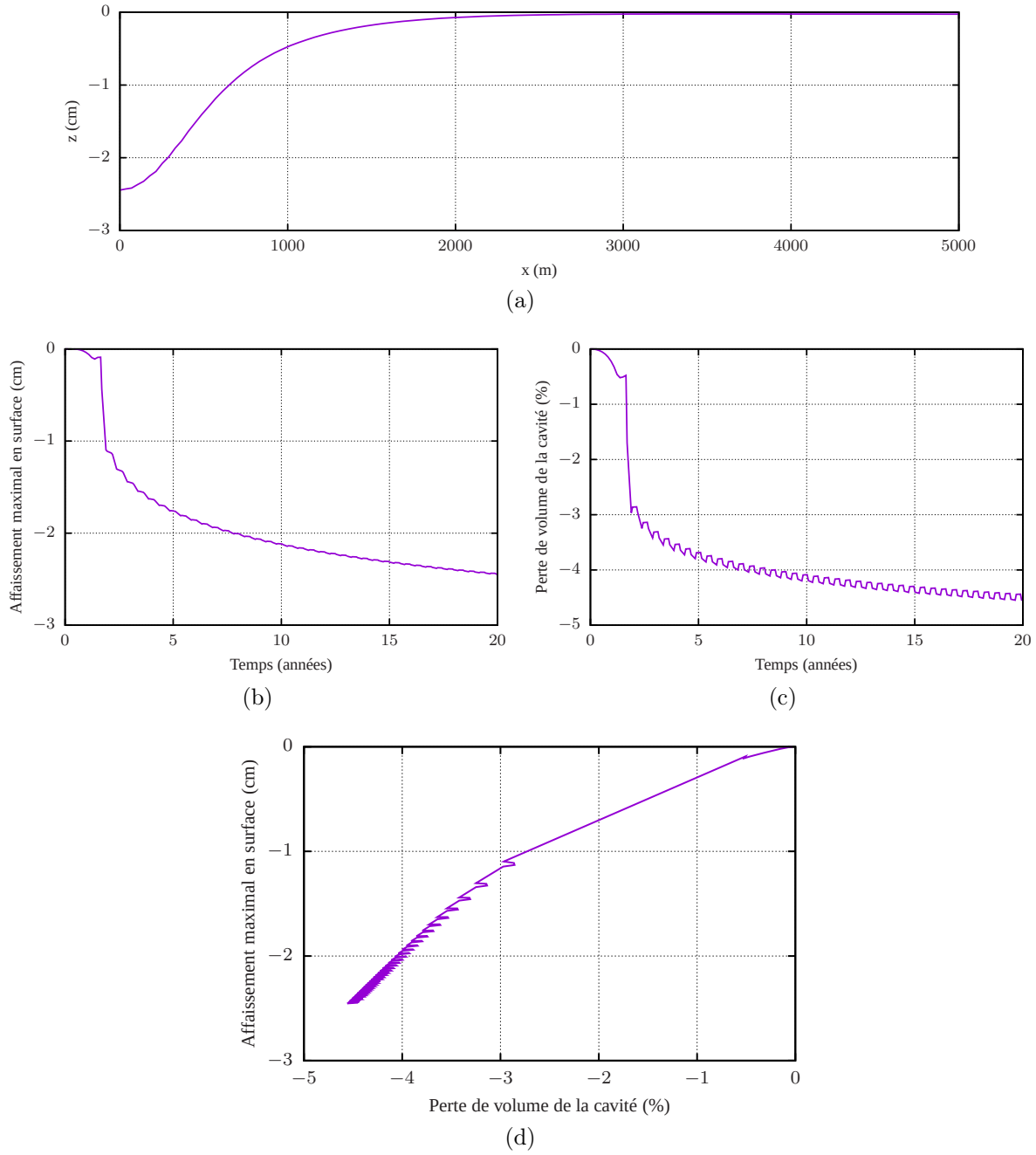


FIGURE 3.12 – Cuvette d'affaissement et perte de volume de la cavité dans le cas de référence.

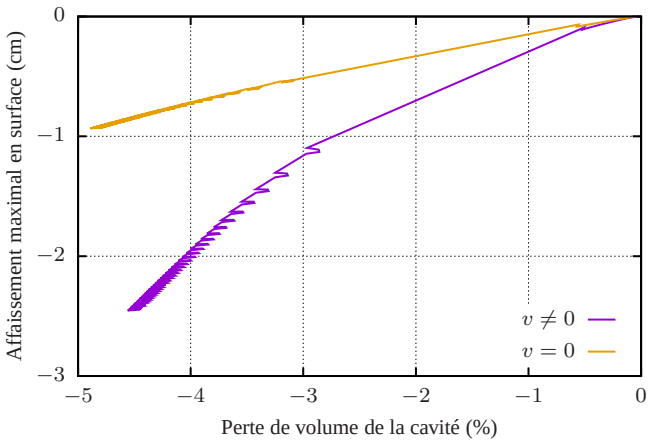


FIGURE 3.13 – Influence des déformations volumiques viscoplastiques sur la cuvette d'affaissement et la perte de volume de la cavité.

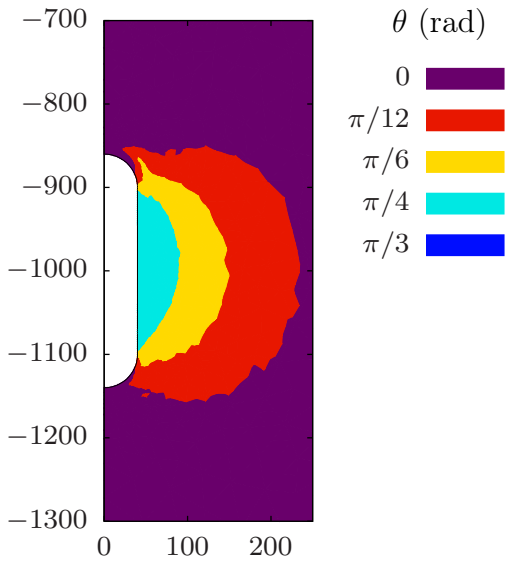


FIGURE 3.14 – Champ de la variable θ (rad) autour de la cavité à $t = 20$ ans.

3.4.3.3 Influence de la forme de la section déviatorique

L'état de contrainte autour d'une cavité n'est pas limité à un état de contraction et l'angle de Lode θ varie dans l'espace (voir Figure 3.14). Rappelons que d'après l'Équation 1.13, $\theta = \pi/3$ correspond au régime triaxial de contraction et $\theta = 0$ au régime triaxial d'extension. Ainsi, les résultats des simulations numériques varient selon qu'une différence de comportement du matériau entre les régimes de contraction et d'extension est prise en compte ou non.

La différence de comportement entre la contraction et l'extension est réglée par le paramètre χ, intervenant dans la fonction $\varrho(\theta)$ (Équation 1.24) qui contrôle la forme de la section du potentiel P_γ associé aux mécanisme de distorsion (Figure 1.8). On rappelle que quand $\chi = 0$, la section est circulaire et le comportement du matériau dépend uniquement du déviateur des contraintes ; quand χ tend vers 1, la section

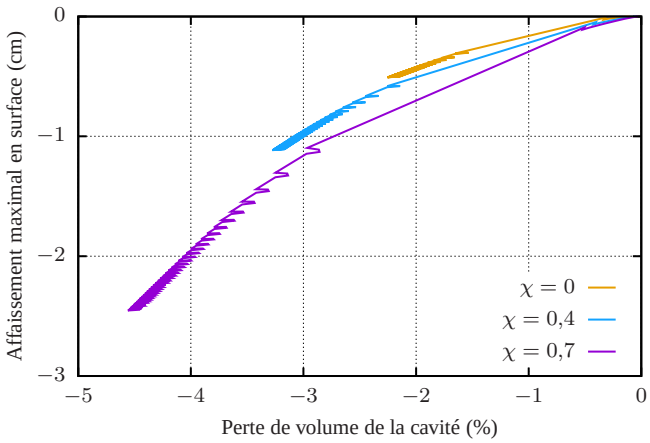


FIGURE 3.15 – Influence de la forme de la section déviatorique sur la cuvette d'affaissement et la perte de volume de la cavité.

tend vers un triangle et la différence entre la contraction et l'extension s'accentue. On réalise donc des simulations telles que $\chi = 0$ et $\chi = 0{,}4$, à comparer au cas de référence ($\chi = 0{,}7$).

La forme de la section déviatorique a une influence significative à la fois sur la perte de volume de la cavité et l'affaissement en surface. Les valeurs de χ de 0, 0,4 et 0,7 conduisent respectivement à des pertes de volume de 0,5, 1, et 2,5 % et des affaissements en surface de 2, 3 et 4,5 cm au bout de 20 ans. En effet, d'après la Figure 3.14, une grande partie du massif autour de la cavité est dans un état d'extension et donc son comportement dépend fortement du paramètre χ. Les déformations sont d'autant plus importantes que χ est grand, ce qui est cohérent avec des pertes de volume et des affaissement plus importants.

3.4.3.4 Influence du paramètre rhéologique B

Le paramètre rhéologique B intervient dans l'expression des déformations de distorsion γ^c_{vp} (Équation 1.38) et permet d'ajouter l'influence de la pression moyenne p pour que le comportement du matériau ne soit pas entièrement guidé par le déviateur des contraintes q. On cherche à quantifier l'influence de ce terme sur la perte de volume et l'affaissement en surface. Étant donné que l'annulation de B modifie largement le comportement du matériau, les paramètres a, k et K_r sont ré-ajustés sur le même essai de fluage afin de retrouver un comportement proche du cas $B \neq 0$ (voir Figure 3.16). Les nouveaux paramètres sont $a = 0{,}22$, $k = 2{,}58$ et $K_r = 0{,}34$, les autres paramètres étant inchangés.

La perte de volume comme l'affaissement en surface sont affectés dans une large mesure par l'annulation du paramètre B malgré le réajustement des autres paramètres. La perte de volume dépasse 6 % et l'affaissement est d'environ 14 cm au bout de 20 ans, ce qui est très largement supérieur au cas de référence. Pour un même niveau de déviateur, le paramètre B agit en limitant les déformations déviatoriques. En l'annulant, le comportement du sel est complètement changé et tout se passe comme si on était en présence d'un sel beaucoup plus fluant.

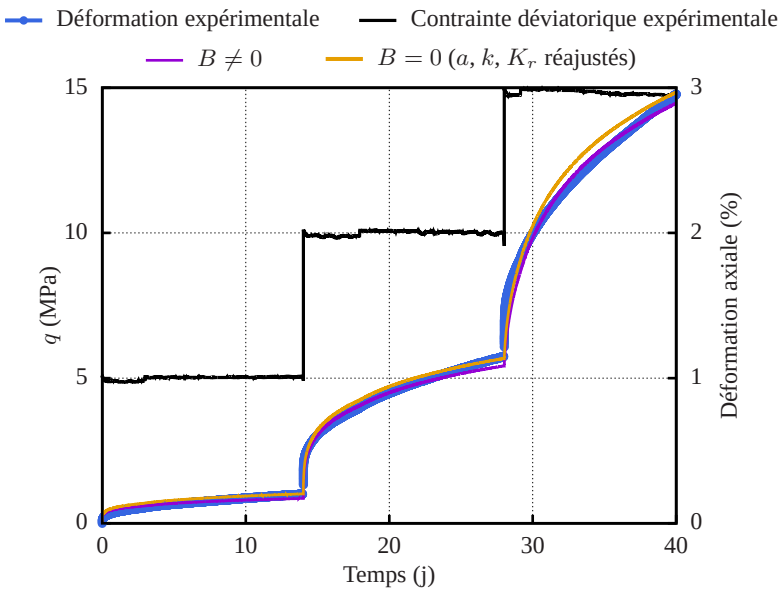


FIGURE 3.16 – Ajustements d'un essai de fluage avec $B \neq 0$ et $B = 0$ (Sel des Landes).

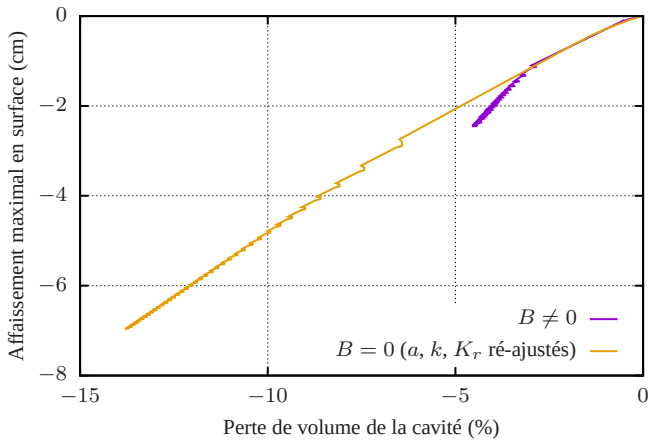


FIGURE 3.17 – Influence du paramètre B sur la cuvette d'affaissement et la perte de volume de la cavité.

3.4.3.5 Influence du paramètre rhéologique V

Le paramètre rhéologique V intervient dans l'expression des déformations volumiques viscoplastiques liées au mécanisme de compression ζ_{vp}^{c} (Équation 1.39). Il constitue un seuil permettant de s'affranchir de déformations volumiques excessives sous de faibles contraintes (voir Figure 1.11). La Figure 3.18 montre son influence sur la cuvette d'affaissement et la perte de volume de la cavité.

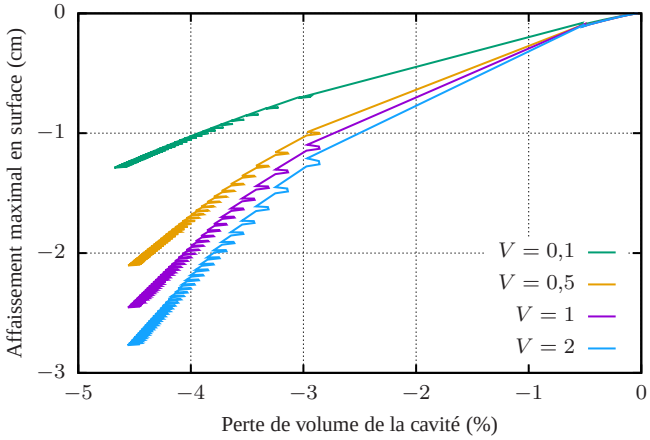


FIGURE 3.18 – Influence du paramètre V sur la cuvette d'affaissement et la perte de volume de la cavité.

La perte de volume de la cavité est complètement insensible au paramètre V et est toujours de l'ordre de 4,5 % à la fin des simulations. En revanche, ce paramètre influence significativement l'affaissement en surface, qui atteint les valeurs finales de 1,2, 2, 2,5 et 2,8 cm pour des valeurs de V de respectivement 0,1, 0,5, 1 et 2. On peut expliquer ces observations par le fait que V agit en limitant les déformations volumiques dans les cas de faibles contraintes. Autour de la cavité, la pression moyenne est importante (de l'ordre de 22 MPa) et le paramètre V n'a aucune influence, donc il est cohérent de ne pas observer d'effet sur le volume de la cavité. À l'inverse, en remontant vers la surface, la pression moyenne diminue et plus le paramètre V est petit, plus il limite les déformations volumiques viscoplastiques. Ainsi, plus V est petit et plus on se rapproche du cas $v = 0$, et l'affaissement en surface est faible.

3.4.4 Influence de la géométrie

On s'intéresse à présent à l'influence de la géométrie et en particulier de points singuliers sur le développement des zones de dilatance. On simule une cavité similaire à celle de la section précédente, mais avec un profil très découpé, inspiré de la cavité de Huntorf (Djizanne, 2014). Cette cavité a une profondeur moyenne de 750 m, une hauteur d'environ 150 m pour un diamètre de l'ordre de 30 m. On impose le même historique que précédemment, avec des cycles entre 20 et 80 % de la pression géostatique. On analyse le développement de la dilatance, en extension et en intensité.

La Figure 3.19a montre la limite de la zone en dilatance ($\dot{\zeta}_{vp}^{c} = 0$) à la fin des deux premiers cycles puis un cycle sur cinq jusqu'à la fin de la simulation. On observe

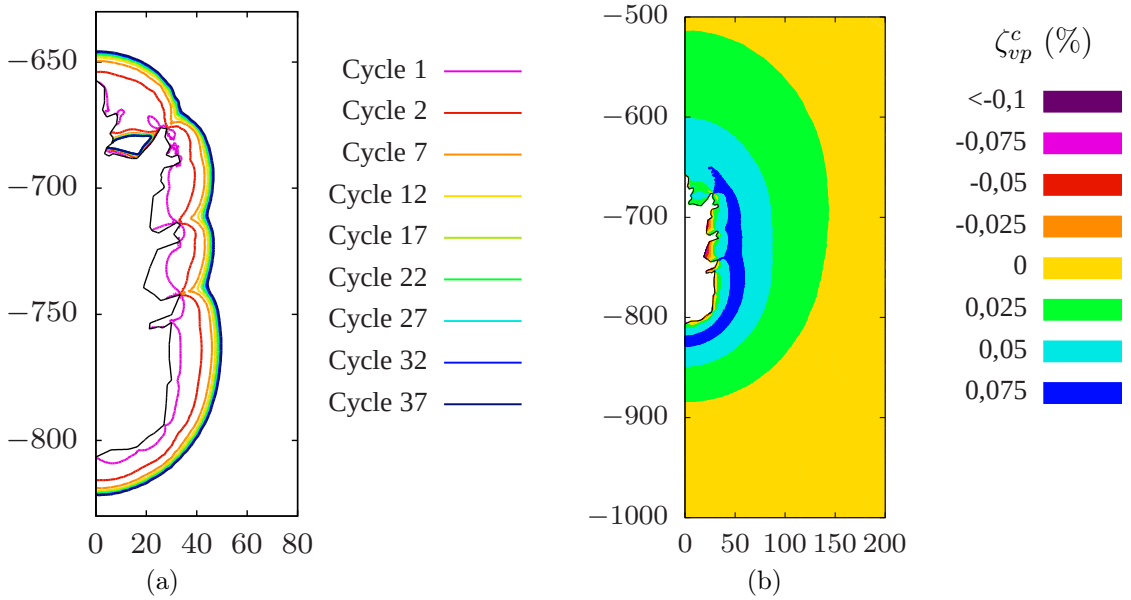


FIGURE 3.19 – Évolution de la zone de dilatance autour de la cavité (isovaleurs $\dot{\zeta}_{vp}^c = 0$ à différents instants) (a), et intensité des déformations volumiques viscoplastiques autour de la cavité à $t = 20$ ans (b).

que, comme dans le cas des cavités cylindriques, la taille de la zone en dilatance croît rapidement au début, puis ralentit et se stabilise. On voit également qu'à la fin du premier cycle, la dilatance se développe préférentiellement dans les blocs dépassant à l'intérieur de la cavité, et que chaque angle dans le contour de la cavité affecte la limite de la zone en dilatance. Cependant, ces anomalies sont de moins en moins marquées au cours des cycles. À la fin de la simulation la zone en dilatance tend vers une forme lisse comme si le rayon de la cavité était constant. Le profil découpé de la cavité ne semble donc pas affecter le développement des zones de dilatance au delà des premiers cycles.

La Figure 3.19b montre l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques ζ_{vp}^c autour de la cavité à la fin de la simulation. Comme dans le cas des cavités cylindriques, elles sont nulles à l'infini, prennent des valeurs positives en s'approchant de la cavité, passent par un maximum correspondant au seuil de dilatance, puis diminuent jusqu'à prendre des valeurs négatives au bord de la cavité. Comme pour la Figure 3.19a, à l'exception de la proximité immédiate de la cavité, les isovaleurs des déformations volumiques viscoplastiques ne semblent pas impactées par la géométrie de la cavité.

3.5 Simulations thermo-mécaniques

Les simulations mécaniques constituent une première étape intéressante et permettent d'étudier le phénomène de dilatance, mais pour étudier différents scenarii d'exploitation et en particulier différentes vitesses de cyclage, une étude thermo-mécanique s'avère indispensable.

Contrairement aux simulations purement mécaniques, pour lesquelles on imposait directement une pression choisie à la paroi de la cavité, on procède ici à un couplage entre la cavité et le massif de sel gemme. Le débit de fluide entrant ou sortant de la cavité est imposé, ce qui génère des variations de pression et de température dans la cavité. On présente tout d'abord le problème couplé, puis les simulations réalisées. Les résultats sont notamment analysés en termes de dilatance et de traction, en utilisant à la fois des critères classiques et les nouveaux critères développés en Section 3.3. Cette étude a fait l'objet d'une publication (Labaune and Rouabhi, 2018).

3.5.1 Description du problème couplé

On cherche à simuler le comportement thermodynamique d'une cavité saline, et ses interactions avec le massif environnant. La Figure 3.20 présente le système considéré, divisé en trois sous-systèmes : la cavité (1), le puits (2) reliant la cavité à la surface, et le massif environnant, lui même divisé en deux sous-systèmes, le massif autour de la cavité (3a) et le massif autour du puits (3b). Les modèles de comportement de chaque sous-système, ainsi que les conditions aux limites et les modèles d'interface entre tous les sous-systèmes, permettent de simuler le comportement thermodynamique de tout le système de manière entièrement couplée. Ce cadre est détaillé dans son intégralité par Rouabhi et al. (2017).

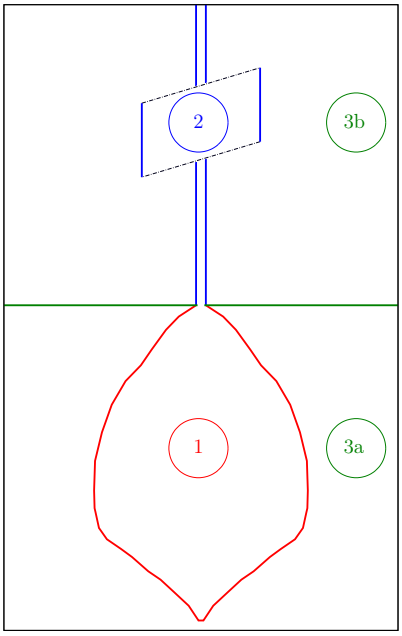


FIGURE 3.20 – Représentation schématique des différents sous-systèmes formant le système total de stockage souterrain : la cavité (1), le puits (2) et le massif environnant (3).

On considère ici un problème simplifié concernant uniquement deux sous-systèmes, la cavité et le massif autour de la cavité. On considère de plus que la cavité est sphérique, contient un unique fluide et ni saumure ni insolubles, et que les formations en-

vironnantes sont infinies. Les températures et pressions initiales sont homogènes dans la cavité et le massif.

Premièrement, les lois de conservation et les équations d'état dans la cavité permettent d'exprimer les variations de P et T, que l'on suppose homogènes dans la cavité, en fonction de la masse de fluide dans la cavité $\mathcal{M}$, du volume de la cavité, et les transferts de chaleur à la fois par le puits d'injection/soutirage et par le massif. Elles peuvent être exprimées

$$\begin{pmatrix} \alpha & -\beta \\ \mathcal{M}C_P & -\mathcal{V}\alpha T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{T} \\ \dot{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{\mathcal{V}}/\mathcal{V} - \dot{\mathcal{M}}/\mathcal{M} \\ \Psi_R + \Psi_I \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

avec $\alpha(P,T)$ le coefficient de dilatation thermique isobare, $\beta(P,T)$ le coefficient de compressibilité isotherme, et $C_P(P,T)$ la capacité thermique massique isobare. Concernant les transferts de chaleur, Ψ_R est la chaleur échangée entre la cavité et le massif, et $\Psi_I = Q_I(H_I - h)$ est la chaleur résultante de la matière entrante, avec Q_I le débit entrant, et $H_I(P,T)$ et $h(P,T)$ les enthalpies massiques de la matière entrante et de la matière dans la caverne, respectivement (Rouabhi et al., 2018).

La pression et température résultant du problème thermodynamique dans la cavité sont utilisées en tant que conditions aux limites dans le problème thermo-mécanique dans le sel gemme, exprimé par les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie :

$$\begin{aligned} \partial_r \sigma_r + \frac{2}{r}(\sigma_r - \sigma_\theta) &= 0 \\ \partial_r^2 T + \frac{2}{r}\partial_r T &= \frac{\rho C_\sigma}{\kappa}\dot{T} \end{aligned} \tag{3.2}$$

où $r = r(r_0, t)$ est la position actuelle du point initialement en r_0, σ_r et σ_θ sont respectivement les composantes radiale et tangentielle du tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$, ρC_σ est la capacité thermique volumique, et κ est la conductivité thermique isotrope.

L'Équation 3.2 doit être complétée par une loi constitutive décrivant le comportement du sel gemme. L'hypothèse de symétrie sphérique permet de limiter les équations aux déformations logarithmiques dans les directions radiale et tangentielle définies respectivement par $H_r = \ln(\partial_{r_0} r)$ et $H_\theta = \ln(r/r_0)$:

$$\begin{aligned} \dot{H}_r &= \frac{1+\nu}{E}\dot{\sigma}_r - \frac{\nu}{E}\mathrm{tr}(\dot{\underline{\underline{\sigma}}}) + \alpha_\ell \dot{T} + \left(\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp}\right)_r \\ \dot{H}_\theta &= \frac{1+\nu}{E}\dot{\sigma}_\theta - \frac{\nu}{E}\mathrm{tr}(\dot{\underline{\underline{\sigma}}}) + \alpha_\ell \dot{T} + \left(\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp}\right)_\theta \end{aligned} \tag{3.3}$$

où les indices r et θ font respectivement référence aux composantes radiale et tangentielle, E est le module d'Young, ν le coefficient de Poisson, et α_ℓ le coefficient de dilatation thermique linéaire. Dans chaque direction, les premiers termes correspondent aux déformations élastiques et thermiques. Dans le dernier terme, $\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_{vp}$ est la vitesse de déformation viscoplastique définie dans le Chapitre 1.3.

3.5.2 Présentation des simulations

3.5.2.1 Paramètres généraux

Toutes les simulations sont effectuées avec le code de calcul DEMETHER, développé à MINES ParisTech pour le stockage en cavités salines (Rouabhi et al., 2017). Plus précisément, à chaque pas de temps, les Équations 3.1 à 3.3 sont résolues successivement par un schéma Euler implicite en temps et des éléments finis 1D de Lagrange en espace. On considère un total de 2000 éléments quadratiques, dont la taille augmente avec une progression géométrique en s'éloignant de la cavité. Les calculs sont réalisés dans le cadre des grandes déformations. Le caractère unidimensionnel des simulations assure l'absence de problèmes de bifurcation, et la dépendance en temps permet de régulariser la solution. Ainsi, ces simulations ne souffrent pas de problèmes de localisation, et aucune sensibilité à la taille du maillage n'a été notée.

On simule une cavité sphérique et le sel gemme environnant. La cavité a un rayon initial de 40 m, ce qui représente un volume d'environ 270 000 m^3. La cavité et le massif sont initialement à l'équilibre. La pression et température initiales sont respectivement de $P = 22$ MPa et $T = 40$ °C, ce qui peut correspondre aux conditions autour d'une profondeur de 1000 m.

Concernant les paramètres viscoplastiques, on utilise ceux ajustés sur le sel des Landes (voir Section 2.3.4, Tableau 2.1). Pour chaque scénario et chaque gaz, deux simulations sont réalisées, la première avec ($v = 0$, $\Lambda = 0$) et la deuxième telle que ($v \neq 0$, $\Lambda \neq 0$). Fixer les paramètres v et Λ à zéro annule respectivement la composante de compression des déformations volumiques et les déformations de traction. Les paramètres thermiques viennent de la base de données de MINES ParisTech et sont $\alpha_\ell = 4 \times 10^{-5}$ K^{-1}, $\kappa = 6$ W m^{-1} K^{-1}, et $\rho C_\sigma = 2 \times 10^6$ J m^{-3} K^{-1}.

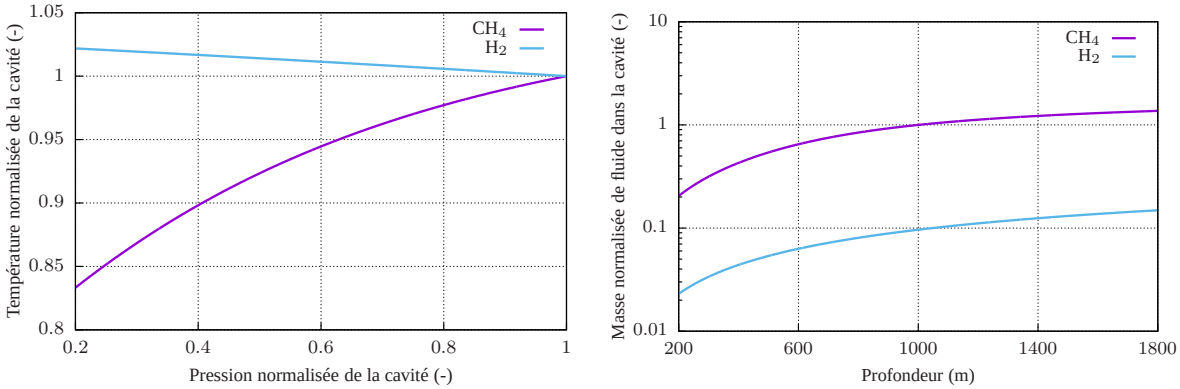
Plusieurs simulations sont effectuées, différant par la nature du fluide dans la cavité et explorant différents historiques d'injection et soutirage de fluides.

3.5.2.2 Les différents gaz

Concernant la nature du fluide dans la cavité, on considère deux gaz purs : le méthane (CH_4) et l'hydrogène (H_2). Le méthane est le principal constituant du gaz naturel, qui est stocké en cavités salines depuis des décennies. Dans le contexte de la transition énergétique, l'hydrogène est un gaz prometteur pour le stockage d'énergie sous de nouvelles formes (voir Section 3.2.2). Son stockage en cavités salines fait l'objet de nombreuses recherches, concernant sa faisabilité technique (Ozarslan, 2012) et économique (Le Duigou et al., 2017; Michalski et al., 2017).

Cependant, le méthane et l'hydrogène présentent des comportements thermodynamiques différents (Tietze and Stolten, 2015). Ces deux gaz sont comparés en utilisant pour chacun des équations d'état spécifiques de haute précision, Setzmann and Wagner (1991) pour le méthane, et Kunz and Wagner (2012) pour l'hydrogène. Concernant le coefficient de Joule-Thomson $\partial_P T(h, P)$, les deux gaz sont radicalement différents. Ce coefficient est positif pour le méthane, et négatif pour l'hydrogène. Cette différence est illustrée par la Figure 3.21a, qui montre que pendant une détente isenthalpique, le méthane se refroidit tandis que l'hydrogène se réchauffe.

Le méthane et l'hydrogène diffèrent également par leur compressibilité, comme cela est illustré par la Figure 3.21b, qui montre la masse de fluide qui peut être stockée dans un volume donné en fonction de la profondeur du stockage. Pour obtenir ces résultats on a fait l'hypothèse que la pression et la température sont des fonctions de la profondeur z de la forme $P(z) = 0.022z$ (MPa) et $T(z) = 10+0.03z$ (°C). Les résultats sont normalisés par rapport au méthane à une profondeur de 1000 m ($P_0 = 22$ MPa, $T_0 = 40$ °C) par la relation $\mathcal{M}/\mathcal{M}_0 = \rho(P(z), T(z))/\rho_{\mathrm{CH_4}}(P_0, T_0)$. Dans un volume donné, on peut stocker une masse de méthane jusqu'à dix fois supérieure à celle de l'hydrogène.



(a) Évolution de la température en fonction de la pression normalisées respectivement par rapport à T_0 et P_0, au cours d'une détente isenthalpique de $P_0 = 22$ MPa, $T_0 = 40$ °C à $P = 0.2P_0$.

(b) Masse de fluide contenue dans le même volume en fonction de la profondeur, normalisée par rapport au méthane à une profondeur de 1000 m ($P_0 = 22$ MPa, $T_0 = 40$ °C).

FIGURE 3.21 – Différence de comportement thermodynamique entre le méthane et l'hydrogène.

3.5.2.3 Les différents historiques

Les historiques sont définis en termes de débit massique de gaz entrant ou sortant de la cavité, en pourcentage de la masse initiale de gaz dans la cavité. Cela permet de définir les mêmes historiques quel que soit le fluide dans la cavité. Notons que comme différents gaz sont considérés, les masses initiales de gaz doivent être différentes pour obtenir des cavités de même volume, à la même température et même pression.

Tous les scenarii commencent par le soutirage de 50 % de la masse initiale de gaz en 60 jours. Ensuite, des cycles sont simulés, consistant en une phase de soutirage, une phase d'injection, et une phase de repos à 50 % de la masse initiale. Dans le scénario de base, les cycles sont effectués entre 20 % et 80 % de la masse initiale de gaz, et durent 180 jours. Six autres scenarii sont étudiés, conservant l'amplitude de cyclage, la durée des cycle, ou encore le débit. La Figure 3.22 illustre les historiques de masse de gaz dans la cavité pour tous les scenarii. Les cycles sont répétés pendant une durée totale de 20 ans.

Deux scenarii conservent l'amplitude de cyclage (Figure 3.22a), et réduisent la durée des cycles à 90 et 60 jours en augmentant le débit. Deux autres scenarii conservent la

durée des cycles (Figure 3.22b), et réduisent l'amplitude à 45-65 % et 40-60 % de la masse initiale de gaz, en diminuant le débit. Les deux derniers scenarii conservent le débit massique de gaz pendant les phases d'injection et de soutirage (Figure 3.22c). Pour cela, l'amplitude des cycles est réduite à 45-65 % et 40-60 % de la masse initiale de gaz, et la durée des cycles est réduite à 90 et 60 jours. Ces cycles permettent d'étudier les différences entre un grand cycle et plusieurs petits, tout en conservant la masse totale de gaz soutirée sur une période de 180 jours. Ces questions d'accélération du cyclage et de subdivision des cycles font partie des problématiques de la transition énergétique.

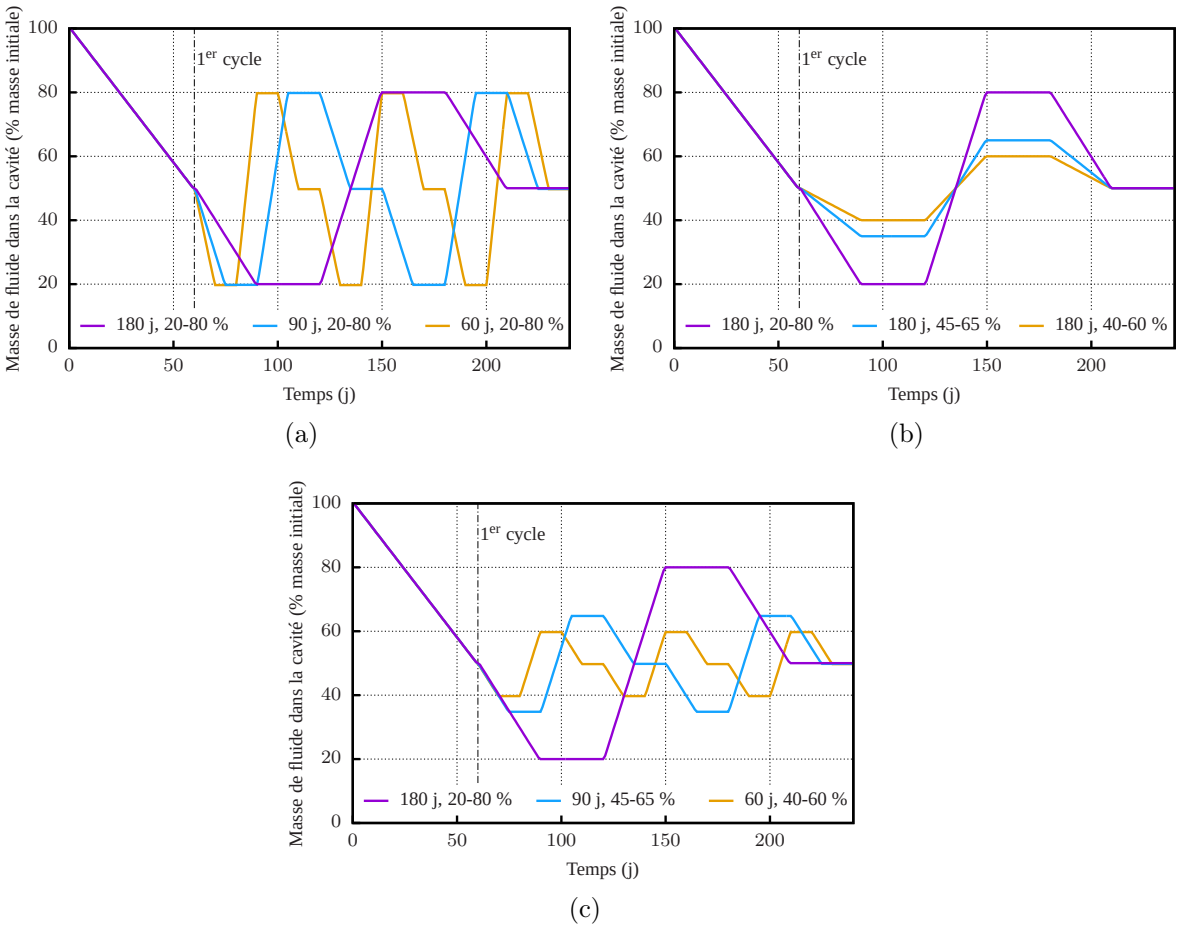


FIGURE 3.22 – Historique de la masse de fluide dans la cavité (240 premiers jours) pour les scenarii à amplitude constante (a), à durée de cycle constante (b), et à débit constant (c).

3.5.3 Pression et température dans la cavité

La pression et la température dans la cavité ne sont pas imposés directement mais varient du fait des variations de la masse de gaz dans la cavité, imposée selon les historiques décrits en Figure 3.22. La Figure 3.23 montre l'évolution de la pression et

de la température dans la cavité pour le méthane et l'hydrogène dans tous les scenarii, pendant les 180 derniers jours.

Dans le scénario de base (cycles de 180 jours, entre 20 et 80 % de la masse de gaz initiale), la pression de la cavité varie entre 5 et 20 MPa, c'est-à-dire entre 22 % et 90 % de la pression géostatique. À amplitude de cyclage égale, la gamme de pression est très légèrement supérieure quand les cycles sont plus courts. À durée de cycle égale, sans surprise, la gamme de pression est plus étendue quand l'amplitude de cyclage est importante. La nature du gaz dans la cavité n'a qu'une très faible influence sur la pression dans la cavité, puisque le débit massique est normalisé par rapport à la masse initiale de gaz dans la cavité.

Concernant la température, de plus fortes variations liées aux historiques et aux gaz sont observées. Pour le méthane, dans le scénario de base, la température varie entre 10 et 55 °C. À amplitude de cyclage égale, la gamme de températures est d'autant plus étendue que les cycles sont rapides. À durée de cycle égale, la gamme de température est d'autant plus étendue que l'amplitude de cyclage est grande. Pour l'hydrogène, les mêmes tendances sont observées, mais la gamme de température pour chaque scénario est légèrement plus restreinte (30 à 65 °C dans le scénario de base) et plus élevée de 5 à 20 °C.

Ces résultats semblent cohérents, et permettent de s'assurer qu'en matière de pression et de température, les sollicitations imposées sont acceptables et ne génèrent pas de variations excessives.

Notons de plus que la pression et la température dans la cavité sont insensibles aux phénomènes de dilatance et de traction, les résultats sont indiscernables dans les cas ($v = 0$, $\Lambda = 0$) et ($v \neq 0$, $\Lambda \neq 0$).

3.5.4 Dilatance et traction

La première analyse ayant montré que les gammes de pression et de température dans la cavité étaient acceptables, on cherche à présent à s'assurer de la stabilité mécanique de la cavité, et des conditions dans lesquelles elle peut être sollicitée.

3.5.4.1 Méthodologie classique

La méthodologie classique est appliquée sur les simulations telles que ($v = 0$, $\Lambda = 0$). En effet, quand $v \neq 0$ ou $\Lambda \neq 0$, l'état de contrainte est modifié par le développement de déformations viscoplastiques. En particulier, quand $\Lambda \neq 0$, des déformations de traction se développent et la contrainte σ_1 ne devient jamais positive.

Le critère de dilatance utilisé est $q = 1,3p + 2,5$, défini à la Section 3.3. Les Figures 3.24a, c et e montrent pour chaque cycle en fonction du temps, la valeur maximale de $q - 1,3p$ à la paroi de la cavité, comparée à $c = 2,5$ MPa. Ce critère de dilatance est souvent rapidement dépassé, sauf dans les scenarii très conservateurs. Pour le méthane, dans les scenarii à amplitude constante, le critère est atteint dès le premier cycle (Figure 3.24a). Pour des cycles lents et une faible amplitude de cyclage, le critère sera atteint au bout de 15 ans voire jamais (Figure 3.24c). En revanche, même avec une très faible amplitude de cyclage, les cycles rapides mènent à un dépassement du critère

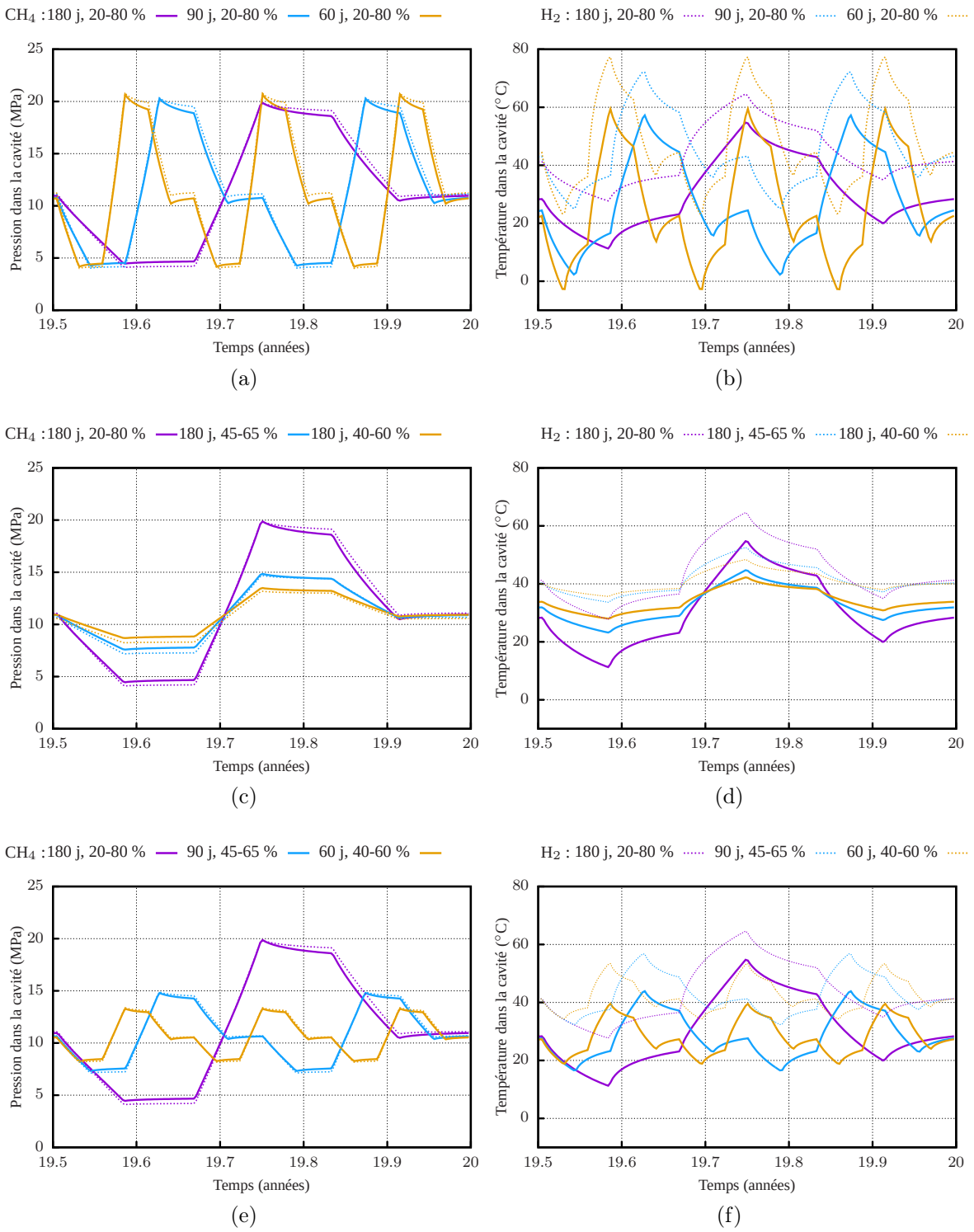


FIGURE 3.23 – Évolution de la pression et de la température dans la cavité pour le méthane et l'hydrogène dans tous les scenarii, pendant les 180 derniers jours.

dans les trois premières années d'exploitation (Figure 3.24e). Pour l'hydrogène, le critère de dilatance est toujours atteint plus tard que pour le méthane, mais les tendances observées restent les mêmes pour les deux gaz.

Le critère de traction utilisé est $\sigma_1 = R_T$, défini dans la Section 3.3. Les Figures 3.24b, d et f montrent pour chaque cycle en fonction du temps, la valeur maximale de σ_1 à la paroi de la cavité, comparée à $R_T = 1,4$ MPa. Pour les mêmes sollicitations, le critère de traction est toujours dépassé plus tard que le critère de dilatance. Pour le métane, dans le scénario de base il est atteint au bout d'environ sept ans, et dès le deuxième cycle pour les cycles les plus rapides (Figure 3.24b). Pour des cycles lents et une faible amplitude de cyclage, le critère n'est jamais atteint (Figure 3.24d). En revanche, comme pour le critère de dilatance, même avec une très faible amplitude de cyclage, les cycles rapides mènent à un dépassement du critère ou un rapprochement de celui-ci (Figure 3.24f). La différence entre l'hydrogène et le méthane pour la traction est similaire à celle observée pour la dilatance, le critère de traction est toujours atteint plus tard pour l'hydrogène que pour le méthane, mais les deux gaz montrent les mêmes tendances.

On retrouve les inconvénients des critères en contrainte tels qu'ils ont été décrits à la Section 1.2.3 et dans le cas des simulations numériques. Ces critères de dilatance et de traction sont très sécuritaires. Sauf dans les scenarii avec de très faibles amplitudes et des cycles lents, les critères sont dépassés et souvent dès les premiers cycles d'exploitation de la cavité. Avec cette méthodologie, dès que les critères sont atteints, l'exploitation de la cavité est déconseillée, ce qui est très restrictif. De plus, dans la mesure où la loi de fluage est indépendante de ces critères, cela n'a pas de sens d'étudier l'état de contrainte à la paroi de la cavité après que le critère a été dépassé, ni d'étudier l'état de contrainte plus loin dans le massif si le critère est dépassé à la paroi de la cavité. Dans ces conditions, il n'est pas évident de décider ou non de la faisabilité de l'exploitation d'une cavité. Cette méthodologie est remise en question, et notamment la détermination des critères. La nouvelle méthodologie propose de nouveaux critères, cohérents avec la loi de fluage, et qui permettent d'étudier avec plus de souplesse l'évolution de la dilatance et de la traction dans la massif.

3.5.4.2 Nouvelle méthodologie

La nouvelle méthodologie est appliquée sur les simulations telles que ($v \neq 0$, $\Lambda \neq 0$), ce qui permet d'analyser les phénomènes de dilatance et de traction en considérant les variables internes ζ_{vp}^c et λ. Les critères de dilatance et de traction utilisés sont respectivement $\dot{\zeta_{vp}^c} = 0$ et $\lambda = 0$, définis dans la Section 3.3. L'utilisation des variables internes dans la définition des critères de dimensionnement permet d'assurer la cohérence avec la loi de fluage.

On étudie à la fois l'extension et l'intensité de la dilatance et de la traction. Pour l'extension, on s'intéresse à la taille des zones de dilatance et de traction, et pour l'intensité, on considère les valeurs des déformations volumiques viscoplastiques associées à chaque phénomène : ζ_{vp}^c pour la dilatance et ζ_{vp}^t pour la traction. La Figure 3.25 montre, pour les deux gaz et tous les scenarii, l'évolution de la taille de la zone de dilatance et l'historique de ζ_{vp}^c à la paroi de la cavité. Pour toutes les simulations, la

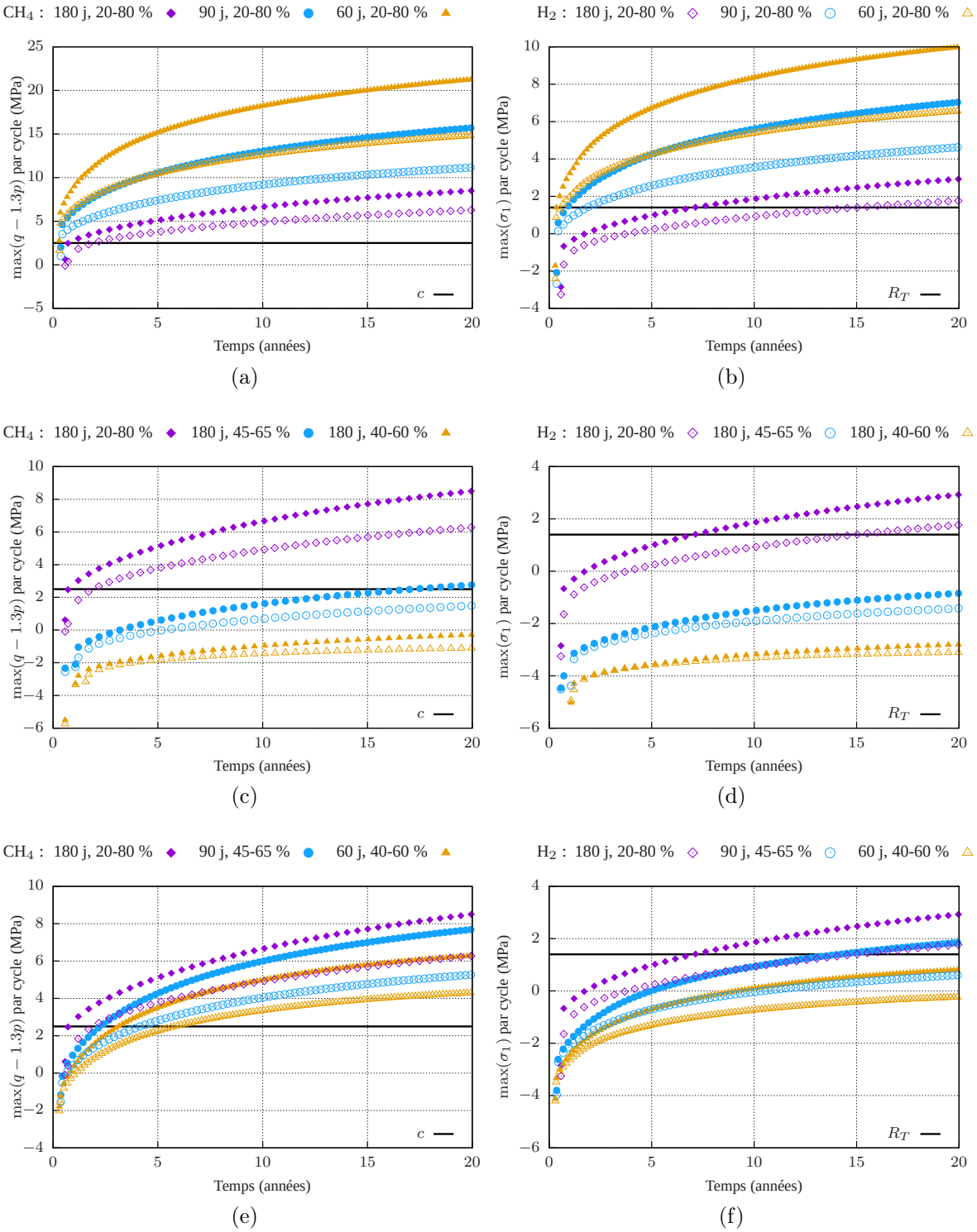


FIGURE 3.24 – Valeurs maximales de $q - 1{,}3p$ pour chaque cycle comparées à $c = 2{,}5$ MPa (gauche), et valeurs maximales de σ_1 comparées à $R_T = 1{,}4$ MPa (droite), pour le méthane et l'hydrogène dans tous les scenarii.

dilatance apparaît au bout de quelques cycles, comme cela avait été observé avec la méthodologie classique.

La taille des zones de dilatance (Figures 3.25a, c et e) est d'autant plus petite que l'amplitude de cyclage est faible. Pour une amplitude de cyclage donnée, la vitesse de cyclage n'a pas d'influence significative sur la taille des zones de dilatance. Il est intéressant de noter que les zones de dilatance sont globalement d'extension limitée ; elles n'excèdent jamais 70 % du rayon de la cavité. Bien qu'elles apparaissent tôt, elles ne se développent pas loin de la cavité.

Concernant l'intensité du phénomène de dilatance (Figures 3.25b,d et f), pour tous les scenarii, ζ_{vp}^c commence par croître un court moment, signifiant que le sel est dans le domaine contractant. Puis, ζ_{vp}^c atteint un maximum et décroît à vitesse constante, signifiant que le sel se dilate constamment tout au long de l'exploitation. La vitesse de dilatation et donc l'intensité finale de la dilatance dépend à la fois de l'amplitude de cyclage et de la durée des cycles. Comme on pouvait s'y attendre, plus l'amplitude de cyclage est élevée, plus l'intensité de ζ_{vp}^c est importante. Mais on observe aussi que pour une amplitude donnée, plus le cyclage est rapide, plus l'intensité de ζ_{vp}^c est importante.

Quant à l'intensité de la dilatance, le méthane et l'hydrogène ont un comportement similaire. En revanche, les zones de dilatance sont légèrement plus importantes quand la cavité est remplie d'hydrogène. Ce résultat est différent de celui obtenu avec la méthodologie classique, ce qui peut être expliqué par le fait que les deux critères sont basés sur des hypothèses très différentes.

La Figure 3.26 montre, pour les deux gaz et tous les scenarii, l'évolution de la taille de la zone de traction et l'historique de ζ_{vp}^t à la paroi de la cavité. La traction apparaît toujours après la dilatance, rapidement pour les scenarii à forte amplitude et cyclage rapide, et tardivement voire jamais pour les scenarii à faible amplitude, ce qui est cohérent avec la méthodologie classique.

La taille des zones de traction, illustrée sur les Figures 3.26a, c et e, est d'autant plus importante que l'amplitude de cyclage est grande, et que les cycles sont rapides. La taille de la zone de traction n'excède jamais 5 % du rayon de la cavité, ce qui est moins de dix fois plus petit que les zones de dilatance. La traction reste localisée aux abords immédiats de la cavité.

Concernant l'intensité du phénomène de traction (Figures 3.26b, d et f), contrairement à ζ_{vp}^c, la variable ζ_{vp}^t est toujours négative, ce qui signifie que la traction n'est responsable que d'une augmentation de volume. Son intensité dépend de l'amplitude des cycles, mais aussi beaucoup de la vitesse de cyclage. Un cyclage rapide de grande amplitude mène à des déformations volumiques considérables à la paroi de la cavité (Figure 3.26b). Pour les scenarii à débit constant (Figure 3.26f), il est intéressant de remarquer que pour les petits cycles, bien que la zone de traction soit plus petite, l'intensité des déformations de traction peut être plus importante. La traction est plus intense sur une zone plus petite.

Concernant la comparaison entre les deux gaz, les simulations avec le méthane prédisent des zones plus grandes qu'avec l'hydrogène, ce qui est cohérent avec la méthodologie classique, contrairement à ce qui est observé pour la dilatance. Cela peut être expliqué par le fait que les deux critères de traction, classique et nouveau, sont basés sur la même hypothèse que la traction est initiée quand σ_+ (qui dans ce cas

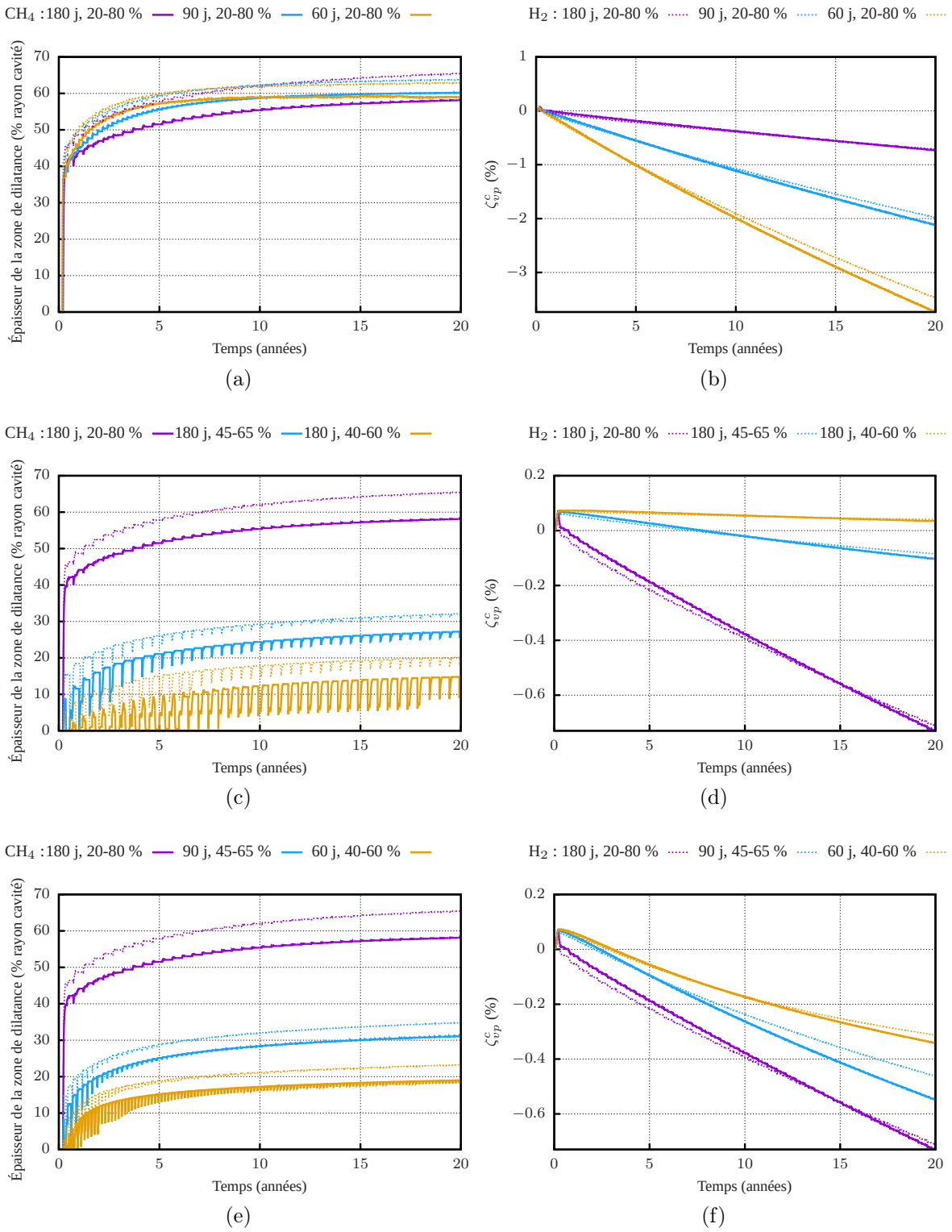


FIGURE 3.25 – Évolution de la taille de la zone de dilatance (gauche) et de l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques de cisaillement à la paroi de la cavité (droite), pour le méthane et l'hydrogène dans tous les scenarii.

correspond à σ_1) atteint un certain seuil.

Contrairement à ce qui a été observé pour la dilatance, la vitesse de cyclage a une influence directe sur le développement de la traction. De plus, les zones de traction sont environ dix fois plus petites que les zones de dilatance, mais leur intensité peut y être beaucoup plus importante. L'endommagement dû à la traction a donc lieu dans une zone plus restreinte que celui dû à la dilatance, mais il est potentiellement plus important.

D'un point de vue thermo-mécanique, ces résultas sont intéressants en tant que tels. En revanche, sans remettre en question l'intérêt d'une étude purement thermo-mécanique, la dilatance et la traction peuvent impacter le comportement hydraulique du sel gemme (Stormont et al., 1992; Liu et al., 2016). Ces phénomènes sont associés au développement de microfractures distribuées dans la matrice rocheuse, responsables d'une augmentation de la perméabilité et d'un risque de perméation ou de fuite des fluides à travers le massif. Le risque est d'observer, plus tard, une coalescence des microfractures, une propagation des zones endommagées et le développement de grandes fractures, mais ce niveau d'endommagement n'est pas l'objet de cette étude.

3.5.5 Comportement global de la cavité

L'influence de divers paramètres du modèle rhéologique sur la perte de volume de la cavité et l'affaissement en surface ont été examinés lors de l'étude purement mécanique (Section 3.4.3). Sans répéter l'ensemble de l'analyse dans le cas des simulations thermo-mécaniques, on cherche à évaluer l'influence des déformations volumiques viscoplastiques liées au cisaillement et à la traction sur le comportement global de la cavité. Comme toutes ces simulations sont en 1D, l'affaissement en surface ne peut pas être étudié et on considère seulement la perte de volume de la cavité. En revanche on étudie également les déformations à la paroi de la cavité, afin de comparer les impacts respectifs de la dilatance et de la traction au niveau local et au niveau global. On se concentre sur le scénario de base (cycles de 180 jours, entre 20 et 80 % de la masse de gaz initiale), pour le méthane, et on compare les résultats de quatre simulations telles que ($v = 0$, $\Lambda = 0$), ($v \neq 0$, $\Lambda = 0$), ($v = 0$, $\Lambda \neq 0$) et ($v \neq 0$, $\Lambda \neq 0$).

3.5.5.1 Déformations à la paroi de la cavité

La Figure 3.27 montre l'évolution des déformations viscoplastiques à la paroi de la cavité, pour chacune des quatre simulations, en termes de distorsion viscoplastique $\gamma_{vp} = \sqrt{2/3}||\underline{\underline{\varepsilon}}'_{vp}||$, et de déformation volumique viscoplastique $\zeta_{vp} = -\mathrm{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}_{vp})$. Concernant la distorsion vicoplastique (Figure 3.27a), l'ajout du phénomène de dilatance ($v \neq 0$) a une influence limitée ; la variation est de moins de 0.2 % et l'allure de la courbe est similaire. En revanche, l'ajout de la composante de traction ($\Lambda \neq 0$) cause une variation plus importante, de l'ordre de 1 %, et la tendance est modifiée : au lieu d'aller vers une stabilisation, la distorsion continue à augmenter à vitesse constante, ce qui n'est pas encourageant du point de vue du dimensionnement des cavités. Concernant les déformations volumiques viscoplastiques (Figure 3.27b), elles sont bien entendu nulles dans le cas ($v = 0$, $\Lambda = 0$). L'ajout du phénomène de dilatance provoque une

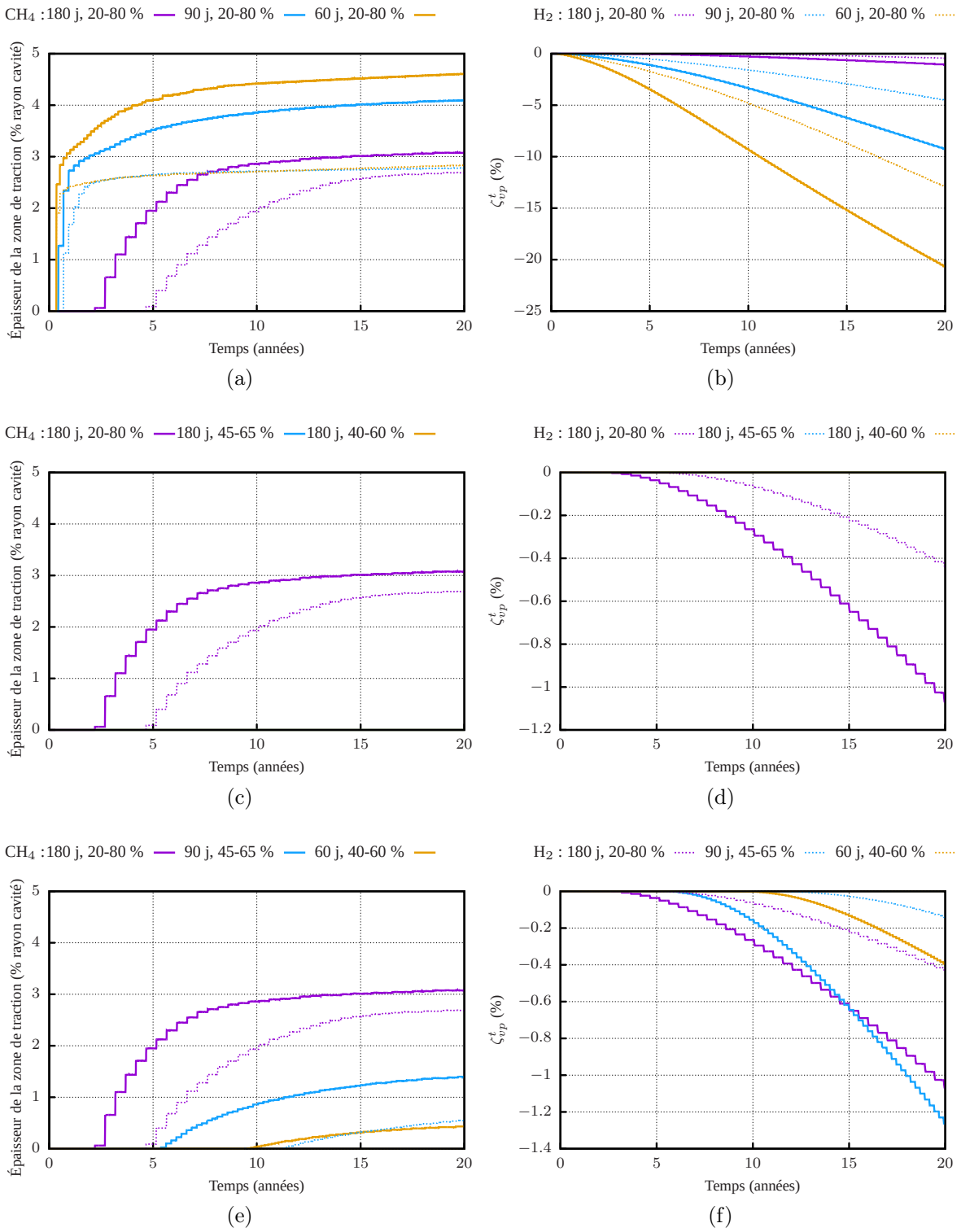


FIGURE 3.26 – Évolution de la taille de la zone de traction (gauche) et de l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques de traction à la paroi de la cavité (droite), pour le méthane et l'hydrogène dans tous les scenarii.

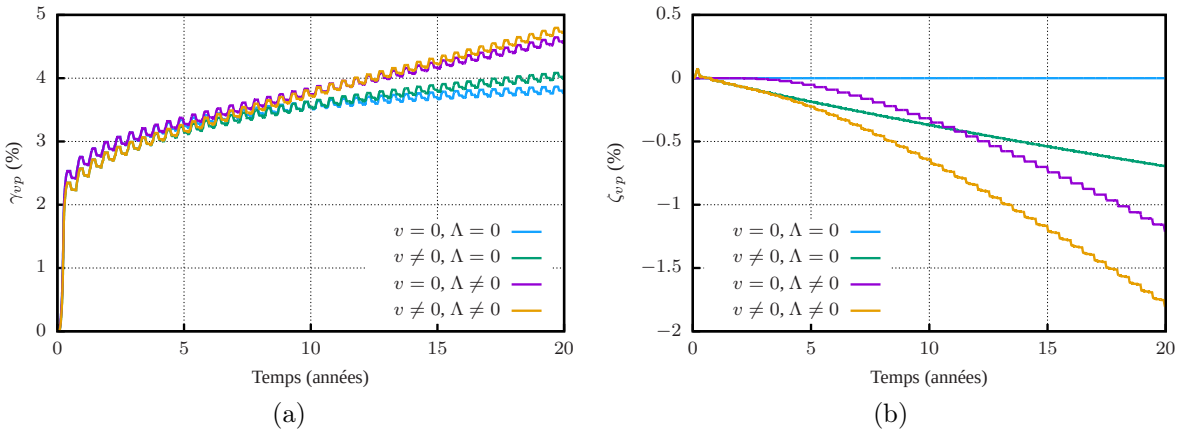


FIGURE 3.27 – Distorsion viscoplastique (a) et déformation volumique viscoplastique (b) à la paroi de la cavité, avec et sans dilatance et traction.

légère contraction du sel à la paroi de la cavité, puis une dilatation à vitesse constante jusqu'à 0.6 %. L'ajout de la composante de traction engendre seulement une dilatation, qui commence plus tardivement, mais dont la vitesse augmente rapidement pour atteindre 1.2 % au bout de 20 ans.

Malgré sa tendance globale croissante, l'évolution de γ_{vp} présente des variations cycliques dues principalement au changement de signe de $(\sigma_r - \sigma_\theta)$, illustré par la Figure 3.28a qui montre les valeurs minimales et maximales de $(\sigma_r - \sigma_\theta)$ à la paroi de la cavité, pour chaque cycle. On peut voir que la valeur de $(\sigma_r - \sigma_\theta)$ varie entre -10 et environ 20 MPa à chaque cycle, ce qui signifie que l'état de contrainte alterne entre la contraction et l'extension. En plus d'expliquer les variations cycliques de γ_{vp}, cela justifie pleinement de s'intéresser aux essais expérimentaux alternant entre contraction et extension, comme Roberts et al. (2015). De même, l'évolution de ζ_{vp} présente des paliers dans les cas où la traction est activée ($\Lambda \neq 0$). Ces paliers sont directement dus à la variable λ, qui dépend de σ_+. Quand σ_+ est positif, ce qui est uniquement le cas lors du soutirage, la variable λ croît ; quand σ_+ est nul, λ n'évolue pas et on est sur un palier (Figure 3.28b).

Il est intéressant de noter que, en négligeant les petites variations cycliques, l'allure de la courbe représentative de γ_{vp} est similaire aux courbes classiques sans cycles. Cela est confirmé par la Figure 3.29, qui montre l'évolution de γ_{vp} dans le cas ($v = 0$, $\Lambda = 0$), ainsi que pour deux simulations supplémentaires pour lesquelles la pression est maintenue à la pression minimale P_{min}. Dans le cas des simulations sans cycles, si les paramètres rhéologiques sont inchangés, l'évolution de γ_{vp} ressemble au cas avec cycles, avec un petit offset. Cet offset peut être annulé par de petites variations dans les paramètres rhéologiques, en deçà des erreurs de mesures et de calages. Dans ce cas, P_{min} est le seul facteur déterminant pour le mécanisme de distorsion, qui détermine le comportement de la cavité. Cette observation est valable seulement dans le cas où les phénomènes de dilatance et de traction sont négligés ; s'ils sont pris en compte, le cyclage a des effets thermo-mécaniques complexes et ne peut pas être négligé comme on peut le voir sur la Figure 3.27a.

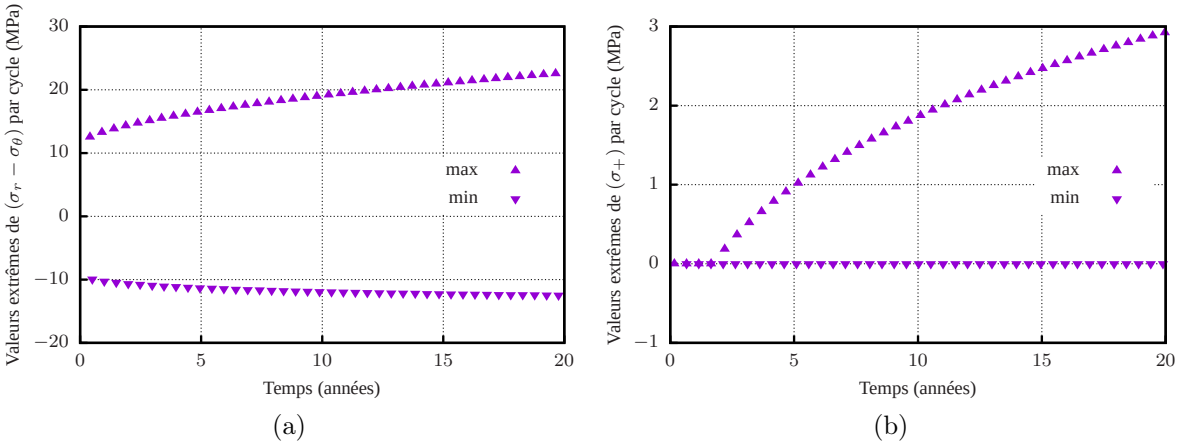


FIGURE 3.28 – À la paroi de la cavité, valeurs minimales et maximales de $(\sigma_r - \sigma_\theta)$ (a) et de (σ_+) (b) pour chaque cycle.

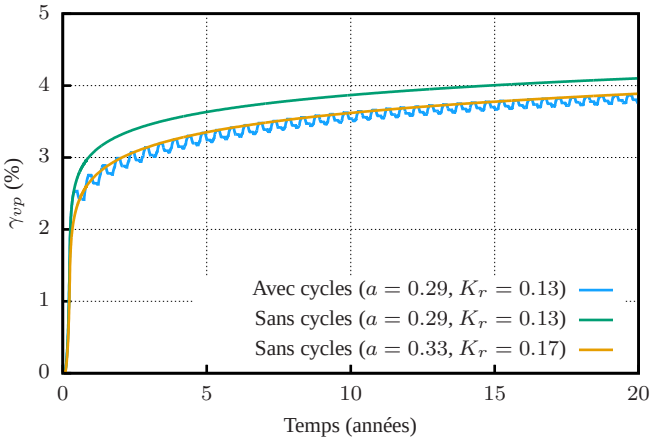


FIGURE 3.29 – Distorsion viscoplastique à la paroi de la cavité dans le cas ($v \neq 0$, $\Lambda \neq 0$).

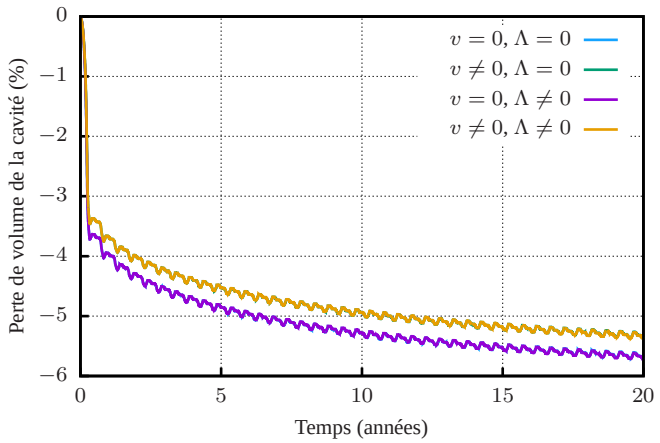


FIGURE 3.30 – Évolution du volume de la cavité avec et sans dilatance et traction.

3.5.5.2 Volume de la cavité

D'un côté les déformations volumiques liées à la traction sont plus importantes que celles liées au cisaillement, mais d'un autre côté les zones de traction sont beaucoup plus petites que les zones de dilatance (Figures 3.25 et 3.26). On cherche donc à savoir quelle est l'influence de ces deux phénomènes sur la fermeture de la cavité.

La Figure 3.30 montre l'évolution du volume de la cavité avec et sans la prise en compte des phénomènes de dilatance et de traction dans le modèle rhéologique. Globalement, le volume de la cavité diminue par fluage, et la vitesse de fermeture diminue au cours du temps. Des petites variations additionnelles de volumes sont observées, dues au cyclage. Au bout de 20 ans, la cavité a perdu un volume total d'environ 5.5 %, et la vitesse de fermeture est de l'ordre de 0.015 %/an. L'ajout de la composante de traction (différence entre $\Lambda = 0$ et $\Lambda \neq 0$) induit une variation d'environ 0.01 % de la perte de volume de la cavité en 20 ans, l'ajout de la dilatance (différence entre $v = 0$ et $v \neq 0$) une variation de 0.3 %. La composante de traction n'a quasiment aucune influence sur la perte de volume total de la cavité, et la dilatance n'a qu'une faible influence. La perte de volume de la cavité est principalement due au mécanisme de distorsion.

D'après les observations de la section précédente et puisque la perte de volume est principalement due à la distorsion, l'historique de cyclage importe peu et la pression minimale P_{min} apparaît comme le facteur dimensionnant concernant le comportement global de la cavité. Le cyclage a une influence plus locale autour de la cavité, ainsi que sur le comportement thermo-hydro-mécanique, mais est minime en ce qui concerne les pertes de volume.

Pour résumer ces résultats, la dilatance et la traction n'ont pas d'influence sur la température et la pression dans la cavité (Section 3.5.3), un faible impact sur la perte de volume, mais modifient substantiellement les déformations à la paroi de la cavité. Ces résultats sont intéressant en regard des difficultés que présente la validation *in situ* de ces phénomènes. En effet, de nombreux facteurs jouent sur le comportement de la cavité (la géologie autour de la cavité, les interactions avec les cavités alentours, la forme plus ou mois découpée de la cavité, le comportement complexe des formations environnantes les conditions d'exploitation, etc), mais seul son comportement global peut être suivi.

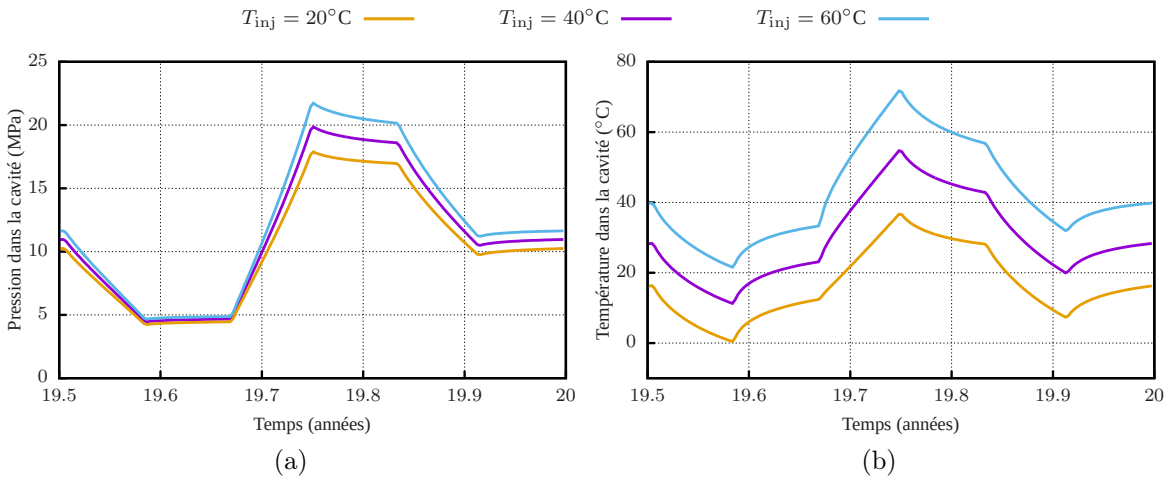


FIGURE 3.31 – Évolution de la pression (a) et de la température (b) dans la cavité pour trois températures d'injection, pendant les 180 derniers jours.

La pression et la température peuvent éventuellement être mesurées directement grâce aux progrès technologiques (Klafki et al., 2003), et les techniques d'imagerie permettent d'estimer la forme et la taille des cavités, mais aucune de ces techniques ne permet d'évaluer l'endommagement des parois. Ainsi, les effets de tous les facteurs cités ci-dessus se confondent et il est difficile de les distinguer, donc la validation *in situ* des phénomènes de dilatance et de traction reste délicate. En l'absence de données *in situ*, la qualité des approches de modélisation et leur capacité à prédire de manière adéquate le comportement des cavités ne peuvent être jugées que sur les hypothèses sur lesquelles elles reposent. La nouvelle approche proposée dans ce travail, cohérente avec le comportement fortement dépendant du temps du sel gemme contrairement à l'approche classique, semble bien placée pour proposer le dimensionnement le plus juste.

3.5.6 Influence de la température d'injection

Une des hypothèses simplificatrices faite dans ces simulations est le fait de pas simuler le puits et d'imposer une température d'injection du gaz constante dans la cavité. On étudie ici l'influence de cette hypothèse, dans le scénario de base, pour le méthane. Dans le scénario de base, la température d'injection est la température initiale des terrains, soit $T_{\text{inj}} = 40$ °C. Ce scénario est comparé avec deux scenarii supplémentaires différant uniquement par la température d'injection du gaz, $T_{\text{inj}} = 20$ et 60 °C.

La Figure 3.31a montre l'évolution de la pression et de la température dans la cavité au cours du dernier cycle de l'exploitation, pour les trois températures d'injection. Concernant la pression dans la cavité, plus la température d'injection est élevée et plus la pression maximale P_{max} est élevée. En revanche, la température d'injection ne semble pas avoir d'influence significative sur la pression minimale. Puisque l'amplitude de cyclage est grande et que le débit de gaz est important, la température d'injection a une grande influence sur la température de la cavité. On observe qu'une différence de

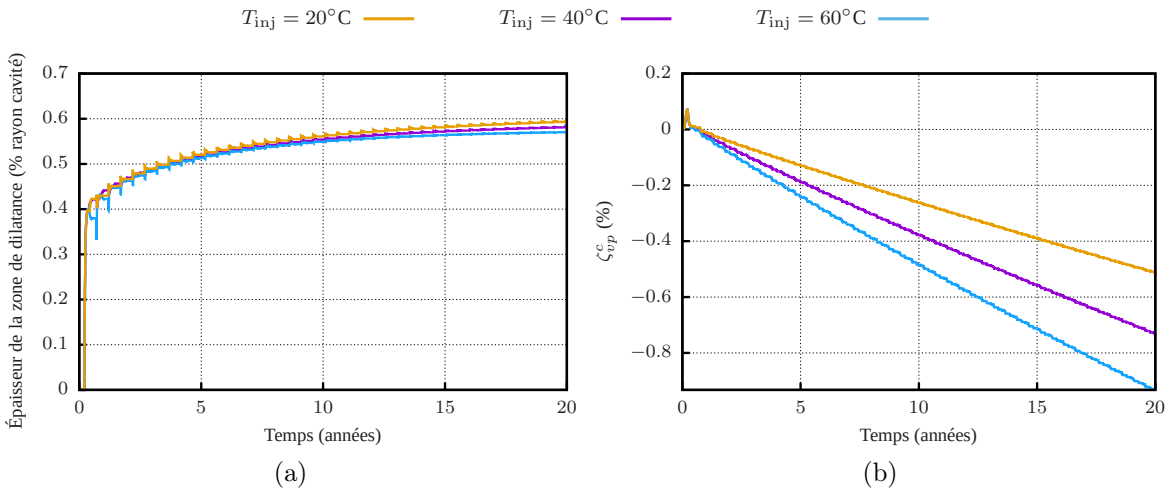


FIGURE 3.32 – Évolution de la taille de la zone de dilatance (a) et de l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques de cisaillement à la paroi de la cavité (b) pour trois températures d'injection.

20 °C de température d'injection cause une différence proche de 20 °C de température dans la cavité à la fin de chaque phase de remplissage. Il est intéressant de remarquer que cette différence de température est réduite à environ 10 °C pendant la phase de soutirage. On observe également que plus la température d'injection est élevée, plus la gamme de températures est étendue : l'amplitude est de 50 °C pour une température d'injection de $T_{\text{inj}} = 60$ °C, mais est réduite à 35 °C quand $T_{\text{inj}} = 20$ °C.

La Figure 3.32 montre l'évolution de la taille de la zone de dilatance normalisée par rapport au rayon de la cavité, et l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques associées, pour les trois températures d'injection. La température n'a pas d'influence sur la taille de la zone de dilatance, mais les déformations à la paroi sont d'autant plus importantes que la température d'injection est élevée.

La Figure 3.33 montre l'évolution de la taille de la zone de traction normalisée par rapport au rayon de la cavité, et l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques associées, pour les trois températures d'injection. Plus la température d'injection est élevée, plus l'apparition de la traction est retardée, mais plus ces zones grandissent rapidement par la suite. L'intensité des déformations de traction au bout de 20 ans est similaire dans les trois cas.

Ces observations sont cohérentes avec l'idée que la température dans le massif ne dépend pas de la température d'injection, à l'exception d'une étroite zone autour de la cavité. Le comportement global de la cavité n'est donc pas modifié par les variations de la température d'injection, mais les phénomènes de dilatance et de traction, actifs uniquement aux abords immédiats de la cavité, le sont.

3.5.7 Conclusions

Bien qu'à ce jour, les mesures *in situ* ne puissent étayer l'une ou l'autre des méthodologies, la nouvelle méthodologie présente l'avantage de pallier certains problèmes identi-

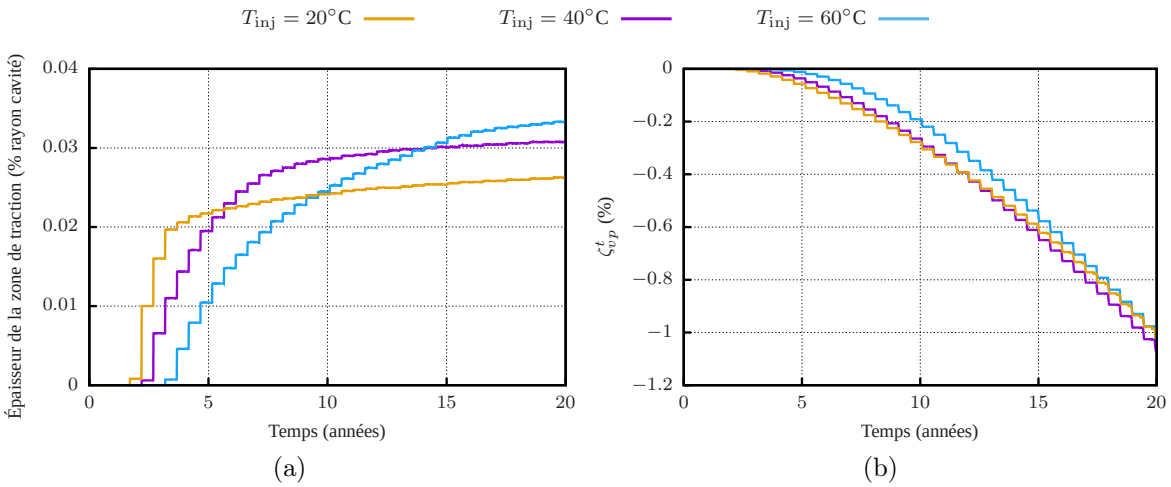


FIGURE 3.33 – Évolution de la taille de la zone de traction (a) et de l'intensité des déformations volumiques viscoplastiques de traction à la paroi de la cavité (b) pour trois températures d'injection.

fiés dans la méthodologie traditionnelle. En particulier, la nouvelle méthodologie forme un ensemble cohérent, depuis les lois de fluage jusqu'aux critères de dimensionnement. Contrairement à la méthodologie classique, elle permet également d'étudier l'extension et l'intensité de l'endommagement, même après que les critères sont atteints. Les conclusions principales sont :

- Les zones de dilatance apparaissent plus tôt et sont de l'ordre de dix fois plus grandes que les zones de traction. Dans tous les scenarii étudiés, les zones endommagées restent limitées (inférieures au rayon de la cavité) ;

- Toutes choses égales par ailleurs, réduire l'amplitude des cycles permet de largement diminuer la dilatance et la traction, à la fois en extension et en intensité ;

- Toutes choses égales par ailleurs, réduire la durée des cycles n'a pas d'influence sur la taille des zones de dilatance et augmente l'intensité des déformations volumiques associées, mais a une forte influence sur la traction à la fois en extension et en intensité ;

- Diviser un grand cycle en plusieurs petits, afin de soutirer *in fine* la même quantité de gaz sur la même période, permet de limiter la taille des zones endommagées et l'intensité de la dilatance. Cependant, concernant l'intensité de la traction, l'accélération des cycles peut avoir un effet plus important que la diminution de l'amplitude, et même si les zones de traction sont plus petites, l'intensité des déformations volumiques associées peut y être supérieure.

- Bien que le méthane et l'hydrogène présentent des comportements thermodynamiques très différents, le stockage de l'hydrogène ne semble pas soulever de nouveaux problèmes concernant le comportement thermo-mécanique des cavités salines ;

- La prise en compte des phénomènes de dilatance et de traction n'a pas d'influence significative sur le comportement global de la cavité.
- Au-delà de la proximité immédiate de la cavité, la géométrie de la cavité n'a pas d'influence significative sur le développement de la dilatance.

Conclusion et perspectives

Les cavités salines représentent une technique prometteuse de stockage massif d'énergie, notamment pour les énergies renouvelables dans le cadre de la transition énergétique. Cette thèse propose une nouvelle méthodologie de dimensionnement des cavités salines, basée sur le développement d'un nouveau modèle constitutif pour le sel gemme incluant des critères de dilatance et de traction.

La première étape, qui constitue le Chapitre 1, a été le développement d'un nouveau modèle rhéologique pour le sel gemme. Ce modèle est basé sur le modèle de Lemaitre, modèle développé à Mines ParisTech dans les années 1980, et largement utilisé par les industriels français depuis. Les développements concernent la prise en compte des phénomènes de dilatance et de traction, utilisant une approche multipotentiels. La prise en compte de ces phénomènes permet de définir des critères de dimensionnement en utilisant les variables d'écrouissage. Les nouveaux critères de dilatance et de traction ainsi définis dépendent de l'ensemble de l'état thermodynamique et en particulier de l'historique, alors que les critères classiques dépendent uniquement de l'état de contrainte. Le nouveau modèle inclut de plus l'influence de la pression moyenne et celle de la contrainte intermédiaire. Une variante est proposée pour inclure le phénomène de fluage inverse, mais son intégration dans le modèle présente à ce jour des difficultés.

Les paramètres rhéologiques de ce nouveau modèle sont ensuite ajustés sur de nombreux essais de laboratoire. La principale avancée est la possibilité d'ajuster plusieurs essais différents avec un unique jeu de paramètres, par exemple des essais triaxiaux courts et de fluage. Plusieurs exemples sont présentés au Chapitre 2, réalisés à Mines ParisTech ou dans des laboratoires extérieurs. Le Chapitre 2 présente également une discussion sur l'hypothèse de l'homogénéité de l'état thermodynamique, généralement considérée pour le traitement des essais de laboratoire. On montre que des frottements inévitables induisent des hétérogénéités dans l'éprouvette, qui modifient significativement le comportement volumique de l'échantillon de sel gemme. La prise en compte des phénomènes de dilatance et de traction ainsi que les frottements entre l'éprouvette et les plateaux de la presse permettent de reproduire les observations expérimentales en matière de déformations volumiques, des essais uniaxiaux à ceux sous fort confinement. Cependant, les hétérogénéités dans l'éprouvette sont potentiellement la cause de grosses erreurs sur la mesure des déformations volumiques. On montre qu'il est préférable d'utiliser les mesures locales au centre de l'éprouvette, où la déformation est le moins influencée par les effets de bord et quasiment homogène, ou la vraie mesure de déformation globale. À l'inverse, il convient d'éviter les mesures de type hybride, avec de grands extensomètres, donnant lieu à des erreurs extrêmement grandes devant les déformations mesurées. Cette étude ne remet cependant pas en cause l'hypothèse de

l'homogénéité de l'état thermodynamique concernant le comportement déviatorique, celui-ci étant peu affecté par les hétérogénéités.

Le nouveau modèle, ajusté sur un large panel d'essais expérimentaux, est ensuite utilisé pour simuler des cavités salines sous diverses sollicitations correspondant aux nouvelles problématiques de la transition énergétique. Les résultats sont analysés avec deux méthodologies, la traditionnelle et la nouvelle. Bien qu'il n'existe pas de preuves *in situ* en faveur de l'une ou l'autre des méthodologies, la nouvelle méthodologie présente l'avantage de pallier certains incohérences de la méthodologie traditionnelle. Outre l'absence de justification dans la juxtaposition de lois de fluage et de critères indépendants, la méthodologie traditionnelle ne permet pas d'extrapoler les résultats, ni dans le temps ni dans l'espace, si le critère est dépassé. Les seules informations pertinentes sont alors la distance aux critères avant que ceux-ci ne soient atteints, et sinon la date à laquelle ils sont atteints. La nouvelle méthodologie forme un ensemble cohérent entre le modèle rhéologique et les critères de dimensionnement, et permet d'étudier l'extension et l'intensité de l'endommagement, même après que les critères sont atteints. Les historiques les plus favorables sont donc identifiés en matière d'amplitude, de durée et de débit de cyclage. On montre également que les phénomènes de dilatance et de traction n'ont pas d'influence significative sur le comportement global de la cavité.

De nombreux aspects du comportement thermo-mécanique du sel restent à développer et les travaux menés pendant cette thèse demandent à être poursuivis. On propose des perspectives scientifiques, concernant le modèle rhéologique, ainsi que des perspectives de l'ordre de l'ingénierie, concernant la mise en œuvre industrielle des méthodes proposées.

Les perspectives scientifiques les plus fondamentales concernent les développements du modèle rhéologique et l'ajustement des paramètres. Par exemple, l'influence de la contrainte principale intermédiaire n'a pour l'instant fait l'objet que de très peu d'études. Les paramètres rhéologiques associés ne peuvent pas être ajustés correctement sans données expérimentales concernant des essais en contraction et en extension. De manière plus générale, le nouveau modèle bénéficierait d'ajustements sur des données expérimentales originales et correspondant aux nouvelles problématiques liées à la transition énergétique. Les essais cycliques sont par exemple intéressants, alternant divers états de contrainte et éventuellement contraction et extension. À plus long terme, il serait intéressant d'ajouter la dimension hydraulique au problème thermo-mécanique. En effet, si la seule finalité est le comportement global de la cavité et sa fermeture, la composante déviatorique d'une étude thermo-mécanique est suffisante. En revanche, les phénomènes tels que la dilatance et la traction, qui n'ont que peu d'importance dans le comportement thermo-mécanique global de la cavité, sont prépondérants dans son comportement hydraulique. Il apparaît donc fondamental de s'intéresser au comportement couplé thermo-hydro-mécanique des cavités, pour s'occuper de la question de l'étanchéité des stockages.

Du point de vue industriel, les perspectives concernent notamment le caractère opérationnel des méthodes proposées pour leur mise en œuvre et leur utilisation concrètes. Il est indispensable de comparer les résultats numériques obtenus avec des données *in*

situ. On a vu qu'il est impossible d'obtenir des mesures des phénomènes de dilatance ou de traction dans des cavités réelles. Il serait cependant intéressant considérer des cavités réelles bien instrumentées depuis de nombreuses années et pour lesquelles la stabilité est avérée, et d'observer la taille des zones de dilatance et de traction obtenue lorsque ces cavités sont simulées avec leurs véritables géométrie, historique et paramètres rhéologiques. Cette opération permettrait de donner une idée des zones d'endommagement acceptables pour les futures cavités.

Bibliographie

Alazard-Toux, N., Criqui, P., and Devezeaux de Lavergne, J.-G. (2013). Scénarios de l'ANCRE pour la transition énergétique. Rapport technique, Alliance Nationale de Coordination de la Recherche pour l'Énergie (ANCRE).

Alazard-Toux, N., Criqui, P., Devezeaux de Lavergne, J.-G., Hache, E., Le Net, E., Lorne, D., Menanteau, P., Mima, S., and F., T. (2016). Scénario "Loi de Transition Énergétique pour la Croissance Verte" (LTECV). Rapport technique, Alliance Nationale de Coordination de la Recherche pour l'Énergie (ANCRE).

Allen, K. (1972). Eminence dome – Natural-gas storage in salt comes of age. *Journal of Petroleum Technology*, 24(11) :1–299.

ANDRA (2005). Dossier 2005 – Les recherches de l'Andra sur le stockage géologique des déchets radioactifs à haute activité et à vie longue. `https://www.andra.fr/download/site-principal/document/editions/265.pdf`.

ANDRA (2013). Stockage de déchets radioactifs : où en sont les autres pays ? `https://www.andra.fr/download/site-principal/document/editions/491-2.pdf`.

Aubertin, M., Gill, D. E., and Ladanyi, B. (1991). A unified viscoplastic model for the inelastic flow of alkali halides. *Mechanics of Materials*, 11(1) :63–82.

Aubertin, M., Sgaoula, J., Servant, S., Julien, M., Gill, D., and Landanyi, B. (1996). An up-to-date version of SUVIC-D for modeling the behavior of salt. In *Fourth Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, pages 205–220, École Polytechnique, Montreal, Canada.

Bannach, A. and Klafki, M. (2012). Adiabatic CAES Project – ADELE - Cavern aspects. In *SMRI Fall Technical Conference*, Bremen, Germany.

Bauer, S. J., Ehgartner, B. L., and Neal, J. T. (1997). Geotechnical studies associated with decommisioning the strategic petroleum reserve facility at Weeks Island, Louisiana : A case history. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 34(3-4) :25–e1.

Bérest, P., Brouard, B., Feuga, B., and Karimi-Jafari, M. (2008a). The 1873 collapse of the Saint-Maximilien panel at the Varangeville salt mine. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 45(7) :1025–1043.

Bérest, P., Karimi-Jafari, M., and Brouard, B. (2008b). Comportement mécanique à très long terme des mines et cavernes dans le sel gemme : loi de Norton-Hoff ou loi de Lemaitre ? *Revue Française de Géotechnique*, 1(124) :45.

Bigoni, D. and Piccolroaz, A. (2004). Yield criteria for quasibrittle and frictional materials. *International Journal of Solids and Structures*, 41(11) :2855–2878.

Blanco-Martín, L., Herchen, K., Rouabhi, A., Labaune, P., and Lux, K.-H. (2018). Use of laboratory tests in constitutive models for rock salt : a focus on volumetric strains. In *Ninth Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, BGR, Hannover, Germany.

Brouard, B., Bérest, P., and Karimi-Jafari, M. (2007). Onset of tensile effective stresses in gas storage caverns. In *SMRI Fall Technical Conference*, Halifax, Canada.

Brückner, D. (2012). Rock mechanical laboratory investigation, Rock salt natural gas storage cavern well RENC-6 Carriço (Portugal). Technical Report 402-0-BD-3-1052-51/08, Institut für Gebirgsmechanick GmbH, Leipzig, Germany.

Bérest, P., Djakeun-Djizanne, H., Brouard, B., and Frangi, A. (2013). A simplified solution for gas flow during a blow-out in an H2 or air storage cavern. In *SMRI Spring Technical Conference*, Lafayette, Louisiana, USA.

Carneiro, F. (1943). A new method to determine the tensile strength of concrete. In *Proceedings of the 5th meeting of the Brazilian Association for Technical Rules*, pages 126–129.

Carol, I., Rizzi, E., and Willam, K. (2001). On the formulation of anisotropic elastic degradation. : II. Generalized pseudo-Rankine model for tensile damage. *International Journal of Solids and Structures*, 38(4) :519–546.

Chaboche, J., Lesne, P., and Maire, J. (1994). Phenomenological damage mechanics of brittle materials with description of unilateral damage effects. In *Fracture and Damage in Quasibrittle Structures, Proceedings of the US-Europe workshop*, pages 75–84, Prague, Czech Republic.

Chan, K., Bodner, S., and Munson, D. (1998). Recovery and healing of damage in WIPP salt. *International Journal of Damage Mechanics*, 7(2) :143–166.

Chen, W.-F. and Han, D.-J. (1988). *Plasticity for structural engineers*. Springer, New York.

Crotogino, F., Mohmeyer, K.-U., and Scharf, R. (2001). Huntorf CAES : more than 20 years of successful operation. In *SMRI Spring Technical Conference*, Orlando, Florida, USA.

DeVries, K. L., Mellegard, K. D., and Callahan, G. D. (2002). Salt damage criterion proof-of-concept research. Technical Report DE-FC26-00NT41026, RESPEC, Rapid City, South Dakota, USA.

DeVries, K. L., Mellegard, K. D., Callahan, G. D., and Goodman, W. M. (2005). Cavern roof stability for natural gas storage in bedded salt. Technical Report DE-FG26-02NT41651, RESPEC, Rapid City, South Dakota, USA.

Djizanne, H. (2014). *Stabilité mécanique d'une cavité saline soumise à des variations rapides de pression : Application au stockage souterrain de gaz naturel, d'air comprimé et d'hydrogène.* Thèse de doctorat, École Polytechnique, Paris.

Djizanne, H., Bérest, P., and Brouard, B. (2014). The mechanical stability of a salt cavern used for compressed air energy storage (CAES). In *SMRI Spring Technical Conference*, San Antonio, Texas, USA.

Ghasemloonia, A. and Butt, S. (2015). Feasibility study of underground salt caverns in Western Newfoundland : experimental and finite element investigation of creep-induced damage. *Journal of Mining and Environment*, 6(2) :205–224.

Götz, M., Lefebvre, J., Mörs, F., Koch, A. M., Graf, F., Bajohr, S., Reimert, R., and Kolb, T. (2016). Renewable Power-to-Gas : A technological and economic review. *Renewable Energy*, 85 :1371–1390.

Gulagi, A., Aghahosseini, A., Bogdanov, D., and Breyer, C. (2016). Comparison of the potential role of Adiabatic Compressed Air Energy Storage (A-CAES) for a fully sustainable energy system in a region of significant and low seasonal variations. In *Proceedings of the 10th International Renewable Energy Storage Conference*, pages 15–17, Düsseldorf, Germany.

Günther, R., Salzer, K., and Popp, T. (2010). Advanced strain-hardening approach constitutive model for rock salt describing transient, stationary, and accelerated creep and dilatancy. In *44th US Rock Mechanics Symposium and 5th US-Canada Rock Mechanics Symposium*, Salt Lake City, Utah, USA.

Hamami, M. (1993). *Rhéologie du sel gemme, application à la conception des dépôts souterrains des déchets nucléaires.* Thèse de doctorat, École des Mines de Paris.

Hampel, A., Günther, R., Salzer, K., Minkley, W., et al. (2010). Benchmarking of geomechanical constitutive models for rock salt. In *44th US Rock Mechanics Symposium and 5th US-Canada Rock Mechanics Symposium*, Salt Lake City, Utah, USA.

Hampel, A. and Hunsche, U. (1999). Extrapolation of creep of rock salt with the composite model. In *Basic and Applied Salt Mechanics - Fifth Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, pages 193–207, University of Bucharest, Romania.

Hampel, A., Hunsche, U., Weidinger, P., and Blum, W. (1996). Description of the creep of rock salt with the composite model - II. Steady-state creep. In *Fourth Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, pages 288–299, École Polytechnique, Montreal, Canada.

Heath, S. A. and Benefield, R. K. (2010). High frequency gas storage operations using downhole instrumentation. In *SMRI Fall Technical Conference*, Leipzig, Germany.

Heusermann, S., Rolfs, O., and Schmidt, U. (2003). Nonlinear finite-element analysis of solution mined storage caverns in rock salt using the LUBBY2 constitutive model. *Computers and Structures*, 81(8–11) :629–638.

Hoffman, E. and Ehgartner, B. (1998). Using three dimensional structural simulations to study the interactions of multiple excavations in salt. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 35(4-5) :471.

Hou, Z. (2003). Mechanical and hydraulic behavior of rock salt in the excavation disturbed zone around underground facilities. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 40(5) :725–738.

Hunsche, U. (1993). Failure behaviour of rock salt around underground cavities. In *Proceedings of the 7th Symposium on Salt*, volume 1, pages 59–65, Kyoto, Japan.

Hunsche, U. and Albrecht, H. (1990). Results of true triaxial strength tests on rock salt. *Engineering Fracture Mechanics*, 35(4-5) :867–877.

Hunsche, U. and Hampel, A. (1999). Rock salt—the mechanical properties of the host rock material for a radioactive waste repository. *Engineering geology*, 52(3-4) :271–291.

Ingraham, M. D., Broome, S. T., Bauer, S. J., Barrow, P. C., and Flint, G. M. (2014). Geomechanical testing of Bayou Choctaw 102B core for SPR analysis. Technical Report SAND2014-1459, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico.

Kachanov, L. M. (1986). *Introduction to continuum damage mechanics*, volume 10 of *Mechanics of elastic stability*. Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht.

Karimi-Jafari, M. (2007). *Comportement transitoire des cavités salines profondes*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, Paris.

Khaledi, K., Mahmoudi, E., Datcheva, M., and Schanz, T. (2016a). Analysis of compressed air storage caverns in rock salt considering thermo-mechanical cyclic loading. *Environmental Earth Sciences*, 75(15) :1149.

Khaledi, K., Mahmoudi, E., Datcheva, M., and Schanz, T. (2016b). Stability and serviceability of underground energy storage caverns in rock salt subjected to mechanical cyclic loading. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 86 :115–131.

Klafki, M., Wagler, T., Grosswig, S., and Kneer, A. (2003). Long-term downhole fibre optic temperature measurements and CFD-modeling for investigation of different gas cavern operating modes. In *SMRI Fall Technical Conference*, Chester, UK.

Kunz, O. and Wagner, W. (2012). The GERG-2008 wide-range equation of state for natural gases and other mixtures : an expansion of GERG-2004. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 57(11) :3032–3091.

Labaune, P. and Rouabhi, A. (2018). Dilatancy and tensile criteria for salt cavern design in the context of cyclic loading for energy storage. *(soumis)*.

Labaune, P., Rouabhi, A., Tijani, M., Blanco-Martín, L., and You, T. (2018). Dilatancy criteria for salt cavern design : a comparison between stress-and strain-based approaches. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 51(2) :599–611.

Le Duigou, A., Bader, A.-G., Lanoix, J.-C., and Nadau, L. (2017). Relevance and costs of large scale underground hydrogen storage in France. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(36) :22987–23003.

Lemaitre, J. (1970). *Sur la détermination des lois de comportement des matériaux élasto- viscoplastiques*. Thèse de doctorat, Publication ONERA n135, Paris.

Liang, G.-C., Huang, X., Peng, X.-Y., Tian, Y., and Yu, Y.-H. (2016). Investigation on the cavity evolution of underground salt cavern gas storages. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 33 :118–134.

Liu, W., Muhammad, N., Chen, J., Spiers, C., Peach, C., Deyi, J., and Li, Y. (2016). Investigation on the permeability characteristics of bedded salt rocks and the tightness of natural gas caverns in such formations. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 35 :468–482.

Loi n° 2015-992 (2015). Loi du 17 août 2015 relative à la transition énergétique pour la croissance verte. `https://www.legifrance.gouv.fr/eli/loi/2015/8/17/2015-992/jo/texte`.

Loret, B. (1987). *Application de la théorie des multimécanismes à l'étude du comportement des sols. Manuel de Rhéologie des Géomatériaux*. Presses de l'École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.

Mandel, J. (1965). Généralisation de la théorie de plasticité de W. T. Koiter. *International Journal of Solids and structures*, 1(3) :273–295.

Mehta, B. R. (1987). Compressed Air Energy Storage (CAES) in salt caverns. In *SMRI Spring Technical Conference*, Tulsa, Oklahoma, USA.

Mellegard, K. D., Callahan, G. D., and Senseny, P. E. (1992). Multiaxial creep of natural rock salt. Technical report, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, USA ; RESPEC, Rapid City, South Dakota, USA.

Merar, J. (1999). *Élaboration d'une loi de comportement pour le sel gemme*. Thèse de doctorat, École des Mines de Paris.

Michalski, J., Bünger, U., Crotogino, F., Donadei, S., Schneider, G.-S., Pregger, T., Cao, K.-K., and Heide, D. (2017). Hydrogen generation by electrolysis and storage in salt caverns : Potentials, economics and systems aspects with regard to the German energy transition. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(19) :13427–13443.

Moghadam, S. N., Nazokkar, K., Chalaturnyk, R. J., and Mirzabozorg, H. (2015). Parametric assessment of salt cavern performance using a creep model describing dilatancy and failure. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 79 :250–267.

Mombel, D. (2017). Le bilan du gaz naturel en France en 2015 : Résultats définitifs. Rapport technique, Service de l'Observation et des Statistiques, Ministère de l'Environnement, de l'Énergie et de la Mer.

Munson, D. E. (1993). Extension of the M-D model for treating stress drops in salt. In *Third Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, pages 31–44, École Polytechnique, Palaiseau, France.

Munson, D. E. and Dawson, P. R. (1981). Salt constitutive modeling using mechanism maps. In *First Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, pages 717–737, Pennsylvania State University, USA.

Nieland, J. D. and Skaug, N. T. (2011). Salt cavern abandonment study. In *SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, USA.

Ozarslan, A. (2012). Large-scale hydrogen energy storage in salt caverns. *International Journal of Hydrogen Energy*, 37(19) :14265–14277.

Pouya, A. (1991). *Comportement rhéologique du sel gemme. Application à l'étude des excavations souterraines.* Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.

Pouya, A., Zhu, C., and Arson, C. (2016). Micro–macro approach of salt viscous fatigue under cyclic loading. *Mechanics of Materials*, 93 :13–31.

Projet FluidStory (2017). Stockage souterrain massif et réversible de vecteurs énergétiques fluides (O_2, CO_2, CH_4) | ANR - Agence Nationale de la Recherche. `http://www.agence-nationale-recherche.fr/Projet-ANR-15-CE06-0015`.

Raju, M. and Khaitan, S. K. (2012). Modeling and simulation of compressed air storage in caverns : a case study of the Huntorf plant. *Applied Energy*, 89(1) :474–481.

Roberts, L. A., Buchholz, S. A., Mellegard, K. D., and Düsterloh, U. (2015). Cyclic loading effects on the creep and dilation of salt rock. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 48(6) :2581–2590.

Rouabhi, A., Hévin, G., Soubeyran, A., Labaune, P., and Louvet, F. (2017). A multiphase multicomponent modeling approach of underground salt cavern storage. *Geomechanics for Energy and the Environment*, 12 :21–35.

Rouabhi, A., Hévin, G., Tijani, M., Labaune, P., and Gatelier, N. (2018). Phenomenological behavior of rock salt : On the influence of the laboratory conditions on the dilatancy onset. *(soumis).*

Réveillère, A. and Londe, L. (2017). Compressed Air Energy Storage : a new beginning ? In *SMRI Fall Technical Conference*, Münster, Germany.

Schiebahn, S., Grube, T., Robinius, M., Tietze, V., Kumar, B., and Stolten, D. (2015). Power to gas : Technological overview, systems analysis and economic assessment for a case study in Germany. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(12) :4285–4294.

Schulze, O., Popp, T., and Kern, H. (2001). Development of damage and permeability in deforming rock salt. *Engineering Geology*, 61(2) :163–180.

Sciacovelli, A., Li, Y., Chen, H., Wu, Y., Wang, J., Garvey, S., and Ding, Y. (2017). Dynamic simulation of Adiabatic Compressed Air Energy Storage (A-CAES) plant with integrated thermal storage – Link between components performance and plant performance. *Applied Energy*, 185 :16–28.

Serbin, K., Ślizowski, J., Urbańczyk, K., and Nagy, S. (2015). The influence of thermodynamic effects on gas storage cavern convergence. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 79 :166–171.

Setzmann, U. and Wagner, W. (1991). A new equation of state and tables of thermodynamic properties for methane covering the range from the melting line to 625 K at pressures up to 100 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 20(6) :1061–1155.

Shahmorad, Z., Salarirad, H., and Molladavoudi, H. (2016). A study on the effect of utilizing different constitutive models in the stability analysis of an underground gas storage within a salt structure. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 33 :808–820.

Sicsic, P. and Bérest, P. (2014). Thermal cracking following a blowout in a gas-storage cavern. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 71 :320–329.

Sidoroff, F. (1980). Mécanique des milieux continus. École Centrale de Lyon. <cel-00530377>.

Spiers, C., Peach, C., and Brzesowsky, R. (1989). *Long-term rheological and transport properties of dry and wet salt rocks : final report.* Office for Official Publications of the European Communities.

Stormont, J. (1997). *In situ* gas permeability measurements to delineate damage in rock salt. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 34(7) :1055–1064.

Stormont, J., Daemen, J., and Desai, C. (1992). Prediction of dilation and permeability changes in rock salt. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 16(8) :545–569.

Taljan, G., Fowler, M., Cañizares, C., and Verbič, G. (2008). Hydrogen storage for mixed wind–nuclear power plants in the context of a hydrogen economy. *International Journal of Hydrogen Energy*, 33(17) :4463–4475.

Thoms, R. and Gehle, R. (2000). A brief history of salt cavern use. In Geertman, R., editor, *Proceedings of the 8th World Salt Symposium*, pages 207–214, The Hague, The Netherlands.

Thorel, L. (1994). *Plasticité et endommagement des roches ductiles. Application au sel gemme.* Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris.

Tietze, V. and Stolten, D. (2015). Comparison of hydrogen and methane storage by means of a thermodynamic analysis. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(35) :11530–11537.

Tijani, M. (1978). *Résolution numérique des problèmes d'élastoviscoplasticité.* Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris.

Tijani, M. (2008). *Contribution à l'étude thermomécanique des cavités réalisées par lessivage dans des formations géologiques salines.* Habilitation à Diriger des Recherches, Université Pierre et Marie Curie, Paris.

Tijani, M., Vouille, G., and Hugout, B. (1983). Le sel gemme en tant que liquide visqueux. In *Congrès International de Mécanique des Roches*, pages 241–246, Melbourne, Australie.

Ulusay, R., editor (2015). *The ISRM suggested methods for rock characterization, testing and monitoring : 2007-2014.* Springer.

Van Sambeek, L. L., Ratigan, J. L., and Hansen, F. D. (1993). Dilatancy of rock salt in laboratory tests. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, 30(7) :735–738.

Vouille, G., Bergues, J., Durup, G., and You, T. (1993). Study of the stability of caverns in rock salt created by solution mining - Proposal for a new design criterion. In *ISRM International Symposium - EUROCK 93.*

Wallner, M. and Paar, W. A. (1997). Risk of progressive pressure build up in a sealed cavity. In *SMRI Fall Technical Conference*, El Paso, Texas, USA.

Wang, L., Bérest, P., and Brouard, B. (2015). Mechanical behavior of salt caverns : closed-form solutions vs numerical computations. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 48(6) :2369–2382.

Wang, T., Yang, C., Ma, H., Li, Y., Shi, X., Li, J., and Daemen, J. (2016). Safety evaluation of salt cavern gas storage close to an old cavern. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 83 :95–106.

Weidinger, P., Blum, W., Hampel, A., and Hunsche, U. (1996). Description of the creep of rock salt with the composite model - I. Transient creep. In *Fourth Conference on the Mechanical Behavior of Salt*, pages 277–286, École Polytechnique, Montreal, Canada.

Wolters, R. (2014). *Thermisch-hydraulisch-mechanisch gekoppelte Analysen zum Tragverhalten von Kavernen im Salinargebirge vor dem Hintergrund der Energieträgerspeicherung und der Abfallentsorgung.* Ph.D. Dissertation, TU Clausthal, Germany.

Yali, Z. and Yanjie, Z. (2010). General situation of salt cavern gas storage worldwide. *Oil & Gas Storage and Transportation*, 9 :005.

Zaoui, A. (2002). Continuum micromechanics : survey. *Journal of Engineering Mechanics*, 128(8) :808–816.

Zeng, T., Shao, J.-F., and Xu, W. (2014). Modeling of viscoplastic deformation in geomaterials with a polycrystalline approach. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 72 :182–190.

Résumé

Les cavités salines représentent une technique prometteuse de stockage massif d'énergie, notamment pour les énergies renouvelables dont la production est par nature intermittente et imprévisible. Historiquement utilisées pour le stockage saisonnier d'hydrocarbures (méthane, pétrole...), les cavités salines sont aujourd'hui sollicitées pour le stockage de nouveaux fluides (hydrogène, dioxyde de carbone...) avec des scenarii plus exigeants. Les méthodes de dimensionnement des cavités doivent être mises à jour pour répondre aux nouveaux défis de la transition énergétique.

Cette thèse propose une nouvelle méthodologie de dimensionnement des cavités salines, basée sur le développement d'un nouveau modèle constitutif pour le sel gemme incluant des critères de dilatance et de traction. Ce nouveau modèle permet d'ajuster avec un unique jeu de paramètres de nombreux essais de laboratoire différents, en particulier courts et longs.

Des simulations couplées thermo-mécaniques de cavités, remplies de méthane ou d'hydrogène, et du sel gemme environnant sont réalisées pour différents scenarii d'exploitation, classiques ou se rapprochant des nouveaux besoins liés à la transition énergétique. On étudie en particulier les effets de la durée et de l'amplitude des cycles, du débit d'injection ou de soutirage. Les résultats obtenus avec la nouvelle méthodologie sont comparés avec ceux de la méthodologie classique.

Mots Clés

Sel gemme, Modèles rhéologiques, Stockage souterrain, Cavités salines, Critères de dilatance, Critères de traction.

Abstract

Salt caverns are a promising technique for massive energy storage, especially in the case of the intermittent and unpredictable renewable energy. Historically used for seasonal storage of hydrocarbons (methane, oil...), they are potentially operated with increasingly demanding scenarios for the storage of other fluids (hydrogen, carbon dioxide...). Design methods need to be updated to rise to the new challenges of the energy transition.

This thesis proposes a new methodology for salt cavern design, based on the development of a new rheological model including a dilatancy and a tensile criteria. This new model allows to fit numerous different laboratory tests with a single parameter set, in particular short- and long-term tests.

Thermo-mechanical numerical simulations of caverns, filled with either methane or hydrogen, and the surrounding rock salt are performed under various cycling scenarios which are classical or closer to the needs associated with the energy transition. Effects of cycle duration, amplitude and mass flow are especially investigated. Results obtained with the new and the classical methodologies are compared.

Keywords

Rock salt, Rheological models, Underground storage, Salt caverns, Dilatancy criteria, Tensile criteria.