



HAL
open science

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

Hippolyte Djizanne

► To cite this version:

Hippolyte Djizanne. 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 . Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Doctorale Polytechnique, 2014. Français. NNT : . tel-01130986

HAL Id: tel-01130986

<https://pastel.hal.science/tel-01130986>

Submitted on 12 Mar 2015

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.

Copyright



Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique

Présentée et soutenue publiquement par

Hippolyte DJIZANNE DJAKEUN

En vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité

Mécanique – Génie Civil

Sujet de la thèse :

**STABILITE MECANIQUE D'UNE CAVITE SALINE SOUMISE
A DES VARIATIONS RAPIDES DE PRESSION**

Application au stockage souterrain de gaz naturel, d'air comprimé et d'hydrogène

Soutenue à Palaiseau, le 19 Décembre 2014

Devant le jury composé de Messieurs :

Frédéric Pellet	Ecole des Mines de Paris	Président
Philippe Cosenza	Université de Poitiers	Rapporteur
Ahmad Pouya	Ecole Nationale des Ponts et Chaussées	Rapporteur
Jean-Jacques Marigo	Ecole Polytechnique	Examineur
Faouzi Hadj-Hassen	Ecole des Mines de Paris	Examineur
Benoit Brouard	Brouard Consulting	Examineur
Grégoire Hévin	Storengy, GDF Suez	Invité
Mehdi Karimi-Jafari	Géostock	Invité
Pierre Bérest	Ecole Polytechnique	Directeur de thèse

A mes parents :

M. Djizanne Boniface et Mme Djizanne née Djuine Philomène...

Remerciements

J'ai eu besoin du concours d'un ensemble de personnes tant internes qu'externes au laboratoire pour réaliser ce travail de thèse. Permettez-moi de profiter de cette tribune pour leur dire : « MERCI » de tout mon cœur.

Je remercie Frédéric Pellet, Président du Comité Français de Mécanique des Roches pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance de thèse. Merci aussi à tous les autres membres du jury pour l'évaluation scientifique de mes travaux, particulièrement à Ahmad Pouya et à Philippe Cosenza pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Merci à Pierre Bérest pour m'avoir fait confiance dès notre première rencontre au cours de Master 2 à l'Ecole Centrale Paris à Chatenay Malabry. Vous m'avez confié ce beau travail de thèse à l'issue de mon stage de recherche. Merci infiniment pour la rigueur scientifique, l'attention, la gentillesse et la disponibilité.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Benoît Brouard pour sa contribution sur les aspects numériques et son soutien permanent sans failles. Je remercie Attilio Frangi pour ses contributions à l'optimisation du logiciel LOCAS et au modèle de Fanno. Je souhaite exprimer toute ma gratitude à Pierre Valli, Vincent de Greef, Jean-Christophe Eytard, Hakim Gharbi, Alexandre Tanguy et à Eva Héripré pour m'avoir aidé sur le plan expérimental.

Je remercie aussi tous les partenaires du projet ANR SACRE (Stockage par Air Comprimé pour le Réseau Electrique) qui a rassemblé les équipes du LMS, d'EDF R&D, de Géostock, de PROMES et de L2EP avec lesquelles on a travaillé au projet de faisabilité de la technologie AA-CAES en France.

Je tiens également à exprimer toute ma reconnaissance à l'équipe de Storengy (Filiale de GDF-Suez) constituée d'Eric Chaudan, Yvan Charnavel et Grégoire Hévin pour avoir choisi de travailler avec notre équipe au LMS sur des questions relatives à ma thèse.

Je remercie le personnel de la Graduate School notamment de l'Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique. Je pense à Fabrice Baronnet, Audrey Lemarechal, Christine Ferret, Laura Fioni et à Alexandra Belus. Je tiens aussi remercier Alexandra Joly, Christiane Periam, Danielle Elizabeth, Anna Johnsson et Valérie Jamet, responsables administratives au LMS.

Merci à mon parrain André Siaka (X71) pour sa contribution ; merci à mes oncles Abel Fokou, Justin Kueta, Maurice Tchio, Janvier Wandji, André Tchio, Jean Austin Tchinda, Paul Tsapi, Jean Paul Fopa, Samuel Tatisong, Blaise Ndangang pour leurs soutiens.

Je tiens à remercier aussi ma famille et mes amis pour avoir accepté ce sacrifice et pour m'avoir soutenu durant toutes ses années. Merci particulièrement à Melissa Djuimo, Eliane Tchiengué, Nina Zonou, Elliot Ngoumo, Danick Sonwa, Olivier Favre, Romain Sactchou, Kévin Kempo, Eric Fodjo, Michel Kapoko et Moustafa Salli.

Pour finir, Merci à Hugo Tchiengué, mon fils qui me comble de bonheur et à Nelly Djizanne ma chère et tendre épouse.

Sommaire

Remerciements	ii
Liste des symboles	iv
Liste des sigles et acronymes	vii
Résumé	viii
Abstract	viii
Introduction Générale	1
A. – Généralités	4
Chapitre 1. Rappels sur le stockage souterrain de l'énergie en cavité saline	4
Annexe A. Quelques lois de comportement du sel et jeux de paramètres	19
Annexe B. Quelques critères de rupture et d'endommagement du sel	34
B. – Etude thermodynamique analytique	42
Chapitre 2. Modèle de calcul thermodynamique du gaz stocké et validation	42
Annexe C. Développement analytique du modèle	69
Chapitre 3. Application du modèle à un cas extrême : l'éruption	77
C. – Etude thermomécanique analytique et numérique	100
Chapitre 4. Effets d'un soutirage rapide sur la stabilité mécanique des cavités salines	100
Annexe D. Développement de quelques solutions analytiques	129
Chapitre 5. Effets d'une injection rapide sur la stabilité mécanique des cavités salines	137
Chapitre 6. Calcul du comportement des cavités salines soumises à des cycles journaliers	155
Chapitre 7. Chute des blocs en paroi de cavité saline	194
Annexe E. Principe d'Archimède appliqué aux cavités salines	216
D. – Etude expérimentale	218
Chapitre 8. Essais de fluage cyclique du sel gemme en extension	218
Conclusions et perspectives	240
Références bibliographiques	243
Quatrième de couverture (Résumé et Abstract)	262

Liste des symboles

Symboles grecs		
Symbole	Désignation	Unité (SI)
α_s	Coefficient de dilatation thermique du sel	/K
β_c	Coefficient de compressibilité de la cavité	/Pa
γ	Rapport entre les capacités calorifiques du gaz à pression constante et à volume constant.	
δr	Pas de distance dans le calcul numérique	m
δt	Pas de temps dans le calcul numérique	s
ΔE_f	Perte d'énergie par frottement sur la longueur d'un élément de tube par unité de masse	J
Δh_g	Variation d'enthalpie du gaz par unité de masse	
ε	Déformation totale linéarisée	
$\underline{\underline{\varepsilon}}$	Tenseur des déformations totales linéarisées	
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$	Tenseur des déformations élastiques linéarisées	
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$	Tenseur des déformations viscoplastiques linéarisées	
$\tilde{\varepsilon}$	Rugosité absolue du puits	m
η	Viscosité cinématique du gaz	m^2/s
θ	Ecart de température entre la température du massif et celle du gaz	K
ρ	Masse volumique du gaz dans la cavité	g/m^3
v	Volume massique du gaz	m^3/g
v_c	Volume massique du gaz dans la cavité	m^3/g
v_{wh}	Volume massique du gaz en tête de puits	m^3/g
ν_s	Coefficient de Poisson du sel	
$\underline{\underline{\sigma}}$	Tenseur des contraintes de Cauchy	Pa
σ_{\min}	Contrainte principale la plus compressive	Pa
σ_{\max}	Contrainte principale la moins compressive	Pa
$\sigma_{\theta\theta}$	Composante orthoradiale du tenseur des contraintes de Cauchy	Pa
$\sigma_{\varphi\varphi}$	Composante orthoradiale du tenseur des contraintes de Cauchy	Pa
σ_{rr}	Composante radiale du tenseur des contraintes de Cauchy	Pa
σ_{zz}	Composante verticale du tenseur des contraintes de Cauchy	Pa
σ_i	Contraintes principales $i \in \{1, 3\}$	
Σ_c	Aire réelle des parois de la cavité	m^2
Σ_p	Section horizontale du puits	m^2
$\partial f / \partial x$	Dérivée partielle de f par rapport à x	
μ_{JT}	Coefficient de Joule-Thomson	
$\dot{\mu}$	Flux massique ou débit massique par unité de surface	$g/s \cdot m^2$
τ	Variables muettes d'intégration temporelle	
ψ	Angle de Lode : $\sin 3\psi = 3\sqrt{3}J_3 / 2J_2^{3/2}$ où $\psi = \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} \right]$	rad

Symboles latins		
Symbole	Désignation	Unité
\tilde{a}	Coefficient de van der Waals, pression de cohésion	J-m ³ /g ²
a	Rayon de la cavité	m
A	Paramètre de la loi de fluage du sel	
A^*	Indice de fluage	/Pa ⁿ /an
\tilde{b}	Coefficient de van der Waals, covolume	m ³ /g
c	Vitesse du son	m/s
c_c	Vitesse du son dans la cavité	m/s
C_p	Chaleur spécifique du gaz à pression constante	J/g-K
C_v	Chaleur spécifique du gaz à volume constant	J/g-K
df	Partie élémentaire de f	
D	Diamètre du puits	m
e	Energie interne du système	J
E_s	Module d'élasticité de Young du sel	Pa
f	Facteur de frottement	
F	Coefficient de frottement	/m
g	Accélération de la pesanteur	m/s ²
G	Gradient géothermique	K/m
h	Enthalpie du gaz	J/g
h_r	Condition de radiation	
H	Enthalpie du système	J/K
I_1	Premier invariant du tenseur de contrainte de Cauchy $I_1 = tr(\underline{\underline{\sigma}})$, $I_1 = \sigma_{kk} = 3\sigma_m = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3$	Pa
$\underline{\underline{I}}$	Tenseur unité	
J_2	Deuxième invariant du tenseur de déviateur des contraintes de Cauchy $= \frac{1}{2}tr(\underline{\underline{s}}^2) = \frac{1}{2}s_{ij}s_{ij} = \frac{1}{6}[(\sigma_1 - \sigma_2) + (\sigma_2 - \sigma_3) + (\sigma_3 - \sigma_1)]$	Pa ²
$\sqrt{3J_2}$	Déviateur des contraintes, ou contrainte équivalente de von Mises	Pa
J_3	Troisième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques $J_3 = s_{ij}s_{jk}s_{ki}/3$	
k_s	Diffusivité thermique du sel	m ² /s
K_s	Conductivité thermique du sel	W/m-K
m	Masse de gaz stockée dans la cavité	g
m_0	Masse initiale de gaz dans la cavité	g
\dot{m}	Débit massique	g/s
M	Masse molaire du gaz	g/mol
n	Exposant de la loi de fluage	
P	Pression absolue du gaz	Pa
P_{atm}	Pression atmosphérique	Pa
P_c	Pression du gaz dans la cavité	Pa
P_h	Pression halmostatique	Pa
P_{wh}	Pression du gaz en tête de puits	Pa
P_∞	Pression géostatique des terrains	Pa

Symboles latins (suite)		
Symbole	Désignation	Unité
q_{th}	Flux de chaleur à travers la paroi de cavité	J
\hat{r}	Distance radiale à partir de la paroi de la cavité	m
r	Distance totale à partir du centre de la cavité $r = a + \hat{r}$	m
r_g	Constante spécifique d'un gaz parfait	J/g-K
R_g	Constante universelle d'un gaz parfait	J/mol-K
R_c	Résistance à la compression du sel	Pa
R_t	Résistance à la traction du sel	Pa
r, θ, z	Coordonnées cylindriques	
r, φ	Coordonnées polaires	
r, φ, z	Coordonnées sphériques	
s	Entropie du gaz	J/K
$\underline{\underline{s}}$	Tenseur déviateur des contraintes $\underline{\underline{s}} = \underline{\underline{\sigma}} - \sigma_m \underline{\underline{I}}$	Pa
S	Entropie du système	J/K
t	Temps	s
t_c	Temps caractéristique	s
T	Température absolue du gaz	K
T_0	Température initiale du gaz dans la cavité	K
T_c	Température du gaz dans la cavité	K
T_{cr}	Température critique du gaz	K
T_{inj}	Température d'injection du gaz	K
T_{wh}	Température du gaz en tête de puits	K
T_R	Température du massif environnant	K
T_∞	Température géothermique des terrains à grande distance	K
$tr(\underline{\underline{x}})$	Trace du tenseur	
U	Déplacement unitaire	m
u	Variable muette d'intégration spatiale	
u_c	Vitesse du gaz au sabot du cuvelage	m/s
u_{wh}	Vitesse du gaz en tête de puits	m/s
V	Volume de gaz dans la cavité	m ³
V_0	Volume de la cavité	m ³
\dot{x}	Dérivée temporelle d'un scalaire	
$\dot{\underline{\underline{x}}}$	Dérivée temporelle d'un tenseur	
\underline{x}	Vecteur x	
Z_g	Facteur de compressibilité du gaz	
z ou h	Profondeur à partir de la surface du sol	m

Liste des sigles et acronymes

Sigle ou acronyme	Signification
AIE	Agence Internationale de l'Énergie
ANR	Agence Nationale de la Recherche
ARMA	American Rock Mechanics Association
CAES	Compressed Air Energy Storage
CDM	Continuum Damage Method
CEO	Contrainte Effective Orthoradiale
CFMR	Comité Français de Mécanique des Roches
CSME	Compagnie des Salins du Midi et des Salines de L'Est
EDF	Electricité de France
FoS	Factor of Safety
GDF	Gaz de France
GEODERIS	Expert publique pour les risques liés à l'après-mine
GNL	Gaz Naturel Liquefié
HFCGSSC	High-Frequency Cycled Gas Storage Salt Cavern
IFPEN	Institut Français du Pétrole et des Énergies Nouvelles
INERIS	Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques
ISRM	International Society for Rock Mechanics
IUB	Leibniz Universität Hannover
KBB UT	Kavernen Bau- und Betriebsgesellschaft Underground Technology GmbH
L2EP	Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance
LMS	Laboratoire de Mécanique des Solides
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MIT	Mechanical Integrity Test
POPE	Loi de programmation fixant les orientations de la politique énergétique
PROMES	Laboratoire PROCédés, Matériaux et Energie Solaire
RESPEC	Bureau d'Etude Américain
SACRE	Stockage de l'Air Comprimé pour le Réseau Electrique
SMRI	Solution Mining Research Institute
SNL	Sandia National Laboratories
STarFISh	Survey of Thermo-mechanical Fracturing In Salt
STEP	Station de Transfert d'Énergie par Pompage
WIPP	Waste Isolation Pilot Plant

Résumé

Les cavités salines servant au stockage souterrain de grandes quantités de gaz naturel sont très sollicitées en raison des besoins énergétiques croissants. Le stockage des énergies renouvelables est aussi envisagé dans ces cavités sous forme d'air comprimé et d'hydrogène. Ces cavités qui sont plus sollicitées qu'auparavant, sont aussi soumises à des opérations d'injection et de soutirage rapides. Ces nouveaux modes d'exploitation soulèvent des problèmes mécaniques, illustrés en particulier par l'écaillage et les chutes de blocs en paroi de cavité. En fait, aux sollicitations purement mécaniques liées aux variations de la pression du gaz, se superposent des variations de température répétées de plusieurs dizaines de degrés Celsius qui occasionnent, notamment à la détente, des contraintes additionnelles de traction susceptibles d'engendrer des fractures à la paroi des cavernes dont l'évolution peut être dangereuse. Les lois de comportement mécanique du sel gemme (élasto-viscoplastique, non linéaire et thermosensible) et les critères de rupture et d'endommagement existants permettent d'analyser le comportement des cavités salines et du sel gemme sous l'effet de chargements nouveaux. Cette étude s'inscrit dans le domaine de la thermomécanique des roches et contribue à l'analyse des effets de nouveaux modes d'exploitation sur la stabilité mécanique des cavités salines. Dans un premier temps, la démarche a consisté à concevoir et à valider sur des cas réels un modèle thermodynamique du comportement du gaz dans la cavité. Ce modèle a permis de d'analyser l'éruption dans des cavités salines de stockage de gaz. Ensuite, le couplage thermomécanique a permis d'analyser les effets d'une détente rapide, d'une injection rapide et de cycles journaliers sur la stabilité des cavernes. Sur le plan expérimental, on a recherché au laboratoire les conditions d'apparition et de développement de fissures sur une pastille et sur un bloc de sel. Le fluage d'éprouvettes de sel gemme en extension a aussi été analysé.

Abstract

Salt caverns used for the underground storage of large volumes of natural gas are in high demand given the ever-increasing energy needs. The storage of renewable energy is also envisaged in these salt caverns for example, storage of compressed air and hydrogen mass storage. In both cases, salt caverns are more solicited than before because they are subject to rapid injection and withdrawal rates. These new operating modes raise new mechanical problems, illustrated in particular by sloughing, and falling of overhanging blocks at cavern wall. Indeed, to the purely mechanical stress related to changes in gas pressure variations, repeated dozens of degrees Celsius of temperature variation are superimposed; causes in particular during withdrawal, additional tensile stresses whom may lead to fractures at cavern wall; whose evolution could be dangerous. The mechanical behavior of rock salt is known: it is elasto-viscoplastic, nonlinear and highly thermo sensitive. The existing rock salt constitutive laws and failures and damages criteria have been used to analyze the behavior of caverns under the effects of these new loading. The study deals with the thermo mechanics of rocks and helps to analyze the effects of these new operations modes on the structural stability of salt caverns. The approach was to firstly design and validate a thermodynamic model of the behavior of gas in the cavern. This model was used to analyze blowout in gas salt cavern. Then, with the thermo mechanical coupling, to analyze the effects of rapid withdrawal, rapid injection and daily cycles on the structural stability of caverns. At the experimental level, we sought the optimal conditions to the occurrence and the development of cracks on a pastille and a block of rock salt. The creep behavior of rock salt specimens in triaxial extension also was analyzed.

“Lorsque tu ne sais pas où tu vas, regarde d’où tu viens.”

Proverbe Africain.

“Ne tenez pour certain que ce qui est démontré.”

Sir Isaac Newton, Président de la Royal Society, Membre du Parlement Britannique.

“La théorie, c’est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.

La pratique, c’est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.

Ici, nous avons réuni théorie et pratique :

Rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi !”

Albert Einstein, Prix Nobel de physique 1921.

Introduction Générale

Les cavités salines destinées au stockage d'énergie sous ses différentes formes¹ font partie des plus grands ouvrages de génie civil que l'homme ait construit. Depuis un demi-siècle, ces cavités pouvant contenir jusqu'à plusieurs millions de m³ de fluide avaient été conçues pour une exploitation stratégique et saisonnière, c'est-à-dire que le gaz était injecté en été pour être soutiré en hiver. De nos jours, les cycles d'exploitation des cavités salines sont plus fréquents, les cavités sont de plus en plus sollicitées avec une période souvent journalière. Il se pose alors la question de la stabilité mécanique de ces dernières. Cette étude nécessite des notions théoriques de la mécanique des milieux continus, de calculs numériques de dimensionnement et aussi d'une bonne connaissance de la rhéologie du sel gemme qui est la roche dans laquelle la cavité est créée. Plusieurs travaux de recherche sur les aspects expérimentaux et numériques ont été conduits récemment sur ce thème. Sur le plan expérimental on peut citer : Arnold et al. (2011) ; Bauer et al. (2010, 2011) ; Fuenkajorn et Phueakphum (2009) ; et sur le plan numérique on peut citer : Staudtmeister et Zapf (2010) ; Dresen et Lux (2011) ; Brouard et al. (2007, 2011) et Bérest et al. (2012, 2013).

Les travaux de cette thèse concernent un ensemble de problèmes thermodynamiques et thermomécaniques soulevés par l'exploitation rapide des cavités salines souterraines de stockage de gaz. Il s'agit de tirer parti de la maturité des techniques classiques de stockage de gaz naturel pour valider, chaque fois si possible, les résultats obtenus au moyen de mesures réalisées sur des cavités salines.

Cette thèse comporte quatre grandes parties.

Dans la première partie, on rappelle les généralités sur le stockage souterrain de l'énergie en cavité saline. On rappelle l'abondance du sel dans le sous-sol de la planète et sa principale caractéristique mécanique qui est son aptitude au fluage. Ensuite, on justifie le choix porté sur les cavités salines parmi l'ensemble des techniques existantes de stockage de l'énergie, on rappelle les caractéristiques principales des cavités salines et la problématique des nouveaux modes d'exploitation. Pour finir, on présente des applications innovantes telles que le stockage souterrain de l'air et de l'hydrogène.

La deuxième partie de cette thèse s'intéresse au comportement thermodynamique du gaz stocké dans les cavités salines. Elle est constituée des chapitres 2 et 3.

L'analyse de la stabilité d'une cavité comprend la détermination des principaux paramètres de comportement du gaz qui y est stocké. Ceci est l'objet du chapitre 2 où un modèle thermodynamique du gaz stocké en cavité est développé et validé pour fournir des données d'entrée au futur couplage thermomécanique. En effet, les variations rapides du stock de gaz engendrent des modifications importantes de sa température, celles-ci ne peuvent pas être considérées comme adiabatiques en raison, d'une part, de l'apport d'enthalpie différentielle lorsque le gaz injecté n'a pas la même température que le gaz dans la cavité, et d'autre part, de l'apport de chaleur résultant de la conduction thermique dans le massif. Le flux de conduction est traité de manière simplifiée avec le cas d'une cavité sphérique. On obtient pour la température du gaz une équation intégro-différentielle dont la résolution numérique est possible. Cette solution, qui est validée par des mesures réelles, permet de dégager l'influence des principaux paramètres.

¹ Gaz naturel, pétrole brut, air comprimé, hydrogène.

Au chapitre 3, on applique le modèle thermodynamique proposé au chapitre 2 à la simulation d'un accident de stockage de gaz qu'est une éruption en cavité saline. On propose une méthode de calcul de la durée d'une éruption et de l'évolution des paramètres principaux du système tels que la température, la pression et la vitesse du gaz dans la cavité et dans le puits. Cette méthode est par la suite validée en calculant le débit d'air expulsé par un puits d'accès à une mine de sel abandonnée, un accident décrit par van Sambeek en 2009, et en rétro-analysant les paramètres d'une éruption en cavité saline réelle survenue en 2004². En raison de ses propriétés thermodynamiques particulières, le cas d'une cavité théorique de stockage d'hydrogène est également examiné, afin de vérifier si la détente de l'hydrogène peut conduire, dans certains cas, à une augmentation de sa température (Effet Joule-Thomson).

Dans la troisième partie, une étude couplée thermomécanique est réalisée pour analyser les effets d'une détente rapide (chapitre 4), d'un soutirage rapide (chapitre 5) et de cycles journaliers (chapitre 6) sur la stabilité mécanique des cavités salines. Une analyse des conditions propices à la chute de blocs en paroi est aussi réalisée au chapitre 7.

Dans le chapitre 4, on démontre qu'un soutirage rapide entraîne un refroidissement rapide du gaz qui peut engendrer à la paroi des cavernes des contraintes de traction dont on propose une analyse. Pour ce faire, on superpose analytiquement les contraintes thermoélastiques engendrées par la détente aux contraintes viscoplastiques de régime établi. Cette solution permet d'expliquer des observations effectuées sur des ouvrages réels. Ensuite, les calculs numériques permettent de discuter les phénomènes qui affectent une cavité de forme plus réaliste. On montre que ces contraintes peuvent entraîner l'ouverture de fractures. Toutefois, les blocs délimités par les fractures restent liés au massif, et, contrairement au cas d'un échauffement du gaz, un écaillage généralisé est peu probable. Sur le plan expérimental, on discute les effets d'un refroidissement rapide sur une pastille (échelle micro) et un bloc (échelle macro) de sel gemme. L'objectif principal est d'initier une discussion sur l'apparition, puis l'évolution d'éventuelles fissures dans le sel gemme sous sollicitations thermiques pour valider la nécessité d'un essai *in situ* au mur d'une mine de sel par exemple.

Le chapitre 5 est consacré aux effets d'une montée rapide en pression à la suite d'une longue période de repos pendant laquelle la pression est restée modérée. C'est une situation fréquemment observée dans les stockages de gaz, pour lesquels la pression du gaz varie fréquemment ; c'est aussi une situation plus exceptionnelle dans les stockages de liquide, exploités par équilibrage, mais dans lesquels la pression augmente rapidement dans certaines situations telles que le début des essais d'étanchéité qui sont généralement effectués à pression très élevée. L'exemple d'application est le cas d'un essai d'abandon qui a été effectué il y a plus de 20 ans à Etzel, en Allemagne (Rokahr et al., 2000). On montre que la redistribution des contraintes pendant la période de repos conduit à une lente réduction des contraintes déviatoriques de sorte qu'une rapide augmentation de pression, dont les effets sont quasiment élastiques, peut entraîner l'apparition de contraintes effectives de traction.

Dans le chapitre 6, on applique les idées précédentes à l'analyse de cavités réelles identifiées dans le cadre du programme SACRE de l'ANR. Il s'agit de deux cavités réelles qui ont sensiblement le même volume, qui sont de formes différentes et qui sont plus ou moins profondes. L'analyse se fait à partir d'un cas de base pour chacune des cavités et dans une gamme de pression comprise entre 2-3 MPa définie par EDF. On utilise les données réelles

² Sur un site de stockage souterrain de gaz naturel à Moss Bluff au Texas.

géotechniques et un historique de pression identique pour les deux cavités. Les effets des cycles de pression rapide (de période journalière) sur la stabilité mécanique des cavités sont étudiés. L'effet d'un grand nombre de cycles de pression est analysé à la fois sur le plan thermodynamique et sur le plan mécanique ; en particulier l'état de contraintes engendrées est comparé aux critères classiques de la littérature. Plusieurs variantes portant sur les conditions à la limite, l'amplitude du cycle de chargement, la température d'injection de l'air, l'évolution de la température dans le sel environnant la cavité et le pourcentage de saumure résiduelle dans la cavité ont été prises en compte dans l'étude. Elles montrent qu'on dispose d'un outil de calcul qui permet de contribuer à l'optimisation d'un stockage d'air comprimé en cavité saline pour le réseau électrique.

Dans le chapitre 7, on s'intéresse à la chute des blocs en porte à faux qu'on peut observer sur des relevés successifs de forme géométrique de cavités salines. En effet, pendant le premier remplissage, la saumure est remplacée par le gaz qui est moins dense, la poussée d'Archimède pourrait expliquer la chute de ces blocs. L'objectif est de réaliser une analyse prédictive de la chute des blocs en surplomb. Pour cela, une cavité de stockage d'air comprimé réaliste est considérée. Pour le calcul numérique, un maillage raffiné est utilisé au voisinage de la paroi de la cavité pour bien prendre en compte les effets thermoélastiques pendant l'injection et le soutirage rapide à la lumière des chapitres 4 et 5. La stabilité mécanique des blocs en surplomb en paroi de la cavité est discutée à quatre moments clés de son exploitation. On utilise l'apparition de l'endommagement par dilatance et des contraintes effectives de traction dans les blocs pour traiter le problème.

Dans la quatrième partie, on présente une partie des efforts expérimentaux qui ont été effectués pendant la thèse au laboratoire.

Dans le chapitre 8, on présente les résultats des essais de chargements cycliques réalisés au laboratoire. L'objectif est de mieux comprendre le fluage en extension du sel gemme sous chargement cyclique. Une éprouvette cylindrique de sel gemme est soumise à des cycles de chargement en faisant varier la force axiale jusqu'à rupture ; la pression de confinement étant fixée. On s'intéresse alors aux effets de la déformation irréversible différée du sel sous chargement cyclique constant. Ces essais sont particulièrement délicats car réalisés en extension (où la contrainte axiale appliquée est inférieure à la pression de confinement). Ces essais illustrent que, pour certaines valeurs de contrainte déviatorique, la rupture peut survenir après un nombre de cycles limité.

Chapitre 1 : Rappels sur le stockage souterrain de l'énergie en cavité saline

Introduction

Les énergies fossiles (pétrole, gaz naturel et charbon) représentent 80% de l'énergie utilisée dans le monde. Elles présentent l'avantage d'être disponibles, d'utilisation bien maîtrisée et facilement stockables et transportables. Par exemple, le charbon est le combustible solide le plus utilisé au monde dans la production d'électricité en raison de l'abondance de ses réserves. Les pays fortement industrialisés et peu producteurs de pétrole et de gaz naturel comme la France, ont, pour des raisons stratégiques et pour des raisons de modulation saisonnière (*demande variable*) développé depuis plus d'un demi-siècle des technologies de stockage en masse du pétrole brut et du gaz naturel qui sont aujourd'hui matures. Cependant, bien qu'elles soient naturelles, les énergies fossiles sont non renouvelables et très émettrices de gaz à effet de serre.

L'agence internationale de l'énergie (AIE) prévoit que 40% de l'électricité proviendra des énergies renouvelables avant 2050. La « loi POPE » du 15 juin 2005 en France a pour objectif de diminuer l'usage des énergies fossiles, lutter contre l'effet de serre (diviser par quatre les émissions de CO₂ dans l'atmosphère d'ici 2050) et promouvoir l'usage des énergies renouvelables.

Avec le nombre important d'installations solaires et éoliennes à travers le monde, la question du stockage de l'énergie est devenue critique. Il existe plusieurs alternatives : le pompage hydraulique³ (STEP – Station de Transfert d'Énergie par Pompage Turbinage), le solaire thermique, les batteries électrochimiques, le stockage d'énergie sous forme d'air comprimé (CAES – Compressed Air Energy Storage) et le stockage d'hydrogène (Figure 1.1). Les deux dernières options (air et hydrogène) sont des stockages souterrains d'actualité. Ils se démarquent du stockage du gaz naturel par des problèmes spécifiques qui sont discutés en section 3.3.

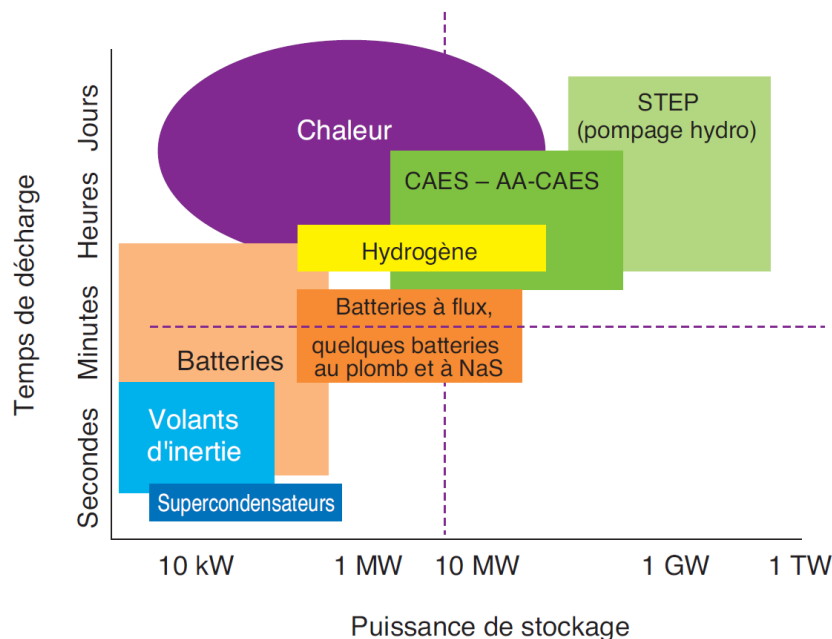


Figure 1.1. Les différentes technologies de stockage d'énergie en fonction de leur puissance et du temps de décharge (autonomie) [source : IFPEN].

³ L'eau est pompée à une altitude plus élevée pour une utilisation ultérieure

Le stockage d'énergie demeure une solution incontournable au déploiement d'énergie renouvelable au sein d'un réseau électrique, car leur production (*l'offre*) est irrégulière et intermittente. Il permet ainsi une utilisation différée de l'énergie et peut aussi être utilisé en support de certaines énergies renouvelables dites intermittentes (éolienne, solaire...). Il est donc indispensable de pouvoir stocker de l'énergie lorsque la demande est faible et de pouvoir l'utiliser lorsque la demande est haute.

Ce chapitre est organisé en trois grandes parties. Tout d'abord, on explique les principes du stockage en cavité saline, ensuite dans une seconde partie on présente quelques généralités du comportement mécanique du sel et des cavités salines avant de présenter le stockage de l'énergie renouvelable (air et hydrogène) et les nouvelles problématiques induites.

1. Le stockage souterrain en cavité saline

1.1. Le sel gemme

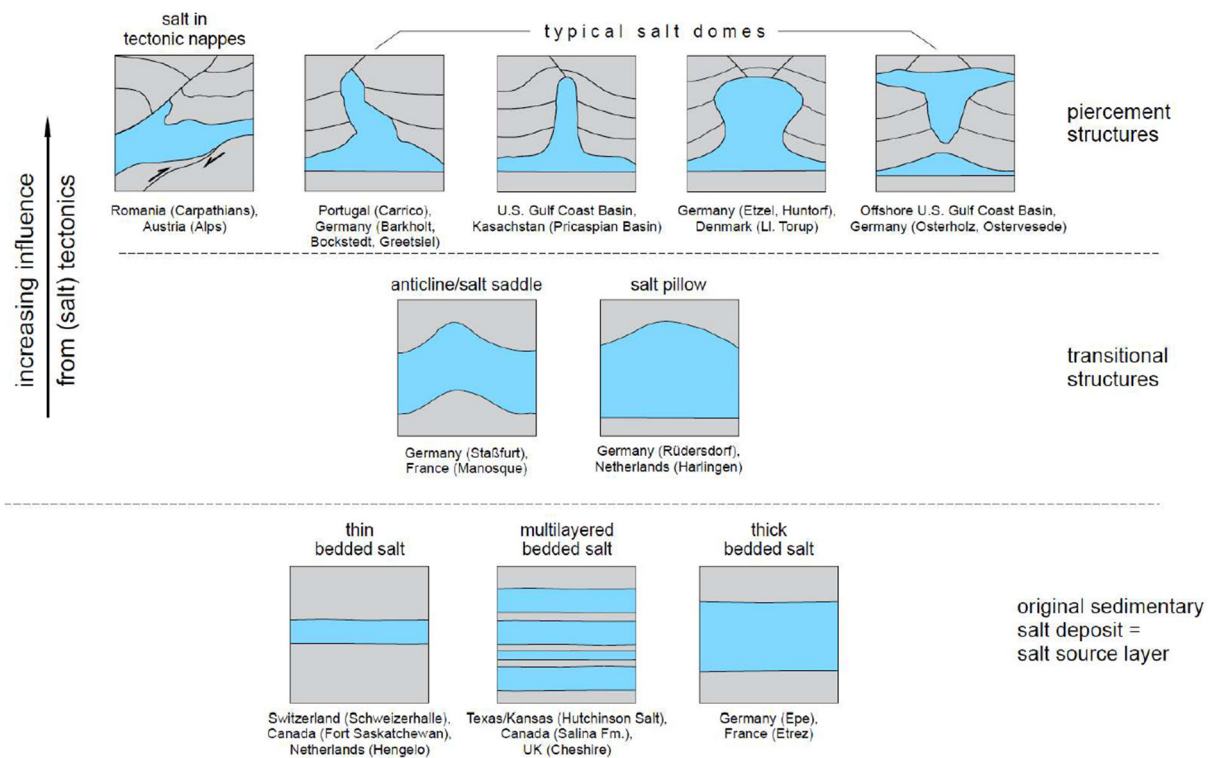


Figure 1.2. Classification simplifiée des dépôts de sel dans le monde

[source : SMRI et KBB UT].

Le sel gemme est une roche formée par évaporation du sel marin. Il est principalement constitué de chlorure de sodium de formule NaCl. Il a une structure cristalline cubique face centrée, une masse molaire $M_s = 58,443 \text{ g/mol}$ et une masse volumique de $\rho_s = 2160 \text{ kg/m}^3$. Le sel gemme a un aspect solide incolore mais, lorsqu'il contient des impuretés, sa couleur devient grisâtre. En ce qui concerne ses propriétés thermiques, son coefficient de dilatation thermique est de $\alpha_s = 4 \cdot 10^{-5} / \text{K}$, sa température de fusion est de $T_f = 800^\circ\text{C}$. Le sel gemme est légèrement soluble dans l'éthanol et très soluble dans

l'eau (360 g/l à 25°C). Les résultats d'essais *in situ* réalisés dans une couche de sel de la mine de Potasse d'Alsace (France) montrent que le sel gemme est perméable au gaz et à la saumure, au moins autour des installations souterraines (Cosenza et al., 1998).

Les dépôts de sel gemme (chlorure de sodium) se trouvent généralement dans des bassins sédimentaires. Ils résultent de processus extrêmement lents et on les trouve à différentes profondeurs dans le sous-sol. Les propriétés du sel et la forme du gisement varient en fonction du milieu et de son altération après le dépôt. Schématiquement, on distingue les couches de sel et les dômes de sel. Une classification simplifiée des différents dépôts de sel que l'on peut rencontrer dans le monde est donnée en Figure 1.2.

1.2. Pourquoi le sous-sol et pourquoi le sel ?

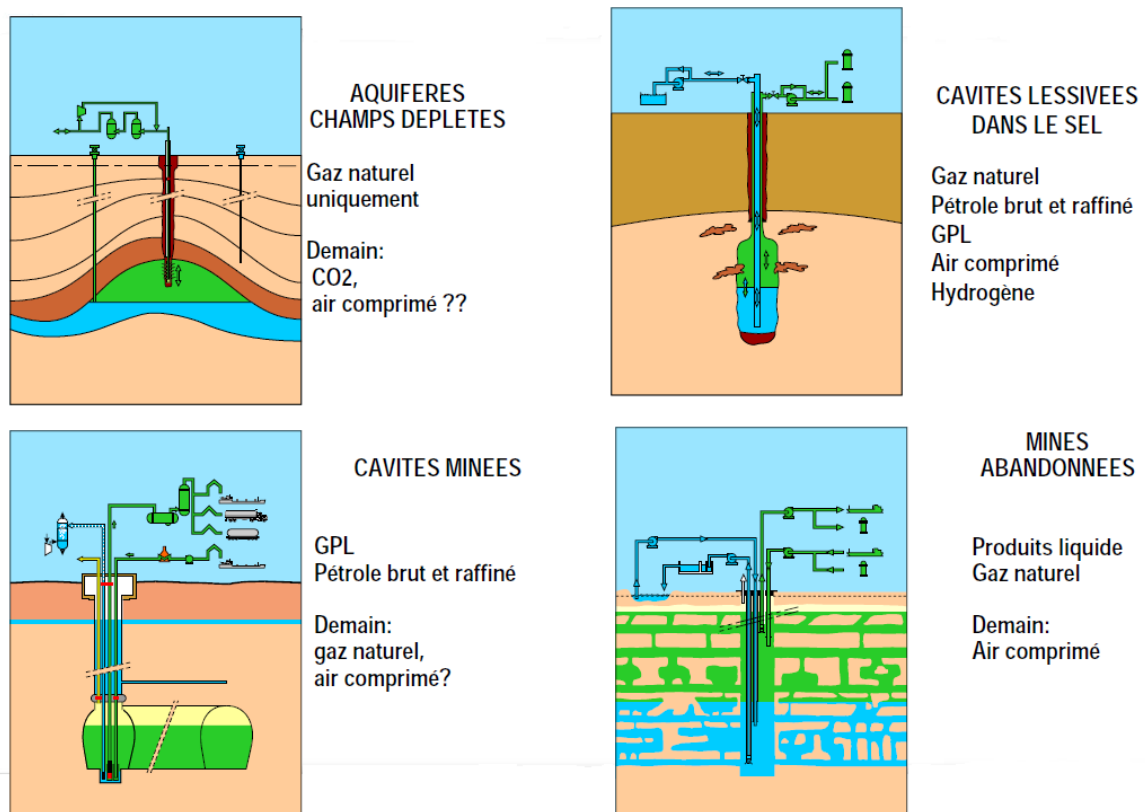


Figure 1.3. Panorama de techniques de stockage souterrain [source : Géostock].

Le gaz naturel est stocké sous forme centralisée en raison du très grand volume et de la pression élevée qui est trop dangereuse pour être mis sans précaution à la disposition du public. Pour sa part, l'air comprimé est une forme d'énergie coûteuse car les investissements fixes (forage, canalisations de surface...) et les coûts d'entrée sont élevés. Ces énormes volumes ne peuvent que se trouver dans le sous-sol. Le critère essentiel du choix de la roche hôte pour le stockage est étroitement lié à la prévision des mouvements de l'eau au sein de la roche et au cours du temps. Depuis plus d'un siècle, plusieurs techniques de stockage d'énergie ont été développées. Un panorama des techniques de stockage souterrain de l'énergie est donné sur la Figure 1.3. Dans le cas du stockage en cavité saline, la roche réservoir qui est le sel gemme est considérée comme très peu perméable, très peu poreuse et non fissurée. Elle se présente donc comme un matériau idéal pour le stockage de masse de l'énergie puisque la probabilité de fuite est y très faible.

1.3. Les cavités salines

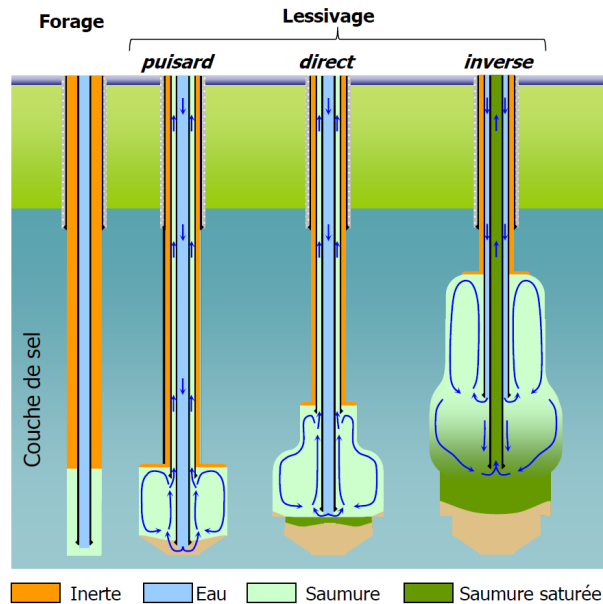


Figure 1.4. Les étapes de la création d'une cavité saline par lessivage [Source : Storengy, filiale GDF Suez].

Les cavités salines sont utilisées pour le stockage des hydrocarbures, de l'air ou de l'hydrogène. Elles sont créées par lessivage dans le sel gemme.

Lors de la création d'une cavité saline, un puits est foré jusqu'à la formation salifère, il est ensuite cuvelé et cimenté à la formation. Un tube (tube central) est alors introduit et suspendu en tête du puits comme une paille dans une bouteille, puis un second tube est introduit de façon à créer deux espaces annulaires. L'espace annulaire extérieur contient un fluide inerte qui est descendu sous le sabot du dernier cuvelage pour protéger ce dernier de la dissolution. De l'eau douce est ensuite injectée à travers le tube central. La dissolution du sel par l'eau produit de la saumure plus ou moins saturée. La saumure qui a été formée remonte par l'espace annulaire intermédiaire (Figure 1.4). Après une ou quelques années, une grande cavité est créée dans le massif de sel. Sa gamme de profondeur est comprise entre 200 m et 3000 m, et son volume varie de quelques dizaines de milliers à quelques millions de m³.

A la fin du lessivage, la cavité est pleine de saumure saturée. Lors du premier remplissage en gaz, on injecte du gaz dans l'espace annulaire qui repousse la saumure à travers le tube central : cette opération est communément appelée « *debrining* ». Une petite quantité de saumure est inévitablement laissée au fond de la caverne, le gaz dans la caverne est donc légèrement humide.

Un cycle d'exploitation dit saisonnier comprend une phase de soutirage pendant l'hiver et une phase d'injection pendant l'été.

Il faut d'abord évaluer la pression géostatique qui est la pression qui règne à l'état naturel dans les terrains. Elle est déterminée par la masse volumique (dont l'ordre de grandeur est 2200 kg/m³ pour le sel par exemple) et l'épaisseur des terrains sur-incombants. Elle est associée à un « gradient » de 2,2 : la pression géostatique vaut, en MPa, à peu près 2,2 fois la profondeur exprimée en hectomètres. Elle

vaut donc 2,2 MPa à 1 000 mètres de profondeur. En exploitation, les pressions minimale et maximale de gaz sont généralement respectivement égales à 25% et 80% de la pression géostatique.

On peut compter plus d'un millier de cavités salines de stockage d'hydrocarbures à travers le monde. Par exemple, il existe environ 600 cavités lessivées dans le sel utilisées pour le stockage d'hydrocarbures au Kansas, 400 au Texas et une petite centaine en France. La durée de vie d'une cavité saline servant au stockage du gaz peut être très longue. De façon simplifiée on a :

- **Une phase d'exploration** (2 à 5 ans) pendant laquelle une reconnaissance géotechnique, géologique et géophysique du site est réalisée ;
- **Une phase de construction** (5 à 10 ans) pendant laquelle un forage est réalisé, suivi d'une complétion (mise en place de l'équipement initial d'un puits) et d'un test d'étanchéité. Ensuite on réalise le lessivage (ou création de la cavité par lixiviation – extraction de produit soluble par un solvant), des échométries pour contrôler le volume et la forme de la cavité, un test d'étanchéité au gaz, une complétion du puits avant le premier remplissage du gaz...
- **Une phase d'exploitation** (typiquement 30 ans) avec ses trois opérations à vitesse et débit du gaz contrôlés : l'injection, le soutirage, le repos ; on a aussi des essais d'étanchéité (MIT) et d'éventuelles phases de maintenance du puits au cours desquelles la pression de la cavité est abaissée à la pression atmosphérique (CAES). Les effets des sollicitations répétées en température et surtout en pression du gaz sur la stabilité d'ensemble de l'ouvrage doivent être évalués ;
- **Une phase d'abandon** qui survient à la fin de l'exploitation pendant laquelle on remplit d'abord la cavité en saumure en vidant le produit stocké. On contrôle ensuite la vitesse de fermeture de la cavité par fluage ; on réalise une étude d'impact environnemental et on bouche le puits.

La Figure 1.5 présente une vue 3D d'une exploitation de cavité saline dans un dôme de sel.

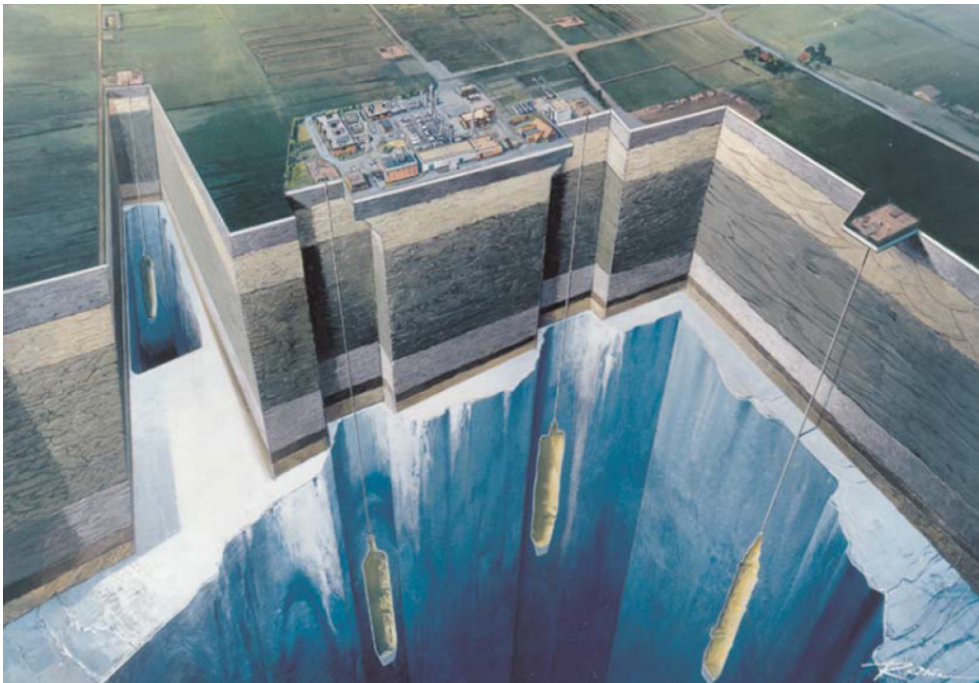


Figure 1.5. Vue en 3D du stockage souterrain en cavité saline [Source : KBB UT].

2. Comportement mécanique du sel et des cavités salines

2.1. Le fluage du sel gemme

Lorsqu'une éprouvette de sel est soumise à un confinement isostatique, elle ne se déforme pas à l'exception d'une petite déformation volumique élastique initiale. Cependant, lorsque l'échantillon est soumis à un déviateur des contraintes⁴, une déformation plus importante apparaît progressivement. Cette déformation qui évolue avec le temps lorsqu'un déviateur constant est appliqué à l'éprouvette de sel, est appelée fluage. Le fluage du sel a notamment pour origine microscopique les mouvements de dislocation.

Un résultat type d'essai de fluage et les terminologies fréquemment utilisées pour décrire la courbe contrainte-déformation sont représentés sur la Figure 1.6. Sur une éprouvette cylindrique de sel, on applique une charge constante. La réponse expérimentale comporte trois étapes : un fluage transitoire pendant lequel la vitesse des déformations décroît avec le temps ; un fluage stationnaire pendant lequel la vitesse des déformations est constante au cours du temps ; un fluage tertiaire pendant lequel la vitesse de déformation augmente avec le temps, l'apparition de l'endommagement qu'on peut observer à l'échelle macroscopique s'ensuit (adoucissement ou diminution de sa résistance).

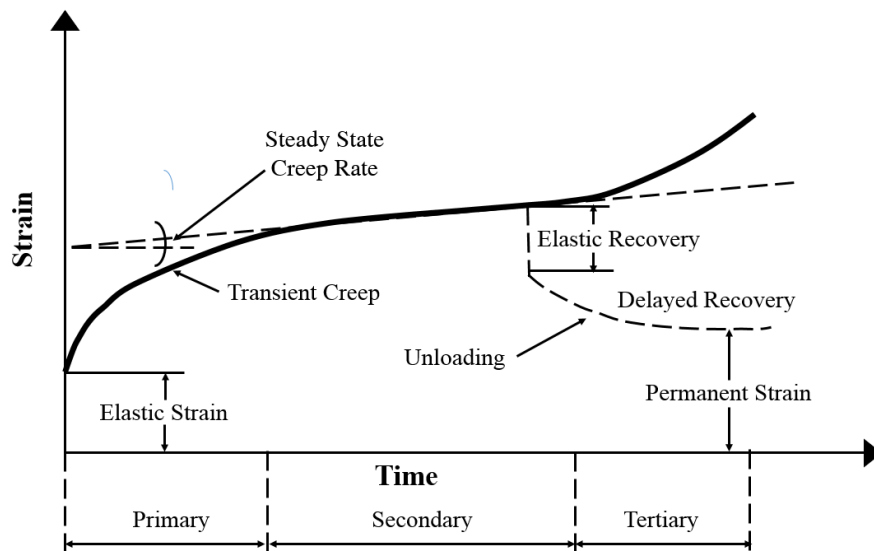


Figure 1.6. Schéma d'un résultat d'essai de fluage sur le sel (Nair et Deere, 1969).

Le comportement du sel a été ainsi longuement étudié et est assez bien connu : il est élasto-viscoplastique non linéaire et très sensible aux variations de température comme montré lors des sept conférences sur le comportement mécanique du sel gemme. Les lois de comportement du sel gemme les plus utilisées et quelques jeux de paramètres sont recensés dans l'annexe A. La vitesse de déformation par fluage en régime permanent dépend du déviateur des contraintes et de la température de sel. Une des particularités du sel gemme est qu'il flue même sous très faible charge, voire son seuil

⁴ Différence entre la contrainte axiale et la pression de confinement

de fluage est nul (Bérest et al., 2013). Sa viscosité à température ambiante sous très faible charge est de l'ordre de $\mu = 10^{17}$ Pa.s (Bérest et al., 2005).

Munson et Dawson (1984) résumant sur la Figure 1.7 les micro-mécanismes régissant le fluage du sel gemme. Cette carte est obtenue à partir de modèles théoriques de déformation, ainsi que des équations de comportement déterminées empiriquement. Une carte des mécanismes de déformation est une représentation dans l'espace de la contrainte et de la température des domaines dans lesquels un micro-mécanisme est prépondérant.

A chaque mécanisme, on peut associer une équation qui spécifie la vitesse de déformation en fonction des conditions imposées de contraintes et de température.

Il existe un mécanisme indéfini qui n'a pas de modèle micromécanique, mais qui est défini de manière empirique sur la base d'essais de laboratoire. On peut remarquer que c'est un domaine important parce qu'il correspond à la gamme de température observée en cavité saline est inférieure à 100°C.

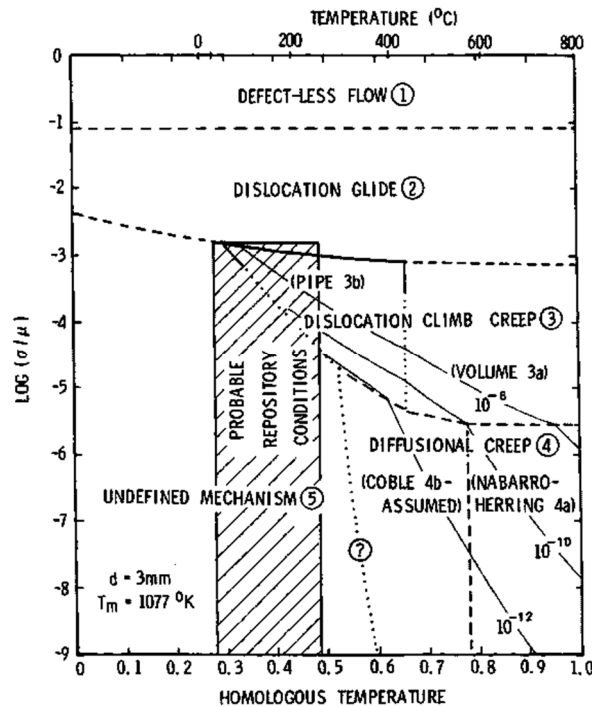


Figure 1.7. Carte des mécanismes de déformation du sel (Munson et al., 1979).

Sur la Figure 1.7 tirée de (Munson et al., 1979), les frontières ou parties des frontières dont les emplacements sont confirmés par des preuves expérimentales sont représentées par des lignes solides. Les limites dont les emplacements sont le résultat de calculs basés sur les équations de comportement sont représentées par des lignes en traits interrompus ; et les limites dont les emplacements sont basés sur l'interpolation ou l'extrapolation sont représentés en pointillés. Le point d'interrogation sur la Figure 1.7 marque la limite déterminée empiriquement. Les trajectoires des vitesses de déformation constantes sont indiquées sur la carte pour les vitesses de déformation de 10^{-12} , 10^{-10} et 10^{-8} /s tel que déterminé par les modèles micromécaniques utilisant les paramètres du sel.

Les principaux critères d'endommagement sont présentés dans l'annexe B.

2.2. Etanchéité de la formation salifère et des cavités salines

Les cavités créées par dissolution dans le sel sont prisées pour des applications de stockage souterrain de gaz parce que le sel est considéré comme un matériau imperméable. Cependant, la roche saline exploitable peut contenir des impuretés dont la proportion peut aller jusqu'à 15%. Parmi les impuretés rencontrées dans le sel, l'anhydrite est la plus fréquente. Notons que les impuretés empêchent les glissements aux joints de grains de sel et donc réduisent la vitesse de fluage du sel. Au cas où des fissures apparaissent sur les parois de cavités suite à une exploitation non saisonnière, il est important de savoir si les variations répétées de pression, ou les opérations rapides en cavité n'accélèreront pas l'ouverture desdites fissures, avec la possibilité de les rendre plus profondes, de les voir déboucher sur un autre matériau que le sel et être catastrophiques pour le stockage. On recommande que la cavité soit étanche pour éviter de polluer le sous-sol et principalement les aquifères d'eau douce. Bérest et Brouard (2003) décrivent plusieurs accidents survenus dans les cavités salines de stockage parmi lesquels le remarquable accident de Hutchinson en 2001 au Texas et les leçons qui ont pu être tirées. Bien que l'origine de l'accident soit le cuvelage, une grande quantité de gaz a fuité dans le sous-sol probablement à travers une mince couche de dolomite fracturée avant de ressortir quelques kilomètres plus loin dans la ville sous laquelle se trouvent des puits anciens non rebouchés. La majorité des problèmes d'étanchéité rencontrés dans les stockages de gaz proviennent des puits, voir (Bérest, 2014).

Pour que l'étanchéité de la caverne soit assurée, il faut que la pression maximale du gaz stocké soit nettement inférieure à la pression géostatique. Suivant les sites, la pression de gaz est limitée à un gradient⁵ de 1,8 à 2. La pression minimale pour sa part est fixée, d'une part, par des considérations de mécanique des roches (une pression trop basse entraînerait des désordres mécaniques, ou une vitesse trop rapide de fermeture de la caverne par fluage) dictées par le calcul ou l'expérience et, d'autre part, par des considérations liées à la pression du réseau de distribution de gaz (il ne serait pas rentable de comprimer le gaz sorti de la cavité avant de l'injecter dans le réseau). Pour des cavités de 1500 m de profondeur, cette pression minimale est en France de l'ordre de 8 MPa. Pour des cavités moins profondes, la pression minimale peut être plus basse.

2.3. Stabilité mécanique des cavités salines

Pour assurer une stabilité mécanique de la cavité saline, il est généralement recommandé que la perte de volume d'une cavité saline soit limitée, que l'écaillage des parois soit limité et que la subsidence observée en surface soit acceptable pour préserver l'état des constructions à la surface du sol et des constructions riveraines. L'ingénieur géomécancien doit prendre en compte plusieurs paramètres de dimensionnement. Les principaux paramètres sont : la géométrie et le volume, la profondeur, les pressions minimales et maximales en opération, la distance entre deux cavernes, les distances horizontales et verticales aux limites du massif de sel, les propriétés du sel et le mode d'exploitation ou l'enchaînement des opérations en cavités.

Pour les cavités salines de stockage en exploitation, les simulations numériques montrent que les zones les plus vulnérables au développement d'une zone à perméabilité significative sont le toit et la zone autour du sabot de cuvelage (Brouard et al., 2011 ; Djizanne et al., 2012). La tenue mécanique du pilier est aussi très importante. Le pilier est la partie du massif salin laissée entre deux cavités salines voisines dans un champ de cavité. Lors du dimensionnement, il est primordial de s'assurer que la zone endommagée par dilatance ou par fatigue thermomécanique n'atteigne pas la moitié du pilier au risque

⁵ Le gradient est le quotient entre la pression et la profondeur à une profondeur donnée.

de voir communiquer toutes les cavités du champ. C'est la raison pour laquelle cette zone endommagée doit vérifier les principaux critères de stabilité en matière de contrainte.

Pour évaluer la stabilité de l'ensemble, la nature et le comportement rhéologique des couches sus-jacentes (ou situées au-dessus de la formation salifère) doivent être connus et pris en compte dans le modèle de calcul. Le calcul numérique permet d'évaluer l'état global des contraintes, des déformations et des pertes de volume par fluage de la cavité en exploitation et la comparaison avec les principaux critères de rupture et d'endommagement existants.

2.4. Perte de volume par fluage de cavités salines

La courbe de la Figure 1.8 présente la vitesse de fermeture de la caverne en fonction de la profondeur de plusieurs cavités. Sur cette figure, on présente deux cavités en saumure (Gellenoncourt et Etrez) et plusieurs cavités en gaz (Huntorf, Markham, Kiel, Tersanne et Eminence). Les cavités sont positionnées sur la figure au niveau de leurs profondeurs réelles, et la courbe bleue est tracée pour des cavités en saumure. Il est important de noter que la vitesse de fluage des cavités en gaz peut être relativement élevée comparée à celle des cavités en saumure, en raison de la pression intérieure qui est basse.

Pour citer quelques exemples de fermeture par fluage, la cavité TE02 de Tersanne en France a perdu 60% de son volume en 35 ans d'exploitation (Hévin et al., 2007) ; une cavité d'Eminence aux Etats-Unis a perdu 40% en à peine 2 ans d'exploitation (Baar, 1977 ; Serata et Cundey, 1979). En plus du fluage qui est inévitable, des chutes de blocs ont été observés à Huntorf en Allemagne (Crotagino et al., 2001), à Kiel en Allemagne (Baar, 1977), à Lille Thorup au Danemark (Rokahr et al., 2007), à Big Hill aux Etats-Unis (Munson et al., 2004). En résumé, les cavités salines ont à la fois un comportement fragile (effondrement du toit, écaillage, chute de blocs) et ductile (fermeture de la cavité par fluage). La perte de volume de la cavité est peut être causée par le fluage du sel environnant.

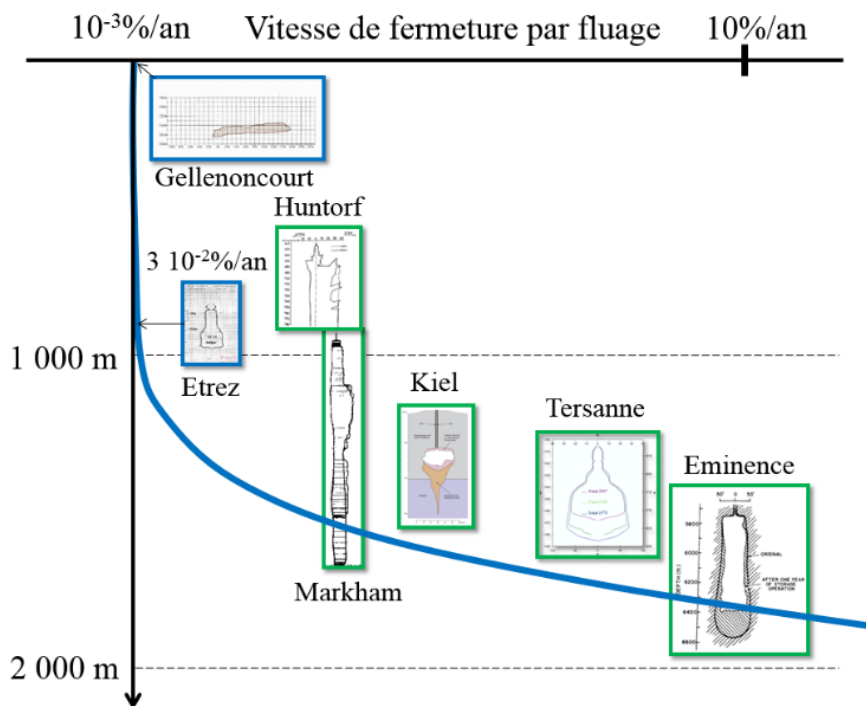


Figure 1.8. Vitesse de fermeture par fluage en fonction de la profondeur pour les cavités de Gellenoncourt, Huntorf, Etrez, Markham, Kiel, Tersanne et Eminence (Bérest, 2012).

La vitesse de fermeture par fluage d'une cavité remplie de saumure est très fortement non linéaire avec la profondeur. Par exemple, elle est de $10^{-3}\%$ /an à une profondeur de 250 m (soit une pression géostatique de 2,5 MPa), et de $3 \cdot 10^{-2}\%$ /an pour une profondeur de 1 000 m (soit une pression géostatique de 22 MPa) et de plusieurs fois de 1% /an à 2 000 m de profondeur (voir Figure 1.8). La vitesse de fermeture par fluage d'une cavité saline est parfaitement mesurable. Par exemple, Brouard (1998) avait mesuré une vitesse de fermeture de $3 \cdot 10^{-2}\%$ /an à Etrez. D'une manière générale, les cavités de gaz dans lesquelles la pression du gaz est faible lorsque le stock de gaz est faible, sont plus sujettes au fluage comparativement aux cavités remplies de liquide (dans lesquelles, la pression du liquide est presque constante et proportionnelle à la profondeur ou *halmostatique*). La perte de volume peut être importante dans la partie la plus profonde de la caverne (exemple de Tersanne, Eminence, Markham) ; ceci est en partie en raison de chutes de blocs, mais, les grandes valeurs de température et de contrainte déviatorique dans la partie la plus profonde sont également des facteurs importants car elles rendent le fluage plus rapide. D'autre part, les conséquences d'une détente rapide (avec de grandes vitesses de soutirage de gaz également accompagnées d'une chute de la température et la création des contraintes thermiques) sur la perte de volume par fluage d'une cavité doivent être analysées.

3. Stockage de l'énergie renouvelable en cavité saline

3.1. Le stockage souterrain de l'air comprimé

3.1.1. Présentation du stockage de l'air comprimé

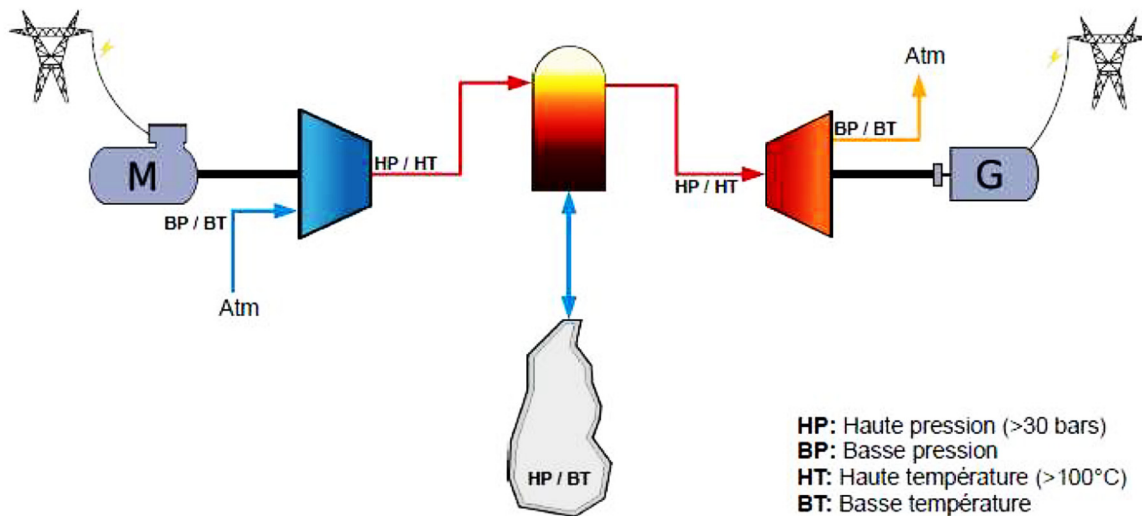


Figure 1.9. Schéma de principe d'un CAES adiabatique (AA-CAES) [Source : EDF R&D].

Le stockage direct de l'énergie électrique n'est pas encore possible. L'électricité peut être convertie en énergie potentielle et stockée en période creuse ; puis récupérée et retransformée pour être utilisable en période de pointe. C'est le cas par exemple des STEP qui peuvent être utilisées pour stocker et restituer l'énergie en masse provenant de la surproduction nocturne de l'électricité d'origine nucléaire. Dans la même logique, et en appont aux énergies renouvelables éolienne ou solaire (*intermittentes*) ou à l'énergie nucléaire (*continue*), le stockage en masse d'air comprimé pour la production optimale d'électricité connaît un regain d'intérêt au vu des multiples projets développés ces dernières années dans plusieurs pays (France, Allemagne, Etats-Unis, Royaume-Uni, Afrique du Sud, Israël, Japon). En effet, l'air comprimé est stocké en grande quantité en cavité saline depuis plus de trois décennies pour

produire de l'électricité. C'est une solution opérationnelle car deux pilotes fonctionnent déjà en Allemagne (Huntorf) et aux Etats-Unis (McIntosh) avec une puissance de 290 MW pendant 2 à 3 heures et 110 MW pendant 26 heures respectivement ; la pression de l'air stocké variant entre 4,5 MPa et 7,5 MPa, mais son rendement est limité à 50%. En France, le projet SACRE (Stockage de l'Air Comprimé pour le Réseau Electrique) de l'ANR pour la période 2011-2014 a confirmé cet intérêt en étudiant la possibilité d'un stockage adiabatique d'air comprimé en cavité saline (AA-CAES : Advanced Adiabatic CAES) pour lequel on envisage un rendement théorique de 70%. Le schéma de principe d'un CAES adiabatique est présenté sur la Figure 1.9.

3.1.2. Nouvelles problématiques posées par HFCGSSC et CAES

Comme vu en section 2, on dispose d'une large expérience des problèmes de mécanique des roches posés par la stabilité des cavernes dans le sel en raison de l'existence de milliers d'ouvrages de ce type réalisés dans le monde pour la production de saumure ou pour le stockage des hydrocarbures. Le stockage d'air comprimé⁶ en cavité saline soulève néanmoins quelques problèmes originaux liés aux cyclages quotidiens de la pression. Ces problèmes présentent certaines similitudes avec ceux posés par les nouvelles formes d'exploitation d'ouvrages plus classiques, le stockage de gaz naturel à haute fréquence de cyclage ou HFCGSSC (High-Frequency Cycled Gas Storage Salt Cavern).

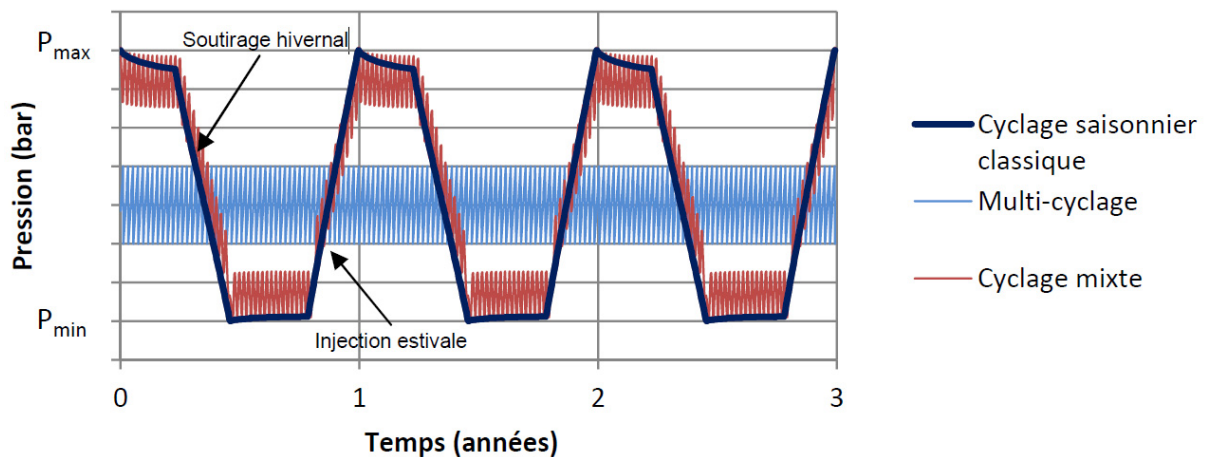


Figure 1.10. Cycle de pression en cavité suivant le mode d'exploitation (Pellizaro et al., 2012).

En effet, du fait de la dérégulation du marché du gaz naturel, ces stockages sont exploités de manière plus agressive que dans le passé. Traditionnellement leur exploitation était saisonnière, avec une période d'injection en été et une période de soutirage en hiver, quand la demande était la plus forte (surtout en Europe), les vitesses de diminution de la pression étaient relativement lentes (limitées par la vitesse ou le débit du gaz dans le puits) de sorte que le refroidissement lié à la détente était limité. De nos jours, on envisage des vitesses bien plus rapides, avec un déstockage complet de la caverne en une dizaine de jours (Gilhaus, 2007). L'injection de gaz est évidemment plus lente que le soutirage, et le passage de la pression minimale à la pression maximale se fait en un temps 3 à 4 fois plus long. De ce fait une recherche active est conduite sur les effets des modes d'exploitation plus violents ; elle bénéficie à la fois aux CAES et aux HFCGSSC. La Figure 1.10 présente des cycles de pression en cavité saline suivant le mode d'exploitation (saisonnier, multi-cycles et mixte). Dans les HFCGSSC, la pression du gaz varie

⁶ ou CAES.

entre une pression maximale et une pression minimale nettement distinctes, de telle sorte que le « volume utile » de gaz stocké soit le plus grand possible.

Dans un CAES, les fluctuations sont bien plus rapides, puisqu'on peut passer de la pression maximale à la pression minimale en une journée (en fait le cycle complet est plutôt hebdomadaire) ; en revanche, le fonctionnement optimal des turbines conduit à limiter l'écart entre la pression minimale et la pression maximale. Pour ce faire, l'idéal serait de disposer d'une très grande caverne dont le volume « utile », c'est-à-dire le volume occupé par le gaz soutiré ou injecté, ne serait qu'une faible fraction du volume total, de sorte que la pression du gaz ne varierait que très peu au cours des mouvements de gaz. Le CAES de Huntorf par exemple est exploité entre 5 et 7 MPa pour une profondeur comprise entre 650 et 800 m (Crotogino et al., 2001). Un CAES moins profond pourrait être exploité entre 2,5 et 3,5 MPa.

Les deux types d'ouvrage sont donc caractérisés par des débits de décompression plus rapides que les ouvrages traditionnels. Le débit maximal à Huntorf a atteint 5 MPa/heure ; pour le gaz naturel il semble qu'on ne souhaite pas dépasser plus de 2 MPa/jour. En fait, il existe plusieurs facteurs qui limitent les débits maximaux que l'on peut effectivement mettre en œuvre : les pertes de charge dans le puits ; la vitesse du gaz dans le puits, facteur d'érosion des tubes en acier ou de bruit, si des habitations sont proches ; le refroidissement du gaz à la détente, qui entraîne la formation d'hydrates peuvent être très dommageables pour les tubes et les pompes à la surface.

En résumé, les phénomènes qui sont à l'origine des problèmes mécaniques des cavités sont donc l'augmentation de la fréquence des cycles d'injection et de soutirage et l'effet d'un cyclage thermique plus important en plus d'un cyclage mécanique. En effet, lorsque la fréquence du cycle est élevée dans le cas d'une exploitation saisonnière, l'épaisseur du sel affectée en paroi par les variations de température est réduite ce qui est un avantage lors de l'étude de la stabilité. D'autre part, l'amplitude des cycles de température en cavité est plus grande, et est proportionnel à la quantité d'énergie transmissible au massif s'il est plus froid que le gaz.

3.2. Le stockage souterrain de l'hydrogène

3.2.1. Présentation du stockage de l'hydrogène en cavité saline

L'hydrogène obtenu par électrolyse de l'eau détient une énergie près de quatre fois plus grande par unité de masse que le gaz naturel. C'est un vecteur d'énergie important avec lequel on peut réaliser de multiples applications telles que : combustible pour produire de la chaleur, produit chimique pour engrais et autres composés, piles à combustible... Le stockage géologique de l'hydrogène repose sur l'expérience acquise avec le gaz naturel, utilisé habituellement pour fournir une capacité saisonnière. Toutefois, l'hydrogène est plus difficile à contenir que le gaz naturel en raison de la plus petite taille de sa molécule et de son plus haut coefficient de diffusion. Une importante étude sur le stockage souterrain de l'hydrogène gazeux a été menée par le « *Gas Technology Institute* » aux Etats-Unis par Foh et al. (1979). La cavité saline qui offre l'avantage d'être pratiquement imperméable aux gaz est à présent la seule structure utilisée pour stocker de l'hydrogène. Au cours des dernières décennies, plusieurs exemples de stockage en cavité saline d'hydrogène pur ou de mélange H₂-CO ont vu le jour.

- A Kiel en Allemagne où depuis 1971, le gaz de la ville constitué à 60-65% d'hydrogène est stocké dans une cavité saline.
- A Teesside au Royaume-Uni où depuis plus de 30 ans, 3 cavités salines de 70 000 m³ chacune permettent de stocker 1 million de Nm³ d'hydrogène pratiquement pur (95% de H₂ et 3-4% de CO₂). Ces cavités sont situées à une profondeur moyenne de 370 m.

- A Clemmons Dome, Lake Jackson au Texas où depuis 1986, Conoco Philips stocke 30,2 Mm³ d'hydrogène d'un gaz de synthèse (95% d'hydrogène) en cavité saline. La cavité a un volume géométrique de 580 000 m³ et est opérée entre 7-13,5 MPa avec un pouvoir calorifique minimal de 92 MWh.
- A Moss Bluff, Liberty County au Texas où depuis 2007, Praxair stocke 70,8 Mm³ d'hydrogène industriel en cavité saline. La cavité a un volume géométrique de 566 000 m³ et est opérée entre 7,6 et 13,4 MPa avec un pouvoir calorifique minimal de 80 GWh.

3.2.2. Nouveaux problèmes posés par le stockage géologique de l'hydrogène

Le stockage de l'hydrogène en cavité saline sous forte pression est un procédé relativement moins répandu que celui du stockage du gaz naturel. Cependant, il soulève des problèmes intéressants, étant donné que l'hydrogène est l'atome le plus léger (constitué seulement d'un proton et d'un électron), le plus abondant de l'univers (75% en masse et 92% en nombre d'atomes) et que son équation d'état et son potentiel thermodynamique diffèrent sensiblement de celle d'un gaz parfait. En cavité saline, et sous forte pression, il existe encore des zones d'ombre sur les mécanismes de son écoulement, ses interactions avec le massif et le sabot de cuvelage (cimentation). Cependant, on est amené à penser que les propriétés du sel peuvent être affectées, en particulier sa perméabilité, par de fortes contraintes déviatoriques en paroi de cavité, et des fortes pressions de gaz. En fait, de fortes valeurs de contraintes peuvent provoquer des ouvertures dans le sel et laisser l'hydrogène s'infiltrer et favoriser le fluage du sel. Lorsque la déformation déviatorique augmente, ces pores nouvellement formés peuvent s'interconnecter et augmenter en taille. Il a été démontré que lorsque les fluides sous haute pression infiltrent les joints de cristaux de sel, ces fluides diminuent les contraintes inter-cristallines alors que pendant le fluage normal, elles se ferment et deviennent virtuellement imperméables. C'est ainsi que le sel peut devenir perméable lorsque les pressions du fluide sont supérieures à la contrainte du sel.

Conclusions

Le stockage d'énergie est un enjeu mondial au vu de *la demande* et du caractère intermittent des énergies renouvelables (*l'offre*). Les échanges énergétiques se font de plus en plus en flux tendu. Ils imposent une gestion permanente qui doit être alignée à chaque instant avec la demande d'énergie afin de maintenir l'équilibre de l'offre et de la demande. Au niveau des systèmes énergétiques, que l'on souhaite de plus en plus efficaces et de moins en moins émetteurs de gaz à effet de serre, le principal défi pour remplacer les combustibles fossiles est certainement celui du stockage de l'énergie (Odru, 2013). Ces besoins énergétiques sans cesse croissants créent une nécessité de stocker de l'énergie. En France, le stockage de l'énergie est considéré comme indispensable pour la réussite de toute transition énergétique ; c'est d'ailleurs l'ambition n°1 du Rapport Lauvergeon (2013) de la commission « Innovation 2030 ».

On dispose d'une importante expérience acquise depuis plus d'un demi-siècle par le stockage géologique du gaz naturel contrairement au stockage d'énergies renouvelables (air et hydrogène) pour lesquels les études se poursuivent pour l'optimisation du rendement et les applications innovantes. Le comportement mécanique du sel est bien connu, il est élasto-viscoplastique et sensible aux variations de température. Cependant, avec les nouveaux modes d'exploitation des cavités salines de stockage et quelle que soit la nature du gaz stocké, l'analyse de la stabilité de ces dernières doit être révisée. En effet, les variations de pression sont bien plus rapides et engendrent des variations significatives de température et des contraintes additionnelles sur la paroi. Dans ces conditions, pour assurer la stabilité thermomécanique des cavités salines, l'évolution thermodynamique du gaz stocké dans la cavité doit

d'abord être comprise. Ensuite, la formation de fractures thermiques et l'évolution des critères de stabilité au fur et à mesure des cycles doit faire l'objet d'études théoriques et expérimentales. Le calcul numérique montrant les effets de sollicitations rapides et d'un grand nombre de cycles de grande fréquence doit être bien maîtrisé afin d'analyser et comprendre les applications innovantes : telle est l'ambition de cette thèse.

Dans cette thèse, les produits énergétiques gazeux stockés en cavité saline sont principalement le gaz naturel, l'air comprimé et l'hydrogène. La convention de signe appliquée en mécanique des roches est utilisée. Elle stipule que les contraintes négatives sont des contraintes de compression et les contraintes positives sont des contraintes de traction.

Annexe A. Lois de comportement du sel et jeux de paramètres

Le comportement rhéologique du sel gemme peut être décrit par une loi élasto-viscoplastique. La caractérisation géomécanique du sel de chaque site se fait par des essais de laboratoire uniaxiaux ou triaxiaux ; en compression ou en extension et par des essais de fluage. Dans cette annexe, quelques équations qui régissent le comportement élasto-viscoplastique du sel gemme sont présentées dans l'hypothèse des petites déformations. Dans un premier temps, on présente les quatre lois le plus souvent utilisées et des variantes. La détermination expérimentale des jeux de paramètres se fait dans une plage de température (entre 293 et 423 K par exemple) et une plage de contrainte (entre 5 et 20 MPa par exemple) définies. Quelques jeux de paramètres de ces lois extraits de la littérature sont aussi donnés. Ensuite, on évoque d'autres lois de comportement et leurs particularités.

1. La loi de Lemaitre-Menzel-Schreiner (L-M-S)

La loi de L-M-S a été proposée conjointement par Lemaitre (1971) en France pour l'étude des métaux et alliages et par Menzel et Schreiner (1983) en Allemagne pour l'étude du sel gemme. Initialement développé pour les métaux, la loi de L-M-S a été modifiée par Vouille (1986) pour l'étude du comportement rhéologique du sel de France. Elle a été imaginée à partir d'un essai uniaxial à chargement constant. En effet, lorsque l'état de contrainte appliquée à une éprouvette cylindrique de sel en laboratoire n'est pas isotrope, elle se déforme progressivement et relativement lentement. La loi de L-M-S suppose que la vitesse de déformation sous chargement constant décroît indéfiniment au cours du temps (Bérest et Brouard, 2008). Cette loi est principalement utilisée en France et peut être décrite comme suit :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^{el} + \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \quad (\text{A.1})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{el} = \frac{1+\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{ij} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij} \quad (\text{A.2})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \frac{\partial}{\partial t} (\zeta^\alpha) \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{ij}} \left/ \left\| \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{ij}} \right\| \right. \quad (\text{A.3})$$

Avec $\frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3}{2\sigma} s_{ij}$ et $\left\| \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{ij}} \right\| = 1$, on a :

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2\sigma} \frac{\partial}{\partial t} (\zeta^\alpha) s_{ij} \quad (\text{A.4})$$

$$\dot{\zeta} = \left(\frac{\sigma}{K} \right)^\beta \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma = \sqrt{3J_2} \quad (\text{A.6})$$

$\dot{\varepsilon}_{ij}$ est la vitesse de déformation totale, $\dot{\varepsilon}_{ij}^{el}$ est la composante élastique de la vitesse de déformation, $\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}$ est la composante viscoplastique de la vitesse de déformation totale, σ est la contrainte déviatorique ou la contrainte équivalente de von Misès.

α , β et K sont les paramètres viscoplastiques de la loi de L-M-S.

La forme scalaire de la loi de L-M-S formulée explicitement en fonction du temps pour un chargement constant est la suivante (Hugout, 1988) :

$$\varepsilon^{vp} = 10^{-6} \left(\frac{\sigma}{K'} \right)^\beta t^\alpha \quad (\text{A.7})$$

La loi de L-M-S peut être complétée en prenant en compte les effets thermiques d'une part, sous la forme d'un coefficient multiplicatif, exponentielle amortie de l'inverse de la température absolue (loi d'Arrhenius) et, d'autre part, d'une déformation thermique :

$$\varepsilon = \varepsilon^{el} + \varepsilon^{vp} + \varepsilon^{th} \quad (\text{A.8})$$

$$\varepsilon^{el} = \frac{\sigma}{E_s} \quad (\text{A.9})$$

$$\varepsilon^{vp} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{K}\right)^\beta t^\alpha \quad (\text{A.10})$$

$$\varepsilon^{th} = \alpha_s \theta \quad (\text{A.11})$$

Où α_s est le coefficient de dilatation thermique linéaire du sel, T est la température absolue, T_0 est la température initiale, $\theta = T - T_0$ est la variation de température.

Les unités choisies sont telles que le temps est en jours, les contraintes sont en Méga Pascal et les déplacements sont en micromètres.

Karimi-Jafari et al. (2011) donnent une expression uniaxiale et simplifiée de la loi de L-M-S qui prend en compte une température de référence :

$$\varepsilon^{vp} = \exp\left[-\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_r}\right)\right] \left(\frac{\sigma}{K}\right)^\beta t^\alpha \quad (\text{A.12})$$

Où Q est l'énergie d'activation, R est la constante universelle des gaz, $Q/R \in [4\ 000\ \text{K} - 10\ 000\ \text{K}]$. L'équation (A.12) est utilisée pour réaliser les calculs numériques de cette thèse. Quelques jeux de paramètres de la loi de L-M-S sont donnés dans le **Tableau A.1** ci-après.

L'indice de Vouille

L'indice de Vouille est un indice de fluabilité proposé par le Professeur Gérard Vouille qui permet de comparer les sels. Tijani (2008) le définit comme étant la déformation axiale ε_v d'une éprouvette au bout d'un temps (en général 365 jours) au cours d'un essai de fluage mono-palier sous un déviateur choisi (en général 10 MPa) et à une température fixée (celle du site des cavités salines).

Tableau A.1. Quelques jeux de paramètres de la loi L-M-S.

Origine du sel	α	β	K (MPa)	E_s (GPa)	ν_s	ρ (kg/m ³)	T_r (K)	Q/R (K)	ε_v (%)	Référence
Asse	0,258	2,500	0,199						0,43	Rokahr et Staudmeister (1983)
Bernburg	0,140	1,104	0,090						0,12	Menzel et Schreiner (1983)
Deeper salt (GDF)	0,360	2,980	0,850						0,59	Bérest et Blum (1993)
S ^t Maximilien	0,303	3,400	1,500						0,12	Bérest et al. (2007)
Etrez	0,360	2,980	0,850	25	0,25	2300			0,59	Guerber et Durup (1996)
Etrez (EZ53)	0,270	4,000	0,882						0,12	Cité par Brouard et al. (2006)
EZ53 (GDF)	0,360	2,980	1,100						0,46	Bérest et Blum (1993)
Géostock	0,300	2,200	0,490				331	3000	0,36	Karimi-Jafari et al. (2011)
Jeu maxi GDF	0,210	2,550	1,075						0,03	Cité par Brouard et al. (2006)
Jeu mini GDF	0,326	3,630	1,115						0,25	Cité par Brouard et al. (2006)
Manosque	0,300	2,900	0,800						0,22	Cité par Brouard et al. (2006)
Manosque	0,130	3,300	1,500						0,01	Karimi-Jafari et al. (2006)
Manosque	0,326	3,630	1,154	25	0,25	2200			0,24	You et al. (1996)
S ₁ salt	0,502	4,343	1,559	25	0,30	2255	323		3,73	Tijani et al. (2009)
S ₂ salt	0,449	3,514	0,891	25	0,30	2255	323		2,61	Tijani et al. (2009)
S ₃ salt	0,323	7,977	3,676	25	0,30	2255	323		0,07	Tijani et al. (2009)
S ₄ salt	0,381	3,392	0,949	25	0,30	2255	323		0,76	Tijani et al. (2009)
Stocamine	0,270	2,296	0,266	25	0,23	2160			0,40	Vouille (1990)
Stublach	0,100	2,208	0,349	27	0,30		300	1581	0,02	Pellizaro et al. (2011)
Tersanne	0,500	3,630	8,500			2300	351	6293	0,66	Bérest et al. (1986)
Tersanne TE02	0,500	3,630	0,889						6,32	Cité par Brouard et al. (2006)

2. La loi de Norton Hoff (N-H)

C'est une loi de type « puissance » qui décrit le comportement élasto-viscoplastique stationnaire du sel gemme. Elle établit une relation entre la déformation, la contrainte déviatorique et la température dans la phase stationnaire sous forme d'une loi de puissance de la contrainte dans laquelle la vitesse de déformation augmente avec la température suivant une loi d'Arrhenius (Norton, 1929). La loi de N-H stipule que la vitesse de déformation sous chargement constant tend vers une valeur constante (Bérest et Brouard, 1998). Elle peut être formulée comme suit :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^{el} + \dot{\epsilon}_{ij}^{ss} \quad (\text{A.13})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{el} = \frac{1 + \nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{ij} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij} \quad (\text{A.14})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{ss} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \frac{1}{n+1} \frac{\partial (\sqrt{3}J_2)^{n+1}}{\partial \sigma_{ij}} \quad (\text{A.15})$$

La vitesse de déformation élastique est donnée par la loi de Hooke généralisée. L'expression uniaxiale de la composante viscoplastique de la vitesse de déformation est donnée par :

$$\dot{\epsilon}^{ss} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sigma^n \quad (\text{A.16})$$

Où $\dot{\epsilon}^{ss}$ est la vitesse de déformation par fluage stationnaire, A et n sont les paramètres de fluage du sel gemme $n \in [3-6]$. L'expression linéarisée de la déformation viscoplastique stationnaire s'écrit aussi parfois :

$$\dot{\epsilon} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\mu_s}\right)^n \quad (\text{A.17})$$

Où $\mu_s = E_s/2(1+\nu_s)$ est le module de cisaillement du sel (on utilise parfois aussi une contrainte de référence σ^*). $A/(\mu_s)^n$ a le même sens que A dans l'équation (A.16).

La loi de N-H peut être modifiée pour prendre aussi en compte le comportement thermoélastique, c'est le cas de la loi BGRa (Eickemeier et al., 2002, 2005), (Dieter et al., 2005).

La loi BGR est une version de la loi de N-H améliorée pour prendre en compte, en plus des déformations élastiques et du fluage stationnaire, les déformations d'origine thermique et les déformations pseudo-plastiques dues à la rupture. Elle se définit comme suit (Wallner, 1984, 1986, 1995) :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^{el} + \dot{\epsilon}_{ij}^{th} + \dot{\epsilon}_{ij}^{cr} + \dot{\epsilon}_{ij}^f \quad (\text{A.18})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{el} = \frac{1 + \nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{ij} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij} \quad (\text{A.19})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{jh} = \alpha_s \dot{T} \delta_{ij} \quad (\text{A.20})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{cr} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\varepsilon}_{eff}^{cr}}{\sigma} s_{ij} \quad (\text{A.21})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{cr} = \sum_{i=1}^3 \dot{\varepsilon}_{eff}^{cr} (S, \sigma, T) \quad (\text{A.22})$$

$${}^1 \dot{\varepsilon}_{eff}^{cr} = A_1 \exp\left(\frac{-Q_1}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\sigma^*}\right)^{n_1} \quad (\text{A.23})$$

$${}^2 \dot{\varepsilon}_{eff}^{cr} = A_2 \exp\left(\frac{-Q_2}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\sigma^*}\right)^{n_2} \quad (\text{A.24})$$

$${}^3 \dot{\varepsilon}_{eff}^{cr} = 2 \left[B_1 \exp\left(-\frac{Q_1}{RT}\right) + B_2 \exp\left(\frac{-Q_2}{RT}\right) \right] \sinh\left(D < \frac{\sigma - \sigma^0}{\sigma^*} >\right) \quad (\text{A.25})$$

Pour modéliser le comportement mécanique du sel de Zeichstein et des cavités salines de Barradel, Breunese et al. (2003) utilisent une version modifiée de la loi exponentielle inspirée de N-H (Brouard et al., 1999). Cette version prend en compte la taille effective des grains de sel, le fluage engendré par les dislocations et celui engendré par la pression du fluide aux joints de grains (Uraï et al., 1987), (Spiers et Carter, 1998). Sa formulation est :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^{dc} + \dot{\varepsilon}^{ps} \quad (\text{A.26})$$

$$\dot{\varepsilon}^{dc} = A \left(-\frac{Q}{RT}\right) \sigma^n \quad (\text{A.27})$$

$$\dot{\varepsilon}^{ps} = \frac{b}{Td^3} \exp\left(-\frac{\bar{Q}}{RT}\right) \sigma \quad (\text{A.28})$$

D'où l'expression suivante de la vitesse de déformation viscoplastique de N-H proposée par Uraï et Spiers (1988) :

$$\dot{\varepsilon} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sigma^n + \frac{b}{Td^3} \exp\left(-\frac{\bar{Q}}{RT}\right) \sigma \quad (\text{A.29})$$

Où A , b , n , Q/R et \bar{Q}/R sont les paramètres de la loi ; d est la taille des grains. Une des conséquences pratiques de cette formulation est que la vitesse de fluage d'un échantillon de sel soumis à de faibles contraintes déviatoriques devrait être beaucoup plus rapide que celle extrapolée à partir de la loi de N-H de base où $b=0$. Cette modification permet de bien prendre en compte l'aspect micromécanique et l'effet des petites contraintes déviatoriques (Bérest et al., 2008).

L'indice de fluage A^* et la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_0$ pour la loi de N-H

Quelques jeux de paramètres de la loi de N-H sont donnés dans les Tableaux A.2 et A.4. Les jeux de paramètres recensés dans la bibliographie sont très variés. Cette variation résulte parfois du domaine de contraintes et de températures étudié au cours des essais de laboratoire, qui conduisent à donner un accent plus ou moins grand à la dépendance en température ou en contrainte. Par exemple, on observe que les grandes valeurs du paramètre A sont compensées par de grandes valeurs de Q/R . On peut écrire :

$$\dot{\varepsilon} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT_0}\right) \sigma_0^n \exp\left(\frac{Q}{RT_0} - \frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n \quad (\text{A.30})$$

$$\dot{\varepsilon} = A^* \sigma_0^n \exp\left(\frac{Q}{RT_0} - \frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n \quad (\text{A.31})$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(\frac{Q}{RT_0} - \frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n \quad (\text{A.32})$$

L'indice de fluage $A^* = A \exp(-Q/RT_0)$ permet de calculer la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_0 = A^* \sigma_0^n$ qui donne une meilleure idée de la vitesse de fluage du sel. Ces paramètres sont calculés pour une température T_0 et une contrainte σ_0 fixées. Il permet de comparer les divers jeux de paramètres des sels étudiés comme dans les Tableaux A.2 et A.4 où $T_0 = 310 \text{ K}$ et $\sigma_0 = 10 \text{ MPa}$.

Tableau A.2. Quelques jeux de paramètres de la loi de N-H.

Origine du sel	A (MPa ⁻ⁿ -an ⁻¹)	n	Q/R (K)	A^* (MPa ⁻ⁿ -an ⁻¹)	$\dot{\varepsilon}_0$ (/s)	E_s (GPa)	ν_s	Référence
ANSALT Code	65,70	5,00	6634	$1,64 \cdot 10^{-3}$	164	25	0,27	Wallner (1986)
Asse	25 100	6,25	9969	$1,65 \cdot 10^{-4}$	293			Wawersik (1984)
Asse	65,70	5,00	6495	$2,60 \cdot 10^{-3}$	260	25	0,49	Dürr et al. (1983)
Asse BGR	$7,59 \cdot 10^{-4}$	5,00	6495	$3,01 \cdot 10^{-8}$	0			Heusermann (1996)
Asse-Liniensalz	65,75	5,00	6493	$2,62 \cdot 10^{-3}$	262	24	0,25	Wallner (1983)
Avery Island	13 000	3,14	6495	$7,10 \cdot 10^{-3}$	10			Munson (1999)
Avery Island	2081	4,00	6565	$6,52 \cdot 10^{-3}$	65			Senseny (1984)
Avery Island	2,06	4,11	4076	$3,34 \cdot 10^{-2}$	430			Mellegard et Senseny (1981)
Avery Island	12 964	3,14	5035	$9,20 \cdot 10^{-1}$	1270			DeVries (1988)
Bayou Choctaw, BC1	64,03	4,06	5956	$1,75 \cdot 10^{-3}$	20			Wawersik (1984)
Bayou Choctaw (Hard)	198,99	5,00	6034	$3,66 \cdot 10^{-2}$	3660	24,8	0,25	Munson (1998)
Big Hill	46	4,90	6039	$6,59 \cdot 10^{-3}$	523	31	0,25	Krieg (1984)
Bryan Mound	26,47	3,62	6091	$1,68 \cdot 10^{-4}$	1	32,6	0,33	Wawersik (1980)
Bryan Mound (BM3C)	1320	4,54	7623	$4,22 \cdot 10^{-4}$	15			Wawersik (1984)
Bryan Mound (BM4C)	104 000	5,18	8977	$1,59 \cdot 10^{-3}$	241			Wawersik (1984)
Carresse (SPR2)	2,50	2,50	4100	$9,17 \cdot 10^{-4}$	0	25	0,25	Brouard et al. (2006b)
Cleveland	270 264	4,08	8685	$8,69 \cdot 10^{-4}$	10	26,4	0,27	Mellegard et al. (1983)
Domal salt	65,70	5,00	6522	$2,38 \cdot 10^{-3}$	238			Rokahr et al. (1997)
Eminence	65,70	5,00	6493	$2,61 \cdot 10^{-3}$	261			Bérest et al. (1986)
Etrez	0,64	3,10	4100	$9,35 \cdot 10^{-4}$	1			Brouard (1998)
MDPA	8,03	4,00	4700	$1,26 \cdot 10^{-2}$	126			Ghoreychi et al. (2012)

Tableau A.2 (suite). Quelques jeux de paramètres de la loi de N-H.

Origine du sel	A (MPa ⁻ⁿ -an ⁻¹)	n	Q/R (K)	A^* (MPa ⁻ⁿ -an ⁻¹)	$\dot{\varepsilon}_0$ (/s)	E_s (GPa)	ν_s	Référence
Moss Bluff	1,33	5,00	5036	$6,83 \cdot 10^{-3}$	683	31,9	0,2	Brouard Consulting et RESPEC (2013)
Palo Duro, unit 4	179 755	5,60	9760	$5,32 \cdot 10^{-4}$	212			Senseny (1984)
Palo Duro, unit 5	252 288	5,30	9810	$3,17 \cdot 10^{-4}$	63			Senseny (1984)
Permian salt (BGRa05)	65,70	5,00	6498	$2,57 \cdot 10^{-3}$	257	25	0,27	Eickemeier et al. (2002)
Permian salt (BGRa07)	262,80	5,00	6498	$1,03 \cdot 10^{-2}$	1030	25	0,27	Eickemeier et al. (2002)
Permina salt	54,75	5,00	6495	$2,17 \cdot 10^{-3}$	217			Van Eijs et al. (2000)
Richton	819 936	5,01	9895	$3,97 \cdot 10^{-4}$	41	47,9	0,36	Pfiefle et al. (1981)
Rock salt	65,70	5,00	6495	$2,60 \cdot 10^{-3}$	260			Brückner et al. (2005)
Röt	182,50	5,00	6498	$7,15 \cdot 10^{-3}$	715	25	0,25	Wallner et Paar (2000)
Salado	36 707	5,09	8321	$4,06 \cdot 10^{-3}$	499			Wawersik (1984)
Salina	277 517	4,10	8715	$8,45 \cdot 10^{-4}$	11			Senseny (1984)
Salt	495	4,29	5814	$3,70 \cdot 10^{-2}$	721			Steinberger et al. (2012)
Tatum salt	495	4,29	5813	$3,71 \cdot 10^{-2}$	723			Hardy (1982)
Triassic salt	154 760	3,32	7098	$1,71 \cdot 10^{-2}$	36			Passaris et McCusker (2012)
Vacherie	274 679	2,22	7569	$5,03 \cdot 10^{-4}$	0			Pfiefle et al. (1981)
West Hackberry (soft)	344	4,90	6034	$5,03 \cdot 10^{-2}$	3995	24,8	0,25	Wawersik (1984)
West Hackberry (WH1)	452	4,73	6606	$6,64 \cdot 10^{-3}$	357			Wawersik (1984)
West hackberry (WH2)	0,94	4,99	10 766	$2,38 \cdot 10^{-11}$	0			Wawersik (1984)
WIPP clean	1,04	5,00	5035	$5,35 \cdot 10^{-3}$	535			Munson et al. (1989)
WIPP salt	84,83	4,90	6039	$1,22 \cdot 10^{-2}$	969			Hermann et al. (1980)
Z3 halite	624	3,60	6206	$2,58 \cdot 10^{-3}$	10	11	0,35	Breunese et al. (2003)
Zuidwending	65,70	5,00	6498	$2,57 \cdot 10^{-3}$	257	25	0,27	Wallner et van Vliet (1993)

3. La loi de Munson-Dawson (M-D)

La loi de Munson-Dawson (M-D) est très utilisée, notamment aux Etats-Unis pour décrire le comportement viscoplastique du sel gemme. Cette loi peut être représentée par trois relations différentielles du premier ordre et sa formulation scalaire isotherme comporte une dizaine de paramètres (Munson et al., 1989 cité par Senseny et Fossum, 1996). La loi de M-D prend en compte le fluage stationnaire et le fluage transitoire alors que la loi de N-H ne prend en compte que le fluage stationnaire et que la loi de L-M-S ne prend en compte que le fluage transitoire. La version simplifiée de la loi de M-D pour des températures et pressions habituelles saline peut être trouvée dans plusieurs travaux et publications⁷. Elle peut être décrite comme suit :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{el} + F \dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} \quad (\text{A.33})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma_{ij}} F \dot{\varepsilon}_{ss} \quad (\text{A.34})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = F \dot{\varepsilon}_{ij}^{ss} \quad (\text{A.35})$$

$$\begin{cases} F = e^{\Delta(1-\zeta/\varepsilon_i^*)^2} & \text{lorsque } \zeta \leq \varepsilon_i^* \\ F = e^{-\delta(1-\zeta/\varepsilon_i^*)^2} & \text{lorsque } \zeta \geq \varepsilon_i^* \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

$$\dot{\zeta} = (F - 1) \dot{\varepsilon}_{ss} \quad (\text{A.37})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ss} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sigma^n \quad (\text{A.38})$$

$$\varepsilon_i^* = K_0 \exp(cT) \sigma^m \quad (\text{A.39})$$

$$\Delta = \alpha_w + \beta_w \text{Log}_{10}\left(\frac{\sigma}{\mu}\right) \quad (\text{A.40})$$

$$\delta = \delta_0 \quad (\text{A.41})$$

Le paramètre interne ζ permet de mesurer à un instant donné l'écart au régime stationnaire qui est atteint, pour des conditions de température et de contrainte données, quand $\zeta = \varepsilon_i^*(\sigma, T)$. Lorsque l'état de contrainte évolue, cet écart est modifié, ce qui entraîne une augmentation ou une diminution de la vitesse de fluage transitoire. Un cas intéressant est celui de la diminution de la vitesse du chargement, qui peut entraîner $\zeta > \varepsilon_i^*(\sigma, T)$. La loi de M-D prédit une diminution de la vitesse de déformation qui peut être drastique. On peut la modifier pour prendre en compte le fluage inverse, ou changement de signe de la vitesse de déformation due à une diminution significative du chargement

⁷ Munson et Dawson (1984), Warwersik (1984), van Sambeek (1993), DeVries (1988), Munson et al. (1989), Brouard et Bérest (1999), Karimi-Jafari et al. (2005, 2006)...

(Munson et al., 1993). Karimi-Jafari et al (2008) ont proposé une formulation simplifiée lorsque $\zeta > \varepsilon_t^*$. Elle est appelée *BBK transient law* (Karimi-Jafari et al., 2008).

$$F = 1 - \left(1 - \zeta / \varepsilon_t^*\right)^p / (1 - k)^p \quad (\text{A.42})$$

Ainsi, le fluage inverse apparait lorsque $\zeta > k \varepsilon_t^*$ ou lorsque $F < 0$. Ce modèle comporte deux groupes de paramètres ; un premier groupe de paramètres K_0, c, m, α_w et β_w déterminé par des essais de laboratoire, et un second groupe de paramètres k et p calculés numériquement à partir d'essais *in situ*. Le **Tableau A.3** présente quelques valeurs des nouveaux paramètres k et p pour les sels des sites de Manosque et d'Étrez.

Tableau A.3. Quelques jeux de paramètres de la loi de M-D pour le fluage inverse.

Origine	p	k	Référence
Étrez	5,0	4,0	Karimi-Jafari et al. (2005)
Manosque	2,4	1,1	Karimi-Jafari et al. (2006)

Temps caractéristique t^* pour la loi de M-D

Bérest (communication personnelle) a défini un indice pour une loi de type M-D qui est le rapport entre la vitesse de déformation transitoire et la vitesse de déformation stationnaire à une température et une contrainte déviatorique données. Cet indice est un temps caractéristique ou t^* qui évalue le temps au-delà duquel le fluage stationnaire devient plus important que le fluage transitoire, son unité est la seconde. Pour calculer cet indice, il faut connaître les paramètres K_0, c et m du fluage transitoire, ainsi que les paramètres $A, Q/R$ et n du fluage stationnaire du sel. En effet, on a :

$$\varepsilon_t^* = K_0 \exp(cT) \sigma^m \quad (\text{A.43})$$

$$\dot{\varepsilon}_{ss} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sigma^n \quad (\text{A.44})$$

$$t^* = \frac{\varepsilon_t^*}{\dot{\varepsilon}_{ss}} = \frac{K_0}{A} \exp\left(cT + \frac{Q}{RT}\right) \sigma^{m-n} \quad (\text{A.45})$$

Dans le **Tableau A.4**, l'indice de Bérest est calculé pour une vingtaine de jeux de paramètres de sels d'origines diverses en fixant $T = 310$ K et $\sigma = 10$ MPa . Pour ces différents jeux de paramètres, l'indice proposé par Bérest varie de 5 mois à 5 ans.

Tableau A.4. Quelques jeux de paramètres de la loi de M-D.

Origine	A (MPa ⁻ⁿ an ⁻¹)	Q/R (K)	n	A^* (MPa ⁻ⁿ -an ⁻¹)	$\dot{\epsilon}_0$ (/s)	m	α_w	β_w	K_0 (/MPa ^m)	δ_0	c (/K) $\times 10^{-3}$	t^* (an)	Référence
Asse	0,49	5037	5,00	$2,49 \cdot 10^{-3}$	249	3,00	-17,37	-7,738	$2,33 \cdot 10^{-7}$		9,198	0,95	Munson et al. (1993)
Avery Island	0,74	5037	5,00	$3,77 \cdot 10^{-3}$	377	3,00	-13,2	-7,738	$7,04 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,198	1,88	Fredrich et al. (2007)
Avery Island	5 693	6516	3,14	$2,91 \cdot 10^{-3}$	4						9,198		Ratigan et al. (1995)
Avery Island	0,74	5032	5,00	$3,84 \cdot 10^{-3}$	384	3,00	-13,2	-7,738	$7,00 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,02	1,74	Munson (1999)
Bayou Choctaw	0,24	5037	5,00	$1,23 \cdot 10^{-3}$	123	3,00	-13,73	-7,738	$3,29 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,198	2,68	Munson et al. (1998)
Big Hill	1,71	5037	5,00	$8,70 \cdot 10^{-3}$	870	3,00	-13,73	-7,738	$4,46 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,198	0,52	Munson et al. (1998)
Bryan Mound	0,03	5037	5,00	$1,43 \cdot 10^{-4}$	14	3,00	-13,37	-7,738	$7,00 \cdot 10^{-8}$	0,58	9,198	4,92	Munson et al. (1998)
Cayuta	$1,13 \cdot 10^{10}$	12 800	4,68	$1,59 \cdot 10^{-4}$	8	2,82	9,07	0,795	$3,18 \cdot 10^{-11}$	0,58	36,00	2,34	DeVries et al. (2005)
Etrez (*)	0,64	4100	3,10	$9,35 \cdot 10^{-4}$	1	3,50	10	0	$6,50 \cdot 10^{-11}$	0,58	31,50	2,46	Karimi-Jafari et al. (2005)
Generic salt	1,04	5037	5,00	$5,31 \cdot 10^{-3}$	531	3,00	-17,37	-7,738	$3,29 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,198	0,62	Stone et al. (2010)
Gorleben	0,29	5037	5,00	$1,46 \cdot 10^{-3}$	146	3,00	-17,37	-7,738	$2,10 \cdot 10^{-7}$		9,198	1,45	Munson et al. (1993)
Gulf coast	652	6517	3,68	$1,15 \cdot 10^{-3}$	6	2,73	-10,4	-6,170	$3,52 \cdot 10^{-6}$			0,82	Nieland et Ratigan (2006)
Gulf coast	167	6517	4,07	$7,21 \cdot 10^{-4}$	8	3,33	-9,3	-4,940	$6,06 \cdot 10^{-8}$	0,338	9,198	1,54	Hilbert et Saraf (2008)
Halite	1,04	5037	5,00	$5,31 \cdot 10^{-3}$	531	3,00	-17,37	-7,738	$3,29 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,198	0,62	Argüello et Rath (2012)
Jennings	0,13	5037	5,00	$6,71 \cdot 10^{-4}$	67	3,00	-13,73	-7,738	$6,86 \cdot 10^{-8}$	0,58	9,198	1,03	Munson et al. (1998)
Manosque (*)			4,00		0	3,00	15	0	$1,20 \cdot 10^{-10}$	0,58	9,198		Karimi-Jafari et al. (2006)
Moss Bluff	0,73	5037	5,00	$3,72 \cdot 10^{-3}$	372	3,00	-13,73	-7,738	$4,70 \cdot 10^{-7}$	0,58	9,198	1,27	Munson et al. (1998)

Tableau A.4 (suite). Quelques jeux de paramètres de la loi de M-D.

Origine	A (MPa ⁻ⁿ an ⁻¹)	Q/R (K)	n	A^* (MPa ⁻ⁿ -an ⁻¹)	$\dot{\epsilon}_0$ (/s)	m	α_w	β_w	K_0 (/MPa ^m)	δ_0	c (/K) x10 ⁻³	t^* (an)	Référence
Moss Bluff	1,88	5036	5,00	9,66 10 ⁻³	966	3,00	-17,37	-7,738	4,25 10 ⁻⁷	0,58	9,198	0,44	Brouard Consulting et RESPEC (2013)
Weeks Island	0,61	5037	5,00	3,13 10 ⁻³	313	3,00	-17,35	-7,738	3,29 10 ⁻⁷	0,58	9,198	1,06	Fredrich et al. (2007)
West Hacherry	1,22	5037	5,00	6,21 10 ⁻³	621	3,00	-17,37	-7,738	5,13 10 ⁻⁷	0,58	9,198	0,83	Munson et al. (1998)
WIPP argillaceous	1,41	5037	5,00	7,22 10 ⁻³	722	3,00	-14,94	-7,738	9,35 10 ⁻⁷	0,58	9,198	1,30	Munson et Dawson (1979)
WIPP salt	1,05	5037	5,00	5,36 10 ⁻³	536	3,00	-17,37	-7,738	3,29 10 ⁻⁷	0,58	9,198	0,62	Munson et DeVries (1991)

(*) Les jeux de paramètres du sel de la de loi de M-D provenant des sites d'Etrez et de Manosque ne sont pas issus d'essais de laboratoire.

4. La loi Lubby2

Cette loi a été proposée pour la première fois par Heusermann et al. (1982) pour décrire le comportement élasto-viscoplastique du sel en fonction du temps. Comme la loi de M-D, elle décrit à la fois le comportement transitoire et $\dot{\varepsilon}^{tr}$ et le comportement stationnaire $\dot{\varepsilon}^{ss}$ du fluage du sel :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^{tr} + \dot{\varepsilon}^{ss} \quad (\text{A.46})$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{3\eta_m} + \frac{\sigma}{3\eta_k} \exp(-G_k \eta_k t) \quad (\text{A.47})$$

$$\eta_m = \eta_m^* \exp(-m\sigma) \quad (\text{A.48})$$

$$\eta_k = \eta_k^* \exp(-k_1\sigma) \quad (\text{A.49})$$

$$G_k = G_k^* \exp(-k_2\sigma) \quad (\text{A.50})$$

$$\sigma = |\sigma_1 - \sigma_3| = \sqrt{3J_2} \quad (\text{A.51})$$

En axisymétrique, la loi s'écrit :

$$\dot{\varepsilon}^{vp}(t) = \frac{3}{2} \left[\frac{1}{\bar{\eta}_k(\sigma)} \exp\left(-\frac{\bar{G}_k(\sigma)}{\bar{\eta}_k(\sigma)} t\right) + \frac{1}{\bar{\eta}_M(\sigma)} \right] M_2 \sigma \quad (\text{A.52})$$

$$\bar{\eta}_M(\sigma) = \bar{\eta}_M^* \exp(m\sigma) \exp(\Pi) \quad (\text{A.53})$$

$$\bar{G}_k(\sigma) = G_k^* \exp(k_1\sigma) \quad (\text{A.54})$$

$$\bar{\eta}_k(\sigma) = \bar{\eta}_k^* \exp(k_2\sigma) \quad (\text{A.55})$$

Avec le vecteur des vitesses de déformations $\underline{\dot{\varepsilon}}^{vp} = \{\dot{\varepsilon}_r^{vp} \ \dot{\varepsilon}_z^{vp} \ \dot{\varepsilon}_\phi^{vp} \ \dot{\gamma}_{rz}^{vp}\}$ et le vecteur des contraintes

$\underline{\sigma} = \{\sigma_r \ \sigma_z \ \sigma_\phi \ \tau_{rz}\}$. La matrice de filtration pour la contrainte déviatorique est :

$$M_2 = \begin{pmatrix} 2/3 & -1/3 & 1/3 & 0 \\ -1/3 & 2/3 & -1/3 & 0 \\ -1/3 & -1/3 & 2/3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.56})$$

Où $\bar{\eta}_M$ est la viscosité de Maxwell, $\bar{\eta}_k$ est la viscosité de Kelvin, \bar{G}_k est le module de cisaillement de Kelvin, σ_1 , σ_2 et σ_3 sont les contraintes principales et σ est le déviateur de contrainte. Quelques jeux de paramètres de la loi Lubby2 sont donnés dans le **Tableau A.5** ci-après.

Tableau A.5. Quelques jeux de paramètres de la loi de Lubby2.

Origine	η_K^* (jour.MPa)	G_K^* (MPa)	η_M^* (jour.MPa)	k_1 (/MPa)	k_2 (/MPa)	m (/MPa)	l (/K)	E_s (GPa)	ν_s	T (K)	Référence
Asse	$2,80 \cdot 10^3$	$3,70 \cdot 10^3$	$1,19 \cdot 10^5$								Rokahr et Staudtmeister (1983)
Rock mass	$4,30 \cdot 10^3$	$5,60 \cdot 10^3$	$4,10 \cdot 10^{14}$	-0,08	-0,03	-0,35	-0,05	18	0,20		Staudtmeister et Zapf (2010)
NE Ger. Mine	$4,98 \cdot 10^5$	$1,88 \cdot 10^8$	$1,21 \cdot 10^8$	-0,25	-0,27	-0,33					Heusermann et al. (2003)
Domal salt	$9,75 \cdot 10^3$	$1,20 \cdot 10^4$	$2,68 \cdot 10^{14}$	-0,12	-0,07	-0,31	-0,05	20	0,35		Rokahr et al. (1997)
Gorleben	$4,30 \cdot 10^3$	$5,60 \cdot 10^3$	$6,90 \cdot 10^{13}$	-0,08	-0,03	-0,38	-0,05	21	0,30		Zapf et al. (2012)
ODS salt	$8,94 \cdot 10^4$	$5,08 \cdot 10^4$	$2,03 \cdot 10^7$	-0,19	-0,17	-0,25	0,00	25	0,25		Lux et al. (1998)
Avery Island n°1	$2,40 \cdot 10^6$	$4,14 \cdot 10^3$	$4,96 \cdot 10^6$	-0,13	-0,33	-0,18		20	0,30	303	Düsterloh et al. (2012)
Avery Island n°2	$2,40 \cdot 10^6$	$4,76 \cdot 10^3$	$1,85 \cdot 10^6$	-0,14	-0,33	-0,15		20	0,30	303	Düsterloh et al. (2012)
Shallow depth cavern	$4,98 \cdot 10^5$	$1,88 \cdot 10^5$	$7,86 \cdot 10^{13}$	-0,25	-0,27	-0,29		19	0,25		Rokahr et al. (2008)

5. Les autres lois

Plusieurs lois de comportement rhéologique du sel gemme ont été proposées sur la base d'essais en laboratoire⁸. Les différences entre ces lois résident dans les approches théoriques, dans les méthodes d'investigation et surtout dans la prise en compte ou non d'un ou de plusieurs phénomènes physiques observés en laboratoire. Parmi ces phénomènes, on peut citer entre autres, les micro-mécanismes de déformation dans le temps, l'écrouissage, la rupture, la direction des fissures en fonction de celle du chargement, l'hétérogénéité du sel, la perméabilité du sel, les effets de la température. Aussi, les éprouvettes de sels étudiés en laboratoire sont soumises à des gammes de température et de pression fortement dépendantes des applications (mine de sel, stockage de gaz naturel, stockage des déchets nucléaires...). Ces lois de comportement servent de base au calcul numérique et sont mises à jour régulièrement. C'est le cas par exemple des modèles suivants (non exhaustif) :

- L-M-S modifié (Vouille, 1986) pour s'adapter au comportement rhéologique du sel en France.
- N-H modifié (Uraï et al., 1987) pour prendre en compte la taille effective des grains de sel, le fluage causé par la dislocation et celui causé par la pression du fluide dans la cavité.
- M-D modifié pour prendre en compte le fluage inverse (Munson et al., 1992).
- Hou/Lux développé à partir de la loi de Lubby 2 pour prendre en compte, les mécanismes de dislocation, la diffusion, l'écrouissage et l'endommagement (Lux et al., 1998).
- Lux/Wolters (Lux et Dresen, 2012) développé à partir de la loi ModLubby2. Cette loi est utilisée pour l'analyse des multi-cycles en cavité saline où le sel est considéré comme un matériau avec mémoire.
- IfG-M ou la loi de Minkley (Minkley et al., 2011) qui permet un couplage thermomécanique et hydraulique pour modéliser le comportement à long terme du sel. Ce modèle prend en compte autant l'aspect réversibilité dû à l'élasticité et à la reprise différée que l'irréversibilité due à la viscosité et à la plasticité. Cette loi se veut bien adaptée aux multi-cycles en cavernes en intégrant les chargements thermodynamiques et les multiples variations de chargement mécanique.
- IfG-G&S (Günther et Salzer, 2007, 2012) qui est un modèle d'écrouissage avancé inspiré de la théorie de l'écrouissage de Odqvist et Hult (1962). Ce modèle prend en compte le fluage transitoire, le fluage stationnaire, le fluage accéléré et la dilatance.
- PWIPP (Colomé et Monardez, 2011) dont la réponse viscoplastique est la loi WIPP développée pour l'enfouissement des déchets radioactifs dans le sel au Nouveau Mexique.
- CDM issu de la théorie de l'endommagement continu (Schulz et al., 1998) pour les calculs des mécanismes de fracture dans le sel gemme.

⁸ Critescu et Hunsche (1991), Aubertin et al. (1991a, b), Morgan et Wawersik (1991), Schulze (1990), Pouya (1991), Allemandou et al. (1991), Hunsche (1991)...

Annexe B. Quelques critères de rupture et d'endommagement du sel

Dans cette annexe, on recense les critères de rupture et d'endommagement du sel gemme qui sont souvent utilisés dans la littérature.

1. Les critères de rupture

1.1. Pas de contrainte de traction

Lorsque les contraintes de traction se développent à la paroi d'une cavité saline, il y a un risque de fracturation du sel et d'écaillage de la paroi ; ceci pose un problème à la fois de stabilité et d'étanchéité. Ce critère s'écrit :

$$\sigma_{\max} < R_t \quad (\text{B.1})$$

où σ_{\max} est la contrainte principale la moins compressive et R_t la résistance à la traction du sel.

Les géomatériaux peuvent supporter d'importantes contraintes de compression, mais leur résistance à la traction est faible, de l'ordre de $R_t = 1,75$ MPa par exemple pour le sel de Stublach (Pellizaro et al., 2011). Sur 11 échantillons provenant de plusieurs dômes de sel du sud des Etats-Unis, la résistance à la traction qui a été mesurée par Pfeifle et al. (1995) ne dépassait $R_t = 2$ MPa.

Pour établir un critère encore plus conservateur, la résistance en traction du sel est souvent négligée (Brouard et al., 2007). Dans ce cas, la contrainte principale la moins compressive ne doit pas être une traction :

$$\sigma_{\max} < 0 \quad (\text{B.2})$$

Dans la pratique, il n'est pas fréquent qu'apparaissent des contraintes de traction à la paroi des cavernes, sauf peut-être dans les hors profils (voir chapitre 5) ou si le toit de la caverne est très plat (voir chapitre 6) ; encore faut-il que la pression de la caverne soit basse. Toutefois un refroidissement intense peut aussi engendrer de fortes contraintes additionnelles de traction, (voir chapitre 4).

1.2. Pas de contrainte effective de traction en paroi de la caverne

Ce critère a été suggéré par Brouard et al. (2007) et stipule qu'à la paroi d'une cavité saline la contrainte principale la moins compressive σ_{\max} additionnée à la pression du fluide stocké P_c , doit être plus petite que la résistance à la traction du sel. Lorsque ce critère n'est pas vérifié, il y a un risque de fracturation hydraulique. A noter que la fracturation hydraulique est parfois utilisée pour mesurer les contraintes en place dans le découvert du puits avant le lessivage (Rummel et al., 1996), voir chapitre 4. Le critère en contrainte effective est plus sévère que le précédent (Pas de contrainte de traction) et a fait l'objet d'une étude plus approfondie dans le chapitre 5.

$$\sigma_{\max} + P_c < R_t \quad (\text{B.3})$$

On admet souvent le critère plus sévère :

$$\sigma_{\max} + P_c < 0 \quad (\text{B.4})$$

1.3. Pas de déformations excessives dans le sel gemme

Ce critère est utilisé par Pellizaro et al. (2011), il stipule que les déformations dans le massif environnant la cavité saline doivent être faibles⁹. Ce dernier est surtout pertinent quand il est appliqué aux déformations dans un pilier de sel entre deux cavités proches. En réalité aucune limite en déformation ni en déplacement ne peut être fixée dans le sel étant donné qu'il est un matériau ductile. Ce critère traite donc plus de la perte de volume de la cavité que de sa stabilité. Ainsi, en limitant les déformations dans le sel, la perte de volume de la cavité sera minimale pendant l'exploitation.

A long terme, le fluage cumulé ne doit pas dépasser une certaine limite. Karimi-Jafari et al. (2005) recommandent de limiter la déformation par fluage dans le pilier entre deux cavités salines à l'ordre de 5 à 10%.

1.4. Résistance à la rupture à court terme

Hunsche et al. (1994) cité par Eickermeier (2005) proposent un critère de rupture à court terme.

$$\sqrt{J_2} = -agh \left(\frac{|I_1|}{\sigma^*} \right)^p \sigma^* \text{sign}(I_1) + c \quad (\text{B.5})$$

$$\begin{cases} h = 1 & \text{si } T \leq T_0 \\ h = 1 - d(T - T_0) & \text{si } T > T_0 \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

$$g = \frac{2k}{(1+k) + (1-k)f} \quad (\text{B.7})$$

$$f = \frac{m(9 - m^2)}{(3 + m^2)^{1,5}} \quad (\text{B.8})$$

$$m = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} \quad (\text{B.9})$$

où les paramètres suivants sont donnés pour le sel de Röt : $a=1,439$; $d=0,002/^\circ\text{C}$; $T_0=100^\circ\text{C}$; $\sigma^*=1,0$ MPa ; $c=0$ MPa ; $k=0,74$; $p=0,65$. σ_1 , σ_2 et σ_3 sont les 3 contraintes principales.

1.5. Le critère de Minkley

Un critère de rupture pour le sel gemme est formulé par Minkley (1997) à partir des hypothèses de la loi rhéologique IfG-M, (Brückner et al., 2012). Ce critère est proche du critère de ductilité généralisé de Mohr-Coulomb et s'écrit :

$$\sigma_{\text{eff},B} = \sigma_D + \frac{\sigma_{\text{MAX}} - \sigma_D}{\sigma_\varphi + \sigma_3} \sigma_3 \quad (\text{B.10})$$

La résistance à la traction du sel gemme est donnée par la relation :

⁹ De l'ordre de quelque pourcents seulement.

$$R_t = \sqrt{\frac{1}{4}(\sigma_\phi + \sigma_{MAX})^2 - \sigma_D \sigma_\phi} - \frac{1}{2}(\sigma_\phi + \sigma_{MAX}) \quad (\text{B.11})$$

avec

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{3\eta_0^M} \sinh \left[m \left(\frac{\sigma}{\sigma^*} \right)^n \right] \quad (\text{B.12})$$

$$\sigma_D(\dot{\varepsilon}) = \sigma_D (1 + a_M (f_{vel}(\dot{\varepsilon}) - 1)) \quad (\text{B.13})$$

$$\sigma_{MAX}(\dot{\varepsilon}) = \sigma_{MAX} (1 + a_M (f_{vel}(\dot{\varepsilon}) - 1)) \quad (\text{B.14})$$

et

$$f_{vel} = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(b_M \log \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_k} \right) \right) \right] \quad (\text{B.15})$$

où $\sigma_{eff,B} = \sigma_{1,B} - \sigma_3$ est la contrainte effective maximale à long terme, $\sigma_D(\varepsilon^P)$ est la résistance en compression uniaxiale, $\sigma_{MAX}(\varepsilon^P)$ est la résistance effective maximale, $\sigma_\phi(\varepsilon^P)$ est le paramètre de courbure de la courbe de résistance, ε^P est la déformation de cisaillement plastique, σ_3 est la contrainte principale minimale, $\sigma_{1,B}$ est la contrainte principale maximale (contrainte de rupture).

Et a_M est un facteur de réduction de la résistance à court terme et à long terme, b_M est la pente de la courbe de réduction de la résistance à court et long terme, ε_k^P est la vitesse de déformation au niveau du point d'inflexion de la fonction, η_0^M est la viscosité de Maxwell, $\sigma = \sqrt{3J_2}$ et $\sigma^* = 1$ MPa est la contrainte de référence. Une illustration de ce critère de rupture est présentée sur la Figure B.1.

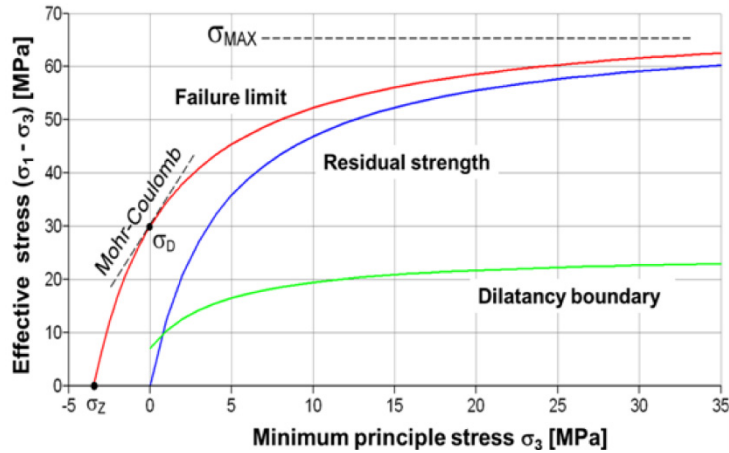


Figure B.1. Limites dans l'approche de l'écoulement viscoplastique (Minkley et al., 2011).

2. Les critères d'endommagement

2.1. Endommagement par dilatance

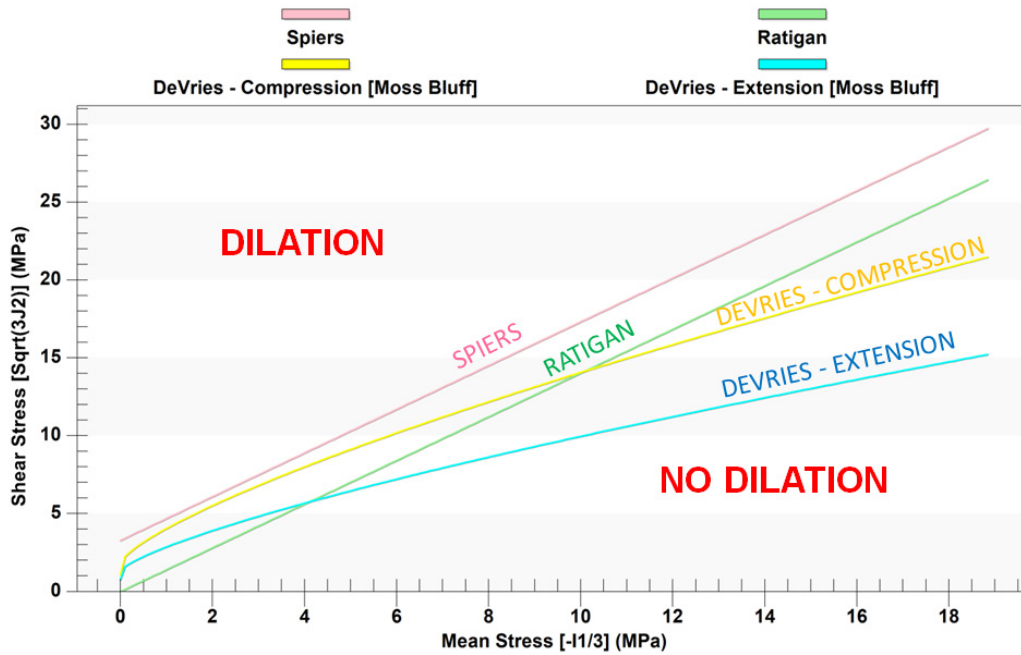


Figure B.2. Comparaison de quelques critères de dilatance dans le plan des invariants.

La dilatance est considérée comme marquant l'apparition de l'endommagement dans le sel. Lors d'un essai rapide au cours duquel on augmente une contrainte compressive appliquée, l'apparition de la dilatance est marquée par $tr\dot{\epsilon}^{vp} \neq 0$ (au début de l'essai, $tr\dot{\epsilon}^{vp} = 0$). Le sel s'endommage (sans rompre véritablement) lorsque l'état de contraintes entre dans un domaine dit « dilatant » à l'intérieur duquel une microfissuration se développe. Cette microfissuration est accompagnée d'une augmentation de la perméabilité, de la chute de la vitesse du son, de l'accroissement de l'émission acoustique et de la vitesse de déformation (Chan et al., 1996 ; Bérest et al., 2010). Lorsque la contrainte de cisaillement dépasse une certaine fraction de la contrainte moyenne, il y a risque de microfissuration, donc d'apparition de la dilatance.

Les critères de dilatance caractérisent l'apparition de l'endommagement dans le sel. Généralement, ils présentent une relation entre le premier invariant du tenseur de contraintes ($I_1 = \sigma_{ii}$) et le second invariant du tenseur de contrainte déviatorique ou $J_2 = s_{ij}s_{ji}/2$. La distance à l'apparition de l'endommagement est définie conventionnellement par un coefficient de sécurité (FoS ; de l'anglais « Factor of Safety ») qui doit rester strictement supérieur à un. Le FoS est utilisé pour délimiter la zone potentiellement dilatante autour de la cavité saline¹⁰. Il existe des critères de dilatance affines dans le plan des invariants comme celui de Spiers ou celui de Ratigan, et d'autres critères plus complexes,

¹⁰ Spiers (1988), van Sambeek (1993), Brouard et al. (2011).

comme celui de DeVries ou celui de Hunsche, faisant intervenir plus de paramètres. La Figure B.2 donne une comparaison de quelques critères de dilatance dans le plan des invariants.

2.1.1. Le critère de Spiers

D'après Hatzor et Heyman (1997), Spiers et al. (1988) ont été les premiers à proposer un critère linéaire pour la limite compression-dilatance de la forme :

$$\sqrt{J_2} < A|I_1| + B \quad (\text{B.16})$$

Avec $A=0,27$ et $B=1,9$.

2.1.2. Le critère de van Sambeek

Van Sambeek et al. (1993) ont proposé, sur la base d'essais de laboratoire réalisés conjointement sur le sel du programme WIPP (Waste Isolation Pilot Plant) au Nouveau Mexique et le sel d'Avery Island en Louisiane, une limite simple analogue avec le critère de Spiers :

$$\sqrt{J_2} < A|I_1| \quad (\text{B.17})$$

Avec $A=0,27$.

2.1.3. Le critère de Critescu et Hunsche

Critescu et Hunsche (1991) ont proposé une limite compression-dilatance qui s'exprime sous la forme d'un polynôme du second degré :

$$\sqrt{J_2} = f_1 \cdot I_1^2 + f_2 \cdot I_1 \quad (\text{B.18})$$

Avec : $f_1 = -0,0023093$ /MPa et $f_2 = -0,36726$.

2.1.4. Le critère de DeVries

Ce critère a été développé par le bureau d'étude RESPEC aux Etats-Unis (DeVries et al., 2003). Sa formulation est :

$$\sqrt{J_2} < \sqrt{J_2}_{dil} = \frac{D_1 \left(\frac{I_1}{\text{sgn}(I_1)\sigma_0} \right)^m + R_t}{(\sqrt{3} \cos \psi - D_2 \sin \psi)} \quad (\text{B.19})$$

$$\sin \psi = -\frac{3\sqrt{3}J_3}{2J_2^{3/2}} \quad (\text{B.20})$$

$$J_3 = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{3} \quad (\text{B.21})$$

Où D_1 , D_2 et m sont des paramètres du sel étudié ; ψ est l'angle de Lode. Il est ainsi défini un facteur de sécurité FoS. Il n'y a aucune dilatance lorsque $\text{FoS} < 1$ (Nieland et Ratigan, 2006).

$$FoS = \frac{\sqrt{J_2^{dil}}}{\sqrt{J_2}} \quad (B.22)$$

Quelques jeux de paramètres du critère de DeVries sont donnés dans le Tableau B.1 ci-après.

Tableau B.1. Quelques jeux de paramètres du critère de DeVries.

Origine	D_1 (MPa)	D_2	σ_0 (MPa)	T_0 (MPa)	m	Référence
Cayuta	0,733	0,524	1	1,95	0,693	DeVries et al., (2004)
Gulf Coast	3,55	0,673	1		0,340	Nieland et Ratigan, (2006)
Manosque 09	1,15	0,5	1	1,5	0,75	Karimi-Jafari et al., (2011)
Manosque 90	1,8	0,5	1	1,75	0,85	Géostock
Moss Bluff	0,411	0,664	1	1,351	0,6	Brouard Consulting et RESPEC, (2013)
S ^t Maximilien (*)	0,5	0,524	1	1	0,693	Bérest et al., (2007)

(*) Ce jeu de paramètre ne résulte pas de l'expérimentation, voir chapitre 6.

La Figure B.3 donne une comparaison dans le plan des invariants de plusieurs jeux de paramètres du critère de DeVries en compression et en extension. On observe que le jeu de paramètres le plus faible est celui de St Maximilien et le plus fort est celui de Manosque 09.

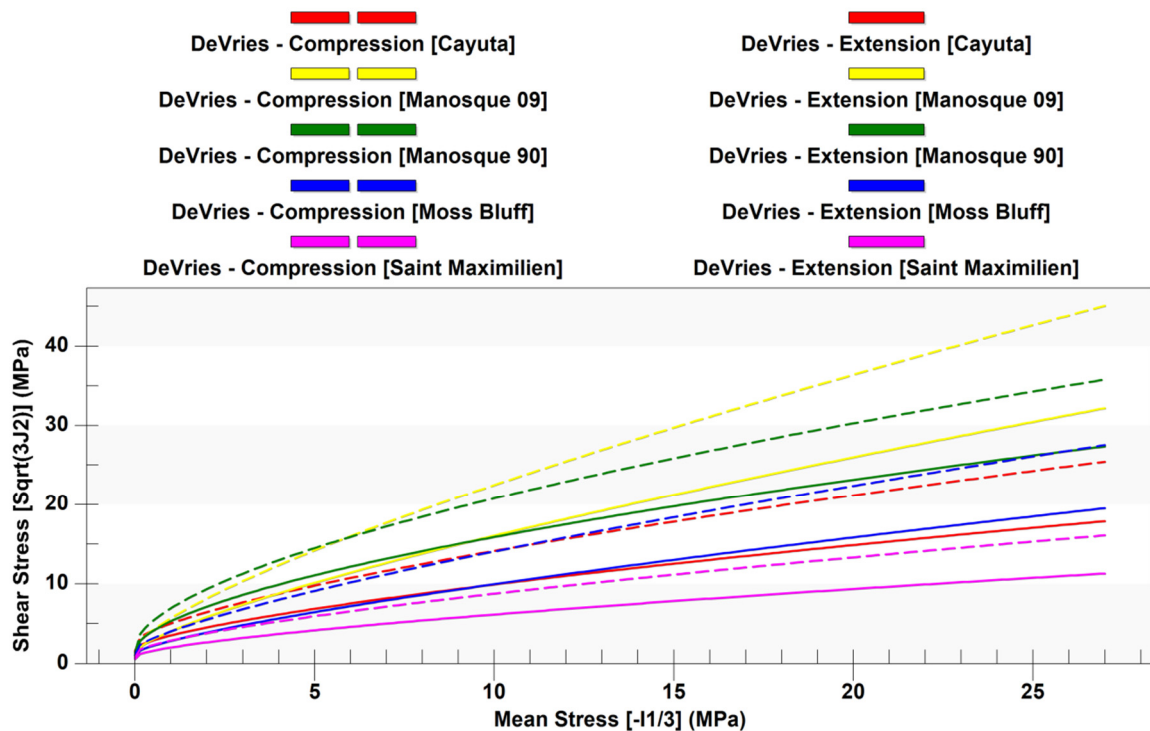


Figure B.3. Comparaison de plusieurs jeux de paramètres du critère de DeVries dans le plan des invariants (Cayuta, Manosque 09, Manosque 90, Moss Bluff et Saint Maximilien).

2.2. Autres critères d'endommagement

2.2.1. L'indice d'intensité de contrainte de IUB¹¹

Rokahr et Staudtmeister (1993) ont développé une procédure pour décrire le processus d'écaillage en paroi de cavité saline, qui se développe au cours du temps lorsque sa pression chute à la pression atmosphérique. Pour cela, ils ont défini un indice d'intensité de contrainte qui indique le pourcentage effectivement utilisé de la contrainte potentielle que la masse rocheuse pourrait supporter sur une courte période :

$$\eta_{IUB} = \frac{\sqrt{2J_2}}{\beta^D(\sigma)} \quad (\text{B.23})$$

Où $\sqrt{2J_2}$ est une mesure de la contrainte déviatorique existante et β^D est la résistance à la rupture obtenue lors d'un chargement uniaxial et triaxial à court terme sur des éprouvettes de sel en laboratoire. Pour estimer l'évolution dans le temps des zones de fracture dans la masse rocheuse, on définit l'intégrale de l'indice d'intensité de contrainte. En intégrant sur une zone de roche préalablement identifiée l'indice d'intensité des contraintes, on obtient l'intégrale de l'indice d'intensité de contraintes.

$$\eta_0 = \frac{\int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_a} \eta_{IUB}(r) r dr d\varphi}{A} \quad (\text{B.24})$$

Où A est l'aire d'un anneau circulaire délimité sur un plan horizontal par la zone de roche sélectionné (voir Figure B 4).

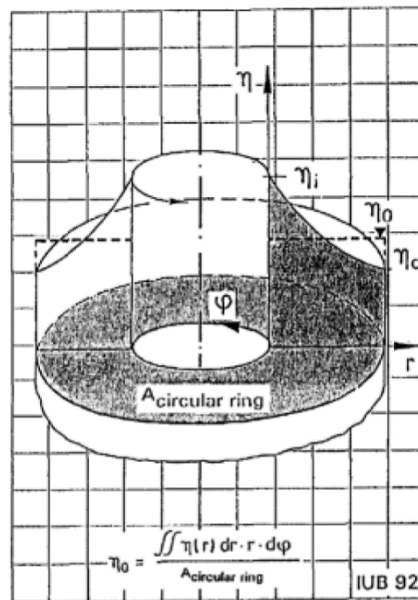


Figure B 4. Intégrale de l'indice d'intensité de contrainte (Rokahr et Staudtmeister, 1993).

¹¹ IUB stress intensity index, en anglais.

2.2.2. Le critère de Thorel

Sur la base d'essais de laboratoire, Thorel (1994) a proposé le critère suivant :

$$\sqrt{J_2} \leq \sqrt{\frac{|I_1|}{9Z(J_m)}} \quad (\text{B.25})$$

$$Z(J_m) = \frac{Z_e - Z_c}{2} \sin\left(\frac{\pi}{2} J_m\right) + \frac{Z_e - Z_c}{2} \quad (\text{B.26})$$

$$J_m = \frac{3\sqrt{3}J_3}{2\sqrt{J_2^3}} \quad (\text{B.27})$$

Avec par exemple, $Z_e = 0,05$ MPa et $Z_c = 0,03$ MPa.

2.2.3. Endommagement continu modifié (CDM)

Pour prédire le comportement mécanique du sel gemme, Hampel (2012) propose un modèle composite de dilatance.

L'originalité de ce modèle est qu'il s'inspire des phénomènes physiques notamment lorsqu'il prend en compte les mécanismes de déformation de la microstructure du sel et d'autres matériaux cristallins tels que les métaux et les alliages. La première version de ce modèle a été développée pour les métaux (Mughrabi, 1983). Des améliorations de ce modèle pour le fluage stationnaire et transitoire du sel ont été mises au point¹².

$$\sigma_{eff} = f_s \sigma_s + f_h \sigma_h \quad (\text{B.28})$$

$$f_s = 1 - f_h \quad (\text{B.29})$$

Où σ_{eff} est la contrainte effective mesurée au grain ; σ_s est la contrainte locale de la zone intérieure souple du grain $\sigma_s < \sigma_{eff}$; σ_h est la contrainte locale de la zone périphérique rigide du grain $\sigma_h > \sigma_{eff}$; f_s est la fraction volumique de la zone du grain située à l'intérieur du grain où la densité de dislocation est faible ; f_h est la fraction volumique de la zone du grain située à la frontière où la densité de dislocation est forte.

¹² Vogler (1992), Weidinger et al. (1997), Weidinger (1998) et Hampel (1998).

Chapitre 2 : Modèle de calcul thermodynamique du gaz stocké et validation

Introduction

Ce chapitre est consacré au comportement thermodynamique de la masse de gaz contenue dans une cavité. On analyse l'évolution de la température, de la pression et du stock de gaz sous l'effet des injections-soutirages au sein de la cavité et des échanges de chaleur avec le massif environnant. On a surtout en vue le stockage d'air comprimé, mais beaucoup d'exemples utilisés concernent le stockage de gaz naturel qui est beaucoup plus répandu. L'objectif de ce chapitre est de construire un modèle simple, semi-analytique, qui permette de comprendre les traits principaux du comportement thermodynamique du gaz dans la cavité. On sera également conduit à faire quelques allusions aux cavités remplies de saumure, dont le comportement thermodynamique présente des particularités qu'il est intéressant d'apprécier par différence avec celui d'un stockage de gaz.

1. Particularités du comportement thermodynamique des cavernes

Le comportement thermodynamique du gaz stocké dans une caverne présente quelques particularités :

- La cavité est un système ouvert qui échange de la masse avec l'extérieur par l'intermédiaire du puits d'accès lors des opérations d'injections et de soutirages.
- La commande du système se fait par la tête du puits, où, dans la pratique industrielle, on impose par exemple le débit massique d'injection-soutirage ou l'historique de pression. Compte tenu des pertes de charge dans le puits, et des échanges de chaleur avec le massif entourant le puits, cette commande n'équivaut pas exactement à une commande s'exerçant à l'entrée de la caverne. On étudiera cette différence dans le chapitre suivant dans le cas un peu extrême de l'éruption. Dans ce chapitre, on considérera de manière simplifiée que la commande du système s'exerce à l'entrée de la caverne.
- En raison de l'existence du gradient géothermique, la température naturelle du massif est en général différente de celle du gaz de sorte qu'il y a échange de chaleur avec le massif.
- Le volume de la caverne connaît de petites variations élastiques à la suite d'une variation rapide de pression et, à plus long terme, des variations viscoplastiques plus importantes.
- Les cavernes présentent en général de très grandes dimensions (souvent plusieurs centaines de mètres de haut). Il n'est donc pas certain *a priori* que la température et la pression du gaz soient uniformes dans la caverne.
- Lors de la première mise en gaz, il est impossible de retirer la totalité de la saumure contenue au fond de la caverne. Le système étudié contient donc à la fois le gaz stocké, la saumure contenue au fond de la caverne et la vapeur d'eau qui est ou non en équilibre avec cette saumure.
- Les gaz réels ont un comportement (équation d'état et potentiel thermodynamique) complexe, plus complexe dans le cas du gaz naturel que dans celui de l'air.

La démarche suivie consistera à intégrer les équations locales dans la totalité du volume de la caverne, en faisant diverses hypothèses simplificatrices, et notamment sur l'équation de l'énergie ; puis à tenir compte de phénomènes négligés dans un deuxième temps.

2. Comportement local

Le gaz contenu dans la caverne est décrit par son équation d'état et un potentiel thermodynamique. Le plus simple est de choisir comme potentiel l'énergie interne massique, fonction de la température T et du volume massique ν , inverse de la masse volumique ρ , soit $e=e(T,\nu)$. D'autres paramètres peuvent intervenir dans l'équation d'état d'un fluide. Par exemple, dans un stockage de gaz, le fond de la caverne contient en général un peu de saumure résiduelle et la pression partielle de vapeur d'eau peut jouer un rôle. On néglige à ce stade la présence de vapeur d'eau. Dans une caverne pleine de saumure, la concentration de la saumure est un paramètre d'état. Il faut analyser au cas par cas si ces paramètres d'état et leurs évolutions doivent être pris en compte dans les calculs.

La forme de l'énergie interne est largement déterminée par l'équation d'état $P=P(\nu,T)$, puisque :

$$\dot{e} = C_v \dot{T} + \left(T \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_{\nu} - P \right) \dot{\nu} \quad (2.1)$$

Avec de plus la condition de Schwartz, qui s'écrit :

$$\frac{\partial C_v}{\partial \nu} = T \frac{\partial^2 P}{\partial T^2} \Big|_{\nu} \quad (2.2)$$

L'équation de l'énergie (Mandel, Tome 1, p.97) s'écrit :

$$\dot{e} + P\dot{\nu} = C_v \dot{T} + T \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_{\nu} \dot{\nu} = -\nu \operatorname{div} \underline{q} \quad (2.3)$$

Où \underline{q} est le vecteur flux de chaleur.

L'équation d'état d'un gaz industriel se met sous la forme :

$$P\nu = rTZ(P,T) \quad (2.4)$$

Dans cette étude, on utilisera principalement le cas du gaz idéal $P\nu = rT$ et l'énergie interne sera $e = C_v T$ où C_v , chaleur spécifique à volume constant, est une constante du gaz. Dans ces conditions, l'équation de l'énergie s'écrit :

$$C_v \dot{T} + P\dot{\nu} = -\nu \operatorname{div} \underline{q} \quad (2.5)$$

Dans la perspective du chapitre suivant où le stockage d'hydrogène est envisagé, l'équation d'état de van der Waals $P = -a/\nu^2 + RT/(\nu - b)$ pourra être utilisée ; on écrira alors :

$$C_v \dot{T} + \left(P + \frac{a}{\nu^2} \right) \dot{\nu} = -\nu \operatorname{div} \underline{q} \quad (2.6)$$

3. Température et pression à l'échelle de la caverne

L'objectif est d'intégrer l'équation locale (2.3) dans toute la caverne. A cette fin, on montre d'abord que la pression et la température peuvent être considérées comme approximativement uniformes dans toute la cavité.

3.1. Température

La température géothermique présente un gradient vertical naturel qui, dans une formation salifère, est de l'ordre de $1,5$ à $1,8 \cdot 10^{-2}$ °C/m. On pourrait donc s'attendre à des différences sensibles de température entre le haut et le bas d'une caverne de grande hauteur. En fait, les fluides contenus dans la caverne sont le siège d'une convection naturelle. On vérifie facilement que les conditions d'apparition de la convection naturelle sont remplies dans une caverne pleine de saumure¹³ et que le gradient vertical de température y est très faible, de sorte qu'il est légitime de considérer que la température y est uniforme. Le cas d'une caverne remplie de gaz est plus complexe. Certains exemples tirés de la littérature montrent que la température tend également à être uniforme et que le gradient de température est très faible entre le toit et le fond de la cavité (voir Figure 2.1 et Figure 2.2), ce qui est confirmé par le calcul numérique (Kneer et al., 2002, annexe C). Toutefois d'autres exemples montrent qu'un gradient thermique peut être présent lorsqu'il y a au fond de la caverne une quantité appréciable de saumure froide. La convection naturelle est alors empêchée, le profil de température est inversé par rapport au profil géothermique, et, lors des détentes et compressions, le profil de température est simplement translaté comme dans l'exemple de Huntorf décrit par Quast et Lorenzo (1979). Toutefois lors d'une détente très importante, le gaz devient plus froid que la saumure au fond de la caverne et une convection naturelle se met alors en place au moins dans la partie basse de la caverne¹⁴. Dans les calculs numériques qui font l'objet des chapitres 5, 6 et 7, on prend en compte ce comportement dissymétrique : le flux de chaleur du gaz vers la saumure est négligeable lorsque le gaz est plus chaud que la saumure, mais doit être pris en compte dans le cas contraire. Dans la suite de ce chapitre et pour simplifier, on suppose, sur la base de ces observations réelles et des calculs numériques, que la température est pratiquement uniforme dans la caverne et tout échange de chaleur entre la saumure et le gaz est négligé.

Par exemple, sur la Figure 2.2 extraite de Klafki et al. (2003), la forme de la caverne (1) est représentée à gauche des deux dessins. La profondeur de la caverne est comprise entre 968 et 1 070 m. On observe que le profil de température avant détente (5) est proche de la verticale (température de 34°C pratiquement uniforme) ; toutefois la température du gaz diminue au fond de la caverne qui contient de la saumure plus froide que le gaz. Trois essais distincts de soutirage de gaz ont été effectués : 60 000 Nm³/h pendant 20 heures (2), 100 000 Nm³/h pendant 12 heures (3) et 140 000 Nm³/h pendant 7 heures (4). Ils conduisent à un refroidissement moyen de 3°C, 5°C et 7°C, respectivement. On observe sur les mesures que le profil de température reste à peu près vertical dans la partie principale de la cavité ; en revanche dans la partie haute, dont le diamètre est moindre, la température est plus élevée que dans la partie principale. Il est vraisemblable que dans cette partie haute, de faible diamètre, le flux de chaleur provenant du massif soit plus efficace, comme le suggère l'analyse dimensionnelle (annexe C) : le gaz se refroidit donc un peu moins ; plus chaud, il est donc aussi plus léger et ne participe pas à la convection d'ensemble. On note que le gaz reste toujours plus chaud que la saumure contenue dans le fond de la cavité.

¹³ Voir la section 1 de l'annexe C.

¹⁴ Exemple de la cavité d'Enterprise, Skaug et al. (2010), présenté en section 2.2 de l'annexe C.

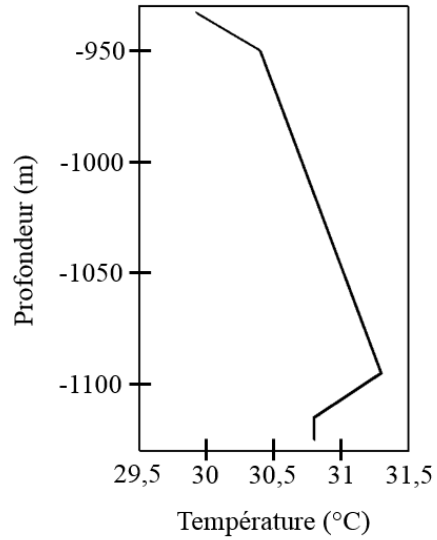
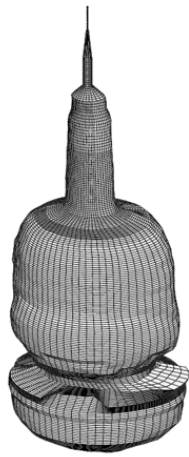


Figure 2.1. Géométrie d'une cavité de Stassfurt et température mesurée (Kneer et al., 2002).

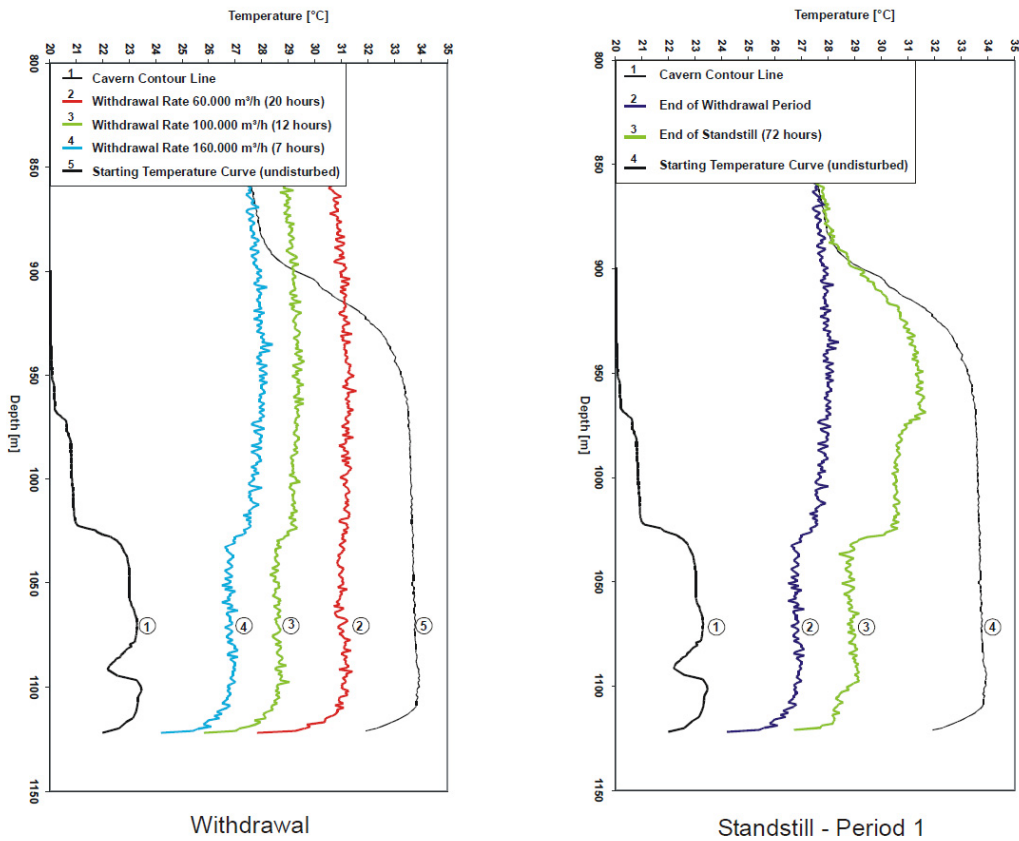


Figure 2.2. Exemple d'une cavité avec faible gradient thermique dans le gaz (Klafki et al., 2003).

3.2. Pression

Les vitesses engendrées par la convection naturelle sont difficiles à évaluer. Cependant, à l'injection, la vitesse des particules de gaz à l'entrée de la cavité est extrêmement faible et par conséquent, son énergie cinétique peut être négligée. Par exemple, supposons que du gaz naturel soit injecté à une vitesse de 35 m/s en tête d'un puits de 0,5 m de diamètre qui débouche dans une cavité de 100 m de diamètre. Lorsqu'on divise le débit injecté par l'aire de la section de la cavité, on trouve une vitesse d'écoulement de l'ordre du millième de mètre par seconde. Ainsi, en supposant que l'accélération du gaz dans la caverne est négligeable, l'équation d'équilibre donne la distribution de la pression dans la caverne :

$$\frac{dP}{dz} = \rho g \quad (2.7)$$

Où z orienté vers le bas, est la profondeur mesurée depuis la tête de puits. Dans le cas de la saumure, la masse volumique ρ_b est assez élevée et pratiquement uniforme de sorte que la distribution de pression prend la forme :

$$P(z, t) = P(z = 0, t) + \rho_b g z \quad (2.8)$$

Notamment les variations de pression dP/dt sont indépendantes de la profondeur. Dans le cas d'un gaz, la masse volumique ρ_g est faible mais dépend de la pression et de la température. On a vu qu'on pouvait estimer que la température du gaz est uniforme. Soient donc T_0 et P_0 la température et la pression du gaz au toit de la caverne. La température étant uniforme, $\rho_g = P/r_g T_0$ et l'intégration de l'équation d'équilibre donne :

$$P(\xi) - P_0 = P_0 \left[\exp(\xi g / r_g T_0) - 1 \right] \quad (2.9)$$

si ξ désigne la profondeur sous le toit de la caverne. Par exemple pour une cavité remplie d'air comprimé de 300 m de hauteur avec $r_g = 287,05$ J/kg/K, $T_0 = 320$ K et $P_0 = 20$ MPa, l'écart maximal de pression entre le fond et le sommet est $P - P_0 = 0,6$ MPa, ce qui est faible malgré la grande hauteur de la caverne.

En conclusion, la pression du gaz dans la caverne peut, comme la température, être considérée comme uniforme dans la caverne, c'est-à-dire que leurs dérivées par rapport au temps sont constantes dans la caverne. Bien entendu il s'agit d'une approximation, l'hypothèse de convection naturelle impliquant qu'il y ait de petits écarts de pression et température dans la caverne.

4. Equation de l'énergie à l'échelle de la caverne

Rappelons ici l'équation locale de l'énergie :

$$C_v \dot{T} + P \dot{v} = -\text{div} \underline{q} \quad (2.10)$$

Cette équation doit être intégrée dans toute la caverne. On va examiner successivement les termes de droite et de gauche de l'équation (2.10).

4.1. Comportement de la cavité

L'équation (2.11) décrit le comportement de la caverne entière sous chargement thermique et mécanique :

$$\dot{V}/V = \beta_c \dot{P} - \alpha \Phi [T(x)] + \dot{\varepsilon}^fl \quad (2.11)$$

Le premier terme du membre de droite décrit le comportement élastique ; β_c est le coefficient de compressibilité du « trou dans le massif », qui décrit la variation relative de volume de la caverne sous l'effet d'une variation de sa pression interne ; il dépend des caractéristiques élastiques du massif et de la forme de la caverne (pour une cavité sphérique, il vaut $\beta_c = 3(1 + \nu_s)/2E_s$ mais il est beaucoup plus grand pour une caverne de forme aplatie ; pour une forme plutôt trapue, on a typiquement $\beta_c = 1,4 \cdot 10^{-4} / \text{MPa}$).

Le second terme introduit une fonctionnelle Φ : la variation du volume du trou d'origine thermique est une fonction de la distribution dans le massif de l'écart entre la température actuelle et la température initiale. En fait, pour une caverne de forme parfaitement cylindrique ou sphérique creusée dans un massif homogène infini, et une distribution de l'écart de température qui vérifie cette symétrie, cette fonctionnelle est nulle et le calcul numérique établit que pour des formes de cavité pas trop irrégulières, sa valeur est très faible (Karimi-Jafari et al., 2007). Enfin $\dot{\varepsilon}^fl < 0$ est la vitesse relative de variation du volume par fluage, dont les effets sont négligeables pour des évolutions qui ne sont pas très longues. Le volume de la caverne peut être considéré comme constant $V = V_0$ quand on décrit des évolutions de quelques mois. On a privilégié jusqu'ici les variables v et T . Il est commode d'utiliser les variables m et T où m désigne la masse de gaz contenue dans la cavité puisque l'opérateur intervient en imposant un débit massique de soutirage ou d'injection \dot{m} . Le volume de la caverne est $V_0 = mv$ donc :

$$m\dot{v} = -\dot{m}v \quad (2.12)$$

A l'échelle de la cavité, le membre de gauche de l'équation (2.10) peut s'écrire :

$$\int_{\Omega} \rho (C_v \dot{T} + P\dot{v}) d\Omega = mC_v \dot{T} - \dot{m}rT \quad (2.13)$$

Lorsqu'on néglige les variations de volume de la caverne.

Notons que les évolutions de la température dans la cavité et dans le massif environnant sont étroitement liées à la vitesse des opérations de soutirage et d'injection du gaz. On distingue trois types de régime (sous-entendu, opération d'exploitation de la cavité) : l'injection ($\dot{m} > 0$) ; le soutirage ($\dot{m} < 0$) ; le repos ($\dot{m} = 0$).

4.2. Evolution de la température dans le massif

En revanche, l'intégration du terme de droite de l'équation (2.10) conduit à prendre en compte le transfert de chaleur par conduction et le flux d'enthalpie lors de l'injection.

L'intégration du terme de droite de l'équation (2.10) donne le flux de chaleur q_{th} transféré au gaz à travers la paroi de la cavité, il peut s'écrire :

$$q_{th} = \int_{\Omega} -v \operatorname{div} \underline{q} \rho d\Omega = \int_{\partial\Omega} -\underline{q} \underline{n} da \quad (2.14)$$

Et compte tenu de la loi de Fourier,

$$q_{th} = - \int_{\partial\Omega} K_s \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.15)$$

Où K_s est la conductivité thermique du sel (typiquement $K_s = 6 \text{ W/m/}^\circ\text{C}$) et T_R la température du massif environnant. Le flux de chaleur est compté positivement quand il tend à réchauffer le gaz, \underline{n} est la normale est orientée vers la cavité, $\underline{q} \cdot \underline{n}$ étant la quantité de chaleur qui rentre dans le corps dont la normale intérieure est \underline{n} . Le flux de chaleur à travers les parois d'une cavité sphérique est calculé en section 4.6. Les équations de diffusion de chaleur dans le massif peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial T_R}{\partial t} = k_s \Delta T_R \quad (2.16)$$

$$T_R = T \text{ à la paroi} \quad (2.17)$$

$$T_R(\infty) = T_\infty(z) \text{ et } T_R(t=0) = T(z) \quad (2.18)$$

L'équation (2.16) décrit l'évolution de la température T_R du massif rocheux sous l'effet de la conduction de la chaleur.

L'équation (2.17) exprime la continuité de la température à la traversée de la paroi. On utilise parfois une condition de « radiation », $\partial T_R / \partial n = h_r (T - T_R)$ pour rendre compte des effets des gradients de température et de vitesse du fluide dans la couche limite à la paroi de la cavité, mais on ne sait pas bien quelle valeur donner au paramètre h_r car il dépend de facteurs mal connus comme la rugosité de la paroi, alors que la comparaison des résultats de mesure et des calculs est souvent satisfaisante avec l'hypothèse $h_r = 0$.

Les équations (2.18) expriment, d'une part, qu'à grande distance la température du massif n'est pas perturbée par les phénomènes qui affectent la cavité et, d'autre part, qu'à l'instant initial la cavité est supposée depuis longtemps au repos. Comme le problème est linéarisé¹⁵, on peut aussi considérer, quelle que soit la distribution initiale de température, qu'on discute l'effet *additionnel* d'un soutirage ou d'une injection.

4.3. Saut d'enthalpie du gaz injecté

Lorsqu'on considère que le système est ouvert :

- A l'injection, un débit massique $\dot{m} > 0$ de gaz entre dans la cavité. Dans le bilan de l'équation d'énergie, il faut ajouter le flux du saut d'enthalpie à l'entrée dans la cavité (Landau et Lifschitz, 1971), c'est-à-dire la différence entre l'enthalpie du gaz injecté (h_{inj}) et l'enthalpie du gaz de la cavité (h). L'enthalpie s'exprime au moyen des variables P et T ; il n'y a pas de

¹⁵ Si on néglige les variations relatives de la température *absolue*.

discontinuité de la pression à l'entrée dans la caverne ; en revanche, il y a une discontinuité entre la température d'injection du gaz T_{inj} et la température du gaz T dans la caverne.

$$h_{inj} - h = C_p (T_{inj} - T) \quad (2.19)$$

- Au soutirage, il n'y a ni saut de pression, ni saut de température et donc il n'y a pas de saut de flux d'enthalpie.

4.4. Equation de l'énergie pour la caverne

On a supposé que le fluide injecté est rapidement brassé par la convection naturelle, de sorte que la température dans la caverne reste homogène ; cette hypothèse est discutable si on injecte du fluide froid en partie basse ou du fluide chaud en partie haute. Le terme de production de chaleur, dû à la dissipation visqueuse associée à la convection naturelle, peut être négligé. Le bilan énergétique de la cavité en gaz est alors constitué de l'énergie transmise ou reçue par le massif environnant par conduction thermique et de celle créée par les différentes opérations de soutirage et d'injection du gaz dans la cavité. Le bilan énergétique résultant de l'intégration de l'équation (2.5) s'écrit donc comme suit : l'énergie interne ajoutée à la puissance des efforts extérieurs (ou des efforts intérieurs, car, l'énergie cinétique étant négligée, les deux quantités sont égales) est égale au flux d'enthalpie entrant dans la cavité¹⁶ auquel on ajoute la quantité d'énergie fournie par (ou cédée au) massif environnant par conduction thermique.

$$m C_v \dot{T} - \dot{m} r T = \langle \dot{m} \rangle C_p (T_{inj} - T) - \int_{\partial\Omega} K \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.20)$$

\dot{T} et \dot{m} sont respectivement les vitesses des évolutions de la température et de la masse de gaz dans la cavité. $\langle \dot{m} \rangle = \dot{m}$ si $\dot{m} > 0$ et $\langle \dot{m} \rangle = 0$ si $\dot{m} < 0$.

4.5. Equations globales pour une commande en pression

Dans ce cas, on utilise l'enthalpie du système qui s'exprime en fonction des variables P et T . Par définition, cette fonction d'état est égale à l'énergie interne à laquelle on ajoute le produit de la pression et du volume massique. Les variables de commande choisies dans ce cas sont P et T . Dans ce cas de figure, au lieu de l'équation (2.3), on a :

$$\dot{h} - v \dot{P} = C_p \dot{T} - \frac{1}{\rho^2} T \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_P \dot{P} = - \frac{1}{\rho} \text{div} \underline{q} \quad (2.21)$$

Compte tenu de l'hypothèse de gaz idéal, l'intégration de (2.21) conduit à une formule analogue à (2.20)

$$m \left(C_p \dot{T} - \frac{1}{\rho^2} T \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_P \dot{P} \right) = \langle \dot{m} \rangle C_p (T_{inj} - T) - \int_{\partial\Omega} K \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.22)$$

$$m C_p \dot{T} + \dot{P} V_0 = \langle \dot{m} \rangle C_p (T_{inj} - T) - \int_{\partial\Omega} K \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.23)$$

¹⁶ Ou le flux d'enthalpie différentielle, écart entre l'enthalpie du gaz injecté et l'enthalpie du gaz dans la cavité.

$$C_p \dot{T} + rT \frac{\dot{P}}{P} = \left\langle \frac{\dot{m}}{m} \right\rangle C_p (T_{inj} - T) - \frac{1}{m} \int_{\partial\Omega} K \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.24)$$

La vitesse \dot{P} n'a pas toujours le même signe que la vitesse \dot{m} , c'est évident au repos lorsque $\dot{m} = 0$ mais, on peut avoir $\dot{P}\dot{m} < 0$ et même dans certains cas extrêmes à l'injection et au soutirage. L'équation (2.22) a été écrite pour les cavités la première fois dans (ATG, 1986).

Si $\dot{m} < 0$, on a l'équation

$$C_p \dot{T} + rT \frac{\dot{P}}{P} = -\frac{rT}{PV_0} \int_{\partial\Omega} K \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.25)$$

Si $\dot{m} > 0$, alors on a l'équation

$$(r + C_p)T \frac{\dot{P}}{P} = \left(\frac{\dot{P}}{P} - \frac{\dot{T}}{T} \right) C_p T_{inj} - \frac{rT}{PV_0} \int_{\partial\Omega} K \frac{\partial T_R}{\partial n} da \quad (2.26)$$

4.6. Particularités du modèle

Plusieurs modèles de calcul sont proposés dans la littérature pour décrire le comportement thermodynamique du gaz dans une cavité saline¹⁷. Ces modèles intègrent les effets thermiques dus à la compression et à l'expansion du gaz en cavité, le transfert de masse pendant l'injection et le soutirage et l'échange de chaleur entre le gaz stocké et le massif. Cependant, avec l'intérêt nouveau suscité par le stockage de masse de l'air comprimé en cavité, de récentes recherches ont présenté des solutions spécifiques plus ou moins validées sur l'expérience des deux CAES existants (Raju and Khaitan, 2012 ; Kushnir et al., 2012a,b). Ces modèles sont tous conçus sur la base des équations de conservation de la masse et de l'énergie de l'air en cavité mais se distinguent par les conditions à la limite et la prise en compte ou non de certains phénomènes physiques. C'est l'exemple de l'article de Kushnir et al. (2012b) qui propose un modèle pour analyser la réponse thermodynamique d'une cavité saline soumise à des cycles d'injection et de soutirage d'air comprimé. La particularité de leur modèle est que l'énergie cinétique de l'air et la pesanteur dans la cavité sont considérées en plus de la condition à la limite de convection en paroi d'une cavité saline.

5. Apport de chaleur du massif

5.1. La détente est-elle adiabatique ?

A titre d'hypothèse extrême, on peut supposer dans un premier temps que les transformations sont adiabatiques ce qui signifie que le flux de chaleur échangé avec le massif est nul ($q_{th} = 0$). Dans le cas du soutirage ($\dot{m} < 0$), le bilan s'écrit alors :

$$mC_v \dot{T} - \dot{m}rT = 0 \quad (2.27)$$

¹⁷ Nakhamkin et al. (1990), Osnes et al. (1994), Hagoort (1994), Tek (1996a,b), Klafki et Wagler (2001), Steinberger et al. (2002), Kunstman et al. (2004), Nieland (2004, 2008), Brouard et al. (2006), Chen et al. (2007), Klimkowski (2008), Krieter et Dresen (2011), Bérest et al. (2012).

Soit T_0 et m_0 respectivement la température et la masse initiale de gaz dans la cavité, on a :

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{m}{m_0}\right)^{\gamma-1} \quad (2.28)$$

où $\gamma = C_p/C_v$ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz. Pour le gaz naturel, $\gamma = 1,3$ et pour l'air $\gamma = 1,4$. Pour la commande en masse et dans le cas de l'injection ($\dot{m} > 0$),

$$mC_v\dot{T} - \dot{m}rT = \dot{m}C_p(T_{inj} - T) \quad (2.29)$$

à l'instant $t = 0$, $T = T_0$ et $m = m_0$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{\gamma T_{inj} - T_0}{\gamma T_{inj} - T} \quad (2.30)$$

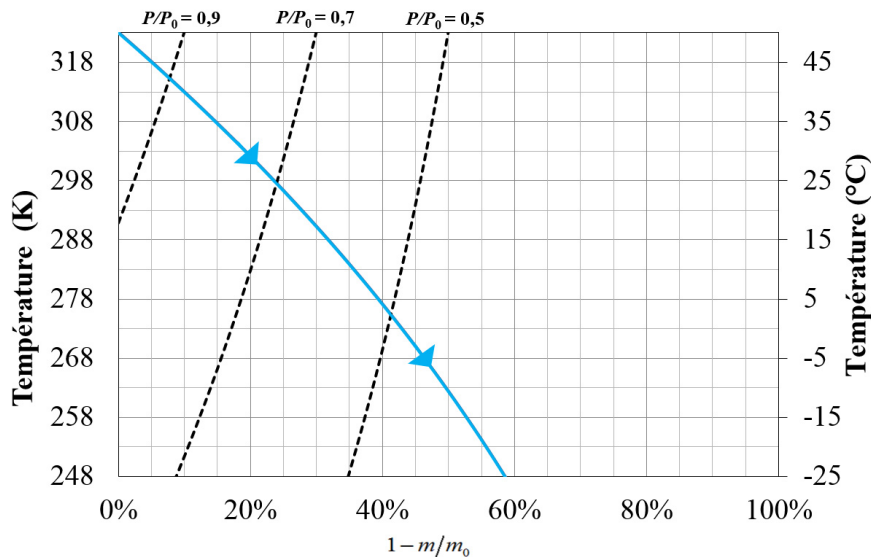


Figure 2.3. Température adiabatique en fonction de la quantité relative de gaz soutiré.

Sur la Figure 2.3, pour une température initiale de 50°C ($T_0 = 323$ K) on a tracé l'évolution de la température adiabatique lors d'un soutirage du gaz en fonction de la quantité relative de gaz naturel soutiré. La ligne bleue correspond à la chute de température adiabatique calculée pour une détente en cavité pendant laquelle on soutire 40% de la masse initiale. Sur la même figure, on a représenté quelques chutes de pression équivalentes en traits pointillés. On observe que pour atteindre la pression atmosphérique, la détente adiabatique refroidira le gaz de plus de 75°C ce qui peut être considéré comme très violent.

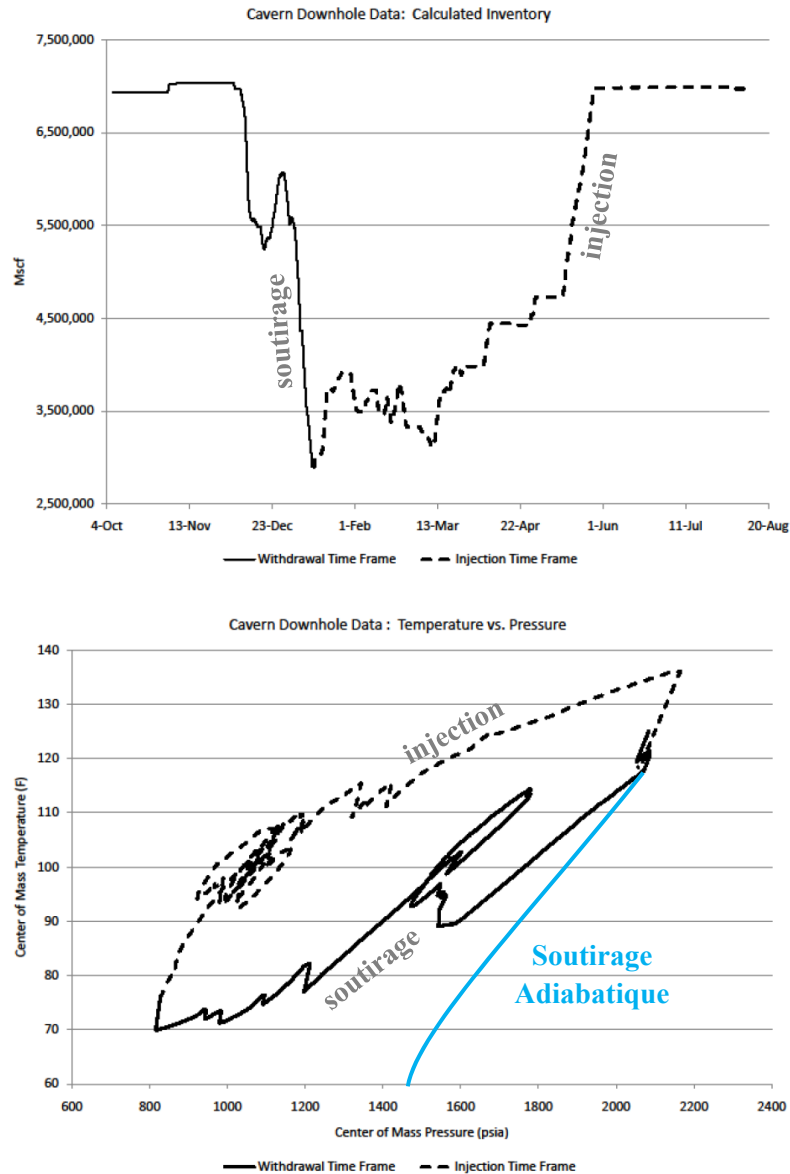


Figure 2.4. Cycle de pression dans une caverne de la côte du Golfe du Mexique (d'après Heath et Benefield, 2010).

Toutefois, ces formules très simples sont insuffisantes, il faut tenir compte de la chaleur apportée par le massif, comme le montre l'exemple de la Figure 2.4 sur laquelle on a représenté l'évolution réelle de la masse de gaz, de la température et de la pression (dessin du bas) pendant un cycle dans une cavité de stockage de gaz naturel du Golfe du Mexique. Le stock de gaz est exprimé en Mscf¹⁸ ; la température et la pression du gaz sont en °F¹⁹ et psi²⁰. Le soutirage est représenté par la ligne continue et l'injection par la ligne discontinue. L'évolution adiabatique a été ajoutée à la figure originale par un trait continu bleu au début de la diminution de pression ; elle est représentée par l'équation $P/P_0 = (T/T_0)^{1-\gamma}$.

¹⁸ 1 Mscf = 28 317 Nm³.

¹⁹ °C = (°F - 32) x 5/9.

²⁰ 1 MPa = 145 psi.

Il est clair que l'hypothèse adiabatique surestime considérablement le refroidissement et que la chaleur apportée au gaz par le massif par conduction doit être prise en compte. Même pour des évolutions très rapides de la pression du gaz, l'évolution de la température n'est pas adiabatique. Toutefois pour une cavité remplie de saumure, l'évolution est presque parfaitement adiabatique pour des mouvements de quelques jours ou voire semaines (Gatelier et al., 2008). La raison en est que la capacité calorifique volumique de la saumure est plus grande que la capacité calorifique volumique du gaz d'un ou deux ordres de grandeur, suivant la valeur de la pression du gaz : le réchauffement ou le refroidissement de la saumure est beaucoup plus lent que dans le cas du gaz.

En conclusion, la détente ne saurait être adiabatique parce que les variations de température calculées en utilisant l'hypothèse adiabatique sont trop grandes. La température « adiabatique » est une borne inférieure pour la température réelle atteinte pendant une détente.

5.2. Flux de chaleur échangé en paroi d'une cavité sphérique

Dans cette section, on calcule le flux de chaleur provenant des parois de la cavité en assimilant la cavité à une sphère de rayon a et on pose $\theta = T - T_R$. On considère d'abord le cas où la température est maintenue constante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \\ \theta(a, t > 0) = \theta_0 \\ \theta(r, t = 0) = 0 \\ \theta(\infty, t > 0) = 0 \end{cases} \quad (2.31)$$

Suivant Carslaw et Jaeger (1959), on suppose que θ_0 est un saut initial de température à la paroi maintenu constant ultérieurement :

$$\theta = \theta_0 \frac{a}{r} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\nu} e^{-u^2} du \right) \quad (2.32)$$

Avec, $\nu = (r - a) / 2\sqrt{kt}$ (voir annexe C)

$$q_{th} = -4\pi a^2 K \theta_0 \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{\sqrt{\pi kt}} \right) \quad (2.33)$$

Si à l'instant $t = 0$, on applique à la cavité, la température θ_0 maintenue constante, la solution exacte du flux de chaleur traversant la paroi a la forme $q_{th} = -4\pi a K \theta_0 \left(1 + \sqrt{t_c/t} \right)$ avec $t_c = a^2 / \pi k$, le temps caractéristique. En appliquant le théorème de convolution, pour une histoire de température quelconque $T(t)$, le flux obtenu sera de la forme :

$$q_{th} = -4\pi a K \left[\int_0^t \dot{T}(\tau) \left(1 + \sqrt{\frac{t_c}{t-\tau}} \right) d\tau + \theta_0 \left(1 + \sqrt{\frac{t_c}{t}} \right) \right] \quad (2.34)$$

Et si on suppose qu'il n'y a pas de saut initial θ_0

$$q_{th} = -4\pi aK \int_0^t \dot{T}(\tau) \left(1 + \sqrt{\frac{t_c}{t-\tau}} \right) d\tau \quad (2.35)$$

L'équation de bilan (2.20) s'écrit donc :

$$mC_v \dot{T} - \dot{m}rT = \dot{m} > C_p (T_{inj} - T) - 4\pi aK \int_0^t \dot{T}(\tau) \left(1 + \sqrt{\frac{t_c}{t-\tau}} \right) d\tau \quad (2.36)$$

Toutefois, pour une forme non sphérique, il faut résoudre numériquement les équations (2.16), (2.17) et (2.18). On note Σ_c l'aire des parois de la cavité. L'estimation de la valeur de Σ_c est très difficile pour une cavité réelle à cause des irrégularités présentes en parois. Mais de façon approchée, on conserve la forme de la solution obtenue pour une sphère en ajustant Σ_c pour obtenir un bon accord avec les données réelles. Dans ce cas, l'équation bilan peut être réécrite :

$$mC_v \dot{T} - \dot{m}rT = \dot{m} > C_p (T_{inj} - T) - \Sigma_c K \int_0^t \dot{T}(\tau) \left(\frac{1}{a} + \sqrt{\frac{1}{\pi k(t-\tau)}} \right) d\tau \quad (2.37)$$

Equation dont la résolution numérique est possible (voir annexe C).

5.3. Cas d'un soutirage

Lors d'un soutirage, le gaz présent dans la cavité se détend. La détente du gaz dans la caverne s'accompagne d'une chute de sa température. Un échange de chaleur par conduction est effectué entre le massif environnant et la cavité saline. La vitesse de refroidissement du gaz dépend du débit de soutirage imposé en tête de puits. Pour de très grandes vitesses de soutirage, le refroidissement se rapproche du comportement adiabatique. Le soutirage est choisi à titre d'exemple parce qu'il permet de grands débits massiques de gaz et soulève des problèmes de mécanique des roches *a priori* plus aigus.

5.3.1. Effets de la vitesse et du débit de soutirage

On a calculé l'évolution de la température du gaz naturel dans une caverne de forme sphérique et de volume $V_0 = 216\ 000\ \text{m}^3$ lorsqu'on soutire à débit massique constant 25% (Figure 2.5) et 50% (Figure 2.6) de la masse initialement stockée en considérant plusieurs durées distinctes (de 1 à 7 jours). La chute de température est plus grande pour un soutirage plus rapide. La détente la plus rapide (25% du stock en un jour) qui fait chuter la température de 50°C à 32°C, est encore assez éloignée d'une détente adiabatique. La détente adiabatique ferait chuter la température de 50°C (initialement) à 23°C (à la fin de la détente) pour un soutirage de 25% de la masse de gaz (Figure 2.5) et à -10°C (à la fin de la détente) pour un soutirage de 50% de la masse de gaz (Figure 2.6). Il est entendu que la solution adiabatique s'écrit en termes du rapport adimensionnel T/T_0 et que la valeur de 50°C est donnée à titre d'illustration.

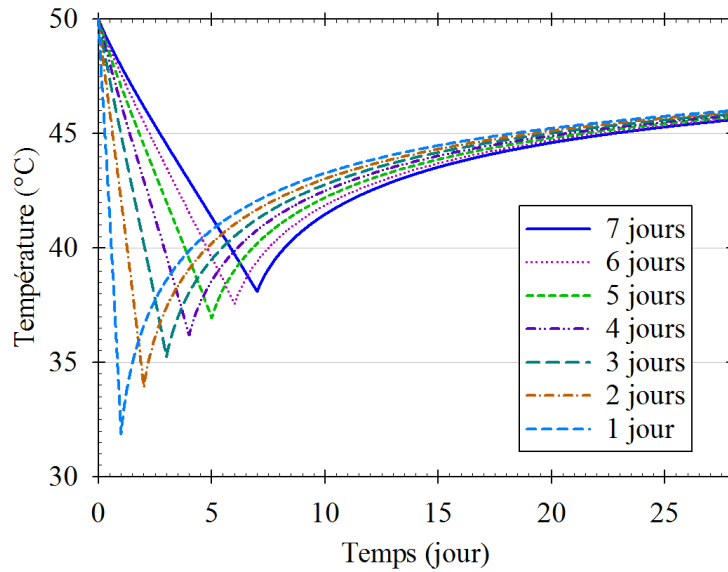


Figure 2.5. Effets de la vitesse de soutirage, 25% du stock initial de gaz est soutiré de 1 à 7 jours.

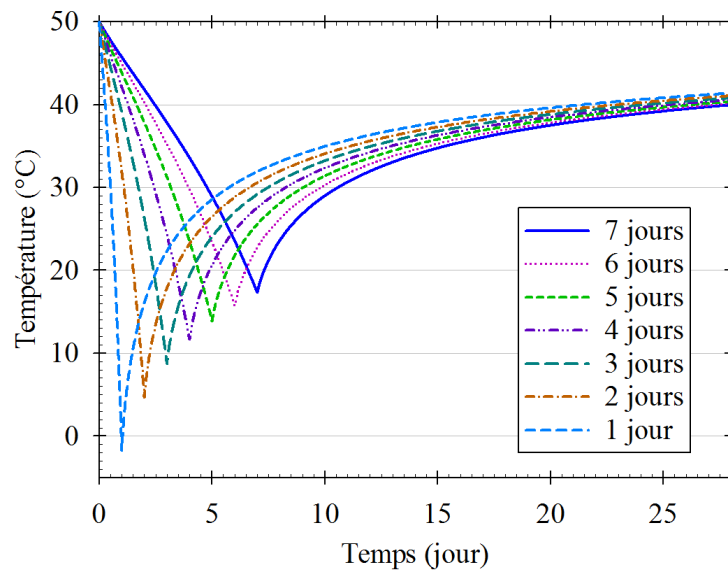


Figure 2.6. Effets de la vitesse de soutirage, 50% du stock initial de gaz est soutiré de 1 à 7 jours.

5.3.2. Influence de la taille de la cavité

La Figure 2.7 montre l'évolution de la température quand on soutire 25% du stock initial en deux jours mais avec des tailles de cavité contrastées. Les différents volumes de la caverne évalués sont : $V_0 = 8\ 000\ \text{m}^3$, $27\ 000\ \text{m}^3$, $64\ 000\ \text{m}^3$, $125\ 000\ \text{m}^3$ et $216\ 000\ \text{m}^3$. La chute de température est plus forte dans la plus grande des cavernes, car l'apport *relatif* de chaleur par le massif y est plus petit. Le bilan énergétique peut encore s'écrire sous la forme suivante qui met en évidence l'influence du rayon a .

$$\rho C_v \dot{T} - \dot{\rho} r T = -\frac{3K}{a^2} \int_0^t \dot{T}(\tau) \left[1 + a \sqrt{\frac{1}{\pi k(t-\tau)}} \right] d\tau \quad (2.38)$$

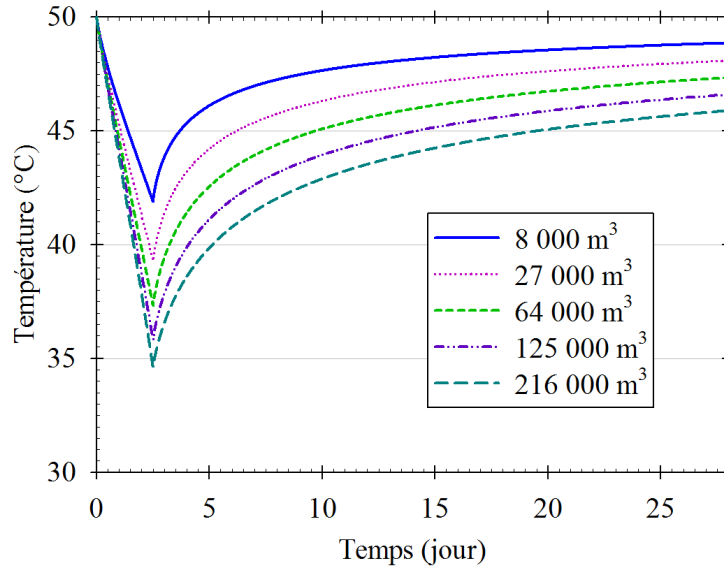


Figure 2.7. Effets du volume de la caverne, 25% du stock initial de gaz est soutiré en 2 jours.

On peut en conclure que l'évolution du gaz dans la cavité est plus proche d'une évolution adiabatique lorsque la cavité est plus grande. L'effet du flux de chaleur échangé avec le massif est amoindri dans une grande caverne.

6. Modélisation du comportement de la caverne

6.1. Validation sur cas réel – la cavité de Melville.

L'équation (2.36) a été validée sur les résultats d'un essai de soutirage effectué dans une cavité saline de stockage de gaz à Melville au Canada, décrit par Crossley (1996). Une mesure de la température et de la pression a été effectuée pendant un soutirage dans la caverne Regina North n°5. La pression a chuté de 13,5 MPa (1960 psi) à 7,8 MPa (1130 psi) en 5 jours environ, la température chutant de 20°F (11°C). Pendant la période ultérieure de repos, la pression et la température ont augmenté. Le débit mesuré, la pression de la cavité et sa température sont tracés sur la Figure 2.8. Les valeurs suivantes ont été retenues pour le calcul numérique : $\gamma = 1,305$ et $C_p = 2237$ J/kg-K. Le volume de la cavité est de $V_0 = 46\,000$ m³. La forme de la cavité est inconnue, et la surface des parois de la cavité a été choisie pour être le double de la surface d'une sphère dont le volume est égal au volume réel de la cavité. A noter que peu avant la fin de la phase de soutirage (jour 5), le gaz commence à se réchauffer, étant donné que le flux de chaleur provenant de la masse rocheuse devient très élevé comme le prédit l'équation (2.23). Notons que 1 Mscfh = 28 317 Nm³/h.

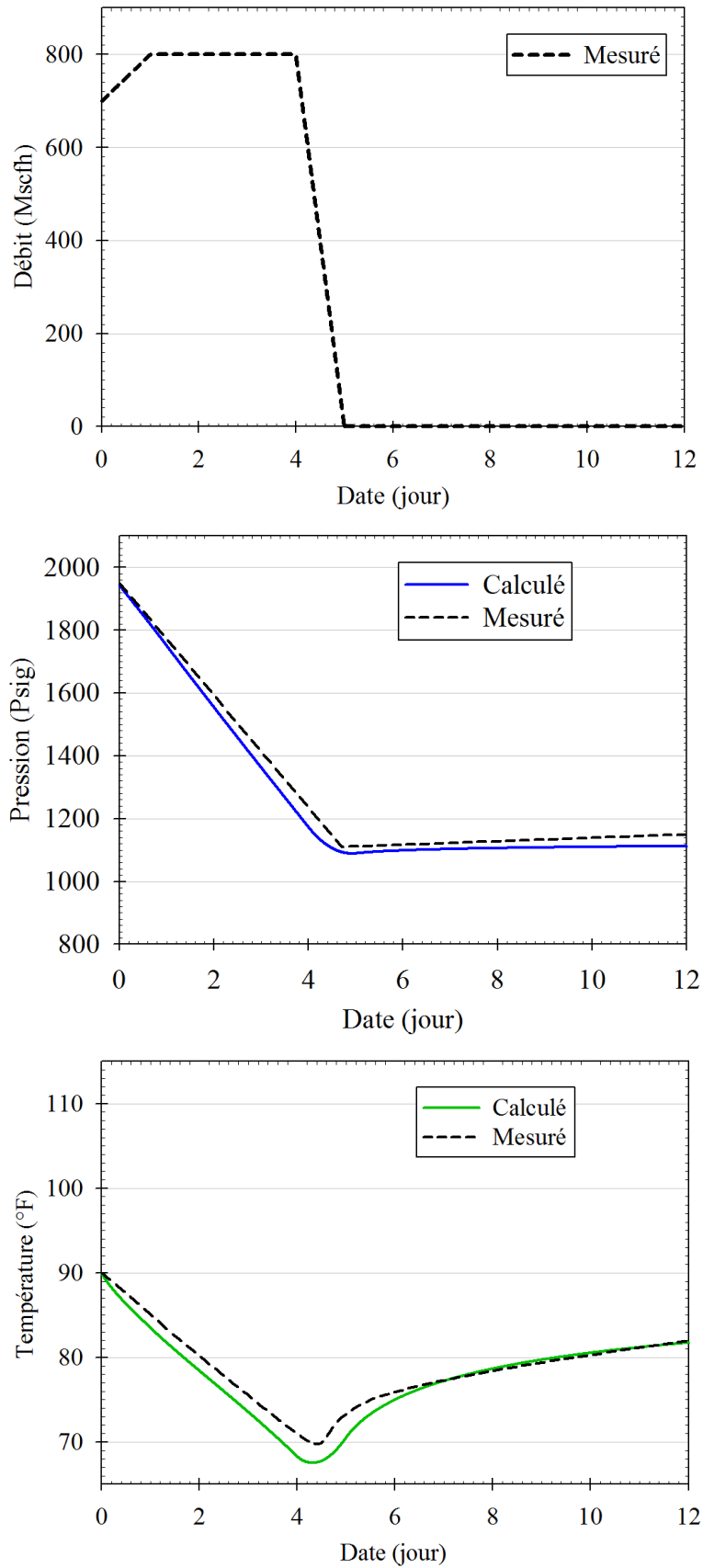


Figure 2.8. Exemple de la cavité de Melville : de haut en bas, débit de soutirage du gaz, évolution de la pression et de la température du gaz, observée (Crossley, 1996) et calculée.

6.2. Cas d'un cycle journalier : exemple de la cavité NK1 de Huntorf

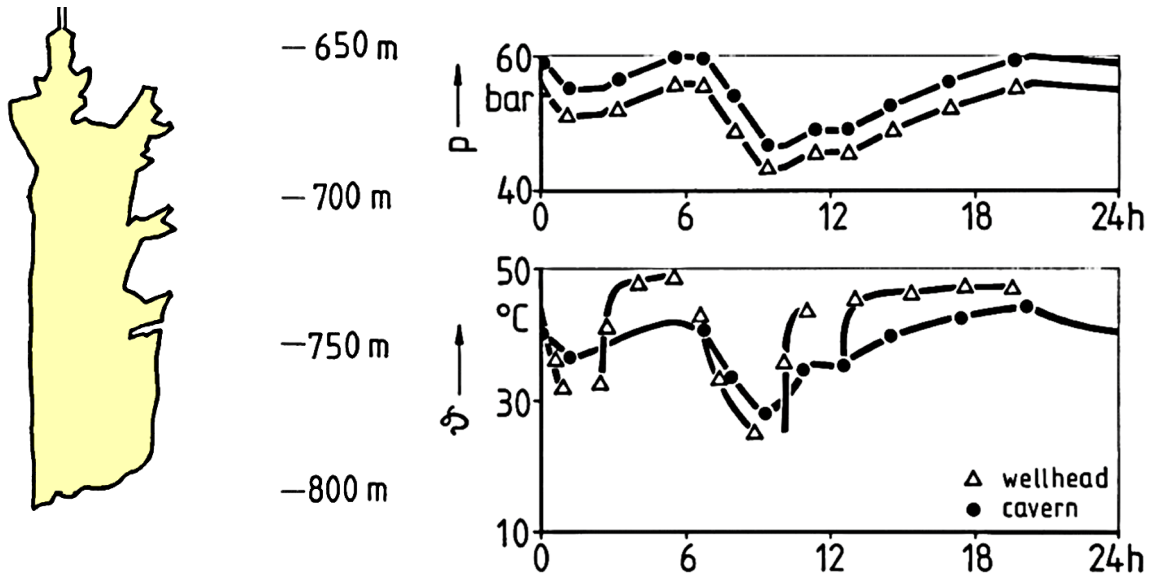


Figure 2.9. Cavité NK1 et mesure de la température et de la pression pendant 24 h dans la cavité et en tête de puits (Quast et Crotagino, 1979).

Un cycle journalier d'exploitation de la cavité de Huntorf est donné par Quast et Crotagino (1979) dans un article qui rend compte des informations obtenues sur le comportement du premier stockage d'air comprimé en cavité saline environ un an après sa mise en service, voir Figure 2.9. La cavité NK1 est l'une des deux cavités salines du stockage d'air comprimé de Huntorf. Elle a un volume de $170\,000\text{ m}^3$ et se situe à une profondeur comprise entre 650 m et 800 m. La pression maximale admissible est de 10 MPa et la pression minimale admissible est la pression atmosphérique. Cependant il est recommandé d'exploiter la cavité entre 5,5 et 7,5 MPa, la pression minimale d'exploitation étant autour de 2 MPa. La vitesse de soutirage maximale est de 1 MPa/h. Les débits massiques au soutirage et à l'injection sont respectivement de $\dot{m} = -417\text{ kg/s}$ et de $\dot{m} = 108\text{ kg/s}$.

Pour les calculs, la pression initiale du gaz dans la cavité est égale à $P_0 = 6\text{ MPa}$ et la température initiale du gaz dans la cavité est égale à $T_0 = 40^\circ\text{C}$ à l'entrée de la cavité, correspondant à la température initiale de la roche mesurée. La température d'injection du gaz est de 50°C . Pendant ce cycle, le stock d'air a varié à plusieurs reprises au cours de la même journée. Pendant la phase de soutirage, la différence entre les températures maximale et minimale mesurées était de 23°C en tête de puits [obtenu par calcul numérique par Kushnir et al. (2012)] et de 16°C dans la cavité, un résultat qu'on a aussi retrouvé en simulant ce cycle avec le modèle thermodynamique développé dans ce chapitre. Les données utilisées dans la simulation sont en majorité des données réelles, à l'exception de la forme de la cavité et de l'aire exacte des parois de la cavité qu'on a ajustées parce que difficile à estimer. L'aire des parois de la cavité utilisée dans le calcul est égale à 3 fois celle d'un cylindre de même volume, on a ainsi $\Sigma_c = 10\,800\text{ m}^2$. Quelques paramètres du système tels que l'aire des parois, la température d'injection et la période des cycles font l'objet d'une étude de sensibilité en section 6.4 afin d'évaluer leurs effets sur le comportement du gaz stocké après 100 jours de cycle.

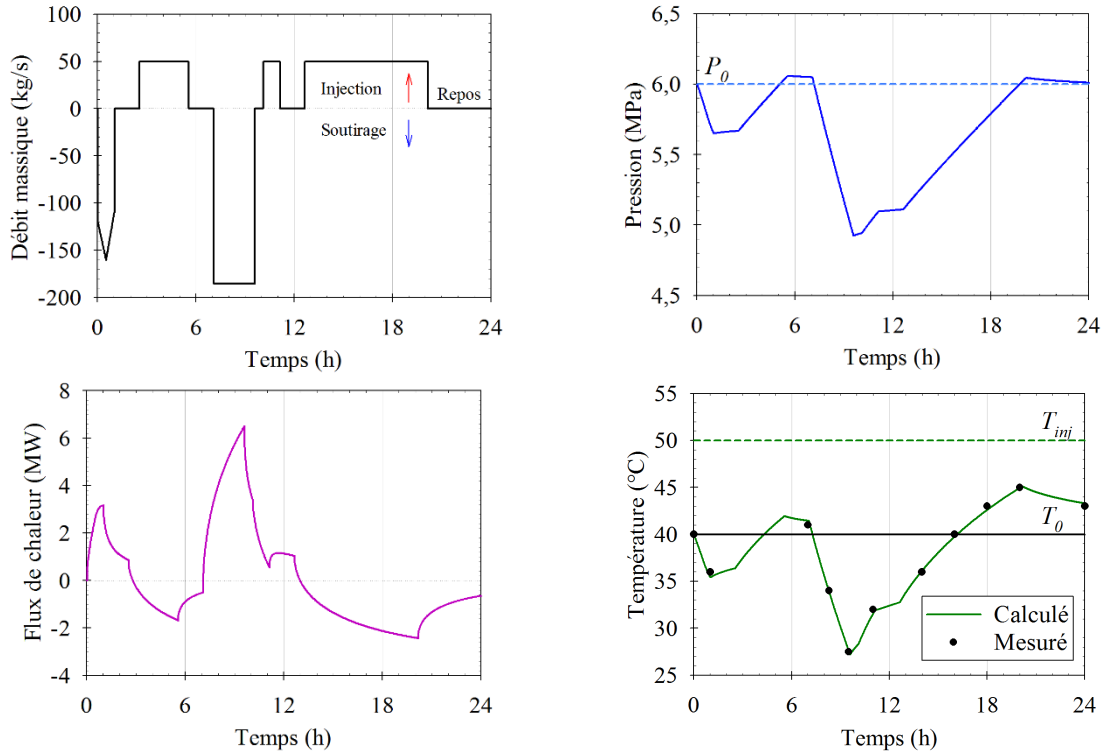


Figure 2.10. Débit massique imposé en fonction du temps et résultats de la simulation lors du cycle journalier de Hunterf : évolutions calculées de la température, de la pression de l'air et du flux de chaleur provenant des parois de la cavité.

Sur la Figure 2.10, on présente le chargement réel imposé en débit massique d'air et les évolutions calculées des principaux paramètres thermodynamique du gaz pendant ce cycle : la pression de l'air dans la cavité, le flux de chaleur provenant des parois de la caverne et la température de l'air dans la cavité. On observe qu'un soutirage très rapide engendre une grande vitesse de refroidissement du gaz en cavité et par conséquent, une grande quantité de chaleur fournie par le massif d'où le pic de 6,50 MW observé en fin de soutirage sur la courbe du flux de chaleur. En revanche, lors de l'injection, la température du gaz augmente dans la cavité. En conclusion, les températures et les pressions calculées sont en bon accord avec les données mesurées *in situ* de la Figure 2.9.

6.3. Cas du chargement cyclique

Pour le chargement cyclique, on a légèrement modifié le débit massique du chargement précédent afin que la masse de gaz contenue dans la caverne à la fin du cycle journalier soit la même qu'au début. Pour cela, il suffisait de prolonger de 30 minutes l'injection à $\dot{m} = 50$ kg/s entre 19h et 20h et de réduire de 30 minutes la durée de repos qui suit. L'analyse paramétrique permet d'identifier les effets de la température d'injection et de l'aire des parois, qui paraissent des paramètres prépondérants du système. Un chargement cyclique est imposé à la cavité pendant 30 jours (1 mois) sur la base du cycle journalier modifié de Hunterf sus-décrit. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 2.11. On observe que la température et la pression moyennes évoluent avec le temps. La température moyenne au cours d'un

cycle de période τ , $T^{moy} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} T(u) du$ tend vers une valeur comprise entre la température d'injection

et la température géothermique initiale. La pression évolue légèrement au début des cycles, mais se

stabilise très vite étant donné que la masse de gaz dans la cavité est conservée. En conclusion, le système tout entier converge au cours du temps vers un pseudo équilibre thermique.

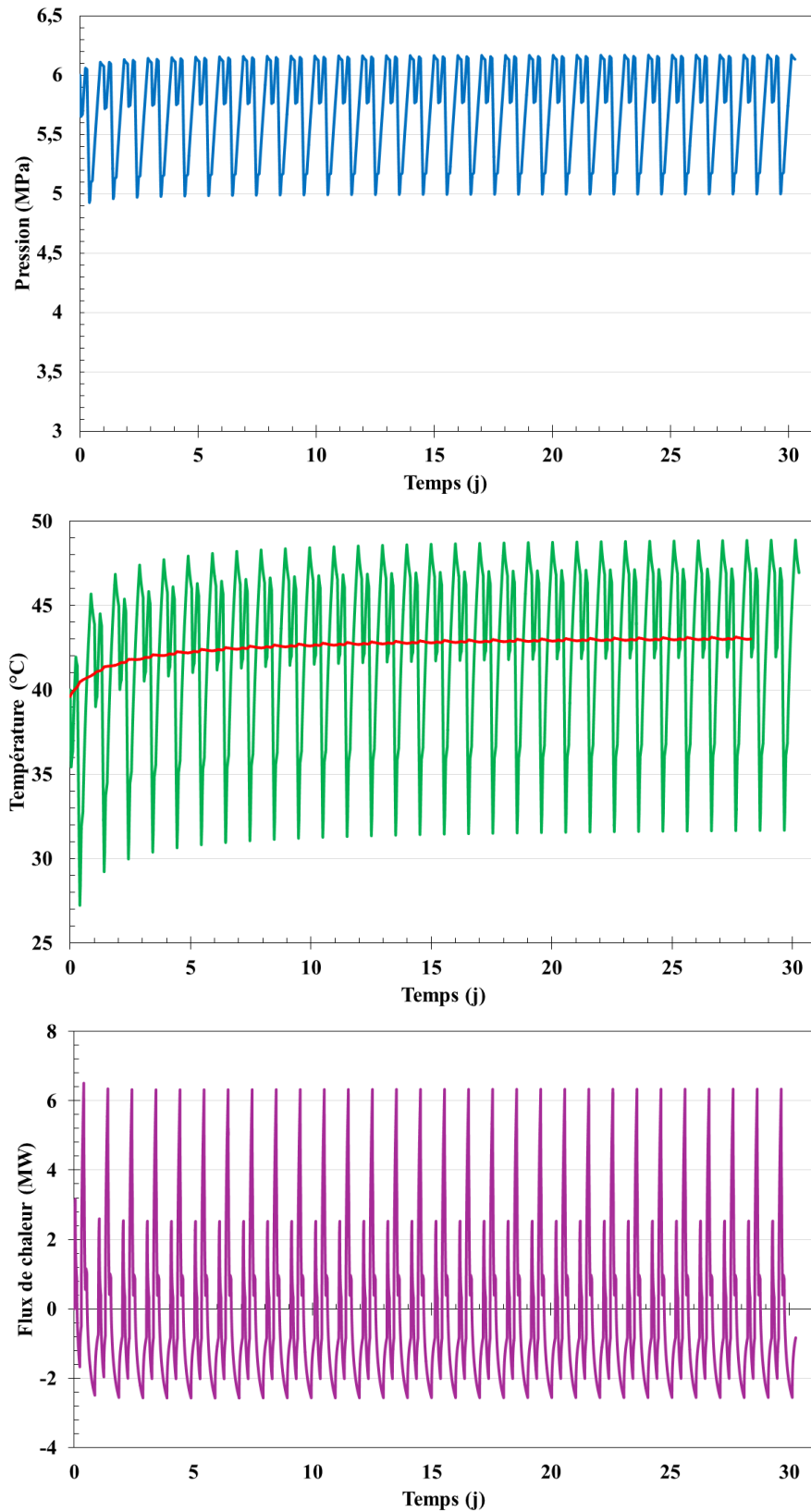


Figure 2.11. Evolutions calculées de la pression, de la température du gaz dans la cavité et du flux de chaleur provenant des parois pour un chargement cyclique de 30 jours (1 mois).

6.4. Sensibilité aux paramètres

Dans cette section, la cavité étudiée est toujours la cavité NK1 de Huntorf décrite précédemment. On analyse l'effet de la température d'injection, de l'aire des parois de la cavité et de la période des cycles sur le comportement thermodynamique du gaz après 100 jours d'exploitation cyclique. Un accent est mis sur les évolutions de la température du gaz dans la caverne et du flux de chaleur provenant des parois de la cavité.

6.4.1. La température d'injection

Pour la température d'injection, on a supposé trois valeurs, $T_{inj} = 30^{\circ}\text{C}$, $T_{inj} = 40^{\circ}\text{C}$ et $T_{inj} = 50^{\circ}\text{C}$ (température retenue dans les précédents calculs) sachant que la température géothermique a été fixée à 40°C .

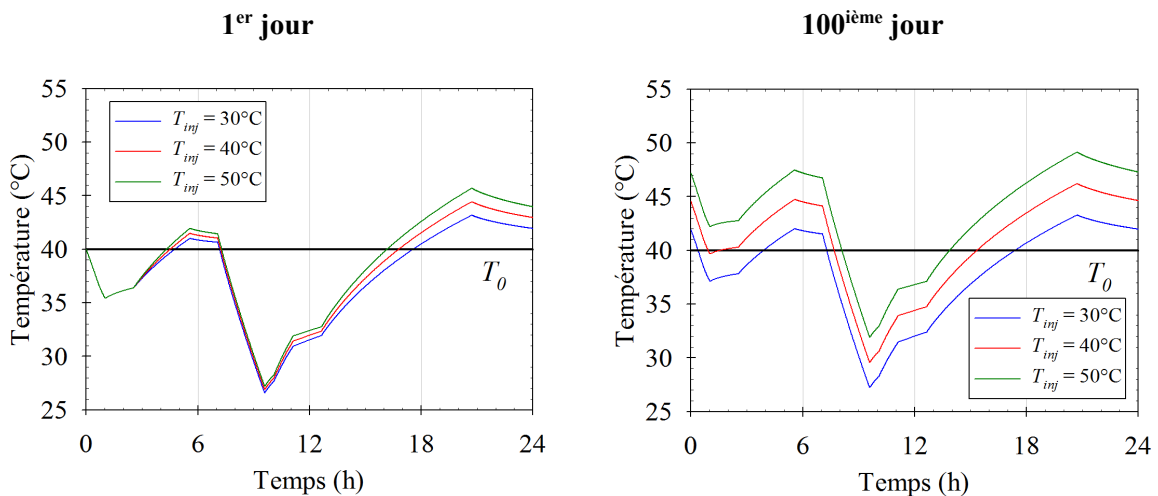


Figure 2.12. Evolution calculée de la température du gaz au 1^{er} et au 100^{ième} cycle pour des températures d'injection de 30°C , 40°C et de 50°C .

Sur la Figure 2.12, on retrouve que lorsque la température d'injection est élevée, le gaz dans la cavité se réchauffe plus, ce qui veut dire que, pour que la température du gaz stocké ne soit pas à long terme toujours supérieure à celle du massif, une solution serait d'abaisser la température d'injection.

Après 100 jours de chargement cyclique, la température moyenne du gaz au cours d'un cycle de période $\tau = 24$ h dans la cavité est de $T^{moy} = 38^{\circ}\text{C}$, $T^{moy} = 40^{\circ}\text{C}$ et $T^{moy} = 43^{\circ}\text{C}$ lorsqu'on augmente respectivement la température d'injection de $T_{inj} = 30^{\circ}\text{C}$, $T_{inj} = 40^{\circ}\text{C}$, $T_{inj} = 50^{\circ}\text{C}$.

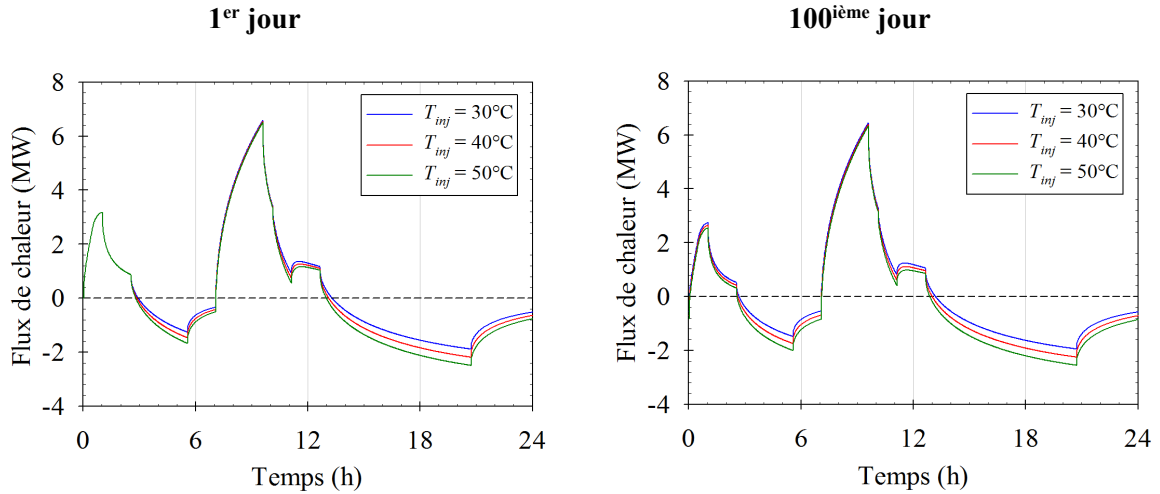


Figure 2.13. Evolution calculée du flux de conduction au 1^{er} et au 100^{ième} jour pour des températures d’injection de 30°C, 40°C et de 50°C.

On observe sur la Figure 2.13 que la variation de la température d’injection influence très peu à moyen terme le flux de conduction provenant du massif.

6.4.2. L’aire des parois

Pour l’aire des parois, on a supposé trois valeurs $0,5\Sigma_c$, Σ_c et $2\Sigma_c$ sachant que $\Sigma_c = 10\,800\text{ m}^2$ a été retenu dans les calculs précédents. La température d’injection est la même pour les trois cas, $T_{inj} = 50^\circ\text{C}$.

Sur la Figure 2.14 et la Figure 2.15, on a tracé respectivement l’évolution calculée de la température du gaz et du flux de conduction au 1^{er} et au 100^{ième} jour pour les 3 valeurs de l’aire de la section ci-dessus.

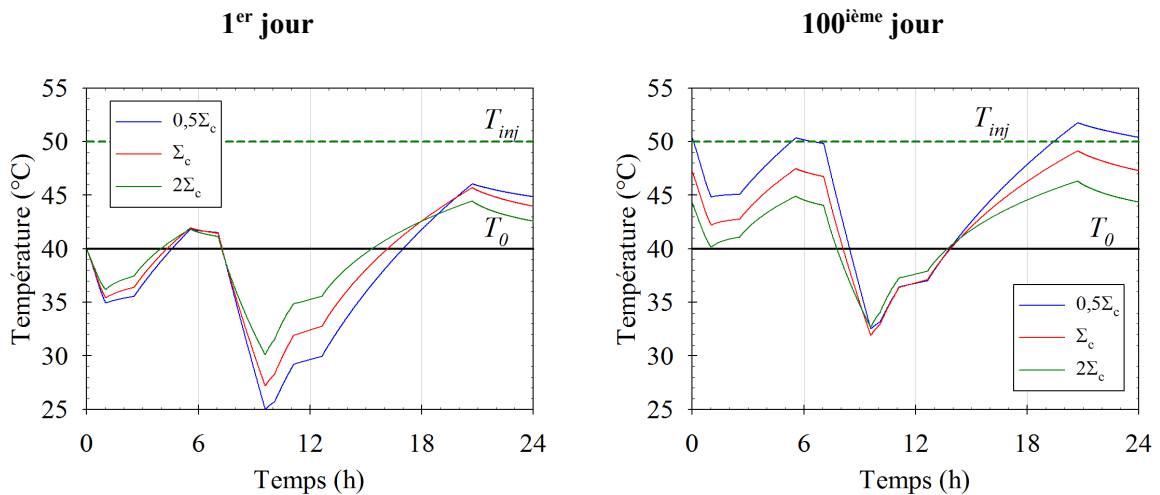


Figure 2.14. Evolution calculée de la température du gaz au 1^{er} et au 100^{ième} jour pour différentes valeurs de l’aire des parois de la cavité.

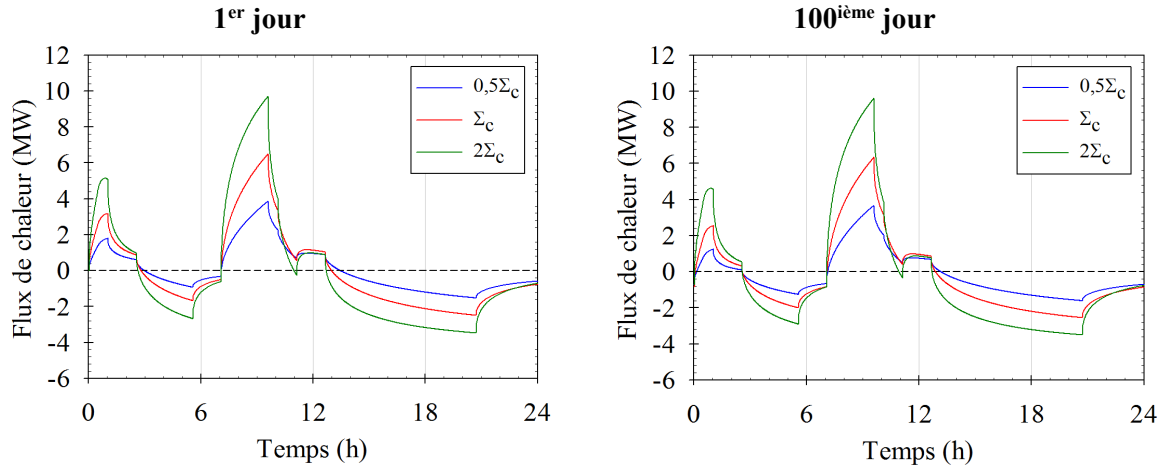


Figure 2.15. Evolution calculée du flux de conduction au 1^{er} et au 100^{ième} jour pour différentes valeurs de l'aire des parois de la cavité.

Les Figures 2.14 et 2.15 confirment qu'une mauvaise estimation de l'aire des parois de la cavité influera directement sur l'évaluation du flux de chaleur provenant du massif et par conséquent sur le calcul de la température du gaz dans la cavité. Après 100 jours de chargement cyclique, la température moyenne du gaz dans la cavité décroît de 45°C, 43°C à 41°C lorsqu'on augmente respectivement l'aire des parois de $0,5\Sigma_c$, Σ_c à $2\Sigma_c$. On observe aussi que lorsqu'on choisit une aire plus petite, l'apport de chaleur par conduction à travers les parois est plus petit, donc on « lisse » moins les variations de température. Inversement, on déplace la température moyenne vers la température d'injection.

6.4.3. La période des cycles

Pour analyser l'effet de la période des cycles sur le comportement thermodynamique du gaz stocké, on étudie deux cas où la température d'injection est $T_{inj} = 50^\circ\text{C}$ et la température du massif à la profondeur moyenne de la cavité est de $T_R = 40^\circ\text{C}$.

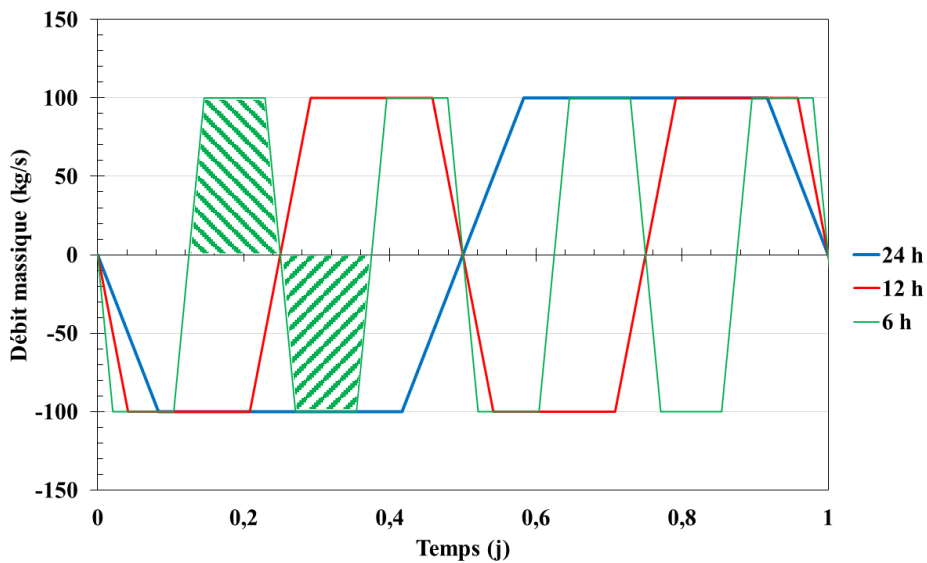


Figure 2.16. Débits massiques imposés pour les 3 cycles de période 6 h, 12 h et 24 h.

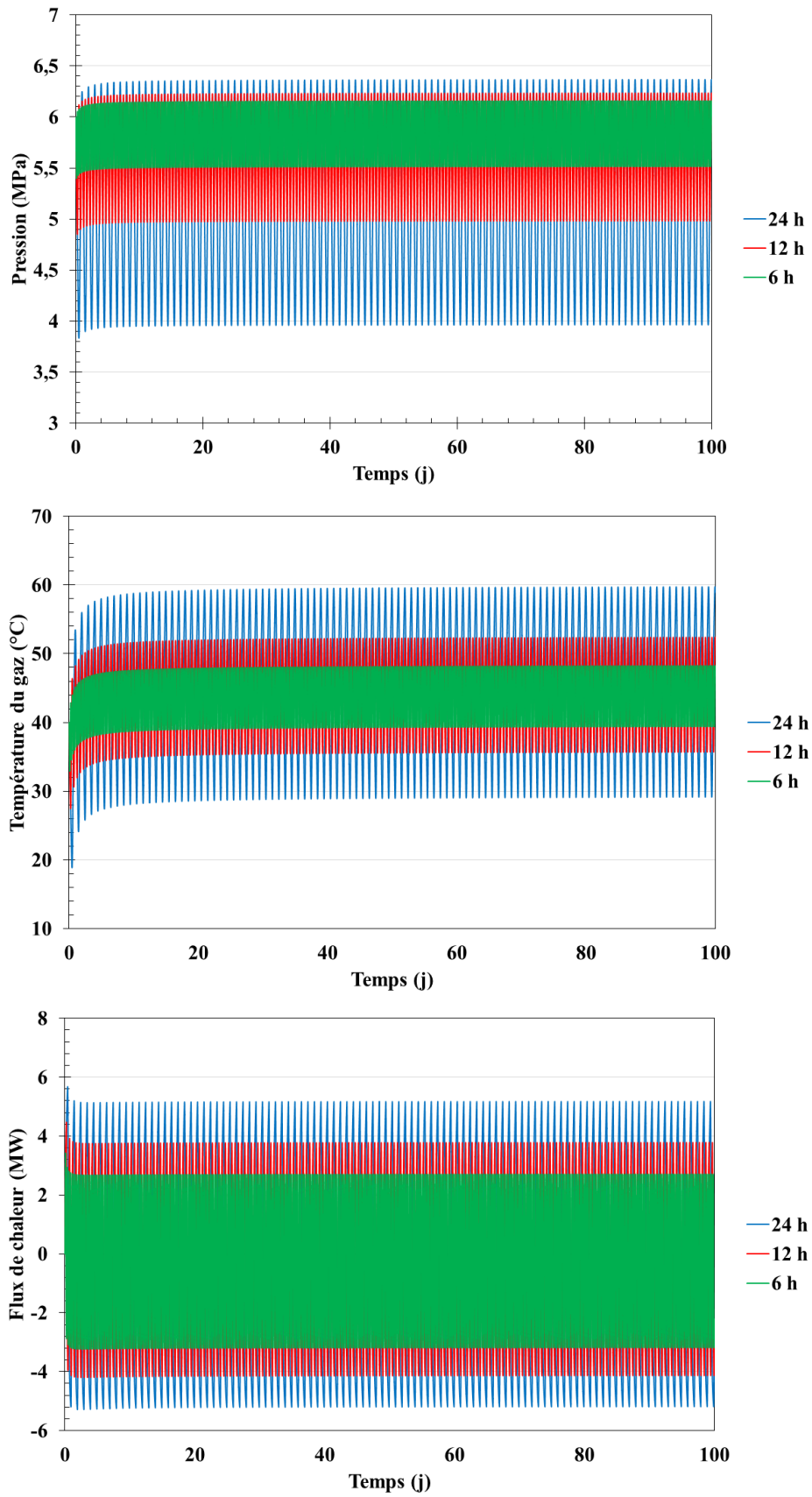


Figure 2.17. Evolutions calculées de la pression du gaz, de la température du gaz et du flux de chaleur provenant des parois de la cavité pour 3 périodes de cycles : 6 h, 12 h et 24 h.

Dans un premier cas, on choisit trois chargements cycliques théoriques plus simples que celui utilisé dans la section précédente. Dans ces chargements présentés sur la Figure 2.16, on injecte et soutire la même masse d'air pendant un cycle avec un débit maximal de $\dot{m} = \pm 100$ kg/s et pour des périodes de 6 heures, 12 heures et 24 heures. Chaque opération rapide est suivie d'une opération de la même nature à débit constant $\dot{m} = \pm 100$ kg/s sur une période plus longue. Les résultats de la Figure 2.17 présentent un effet des chargements cycliques à fréquence réduite sur le comportement du gaz. En effet, lorsque la période du cycle est petite, le flux de chaleur est moins important après 100 jours de chargement cyclique parce que les variations de température n'ont pas le temps de pénétrer profondément dans le massif.

Dans un second cas, on injecte et soutire la même masse pour trois cycles de périodes différentes (6 heures, 24 heures et 96 heures). Les 3 chargements cycliques étudiés sont appliqués pendant environ un an et sont présentés sur la Figure 2.18. Dans le cas où la température d'injection (50°C) est supérieure à la température géothermique à la profondeur moyenne de la cavité (40°C), les flux de chaleurs sont tous négatif, ce qui veut dire que le gaz cède de la chaleur au massif environnant. Après un an de cycles, le flux de chaleur moyen cédé au massif est de 270 kW par jour pour un chargement de période 6 heures, de 100 kW par jour pour un chargement de période 24 heures et est presque nul pour une période de 96 heures (Figure 2.19). Ces valeurs moyennes du flux de chaleur sont petites comparées à la puissance d'un CAES qui peut aller jusqu'à 1000 MW par jour. Par exemple à Huntorf on a 250 MW pendant 4 heures de fonctionnement et à McIntosh on a 100 MW pendant 26 heures. En traçant la température moyenne, on observe que pour une période de 6 heures la température moyenne après 1 an de cycle est égale à 44°C alors qu'elle n'est que de $40,2^\circ\text{C}$ pour une période de 96 heures. Par ailleurs, on observe sur les évolutions de la température du gaz de la Figure 2.19 qu'après un certain nombre de cycle, on tend vers un régime établi pendant lequel la température moyenne n'évolue plus. La durée pour atteindre ce pseudo régime d'équilibre est plus grande lorsque la période du cycle est petite. Lorsque le cycle est rapide, la température moyenne du gaz dans la cavité qui à long terme se situe entre la température géothermique et la température d'injection se rapproche plus de la température d'injection du gaz. La quantité de flux de chaleur échangée avec la cavité est ainsi plus importante.

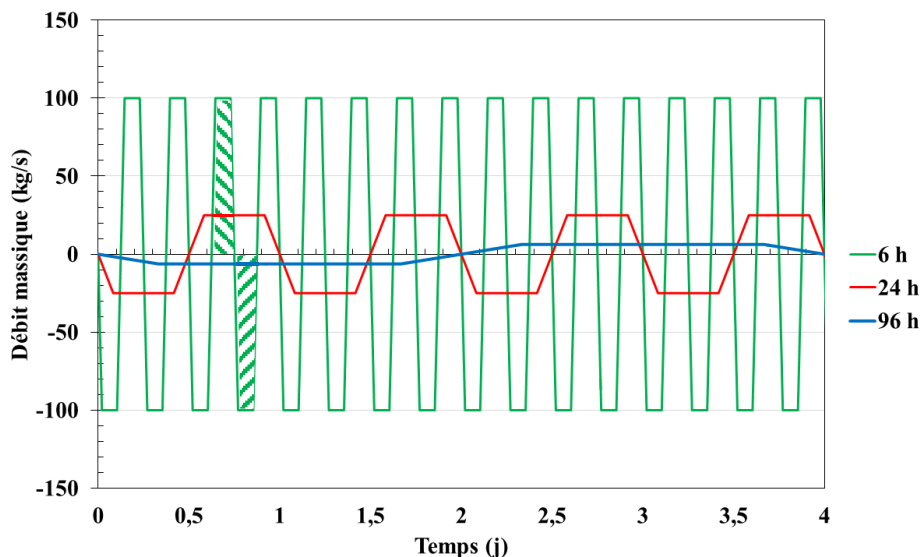


Figure 2.18. Débits massiques de chargement imposé en cavité de périodes 6 h, 24 h et 96 h.

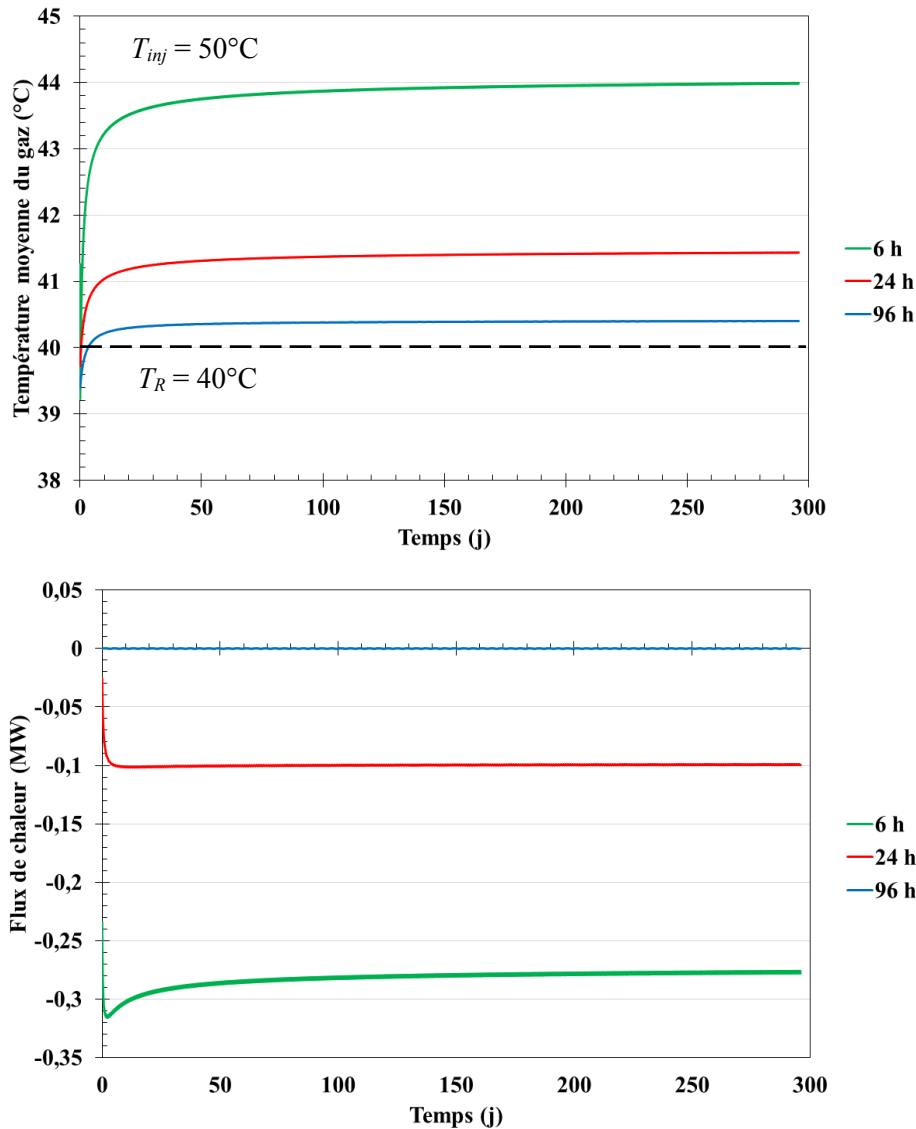


Figure 2.19. Evolutions calculées de la température moyenne et du flux de chaleur moyen provenant des parois de la cavité pour 3 périodes de cycles 6 h, 24 h et 96 h.

Conclusions

Pour simuler la thermodynamique des cavités salines de stockage de gaz, un modèle semi-analytique a été proposé dans ce chapitre. Dans ce modèle, on a tout d'abord écrit l'équation locale de l'énergie. Le problème de la convection naturelle qui est lié à l'écoulement du gaz dans la cavité a été analysé. On a démontré que la température et la pression du gaz dans la cavité pouvaient la plupart du temps être considérées uniformes dans toute la caverne à un instant. On a alors pu intégrer l'équation locale de l'énergie dans toute la caverne. Le flux de chaleur échangé pendant les opérations de stockage et de déstockage de gaz a été intégré au bilan énergétique après avoir montré qu'il ne pouvait être négligé.

Dans l'analyse de la thermodynamique du gaz stocké en cavité, trois effets se combinent : l'apport de chaleur par conduction, l'apport de chaleur par injection de gaz et l'effet de la détente ou de la compression. Le modèle conçu a permis d'évaluer et d'analyser l'évolution des principaux paramètres thermodynamique du gaz stocké en cavité saline. Ce modèle thermodynamique a été ensuite validé à

partir de mesure réelles et exploité sur des exemples simples notamment dans le cas du soutirage du gaz en cavité saline et d'exploitation journalière de la cavité NK1 de Huntorf. Une étude de sensibilité a permis d'évaluer les effets de la température d'injection, de l'aire des parois de la cavité et de la période des cycles sur le comportement à terme du gaz dans la cavité.

Des limites existent dans cette analyse, notamment quant à la modélisation complète de l'écoulement du gaz réel dans la cavité, ou encore la conduction de la chaleur pour une cavité non sphérique, la prise en compte de l'équation d'état d'un gaz réel et le rôle de la vapeur d'eau.

Annexe C. Développement analytique du modèle

1. Hypothèse de la convection naturelle dans une cavité saline en gaz

L'objectif de cette partie est de montrer, sur la base de retours d'expérience, de mesures réelles et de calculs numériques qu'à l'échelle de la cavité, la température du gaz peut le plus souvent être considérée comme uniforme. En réalité, l'existence d'un gradient géothermique dans le massif conduit à s'interroger sur l'effet de la convection naturelle du gaz stocké. Un brassage continu de gaz est opéré dans la cavité de stockage pendant lequel le gaz chaud qui se trouve au fond de la cavité remonte tandis que le gaz froid descend. Il est possible qu'en effectuant ce cycle, le gaz transporte de la chaleur du haut vers le bas de la caverne ce qui homogénéise la température de la cavité. Les mesures et calculs peuvent-ils prouver dans la majorité des cas qu'elle varie très peu sur la hauteur ? Les conditions de l'équilibre, la stabilité de l'équilibre et l'efficacité de l'écoulement sont analysées.

1.1. Les conditions de l'équilibre

L'équilibre d'un fluide dans un champ de gravitation exige que $\underline{grad}P = \rho \underline{g}$ donc $P = P(z)$. Dans une caverne au repos, la pression du gaz est pratiquement uniforme car sa masse volumique est faible en comparaison de celle d'un liquide²¹. Sous la pression moyenne de 20 MPa, l'écart entre la pression au sommet et au fond d'une caverne de 300 mètres de haut n'est que de 0,6 MPa. De plus, $\underline{0} = \text{rot}(\rho(P,T)\underline{g})$ équivaut à $\underline{g} \wedge \underline{grad}P + \underline{g} \wedge \underline{grad}T = 0$ donc aussi à $T = T(z)$. Ce qui veut dire que l'équilibre exige aussi $T = T(z)$ (stratification horizontale). Les équations décrivant l'équilibre du gaz dans la cavité sont donc :

$$-\underline{\nabla}P + \rho \underline{g} = \underline{0} \quad (\text{C.1})$$

$$\text{div}(\chi \underline{\nabla}T) = 0 \quad (\text{C.2})$$

$$P \equiv P(\rho, T) \quad \text{et} \quad \chi \equiv \chi(\rho, T) \quad (\text{C.3})$$

Considérons pour simplifier, un gaz parfait dont on négligera les variations de conductivité thermique. Maintenant qu'on a démontré que $T = T(z)$, l'équation de la température peut s'écrire :

$$\Delta T = \frac{d^2 T}{dz^2} = 0 \quad (\text{C.4})$$

Et donc la température du gaz T est une fonction affine de z . Les conditions à la limite en température sont fixées telles que $\Delta T = 0$ dans la caverne, $\Delta T = 0$ dans le massif, $T_\infty = T_1 + Gz$ à l'infini, $[[T]] = 0$ et $[[-K \partial T / \partial n]] = 0$ à la paroi, ce qui permet de retrouver la distribution de température. Et l'équation d'état des gaz parfaits $P = \rho r T$ permet de retrouver les expressions des autres paramètres thermodynamiques. Mais en fait, il existe une possible instabilité due au gradient géothermique.

²¹ De l'ordre de 50 kg/m³ à 5 MPa, 200 kg/m³ à 20 MPa.

1.2. La stabilité de l'équilibre

Dans une caverne remplie de fluide, une convection naturelle peut se mettre en place. L'origine de ce phénomène est l'existence d'un gradient géothermique qui est de l'ordre de $G = dT/dz = 0,015^\circ\text{C}/\text{m}$ à $0,018^\circ\text{C}/\text{m}$, z vers le bas, dans un massif de sel. C'est donc moins que dans d'autres roches, car la conductivité thermique du sel est élevée, de l'ordre de $K_R = 6 \text{ W}/\text{m}/^\circ\text{C}$. Le fluide au fond de la caverne est un peu plus chaud, donc un peu plus léger ; il monte vers le sommet de la caverne où il se refroidit avant de redescendre vers le fond. Ce mouvement convectif est en principe ralenti par la dissipation visqueuse mais l'effet de cette dernière est faible dans des cavernes de très grandes dimensions.

En effet, la stabilité de l'équilibre d'une atmosphère stratifiée lorsque $dT/dz > 0$, z orienté vers le bas, doit être prise en compte. Supposons un déplacement vers le haut ($dz < 0$) d'une particule de fluide. Mécaniquement, elle se met instantanément en équilibre avec la pression à sa nouvelle profondeur, soit $dP = \rho g dz < 0$. Elle subit donc une détente, se refroidit et sa masse volumique augmente. L'augmentation maximale est obtenue en supposant la détente adiabatique, on a alors $C_p dT_{ad} = dP_{ad} / \rho = g dz$. A la profondeur $z + dz$, la température d'équilibre du gaz est $T(z) + dT = T(z) + G dz$. Etant donné que le coefficient de dilatation thermique du gaz est positif, la particule après détente adiabatique est plus lourde qu'une particule dans l'état d'équilibre si $dT < dT_{ad}$ donc si $G > g/C_p = G_{ad}$. La particule revient alors à sa position d'équilibre. Pour l'air, $C_p = 1000 \text{ J}/\text{kg}/^\circ\text{C}$ et le gradient « adiabatique » (dit sec) d'apparition de la convection est $G_{ad} = g/C_p$ soit $1^\circ\text{C}/100 \text{ m}$. Pour le gaz naturel, $C_p = 2345 \text{ J}/\text{kg}/^\circ\text{C}$ et $G_{ad} = 0,4^\circ\text{C}/100 \text{ m}$. Quand les conditions d'équilibre sont réunies, cet équilibre peut être facilement instable.

On peut remarquer au passage que, dans le cas de la saumure, on a $C_p dT_{ad} = \alpha_s T dP_{ad} / \rho = \alpha_s T g dz$ et la condition est $G > \alpha_s T g / C_p = G_{ad}$. Puisque $\alpha_s T$ est de l'ordre de $0,12$ ²² et que $C_p = 2800 \text{ J}/\text{kg}/^\circ\text{C}$, le gradient « adiabatique » en saumure $G_{ad} = 4,7 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C}/\text{m}$ est 20 fois plus petit qu'en air et l'apparition de la convection y est bien plus certaine. La Figure C.1 montre le cas d'une caverne de $13\,000 \text{ m}^3$ creusée entre 440 et 560 m de profondeur et remplie de saumure. Le gradient géothermique naturel y est $G = 0,018^\circ\text{C}/\text{m}$ dans la formation salifère, mais le gradient de température dans la saumure est extrêmement faible : la convection homogénéise la température de la saumure dans la caverne.

Enfin il faut noter que lorsque l'air est saturé d'humidité (comme cela doit être le cas dans une caverne au repos), le gradient adiabatique (dit humide) est plus petit. En effet, l'ascension d'une particule d'air s'accompagne d'un refroidissement qui est un peu atténué en raison de la condensation de l'eau²³.

Lorsque les conditions d'instabilité de l'équilibre $G > G_{ad}$ sont réunies, il est important de savoir si cette convection est efficace ou pas.

²² Avec $\alpha_s = 4,4 \cdot 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ et $T = 300 \text{ K}$.

²³ Le calcul complet peut être trouvé par exemple dans Sivoukhine (1982).

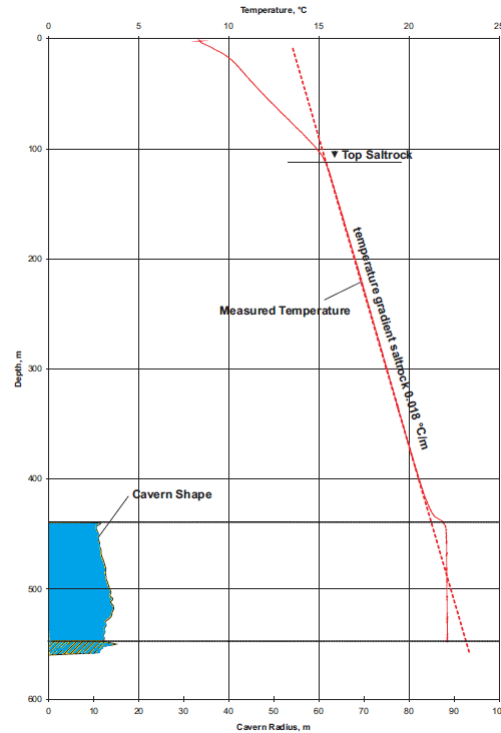


Figure C.1. Profil de température dans une caverne remplie de saumure (Bannach et Klafki, 2009)

1.3. Efficacité de la convection

On réalise dans cette section une analyse dimensionnelle pour vérifier l'efficacité de la convection dans des cavernes de stockage d'air comprimé ou de gaz naturel. On introduit à cette fin les nombres de Prandtl, Pr^{24} et de Grashof, Gr^{25} .

L'approximation de Boussinesq consiste à négliger toutes les variations de masse volumique exceptée celle du terme d'Archimède responsable du mouvement soit $\alpha\rho g$; le mouvement du gaz dans la cavité est considéré comme une perturbation d'un état d'équilibre. En supposant les coefficients de diffusion constants, les équations de continuité, de conservation de la quantité du mouvement et de l'énergie vérifiées par les perturbations seront donc (Rocard, 1967) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{D\underline{v}}{Dt} = -\underline{\nabla} \delta P + \delta \rho \underline{g} + \mu \Delta \underline{v} \\ \frac{D\delta T}{Dt} + \underline{v} \cdot \underline{\nabla} T_{eq} = k \Delta \delta T \\ \text{div } \underline{v} = 0 \\ \frac{\delta \rho}{\rho} = -\alpha_s \delta T \end{array} \right. \quad (C.5)$$

²⁴ $Pr = \nu/k$, où ν est la viscosité cinématique et k est la diffusivité thermique ($k = K/\rho C_p$).

²⁵ $Gr = g\alpha Gl^4/\nu^2$ (g accélération de la gravité, l dimension caractéristique de la cavité, α coefficient de dilatation thermique).

Sous forme adimensionnelle, on effectue le changement de variable $x^* = x/l$, $T = G l T^*(x/l)$, $u = \nu u^*(x/l)/l$ et $t = l^2 t^*/\nu$. On peut donc écrire :

$$\begin{cases} \text{div } \underline{u}^* = 0 \\ \frac{D\underline{u}^*}{Dt^*} = -\underline{\nabla}^* p^* + Gr Pr^2 \theta^* \underline{e}_z + Pr \Delta^* \underline{u}^* \\ \frac{D\theta^*}{Dt^*} - u_z^* = \Delta^* \theta^* \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

Où θ^* et p^* sont les fluctuations sans dimension de température et de pression ; \underline{g} est le champ de gravité.

Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique, il sert donc à comparer la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide. Il vaut à peu près 0,7 pour l'air et 7 pour l'eau (les valeurs ne sont pas très distinctes pour la saumure) ; les coefficients de viscosité dynamique valent environ pour l'air $\nu = \mu/\rho = 1,57 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ à 27°C et à la pression atmosphérique (donc moins à pression élevée) et pour la saumure $\nu = \mu/\rho = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

Le nombre de Grashof permet de caractériser le transfert thermique dû au déplacement naturel d'un fluide. Le coefficient de dilatation thermique vaut $\alpha_s = 4,4 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ pour la saumure, $\alpha_b = 1/300 / ^\circ\text{C}$ pour l'air. Il correspond au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses. On estime le nombre de Grashof pour une cavité de rayon (dimension caractéristique) $l = 30 \text{ m}$ et de volume $V_0 = 100\,000 \text{ m}^3$. On a $Gr = 6,4 \cdot 10^{11}$, ce qui veut dire qu'on est en turbulence pleinement développée c'est-à-dire au-delà du régime turbulent qui est établi pour $2 \times 10^7 < Gr < 3 \times 10^{10}$. Ainsi, compte tenu des dimensions des cavités, les conditions sont *en principe* remplies pour le développement d'une convection turbulente (Klafki et al., 2003).

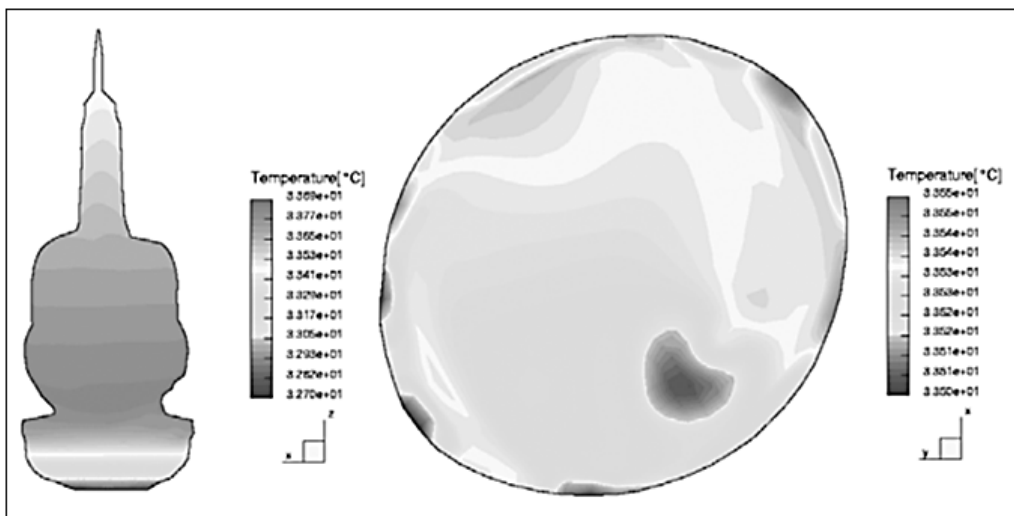


Figure C.2. Distribution calculée des températures dans un plan vertical et suivant une coupe horizontale d'une cavité en gaz naturel (Kneer et al., 2003).

Le calcul de Kneer et al. (2003) présenté sur la Figure C.2 confirme cette analyse, avec une température très nettement stratifiée suivant la verticale, un écart de $0,5^{\circ}\text{C}$ entre le sommet et le fond d'une caverne de hauteur 200 m, et des écarts très faibles de température (inférieurs à $0,05^{\circ}\text{C}$) dans une même coupe horizontale.

2. Exemples réels de distribution de la température dans les cavernes de gaz

De fait, par exemple, Fosse et Røvang (1998) ont mesuré le gradient de température dans deux cavernes (K126 et K131) de stockage d'Etzel en Allemagne, dont les profondeurs du toit et du mur étaient 1020 m – 1560 m pour la première, 1060 m – 1660 m pour la seconde. Le gradient *moyen* de température dans le gaz était $0,39^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ et $0,50^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$, respectivement, donc 3 à 4 fois moins que le gradient géothermique dans le sel. Notons que la théorie donne $0,4^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ pour l'apparition de la convection dans une cavité de stockage de gaz naturel (section 1.2). L'exemple de Klafki et al. (2003) présenté en section 3.1 du chapitre 2, prouve par des mesures *in situ* que la température du gaz peut être considérée comme constante dans la cavité. Cependant ce n'est pas toujours vérifié, comme c'est le cas dans les exemples qui vont suivre.

2.1. Cas de Huntorf ; saumure résiduelle froide

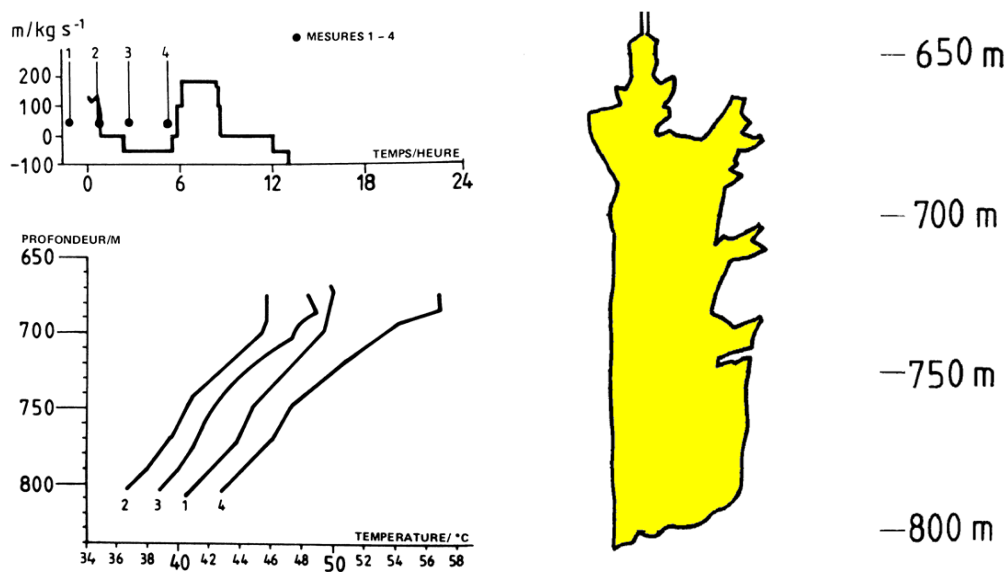


Figure C.3. Profils de température mesurés dans la cavité NK1 du CAES d'Huntorf à divers moments d'un cycle d'injection-soutirage (Quast, 1983).

La Figure C.3 représente des profils de température dans la cavité NK1 de stockage d'air comprimé de Huntorf peu de temps après sa mise en gaz (Quast, 1983). Chaque profil correspond à un instant particulier d'une séquence d'injections et soutirages représentée sur la partie supérieure du dessin. Les débits soutirés sont positifs. On observe un gradient vertical assez marqué de la température, de l'ordre de $1^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ (la valeur du gradient adiabatique « sec » mais en sens inverse $dT/dz < 0$). Quast (1983) le rattache à la présence de saumure froide au fond de la cavité. Le lessivage est réalisé au moyen d'eau provenant de la surface, donc plus froide que la température du massif à la profondeur de la cavité. Lorsqu'on injecte le gaz, il reste au fond de la cavité un volume composé de saumure, d'insolubles et de blocs de sel qui est sensiblement plus froid que le massif. Ce volume se réchauffe lentement et, dans les premiers mois ou même les premières années après la mise en gaz, cette saumure

résiduelle reste froide, ce qui induit un gradient assez marqué de la température. Ce gradient est stable puisqu'il est orienté ($dT/dz < 0$) à l'inverse du gradient géothermique $G = dT/dz > 0$. On observe en revanche que le profil de température reste à peu près parallèle à lui-même lorsque la température moyenne dans la cavité change à la suite des mouvements de gaz. Malheureusement on n'a pas trouvé de profils récents de température dans les cavités d'Huntorf qui permettraient de confirmer – ou infirmer – l'hypothèse du rôle de la saumure initialement froide au fond de la caverne.

2.2. Cas d'une caverne d'Enterprise, effet d'une détente

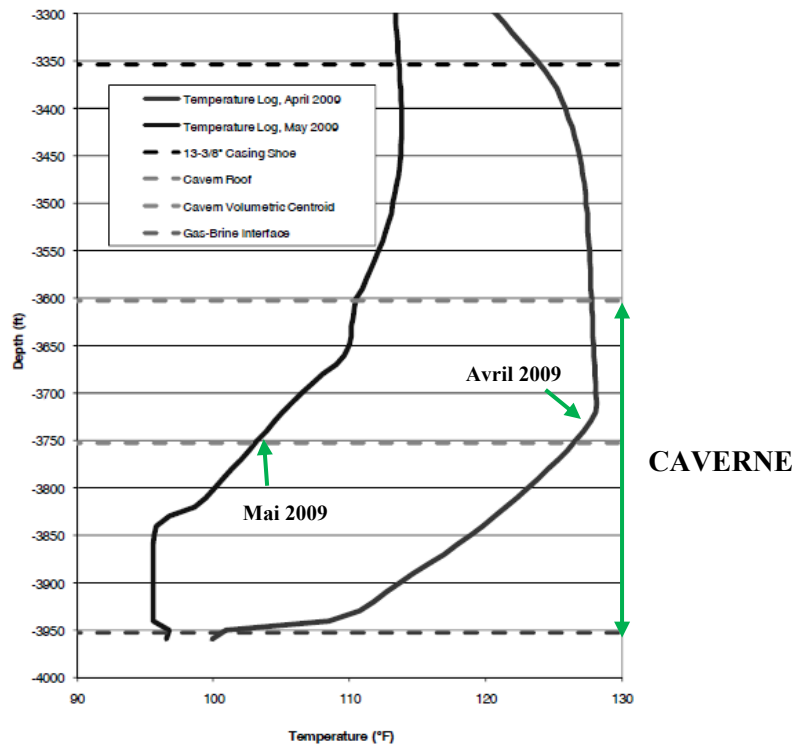


Figure C.4. Exemple de la caverne 1 d'Enterprise (Skaug et al., 2010).

La Figure C.4 montre les profils de température avant et après un soutirage dans une caverne exploitée par la société Enterprise au Texas (Skaug et al., 2010). La cavité est comprise entre 1097 m et 1207 m de profondeur. La pression du gaz (à la profondeur de 1 143 m) a été diminuée de 18,81 MPa à 13,75 MPa entre avril et mai 2009. Dans ce cas aussi la distribution initiale de température semble influencée par la présence d'une masse de saumure froide au fond de la caverne. Le gradient final en mai 2009, après soutirage, est en revanche très faible, la température est pratiquement constante au moins dans la partie basse de la caverne. On peut supposer que la détente a fait passer la température du gaz sous la température de la saumure au fond de la caverne, ce qui permet transitoirement qu'une convection naturelle s'organise au-dessus de l'interface gaz-saumure où le gaz s'échauffe par transfert de chaleur depuis la saumure. Dans le cas décrit par Klafki et al. (2003)²⁶, le refroidissement n'était sans doute pas assez intense pour faire apparaître ce phénomène. Mais à plus long terme, si la caverne de la Figure C.4 restait au repos, on peut penser que le profil de température retrouverait son allure initiale d'avant décompression.

²⁶ Voir Figure C.2.

3. Discrétisation du calcul de l'évolution de la température dans la sphère

Selon la loi de Fourier, si à l'instant $t=0$, la température θ_0 maintenue constante, on applique à la cavité la solution exacte du flux de chaleur traversant la paroi à la forme $-4\pi aK\theta_0\left(1+\sqrt{t_c/t}\right)$ où $t_c = a^2/\pi k$ est le temps caractéristique. En appliquant le théorème de convolution, pour le cas d'une histoire de la température quelconque $T(t)$, le flux obtenu par convolution sera de la forme :

$$q_{th}(t) = -4\pi aK \int_0^t \dot{T}(\tau) \left(1 + \sqrt{\frac{t_c}{t-\tau}}\right) d\tau \quad (C.7)$$

Pour discrétiser cette expression, on suppose que \dot{T}_i est constant dans l'intervalle de temps i qui est lui-même compris entre les instants $(i-1)\delta t$ et $i\delta t$. L'intervalle de temps $(n-1)$ est compris entre $(n-1)\delta t$ et $n\delta t = t$. Le flux de chaleur est ainsi calculé à l'instant $n\delta t$ et on suppose qu'il s'applique au gaz dans l'intervalle de temps $[n\delta t, (n+1)\delta t]$.

Pour $t < 0$ on a : $T = T_0$, $m = m_0$, $P = P_0$. Il faut vérifier que c'est un équilibre²⁷. On suppose qu'à l'instant $t_n = n\delta t$ on a calculé T_n , m_n , P_n et les \dot{T}_i pour $i < n+1$. On sait donc calculer le flux avec la formule de l'équation (C.8).

$$q_{th}(n\delta t) = -4\pi aK \sum_{i=0}^n \dot{T}_i \left[\delta t - 2\sqrt{t_c(n-i)\delta t} + 2\sqrt{t_c(n-i+1)\delta t} \right] \quad (C.8)$$

On discute de l'évolution de la température dans l'intervalle $(n+1)$ compris entre les temps $n\delta t$ et $(n+1)\delta t$. On connaît le débit massique pendant cet intervalle $\dot{m}[(n+1)\delta t]$ donné et on cherche la vitesse d'évolution de la température $\tilde{T}[(n+1)\delta t]$. D'une première approximation des vitesses d'évolution de la température pour les différentes opérations sont donnés par les expressions suivantes :

- En soutirage $\dot{m} < 0$

$$\tilde{T}[(n+1)\delta t] = \frac{P_n V_0 \frac{\dot{m}_{n+1}}{m_n} + q_{th}(n\delta t)}{m_n C_v} \quad (C.9)$$

- En repos $\dot{m} = 0$

$$\tilde{T}[(n+1)\delta t] = \frac{q_{th}(n\delta t)}{m_n C_v} \quad (C.10)$$

- En injection $\dot{m} > 0$:

²⁷ $P_0 V_0 = m_0 r T_0$.

$$\tilde{T}[(n+1)\delta t] = \frac{\dot{m}_{n+1}C_p(T_{inj} - T(n\delta t)) + P_nV_0 \frac{\dot{m}_{n+1}}{m_n} + q_{th}(n\delta t)}{m_n C_v} \quad (C.11)$$

Avec ces équations, on actualise les variables avec une première approximation de la vitesse d'évolution de la température :

$$\tilde{T}_{n+1} = T_n + \tilde{\dot{T}}_{n+1}\delta t \quad (C.12)$$

$$\tilde{m}_{n+1} = m_n + \tilde{\dot{m}}_{n+1}\delta t \quad (C.13)$$

$$\tilde{q}_{th}[(n+1)\delta t] = q_n - 4\pi aK \sum_{i=0}^{n-1} \tilde{\dot{T}}_i \left[\delta t - 2\sqrt{t_c(n-i+1)\delta t} + 2\sqrt{t_c(n-i+2)\delta t} \right] \quad (C.14)$$

Ce qui permet de calculer une seconde approximation dans le cas du soutirage par exemple :

$$\tilde{m}_{n+1}C_v\tilde{\dot{T}}_{n+1} - \dot{m}_{n+1}r\tilde{T}_{n+1} = q_{n+1} \quad (C.15)$$

Et on retient pour valeur finale :

$$\dot{T}_{n+1} = \frac{\tilde{\dot{T}}_{n+1} - \tilde{\dot{T}}_{n+1}}{2} \quad (C.16)$$

Qui permet de calculer les valeurs retenues finalement :

$$T_{n+1} = T_n + \dot{T}_{n+1}\Delta t \quad (C.17)$$

$$m_{n+1} = m_n + \dot{m}_{n+1}\Delta t \quad (C.18)$$

$$P_{n+1} = m_{n+1}rT_{n+1}/V_0 \quad (C.19)$$

Ensuite, on passe à l'intervalle suivant.

On note qu'à l'instant initial il n'y a pas de flux, donc la première approximation est :

$$m_0C_v\tilde{\dot{T}}_1 - \dot{m}_1rT_0 = 0 \quad (C.20)$$

**Chapitre 3 : Application du modèle thermodynamique à un cas extrême :
l'éruption en cavité saline**

Introduction



Figure 3.1. Eruption et incendie sur une plateforme pétrolière (Rig TRG 131) en Oklahoma, US. Photographe C. Keevert. [Source : http://www.energyindustryphotos.com/oilfield_blowout_photos_and_rig.htm].

Une éruption en cavité saline est une expulsion non contrôlée de pétrole brut et/ou de gaz naturel en tête d'un puits pétrolier ou gazier après endommagement du système de sécurité du puits. L'éruption est souvent un accident dramatique lorsqu'elle touche un réservoir conventionnel (Figure 3.1), car une très grande quantité de gaz ou de pétrole peut être libérée ; la durée d'une éruption peut être de plusieurs mois. Les éruptions en cavités salines de stockage d'hydrocarbures *liquides* ou *liquéfiés* ont un caractère différent, car la quantité de produits immédiatement expulsée suite à un endommagement de la tête de puits est relativement faible (Bérest et Brouard, 2003). Plusieurs exemples d'éruptions dans les cavités salines de stockage d'hydrocarbures gazeux ont été décrits dans la littérature, à l'instar de celle survenue dans un stockage d'éthane à Fort Saskatchewan au Canada²⁸ ou dans un stockage de gaz naturel à Moss Bluff au Texas²⁹. Même si la quasi-totalité de l'inventaire a été perdu, aucune victime n'a été à déplorer dans ces deux cas notamment parce que le gaz s'est enflammé rapidement. Un accident assez semblable

²⁸ Alberta Energy and Utilities Board (2002).

²⁹ Rittenhour et Heath (2012).

s'est produit dans un "stockage d'air comprimé" (en fait, une mine de sel abandonnée) à Kanopolis au Kansas dont une description complète peut être trouvée dans van Sambeek (2009).

La différence la plus marquante entre une éruption d'un puits exploité dans un gisement de pétrole ou de gaz et une éruption d'un puits de stockage d'hydrocarbures gazeux en cavité saline est que la quantité de gaz dans une cavité saline est faible (Le volume de la cavité va de 10 000 m³ à 1 000 000 m³) de sorte que l'éruption se termine au bout de quelques jours. Une autre différence est que la modélisation du comportement thermodynamique des gaz dans une cavité est beaucoup plus simple que dans un réservoir perméable, ce qui permet un calcul complet de l'éruption.

Dans ce chapitre, une méthode pour calculer une éruption en cavité saline est proposée. Il s'agit d'un modèle constitué d'hypothèses relativement simples conduisant à des calculs numériques de taille modeste. La discussion des résultats numériques met l'accent sur la durée d'éruption, les débits de gaz en cavité et en tête de puits et les évolutions de la pression et de la température du gaz dans la cavité. Ce dernier point revêt une importance particulière. La baisse de la température du gaz dans une cavité saline pendant une éruption est souvent sévère et des contraintes de traction d'origine thermique sont engendrées en paroi de la cavité (Bérest et al., 2012). On peut craindre que ces contraintes conduisent à une fracturation en paroi de la cavité. Un écaillage et la perte d'étanchéité de la cavité peuvent s'ensuivre. Une évaluation correcte de la température du gaz dans la cavité est donc importante dans ce contexte. En fait, il sera montré que les basses températures de gaz dans la cavité sont observées au cours d'une période de temps relativement courte, et que la profondeur de pénétration des variations de température sur les parois de la cavité est certes non négligeable mais trop petite pour générer de profondes fractures de traction.

1. Modèle de calcul thermodynamique du gaz dans la cavité

Le modèle thermodynamique décrit au chapitre 2 est adapté ici dans le cas d'un soutirage très rapide. Le gaz est décrit par son équation d'état et par un potentiel thermodynamique. On a montré comment passer du comportement local du gaz à la modélisation du comportement global. L'équation de l'énergie peut donc s'écrire :

$$mC_v\dot{T} - \dot{m}rT = \dot{m} > C_p (T_{inj} - T) - \int_{\partial\Omega} K_s \frac{\partial T}{\partial n} d\tau \quad (3.1)$$

où m la masse de gaz, T la température du gaz, T_{inj} la température d'injection du gaz, K_s la conductivité thermique du sel, r la constante spécifique du gaz, C_v et C_p les chaleurs spécifiques du gaz respectivement à volume et à pression constante, \dot{T} la vitesse d'évolution de la température et \dot{m} le débit massique.

Pour traiter le problème de l'éruption, les variables (v, T) ³⁰ seront utilisées pour homogénéiser les variables avec la modélisation de l'écoulement dans le puits.

Pendant une éruption, $\dot{m} < 0$ et $> \dot{m} = 0$. En général, le gaz est saturé en vapeur d'eau en raison de la présence de saumure résiduelle au fond de la caverne car cette vapeur d'eau se condense pendant la détente du gaz ("il pleut", ou encore "il neige", dans la cavité). Dans l'équation bilan (3.1), cet effet n'est

³⁰ Plutôt que les variables (P, T) ou (m, T) .

pas considéré car du point de vue de l'équilibre énergétique, ce terme est faible et peut être négligé. Le flux de chaleur provenant de la paroi de la cavité est beaucoup plus important, il peut être calculé avec les formules développées au chapitre 2 qu'on ne démontrera plus ici.

$$\frac{\dot{T}_c(t)}{v_c(t)} + (\gamma - 1) \frac{\dot{v}_c(t) T_c(t)}{v_c^2(t)} = \frac{1}{C_v V_0} \int_{\partial\Omega} K_s \frac{\partial T}{\partial n} d\tau \quad (3.2)$$

L'évolution de la température dans le massif environnant est régie par la conduction thermique. D'une manière générale, la pénétration des variations de température dans le massif salin est lente. Par exemple, quand une température de gaz froid, T_0 , a été maintenue constante au cours d'une longue période de temps t sur la surface (plate) d'un demi-espace ($x > 0$) dont la température initiale (avant $t = 0$) était T_∞ , l'évolution de la température du gaz peut être écrite :

$$T(x, t) = T_\infty + (T_0 - T_\infty) \operatorname{erfc}\left(x/2\sqrt{k_s t}\right) \quad (3.3)$$

où $k_s \approx 3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ est la conductivité thermique du sel. La température de la roche change de manière significative³¹ dans un domaine d'épaisseur $d = \sqrt{k_s t}$ ou $d \approx 1 \text{ m}$ après $t = 4$ jours. Une éruption dans une cavité saline de stockage de gaz est un processus rapide : il est terminé en une semaine au maximum. Cette période est trop courte pour que les changements de température pénètrent profondément dans la masse rocheuse et, du point de vue de la conduction thermique, les parois de la cavité peuvent être considérées comme une surface plane dont l'aire est égale à l'aire réelle des parois de la caverne ; en d'autres termes, l'aire réelle doit être lissée pour éliminer les irrégularités de forme dont les rayons de courbure sont inférieures à d , comme cela a été noté par Crotofino et al. (2001) et Krieter (2011). Si Σ_c est la surface plate des parois de la cavité, alors le flux de chaleur à la paroi de cavité est $q_{th} = -K_s \Sigma_c (T_\infty - T_0) / \sqrt{\pi k t}$. Lorsqu'une température variable, $T_c = T_c(t)$, est appliquée sur la surface, le flux de chaleur peut être exprimé par :

$$q_{th} = \int_0^t -K_s \Sigma_c \frac{\dot{T}_c(\tau)}{\sqrt{\pi k_s (t - \tau)}} d\tau \quad (3.4)$$

Lorsque ces simplifications sont acceptées, l'équation du bilan thermique peut se déduire de l'équation (3.2) :

$$\frac{\dot{T}_c(t)}{v_c(t)} + (\gamma - 1) \frac{\dot{v}_c(t) T_c(t)}{v_c^2(t)} = -\frac{\Sigma_c K_s}{C_v V_0 \sqrt{k}} \int_0^t \frac{\dot{T}_c(\tau)}{\sqrt{\pi (t - \tau)}} d\tau \quad (3.5)$$

avec $T_c(t=0) = T_c^0$. Lorsque le flux de chaleur est négligé ($K_s = 0$), ce qui n'est pas légitime comme on le verra, le comportement thermodynamique du gaz est isentropique, $T v^{\gamma-1}$ est constant comme attendu.

³¹ De plus de $(T - T_\infty) / (T_0 - T_\infty) = \operatorname{erfc}(1/2) \approx 50\%$.

2. Modèle de calcul thermodynamique du gaz dans le puits

Dans cette section, le modèle thermodynamique du calcul de l'écoulement du gaz dans le puits est discuté. On cherche à calculer l'évolution des principaux paramètres thermodynamiques dont la température, la pression et le débit du gaz lors de l'écoulement à très grande vitesse (pendant l'éruption) dans le puits.

2.1. Principales hypothèses

2.1.1. Le puits

Le diamètre du puits, D , est supposé être constant sur toute sa longueur, raison pour laquelle l'aire de la section transversale du puits, $\Sigma = \pi D^2/4$, est aussi constante.

2.1.2. Ecoulement adiabatique

Pendant l'éruption, la température du gaz diminue dans la cavité et dans le puits, avec des conséquences possibles non négligeables pour la stabilité du puits. Le cuvelage en acier, le ciment et la roche à proximité du puits subissent de grandes variations de température et la contraction thermique engendre des contraintes de traction. Inversement, la quantité de chaleur transférée de la masse rocheuse au gaz n'aura pas d'impact significatif sur la température du gaz lorsque le débit de gaz est extrêmement rapide. Le transfert de chaleur provenant de la masse rocheuse peut donc être négligé, au moins dans la plupart des cas, et l'écoulement du gaz dans le puits est alors considéré comme adiabatique.

2.1.3. Ecoulement turbulent

Au moins pendant les premières heures ou jours après le début de l'éruption, le débit de gaz est très rapide et l'écoulement est turbulent. Les effets du frottement sont confinés à une couche limite mince à la paroi du cuvelage en acier. La vitesse moyenne du gaz est uniforme dans toute la section transversale (sauf évidemment dans la couche limite). La température, la pression ou le volume spécifique du gaz sont des fonctions du temps et de la profondeur z ($z = 0$ au toit de la cavité ou au sabot du cuvelage, et $z = H$ en tête de puits).

2.1.4. Ecoulement stationnaire

Le débit de gaz dans le puits est typiquement de quelques centaines de mètres par seconde³². En d'autres termes, seules quelques secondes sont nécessaires au gaz pour se déplacer du toit de la cavité jusqu'à la tête du puits (en surface). Ce laps de temps est insuffisant pour que la pression et la température de la cavité changent de manière significative. L'état de l'écoulement est donc supposé stationnaire et, pour simplifier, la température du gaz, la vitesse du gaz, etc. seront notées $T = T(z)$, $u = u(z)$ ³³, etc.

Ces hypothèses, qui font partie du modèle "d'écoulement de Fanno" ou "Fanno flow", sont communément acceptées par Vogel et Marx (1985), bien que Ma et al. (2011), supposent un écoulement isotherme dans le puits.

³² Plus, pour le cas de l'hydrogène.

³³ Lorsque de longues périodes de temps sont considérées, la pression diminue lentement dans la cavité.

2.2. Expressions analytiques

En plus de l'équation d'état et du potentiel thermodynamique du gaz stocké, le flux de gaz peut être décrit par le système d'équations suivant :

$$\dot{\mu} = \frac{u(z)}{v(z)} = -\frac{V_0}{\Sigma_p} \frac{\dot{v}(z)}{v^2(z)} \quad (3.6)$$

$$\frac{dh}{dz} + u \frac{du}{dz} + g = 0 \quad (3.7)$$

$$v \frac{dP}{dz} + u \frac{du}{dz} + g = -f(u) \quad (3.8)$$

$$u \frac{dS}{dz} \geq 0 \quad (3.9)$$

- L'équation (3.6) est l'équation de conservation de la masse, où u et v définissent respectivement la vitesse et le volume massique du gaz, et $\dot{\mu} = u(z)/v(z)$, débit massique par unité de surface, est une constante le long du puits. Σ_p est l'aire de la section transversale du puits et le volume de la cavité V_0 est supposé constant.
- L'équation (3.7) est l'équation de l'énergie où g est l'accélération de la pesanteur et h est l'enthalpie du gaz.
- L'équation (3.8) est l'équation de la quantité de mouvement. Les pertes de charges par unité de longueur sont décrites par $f(u) > 0$, où $f = f(u, D, \varepsilon \dots)$ est une fonction de la vitesse du gaz u , du diamètre du conduit D , de la rugosité de la paroi interne du puits ε , etc...
- L'équation (3.9) est la condition de positivité de la variation de l'entropie S qui joue un rôle majeur dans le modèle d'écoulement de Fanno.

2.3. Conditions aux limites et écoulement subsonique

Les équations (3.6) à (3.8) ajoutées aux conditions à la limite permettent de calculer la pression et la température du gaz dans le puits. La pression et la température dans la cavité [$P_c = P(z=0)$ et $T_c = T(z=0)$] sont supposées connues à tout instant et constantes tant qu'on décrit l'écoulement pendant des durées pas trop longues. En principe, la pression du gaz en tête de puits, P_{wh} devrait être atmosphérique : $P_{wh} = P_{atm}$.

Toutefois, cette condition à la limite ne peut pas toujours être satisfaite. On sait que $dh(S, P) = TdS + v dP$; par conséquent, $dh(S, v) = TdS - c^2 dv/v$, où c est la vitesse du son³⁴. Lorsque la gravité est négligée dans l'écoulement du gaz, $dh + u du = 0$, et $TdS = (c^2 - u^2) dv/v$. Toutefois, le signe de dS ne doit pas changer le long de l'écoulement [équation (3.9)] ; en d'autres termes, lorsque

³⁴ Pour un gaz parfait, $c^2 = \gamma P v$.

l'écoulement du gaz est subsonique au toit de la cavité ($z=0$) soit ($u_c < c_c$), il doit demeurer subsonique dans le puits ($u(z) < c(z)$) sauf peut-être au niveau du sol ($z=H$).

Si l'application de la condition à la limite $P_{wh} = P_{atm}$ conduit à une solution telle que l'écoulement du gaz est supersonique dans une partie du puits (cela peut se produire lorsque la pression dans la cavité est suffisamment élevée), une autre solution doit donc être choisie³⁵. Cette solution est construite de telle sorte que $u_{wh} = c_{wh}$. L'écoulement, qui est sonique au niveau du sol, est dit "de Fanno". Dans un tel cas, aucune condition n'est appliquée à la pression du gaz en tête de puits ou P_{wh} , qui, en général, est supérieure à la pression atmosphérique. Inversement, lorsque la pression dans la cavité est relativement faible, l'écoulement de gaz est dit "normal" : même au niveau du sol, la vitesse du gaz est plus lente que la vitesse du son, et la condition à la limite $P_{wh} = P_{atm}$ s'applique.

2.4. Simplifications

La version simplifiée suivante de cet ensemble d'équations permet d'obtenir une solution analytique.

Force de pesanteur

La force de pesanteur est négligée, $g = 0$, dans un premier temps. Cependant, le cas où $g \neq 0$ est discuté en section 6. Il est montré que dans la pratique, cette hypothèse ne conduit pas à des différences significatives.

L'équation de Colebrook

Notre principal intérêt réside dans les vitesses moyennes de gaz supérieures à $u = 1$ m/s³⁶. La viscosité de l'air est de $\eta = 1,3 \cdot 10^{-5}$ m²/s, le diamètre du puits $D = 0,2$ m, et en règle générale, le nombre de Reynolds ($Re = uD/\eta$) est plus grand. Dans ce contexte, les pertes de charge peuvent être approximativement écrites $f(u) = Fu^2$, où $F = f/2D$ est le coefficient de frottement et f est le facteur de frottement. En particulier, au début d'une éruption, lorsque la vitesse du gaz est élevée et le nombre de Reynolds très grand, l'équation de Colebrook qui lie f et D s'écrit :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{\tilde{\epsilon}}{3,71D} \right) \quad (3.10)$$

Où $\tilde{\epsilon}$ est la rugosité du puits ($\tilde{\epsilon} = 0,02$ mm est une valeur classique).

Équation d'état du gaz

L'équation d'état du gaz $P = P(v, T)$ peut être simplifiée comme indiqué dans les deux cas suivants :

- Dans le premier, le gaz (typiquement, du gaz naturel ou de l'air) est considéré comme idéal c'est-à-dire que son équation d'état est $Pv = rT$, $r = C_p - C_v$, $\gamma = C_p/C_v$, et son enthalpie peut être écrite $h = C_p T$, où la chaleur spécifique du gaz à pression constante C_p est constante.

³⁵ Landau et Lifschitz, (1971), paragraphe 91.

³⁶ Et jusqu'à plusieurs centaines de m/s.

- Dans le second, le gaz (typiquement, de l'hydrogène) est de van der Waals c'est-à-dire que son équation d'état est :

$$P = -a/v^2 + RT/(v - b) \quad (3.11)$$

où a , b sont deux constantes. Si sa chaleur spécifique à volume constant C_v est constante, les formules de Schwartz donnent cette expression de son enthalpie en fonction de v et T :

$$h = C_v T - 2a/v + rTv/(v - b) \quad (3.12)$$

Les propriétés des gaz utilisées dans ce chapitre sont présentées dans le **Tableau 3.1**³⁷ ci-dessous.

Tableau 3.1. Propriétés des gaz.

Gaz	C_p (J/kg/K)	C_v (J/kg/K)	γ (-)	M (g/mol)	a (J.m ³ /kg ²)	b (m ³ /kg)
Air	1 010	719	1,402	28,95	–	–
CH ₄	2 237	1 714	1,305	16,043	–	–
H ₂	14 831	10 714	1,384	2,016	6 092	0,013

2.5. Evaluation du modèle thermodynamique du puits

Le but de ce chapitre est de donner une idée précise des principaux phénomènes qui influent sur l'écoulement du gaz au cours d'une éruption, même si les résultats sont plutôt qualitatifs qu'exactes. En fait, le modèle souffre des trois défauts suivants :

- Les pertes de charge sont assez grossièrement estimées par l'équation de Colebrook simplifiée. En fait, le coefficient de frottement F est fonction de la vitesse d'écoulement, en particulier lorsque cette dernière est faible ;
- L'équation d'état de van der Waals est insuffisante pour une description précise du comportement réel de l'hydrogène, et la chaleur massique C_v est une fonction de la température ;
- A la fin d'une éruption, les débits de gaz sont faibles et les simplifications envisagées à la section 2.4 ne tiennent plus. Une étude approfondie des effets observés en fin d'éruption pourrait s'avérer difficile, mais non sans intérêt.

3. Ecoulement du gaz naturel ou de l'air

Dans cette partie, les problèmes thermodynamiques de la cavité et du puits sont couplés.

3.1. Equation de la quantité de mouvement

Dans cette section, les équations (3.6) à (3.8) sont utilisées pour obtenir une relation entre la température du gaz dans la cavité, T_c , et le volume massique du gaz dans la cavité, v_c . Prenant en compte les simplifications mentionnées à la section 2.4, l'équation énergétique peut être réécrite comme :

³⁷ Extrait de l'encyclopédie des gaz, Air Liquide, les valeurs sont relatives à la pression de 10⁵ Pa et à la température de 298,15 K.

$$C_p T(z) + \dot{\mu}^2 v^2(z)/2 = C_p T_c + \dot{\mu}^2 v_c^2/2 \quad (3.13)$$

D'où

$$P(z) = \left(P_c + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c \right) \frac{v_c}{v(z)} - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v(z) \quad (3.14)$$

et l'équation de quantité de mouvement (3) peut s'écrire

$$\left(\frac{rT_c}{\dot{\mu}^2} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} v_c^2 \right) \frac{1}{v^3(z)} - \frac{\gamma+1}{2\gamma v(z)} = F \frac{dz}{dv}(z) \quad (3.15)$$

A noter que cette équation peut aussi s'écrire :

$$c^2(z) - u^2(z) = \gamma \dot{\mu}^2 v^3(z) F \frac{dz}{dv}(z) \quad (3.16)$$

Comme seules les solutions telles que $u^2 < c^2$ sont acceptées, v est une fonction croissante de z . L'intégration de l'équation de la quantité de mouvement (10) du sabot de cuvelage ($z=0$) jusqu'à la tête de puits ($z=H$) entraîne :

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{rT_c}{\dot{\mu}^2} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} v_c^2 \right) \left(\frac{1}{v_c^2} - \frac{1}{v_{wh}^2} \right) \right] - \frac{\gamma+1}{4\gamma} \text{Log} \frac{v_{wh}^2}{v_c^2} = FH \quad (3.17)$$

3.2. Ecoulement normal

La pression du gaz au niveau du sol est, en principe, atmosphérique, $P_{wh} = P_{atm}$:

$$P_{wh} = \left(rT_c + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c^2 \right) \frac{1}{v_{wh}} - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_{wh} = P_{atm} \quad (3.18)$$

La solution positive (par rapport à v_{wh}) de cette équation du second ordre peut être calculée facilement, et sa combinaison avec l'équation (3.6) entraîne l'équation différentielle suivante :

$$\dot{v}_c = -\Sigma_c v_c \dot{\mu} (rT_c, v_c, \gamma, FH, P_{atm}) / V_0 \quad (3.19)$$

Toutefois, cette solution n'est valable que lorsque l'équation (3.9) est vraie (écoulement normal), c'est-à-dire lorsque :

$$c^2 - u^2 = \gamma P v - \dot{\mu}^2 v^2 = \gamma \left(rT_c + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c^2 \right) - \frac{\gamma+1}{2} \dot{\mu}^2 v^2 > 0 \quad (3.20)$$

3.3. Ecoulement de Fanno

Lorsque la condition (3.20) n'est pas satisfaite, la solution précédente (écoulement normal) doit être rejetée. La condition à la limite $P_{wh} = P_{atm}$ ne peut plus être satisfaite. Au lieu de $P_{wh} = P_{atm}$ [équation (3.18)] la condition de l'écoulement de Fanno, $c_{wh} - u_{wh} = 0$, doit être utilisée :

$$rT_c + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c^2 - \frac{\gamma+1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_{wh}^2 = 0 \quad (3.21)$$

Eliminer la variable $\dot{\mu}^2$ entre les équations (3.17) et (3.21) conduit à écrire que :

$$\left(\frac{v_{wh}^2}{v_c^2}\right) - 1 - \text{Log}\left(\frac{v_{wh}^2}{v_c^2}\right) = \left[4\gamma/(\gamma+1)\right] FH \quad (3.22)$$

ce qui prouve que v_{wh}/v_c est une fonction de γ et de FH et que $\dot{\mu}v_c = I(\gamma, FH)\sqrt{rT_c}$. En combinant de nouveau avec l'équation (3.17), on obtient :

$$\dot{v}_c = -\Sigma\sqrt{rT_c} I(\gamma, FH)/V_0 \quad (3.23)$$

Les équations (3.19) ou (3.23), conjointement à l'équation de l'évolution de la température du gaz dans la caverne, permettent de calculer la température du gaz et les évolutions des volumes spécifiques du gaz lors d'une éruption.

3.4. Exemple de la détermination du volume massique

Un exemple d'application des formules ci-dessus est développé ici. On simule une éruption d'air comprimé dans des conditions d'écoulement normal et d'écoulement de Fanno. L'objectif est de déterminer, pour une pression et une température données de la cavité, la valeur du volume spécifique de l'air à la sortie du puits pendant l'éruption.

A gauche sur la Figure 3.2, la température et la pression de l'air dans la cavité sont respectivement $T_c = 313,15$ K et $P_c = 0,5$ MPa. Le volume massique calculé de l'air dans la cavité est alors $v_c = 0,18$ m³/kg. Le puits a une profondeur de $H = 1000$ m et le coefficient de frottement est supposé égal à $F = 0,01$, soit un produit $FH = 10$. Les équations (3.17), (3.18) et (3.20) permettent de tracer trois courbes $\dot{\mu}^2 = \dot{\mu}^2(v_H)$, respectivement de couleur rouge, bleu et verte. La zone grise non acceptable est la zone «supersonique» dans laquelle $c_H < u_H$. L'intersection des courbes rouge et bleue³⁸ est obtenue lorsque le volume spécifique de sortie est de $v_{wh} = 0,78$ m³/kg, peut être acceptée, car elle se trouve en dehors de la zone supersonique : l'écoulement est normal.

A droite sur la Figure 3.2, la température et la pression de la cavité sont respectivement $T_c = 313,15$ K et $P_c = 13$ MPa. Le volume massique calculé dans la cavité est alors de $v_c = 0,007$ m³/kg. Le coefficient de frottement est identique à celui du cas précédent. Le point d'intersection des courbes rouge et bleue³⁹ appartient à la zone supersonique grise, et l'écoulement ne peut être normal. L'écoulement est de Fanno et le volume massique du gaz à la sortie ou $v_{wh} = 0,036$ m³/kg est donné par l'intersection des courbes rouge et verte⁴⁰ pour laquelle la courbe rouge décrite par (3.17) atteint un maximum.

³⁸ Respectivement décrites par les équations (3.17) et (3.18).

³⁹ Respectivement décrites par les équations (3.17) et (3.18).

⁴⁰ Respectivement décrites par les équations (3.17) et (3.20).

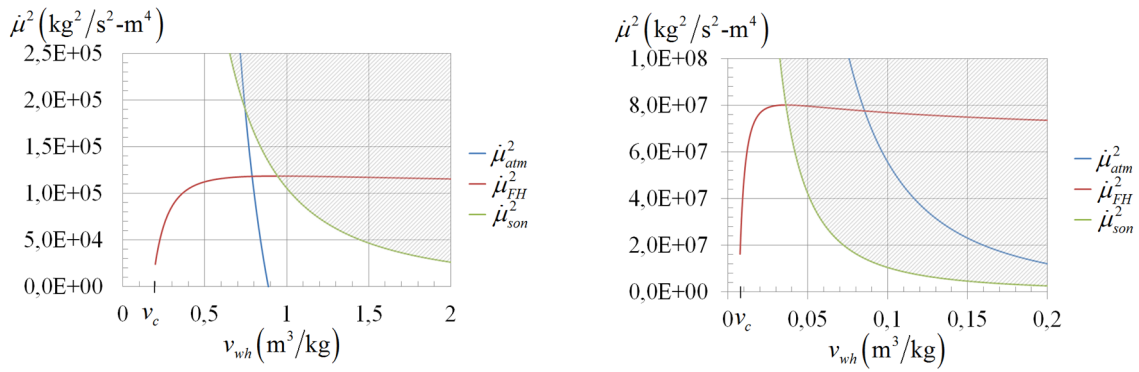


Figure 3.2. Détermination du volume spécifique de l'air comprimé à la sortie du puits, dans les conditions d'un écoulement normal (à gauche) et d'un écoulement de Fanno (à droite).

4. Validation sur des incidents réels

4.1. Eruption à Moss Bluff (Gaz naturel)



Figure 3.3. A gauche, éruption à Moss Bluff (Rittenhour et Heath, 2012) – à droite, profil géométrique de la cavité n°1 (Brouard Consulting et RESPEC, 2013).

En août 2004, la cavité n°1 servant au stockage de gaz naturel à Moss Bluff au Texas a connu une fuite importante de gaz suivie d'une combustion de ce gaz à l'air ambiant à la suite d'une rupture en tête de puits (Figure 3.3). Le fond de la cavité était rempli de saumure saturée, et le volume de la partie de la cavité remplie de gaz était $V_0 = 1\,268\,000\text{ m}^3$. L'éruption a commencé au cours d'un soutirage de saumure dans la cavité contenant du gaz. Le gaz est entré dans le tube central de 8-5/8 pouces et a provoqué l'éclatement de la tête du puits au niveau du sol. Vingt et une heures (0,88 jour) plus tard, le tube central s'est séparé du cuvelage en acier augmentant alors le débit d'écoulement du gaz, le diamètre passant de 8-5/8 à 20 pouces. L'incendie s'est éteint de lui-même 6,5 jours plus tard, quand la quasi-totalité du gaz a été brûlé. Plus de 6 SBCF (soit 170 MNm^3) de gaz avaient été perdus.

Plusieurs témoins rapportent que, une fois la fuite de gaz naturel achevée, l'air au niveau du sol a été "aspiré" dans la cavité pendant plusieurs dizaines de minutes. Une explication possible serait que, lors de l'éruption, le gaz de la cavité soit devenu sursaturé en vapeur d'eau : la pression partielle de la vapeur

a donc chuté, mais pas assez rapidement pour que la vapeur se condense totalement et atteigne l'équilibre thermodynamique avec la saumure laissée au fond de la cavité. Lorsque l'éruption s'est achevée, la condensation s'est poursuivie, conduisant à une diminution de la pression totale du gaz de la cavité, et l'air a donc été aspiré dans la cavité⁴¹.

L'aire des parois de la cavité (hors interface gaz-saumure) a été évaluée à $\Sigma_c = 84\,200\text{ m}^2$. Le facteur de frottement a été estimé à $f = 0,012$ lorsque le diamètre est $D = 8\text{-}5/8$ pouces⁴² et $f = 0,010$ lorsque le diamètre du puits est $D = 20$ pouces⁴³. La profondeur de puits prise en compte est $H = 765\text{ m}$. La pression initiale et la température initiale du gaz sont supposées être respectivement $P_c^0 = 13,89\text{ MPa}$ et $T_c^0 = 51^\circ\text{C}$ (324,15 K). Les principaux résultats sont présentés sur la Figure 3.4.

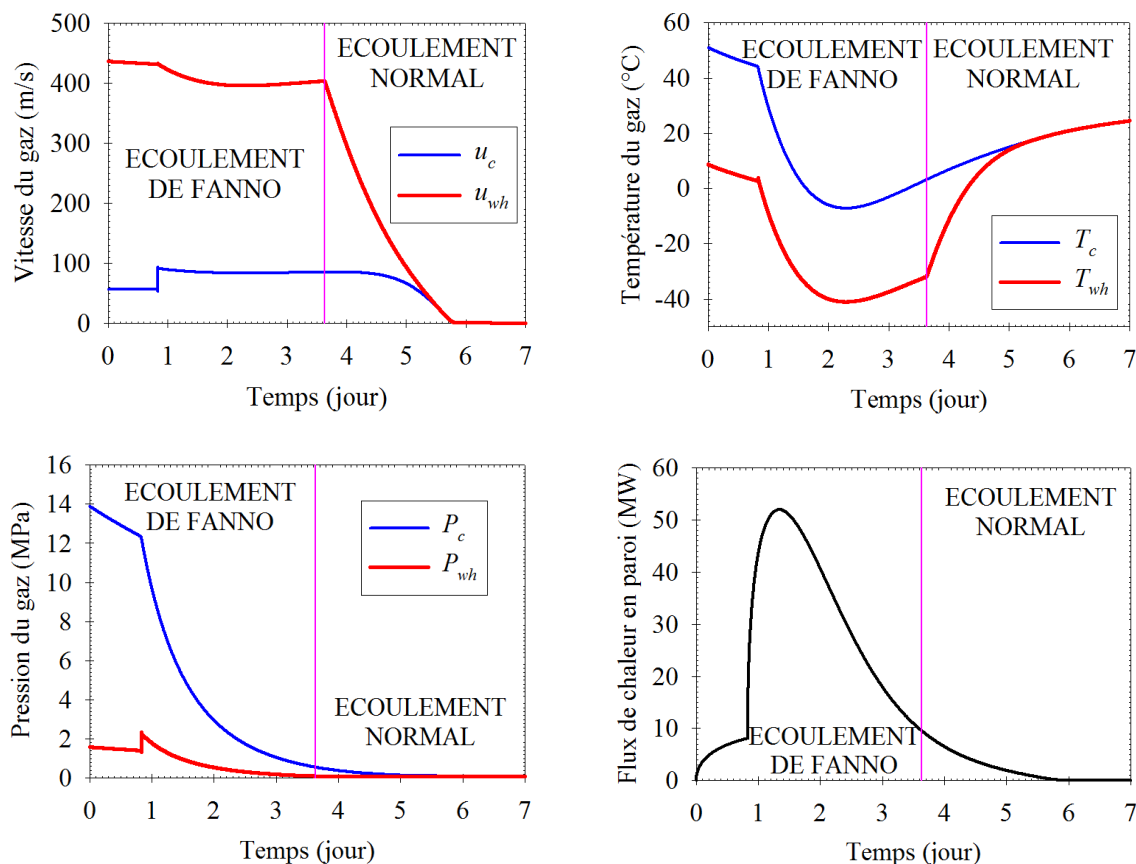


Figure 3.4. Évolutions calculées de la vitesse du gaz, de la température du gaz, de la pression du gaz et du flux de chaleur en paroi de cavité en fonction du temps au cours de l'éruption de Moss Bluff.

Un peu avant la fin de la journée (à 0,88 jour), à la suite de l'augmentation de diamètre, les pertes de charge deviennent plus faibles et les vitesses du gaz sont plus rapides, la vitesse de la température et de la pression ainsi que le flux de chaleur provenant de la masse de rocheuse augmentent brusquement. La durée totale calculée de l'écoulement est légèrement inférieure à 6 jours (la durée réelle était de 6,5 jours). L'écoulement du gaz est de Fanno (la vitesse du gaz est sonique en tête de puits) pendant les 3,5

⁴¹ En effet, « gaz » signifie ici gaz naturel + vapeur d'eau.

⁴² 8-5/8 pouces = 219 mm.

⁴³ 20 pouces = 508 mm.

premiers jours. Par la suite, la pression du gaz en cavité devient plus faible, ce qui entraîne des vitesses plus lentes et l'écoulement devient normal.

La température du gaz dans la cavité chute à $T_c = -5$ °C en deux jours avant de se réchauffer lentement. A la fin du refroidissement en cavité, la température du gaz en tête de puits est $T_{wh} = -40$ °C. La température de la cavité atteint un minimum lorsque la variation de l'énergie engendrée par l'expansion des gaz compense exactement le taux de chaleur provenant de la masse rocheuse, comme prédit par l'équation du bilan de l'énergie (3.1) décrite au chapitre 2. Le flux de chaleur provenant de la masse rocheuse atteint environ 50 MW à 1,35 jour, son point culminant pendant l'éruption.

La «fin» de l'éruption est une notion difficile à définir. Cependant, il peut être observé sur la Figure 3.4, que durant la journée 5, la vitesse d'écoulement du gaz diminue rapidement et qu'elle est presque nulle après 5,8 jours. Toutefois l'équilibre thermique entre le gaz de la cavité et la masse rocheuse n'est pas atteint, et le gaz en cavité se réchauffe lentement, ce qui entraîne une vitesse de gaz en sortie d'environ $u_c \approx u_{wh} \approx 1$ m/s ; c'est la dilatation thermique du gaz contenu dans la cavité qui devient le moteur de l'écoulement. Comme il a été mentionné précédemment, la validité de la solution mathématique à la fin de l'éruption est discutable car, entre autres, la condensation de la vapeur d'eau peut jouer un rôle majeur. On notera également qu'à la fin de l'éruption, l'augmentation de la température du gaz est rapide car la densité du gaz est faible (la pression est atmosphérique) et la capacité calorifique volumique du gaz est beaucoup plus basse qu'avant l'éruption. Comme expliqué en section 1, les variations importantes de température n'ont pas assez de temps pour pénétrer profondément la masse rocheuse⁴⁴. Les contraintes de traction importantes sont donc observées dans une fine «peau» en paroi de cavité et les fractures profondes ne peuvent se développer (Bérest et al., 2013).

4.2. Eruption à Kanopolis (Air comprimé)

Le stockage d'air comprimé connaît un regain d'intérêt, car il peut être utilisé pour le stockage d'énergie tampon en appui de sources intermittentes d'énergies renouvelables (voir chapitre 1). On discute ici d'une éruption de l'air qui s'est produite dans une mine abandonnée présentant des similitudes avec le cas d'une éruption dans un stockage d'air comprimé en cavité saline.

Van Sambeek (2009) a donné un compte rendu complet d'un accident remarquable dans une mine de sel par chambres et piliers abandonnée (Figure 3.5), et a fourni une explication convaincante de cet événement. "*Le 26 Octobre 2000, une usine de briques à Kanopolis, Kansas, a été en grande partie détruite par des briques, du sable et de l'eau tombant du ciel. Le jet d'air sortait d'un puits de mine de sel préalablement scellé et à travers un tas de briques déposé sur la tête de puits à proximité de l'usine* (p. 620 ; voir Figure 3.6). *Des briques et du sable ont été projetés dans l'air à plus de 100 m pendant plus de 5 minutes, mais moins de 20 minutes*» (p. 621)" voir Figure 3.7. L'hypothèse analysée par van Sambeek était que *«les eaux souterraines sont entrées dans la mine à travers le puits pendant une longue période et l'air a été comprimé à l'intérieur de la mine»* jusqu'à ce que le bouchon du puits s'effondre en octobre 2000 et que l'air s'échappe violemment de la mine.

La mine de Kanopolis n'est pas une cavité saline et, dans le contexte d'une éruption, plusieurs différences doivent être notées notamment sur l'aire du puits et la surface de la cavité.

⁴⁴ Brouard Consulting et RESPEC, (2013).

L'aire de la section transversale du puits d'accès (un puits de mine) est plus grande que celle d'un puits pétrolier de deux ordres de grandeur, ce qui rend la durée de l'éruption beaucoup plus courte (environ une dizaine de minutes au lieu de plusieurs jours).

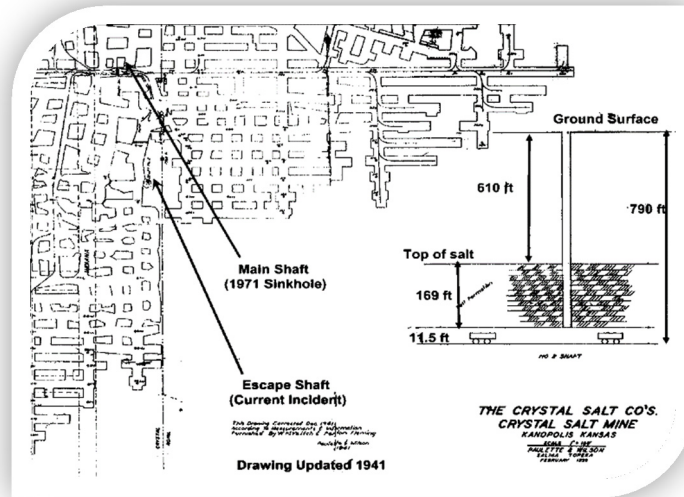


Figure 3.5. Plan de la mine de sel de Kanopolis et coupe verticale du puits [Source : RESPEC].

Le puits d'accès à la mine était en bois et avait une hauteur de $H = 240$ m; ses dimensions intérieures étaient environ $3,6 \text{ m} \times 5,2 \text{ m}$. Une section transversale équivalente, $S = 18,72 \text{ m}^2$, le rapport entre les capacités calorifiques de l'air $\gamma = 1,4$, et un coefficient de frottement, $F = 0,225 / \text{m}$, ont été choisis. (La valeur de F a été choisie pour correspondre aux données observées, parce que l'équation de Colebrook citée en section 2.4 s'applique difficilement à l'écoulement de gaz dans un vieux puits de mine en bois). Van Sambeek (2009) suggère que la pression absolue d'air comprimé initiale pourrait avoir été de $P_c^0 = 0,272 \text{ MPa}$ (0,172 MPa de pression relative) et que le volume d'air dans la mine était $V_0 = 670\,000 \text{ m}^3$. On suppose que la température initiale de l'air était $T_c^0 = 15^\circ \text{C}$ (288 K).



Figure 3.6. Briqueterie de Kanopolis après l'éruption (van Sambeek, 2009).

Dans ce deuxième exemple (à Kanopolis), la détente du gaz est moins importante car on passe de 0,272 MPa à 0,1 MPa alors qu'au premier exemple (à Moss Bluff) on passait de 14 MPa à 0,1 MPa. Le rapport entre l'aire des parois et le volume de la mine dans l'équation (3.5)⁴⁵ est plus grand dans une mine que dans une cavité⁴⁶, ce qui rend le flux de chaleur provenant de la masse rocheuse plus intense. On aurait pu s'attendre à ce que la baisse de la température de l'air de la mine soit plus sévère que dans une cavité de stockage de gaz conventionnel, car, compte tenu de la faible durée de l'éruption, la chaleur fournie par la masse rocheuse semble ne pas avoir eu assez de temps pour réchauffer l'air dans la mine. En fait, la chaleur a été fournie par le toit de la mine et par la surface sèche des piliers, dont l'aire totale est d'environ $\Sigma_c = 1\,000\,000\text{ m}^2$. La chaleur transférée à partir de la saumure qui a rempli la partie inférieure de la chambre des mines a été négligée.

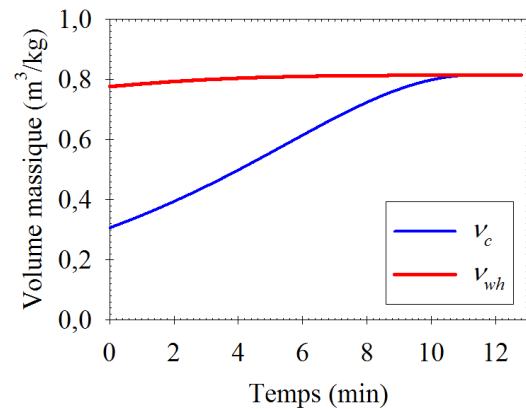


Figure 3.7. Éruption de l'air, filmée à partir d'une distance de 2,5 km [à gauche, (van Sambeek, 2009)] ; évolution du volume d'air en fonction du temps (à droite).

⁴⁵ Ou $\Sigma_c/V_0 = 1,3 /m$.

⁴⁶ Il valait $\Sigma_c/V_0 = 0,06 /m$ dans le cas de Moss Bluff.

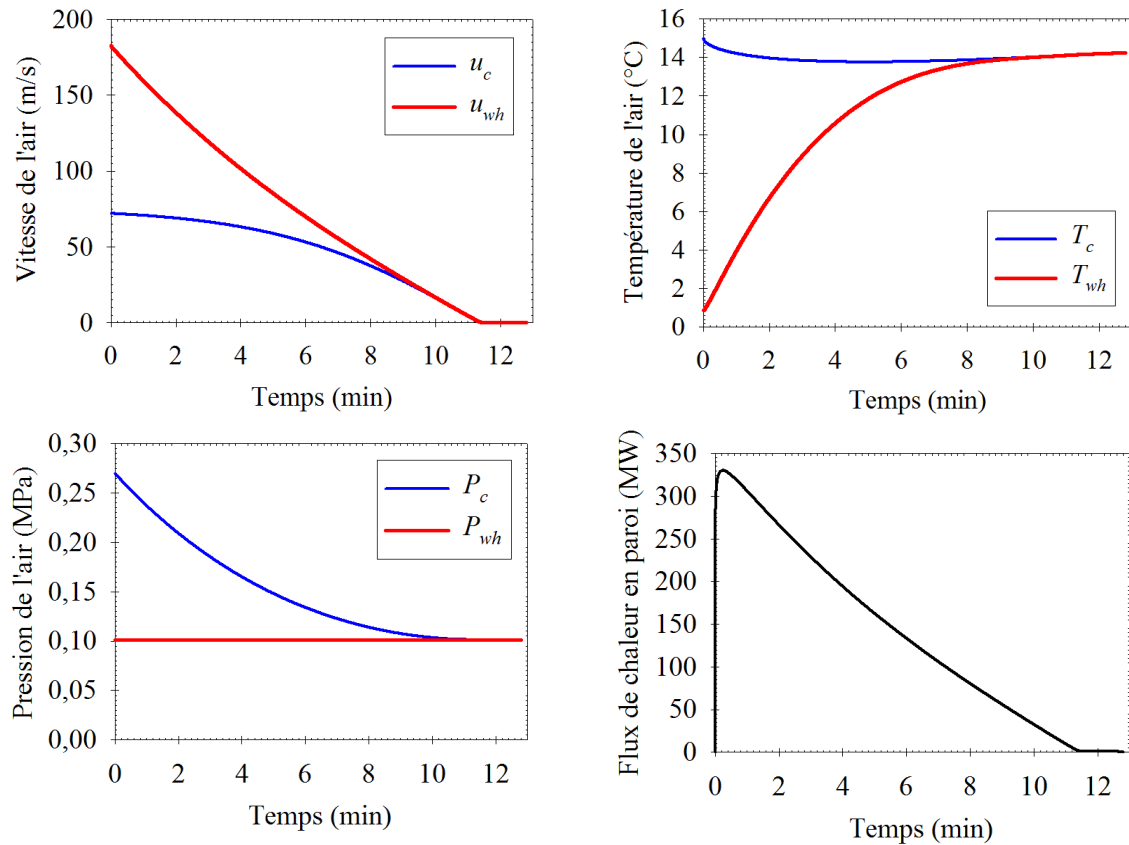


Figure 3.8. Evolution de la vitesse de l'air, de la température de l'air, de la pression d'air et du flux de chaleur à partir de cavité paroi en fonction du temps lors de l'éruption de Kanopolis.

Les résultats sont présentés sur la Figure 3.8. L'écoulement est normal et non de Fanno. Au niveau du sol, la vitesse de l'air diminue de 180 m/s (650 km/h) à quelques m/s en 11 minutes. Ce résultat est cohérent avec ce qui a été rapporté par van Sambeek (2009) qui a montré qu'une vitesse de l'air de 180 m/s génère une force de traînée capable de propulser des briques à une altitude pouvant atteindre 100 m, voir Figure 3.7, à gauche. Sur la Figure 3.8 on a également tracé les évolutions calculées de la pression de l'air et la température au cours de l'éruption. La température de l'air au niveau du sol descend d'abord à 1°C avant d'augmenter à 14 °C à la fin de l'éruption. La température de l'air dans la mine ne subit pas des changements de plus de 1°C. Le flux de chaleur provenant de la masse de rocheuse atteint 330 MW après quelques dizaines de secondes seulement (Figure 3.8).

5. Eruption dans une cavité de stockage d'hydrogène

Des cavités salines de stockage d'hydrogène⁴⁷ sont exploitées au Royaume-Uni (Teesside, trois cavités de 70 000 m³ à une profondeur moyenne de 370 m) et au Texas⁴⁸ Le calcul d'une éruption dans un stockage d'hydrogène soulève des problèmes spécifiques présentés à la sous-section 3.2.2 du chapitre 1 en plus du fait que son équation d'état et son potentiel thermodynamique diffèrent sensiblement de ceux d'un gaz idéal.

⁴⁷ Qui ont une pression de gaz comprise dans la gamme 7 - 21 MPa.

⁴⁸ Clemens Dome (580 000 m³, 850 m), Moss Bluff (1 000 000 m³, 335 m).

5.1. Ecoulement de l'hydrogène

Il est connu que l'hydrogène possède des caractéristiques comportementales spéciales - en particulier pendant une détente ; lorsque l'enthalpie de l'hydrogène reste constante⁴⁹, la température de l'hydrogène augmente. Pour la plupart des autres gaz dans des circonstances similaires, la température diminue. Pour cette raison, à la place de l'équation du gaz idéal, l'équation de van der Waals plus précise, est utilisée :

$$P = -\frac{\tilde{a}}{v^2} + \frac{rT}{v - \tilde{b}} \quad (3.24)$$

Où \tilde{a} et \tilde{b} sont des constantes.

On peut admettre que dans notre problème, les températures restent supérieures à la température critique, $T_{cr} = 33,2 \text{ K}$ ⁵⁰. L'énergie interne et l'enthalpie de l'hydrogène sont :

$$\begin{cases} e(T, v) = C_v T - \frac{\tilde{a}}{v} \\ h(T, v) = e + Pv = C_v T - \frac{2\tilde{a}}{v} + \frac{rT}{v - \tilde{b}} \end{cases} \quad (3.25)$$

La même méthode que celle utilisée pour l'air peut être utilisée ici : l'équation de l'énergie permet le calcul de la pression et de la température. Soit $\bar{C}_p = C_v + r$ ⁵¹ et $\bar{\gamma} = \bar{C}_p / C_v$.

$$T = (\bar{\gamma} - 1)(v - \tilde{b}) \frac{h_c + \frac{1}{2}\dot{\mu}^2 v_c^2 + \frac{2\tilde{a}}{v} - \frac{1}{2}\dot{\mu}^2 v^2}{r(v\bar{\gamma} - \tilde{b})} \quad (3.26)$$

$$P = -\frac{\tilde{a}}{v^2} + (\bar{\gamma} - 1) \frac{h_c + \frac{1}{2}\dot{\mu}^2 v_c^2 + \frac{2\tilde{a}}{v} - \frac{1}{2}\dot{\mu}^2 v^2}{\bar{\gamma}v - \tilde{b}} \quad (3.27)$$

Lorsque l'on pose $\psi(v, \dot{\mu}) = \frac{\bar{\gamma}}{\tilde{b}^2} \left(h_c + \frac{1}{2}\dot{\mu}^2 v_c^2 + \frac{2\tilde{a}\bar{\gamma}}{\tilde{b}} \right) \left(\frac{\tilde{b}}{(\bar{\gamma}v - \tilde{b})} + \text{Log} \left(\frac{v\bar{\gamma} - \tilde{b}}{v} \right) \right)$

on peut en déduire :

$$\left[-\frac{2\tilde{a}}{3v^3} + (\bar{\gamma} - 1) \left[-\frac{\tilde{a}}{\tilde{b}v^2} + \psi(v, \dot{\mu}) - \frac{1}{2\bar{\gamma}} \dot{\mu}^2 \text{Log}(v\bar{\gamma} - \tilde{b}) - \frac{\dot{\mu}^2 v}{2(\bar{\gamma}v - \tilde{b})} \right] \right] + \dot{\mu}^2 \text{Log}(v) = -F \dot{\mu}^2 \frac{dz}{dv} \quad (3.28)$$

Au lieu des équations (3.17), (3.18) et (3.20), on a maintenant :

⁴⁹ Par exemple, en cas de fuite de l'hydrogène à partir d'une enceinte sous pression à travers un trou d'épingle.

⁵⁰ Ce qui signifie que l'équation (3.24) permet de calculer v lorsque P et T sont connus.

⁵¹ Pour un gaz réel et de van der Waals, \bar{C}_p est différente de la capacité calorifique à pression constante, C_p .

$$\left[-\frac{2\tilde{a}}{3v^3} + (\bar{\gamma} - 1) \left[-\frac{\tilde{a}}{\tilde{b}v^2} + \psi(v, \dot{\mu}) - \frac{1}{2\bar{\gamma}} \dot{\mu}^2 \text{Log}(v\bar{\gamma} - \tilde{b}) - \frac{\dot{\mu}^2 v}{2(\bar{\gamma}v - \tilde{b})} \right] + \dot{\mu}^2 \text{Log}(v) = -FH \dot{\mu}^2 \right]_{v_c}^{v_{wh}} \quad (3.29)$$

$$P_{wh} = -\frac{\tilde{a}}{v_{wh}^2} + (\bar{\gamma} - 1) \frac{h_c + \frac{1}{2} \dot{\mu}^2 v_c^2 + \frac{2\tilde{a}}{v_{wh}} - \frac{1}{2} \dot{\mu}^2 v_{wh}^2}{\bar{\gamma} v_{wh} - \tilde{b}} \quad (3.30)$$

$$c^2 - u^2 = -\frac{2\tilde{a}}{v} + \frac{v^2}{(v - \tilde{b})} \bar{\gamma} (\bar{\gamma} - 1) \frac{h_c + \frac{1}{2} \dot{\mu}^2 v_c^2 + \frac{2\tilde{a}}{v} - \frac{1}{2} \dot{\mu}^2 v^2}{v\bar{\gamma} - \tilde{b}} - \dot{\mu}^2 v^2 > 0 \quad (3.31)$$

Là encore, lorsque l'inégalité (3.31) est satisfaite (écoulement normal), les équations (3.29) et (3.30) permettent l'élimination du débit massique $\dot{\mu}^2$ et le calcul du volume massique v_{wh} . Quand l'inégalité (3.31) n'est pas satisfaite (écoulement de Fanno), l'équation (3.29), avec la condition $c_{wh}^2 - u_{wh}^2 = 0$, explicitée dans l'équation (3.32)

$$-\frac{2\tilde{a}}{v_{wh}^3} + \frac{\bar{\gamma}(\bar{\gamma} - 1) \left(h_c + \frac{2\tilde{a}}{v_{wh}} \right)}{(v_{wh} - \tilde{b})(v_{wh}\bar{\gamma} - \tilde{b})} = \dot{\mu}^2 \left[1 + \frac{\bar{\gamma}(\bar{\gamma} - 1)(v_{wh}^2 - v_c^2)}{2(v_{wh} - \tilde{b})(v_{wh}\bar{\gamma} - \tilde{b})} \right] \quad (3.32)$$

qui permet le calcul de v_{wh} . Ceci est illustré dans la section suivante.

5.2. Exemple de la détermination du volume massique

Un exemple d'application des formules ci-dessus est traité ici. On simule une éruption d'hydrogène comprimé selon les deux types d'écoulement. L'objectif est de déterminer, pour une pression et une température données de la cavité, la valeur du volume spécifique de l'hydrogène à la sortie du puits pendant l'éruption⁵².

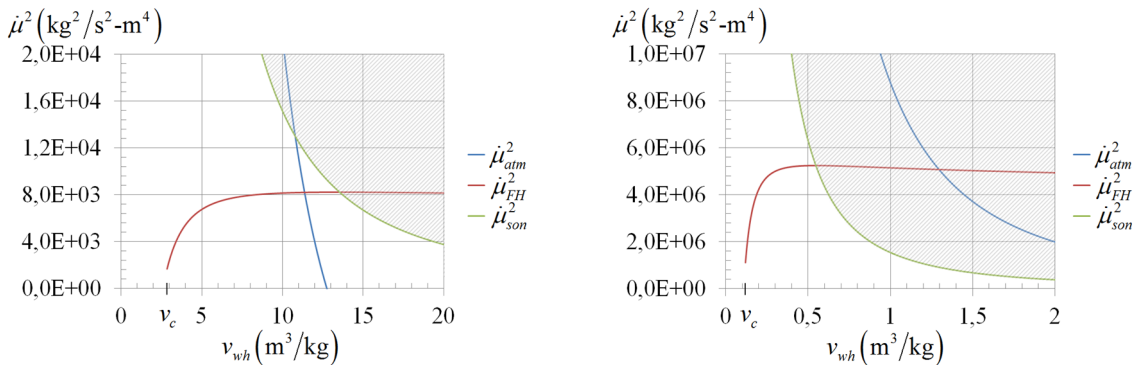


Figure 3.9. Détermination du volume spécifique de l'hydrogène à la sortie, dans les conditions d'un écoulement normal (à gauche) et d'un écoulement de Fanno (à droite).

⁵² Les propriétés de l'hydrogène sont données dans le **Tableau 3.1**.

À gauche sur la Figure 3.9, la température et la pression de l'hydrogène dans la cavité sont $T_c = 313,15$ K et $P_c = 0,5$ MPa, respectivement, entraînant un volume massique initial de l'hydrogène dans la cavité de $v_c = 2,6$ m³/kg. Le puits est de $H = 1000$ m de profondeur, le diamètre du puits est de $D = 0,5$ m et le coefficient de frottement est $f = 0,01$, entraînant un produit $FH = 10$. Les équations (3.29), (3.30) et (3.31) permettent de tracer trois courbes : $\dot{\mu}_{FH}^2 = \dot{\mu}_{FH}^2(v_{wh})$, $\dot{\mu}_{atm}^2 = \dot{\mu}_{atm}^2(v_{wh})$ et $\dot{\mu}_{son}^2 = \dot{\mu}_{son}^2(v_{wh})$, respectivement de couleur rouge, bleu et verte. La zone grise est la zone supersonique, dans laquelle $c_{wh} < u_{wh}$ (inacceptable). Le point d'intersection des courbes de couleurs rouge et bleue⁵³ obtenu lorsque le volume spécifique à la sortie est $v_{wh} = 11,4$ m³/kg, peut être accepté, puisqu'il est situé en dehors de la zone supersonique : l'écoulement est normal.

À droite sur la Figure 3.9, la température et la pression de l'hydrogène dans la cavité sont $T_c = 313,15$ K et $P_c = 13$ MPa respectivement, entraînant un volume massique initial de l'hydrogène dans la cavité d'entrée de $v_c = 0,10$ m³/kg. Ici encore, $FH = 10$. L'intersection des courbes de couleur rouge et bleue⁵⁴ appartient à la zone supersonique grise et ne fournit donc pas une solution acceptable : l'écoulement ne peut pas être normal. L'écoulement est donc de Fanno, et le volume spécifique à la sortie, $v_{wh} = 0,55$ m³/kg, est donné par l'intersection des courbes de couleurs rouge et verte⁵⁵. Notons que, à cette intersection, la courbe rouge $\dot{\mu}_{FH}^2 = \dot{\mu}_{FH}^2(v_{wh})$ atteint un maximum car $v_{wh} - c_{wh} = 0$.

5.3. Éruption d'une cavité saline remplie d'hydrogène

Une analyse d'une éruption d'une cavité de stockage d'hydrogène générique est fournie ici. Dans cette discussion, la cavité est cylindrique, avec un volume $V_0 = 1\ 000\ 000$ m³, une aire totale des parois de la caverne $\Sigma_c = 60\ 000$ m², une profondeur du sabot de cuvelage $H = 370$ m, un diamètre du tube central de $D = 7''$ (178 mm). Un facteur de frottement de $f = 0,01$ a été choisi, et la pression et température initiales considérées sont : $P_c^0 = 4,5$ MPa et $T_c^0 = 35$ °C, respectivement.

Les principaux résultats sont présentés sur la Figure 3.10. L'éruption dure environ 9 jours. L'écoulement est de Fanno pendant les quatre premiers jours et normal au cours de la seconde partie de l'éruption. Les vitesses des gaz sont élevées, étant donné que la vitesse du son dans l'hydrogène ($c \approx 1200$ m/s) est beaucoup plus rapide que dans l'air ou dans du gaz naturel⁵⁶. Le même argument (grande capacité calorifique) explique que la baisse de température dans la caverne (La température chute à 20 °C) ne soit pas très grande [voir l'équation (3.26)]. Cependant, la chute de température dans le puits n'est pas très différente par rapport au cas d'une éruption dans une cavité de saline de stockage de gaz naturel, la valeur $T_c - T_{wh} = \left[u^2 / 2C_p \right]_c^{wh} \approx \gamma r T_c / 2C_p \approx (\gamma - 1) T_c / 2\gamma$ étant peu différente d'un gaz à l'autre. Aucun réchauffement de l'hydrogène dans le puits n'a été observé.

⁵³ Décrites respectivement par les équations (3.29) et (3.30).

⁵⁴ Représentant respectivement les équations (3.29) et (3.30).

⁵⁵ Décrites respectivement par les équations (3.29) et (3.31): $\dot{\mu}_{FH}^2 = \dot{\mu}_{FH}^2(v_{wh})$ et $\dot{\mu}_{son}^2 = \dot{\mu}_{son}^2(v_{wh})$.

⁵⁶ $c^2 \approx \gamma r T$, $r = C_p - C_v$ et les capacités calorifiques de l'hydrogène sont grandes ; voir le **Tableau 3.1**.

Les mêmes calculs ont été effectués en supposant que l'hydrogène est un gaz idéal (au lieu d'un gaz de van der Waals). Seules des différences négligeables ont été observées, mais cette conclusion peut être erronée dans certains cas, comme il est expliqué dans la section suivante.

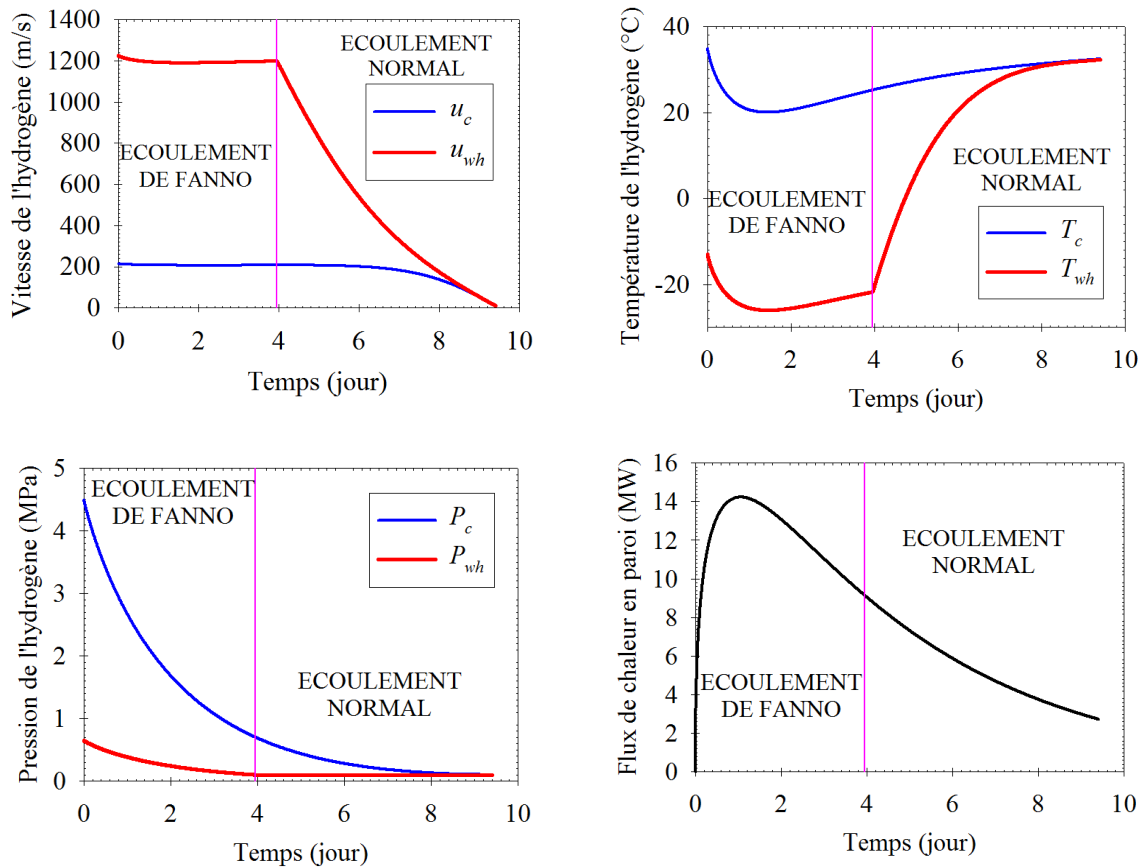


Figure 3.10. Evolution de la vitesse de l'hydrogène, de la température de l'hydrogène, de la pression d'hydrogène et du flux de chaleur provenant de la caverne en fonction du temps au cours d'une éruption.

5.4. Effet Joule-Thomson

L'effet Joule-Thomson est un phénomène physique dans lequel la température d'un gaz augmente lorsque ce gaz subit une détente isenthalpique. On peut observer sur la Figure 3.11 que, excepté à la fin de l'éruption, la température du gaz en tête de puits est beaucoup plus froide que la température du gaz dans la cavité : la température de l'hydrogène décroît lorsque le gaz se déplace de la partie supérieure de la cavité vers la surface du sol. Cependant, il est connu que, lorsqu'un gaz réel (par opposition à un gaz idéal) se dilate à travers un dispositif d'étranglement (ce que l'on appelle la détente de Joule-Thomson), son enthalpie demeure constante, et la température du gaz varie à la hausse ou à la baisse. Les gaz ont une température d'inversion de Joule-Thomson au-dessus de laquelle la température du gaz augmente lors d'une détente isenthalpique. Pour l'hydrogène, cette température d'inversion est -71°C (beaucoup plus basse que les températures envisagées ici).

Toutefois, l'expansion d'un gaz lors d'une éruption n'est pas une détente Joule-Thomson, tant que l'énergie cinétique ne peut pas être négligée [voir l'équation (3.7)]. On s'attend à ce que la température de l'hydrogène augmente pendant sa détente, lorsque l'énergie cinétique peut être négligée, c'est-à-dire lorsque les pertes de charge sont importantes.

Un exemple d'une éruption d'une cavité saline de stockage d'hydrogène impliquant l'augmentation de la température du gaz est présenté à la Figure 3.11. Les paramètres sont les mêmes que précédemment, sauf pour le facteur de frottement, qui est $f = 97,3$ au lieu de $f = 0,01^{57}$. La vitesse du gaz dans le puits est beaucoup plus faible (elle est divisée par un facteur de 10) que dans l'exemple décrit à la section 5.3, et la cavité est vidée en un an ou deux ("éruption" est un abus de langage). La température de l'hydrogène est légèrement plus chaude au niveau du sol que dans la cavité, un effet dont on ne rend pas compte dans l'équation d'un gaz idéal. On peut en conclure que, lorsque des scénarios d'éruption réalistes sont considérés, il n'y a pas d'effet Joule-Thomson.

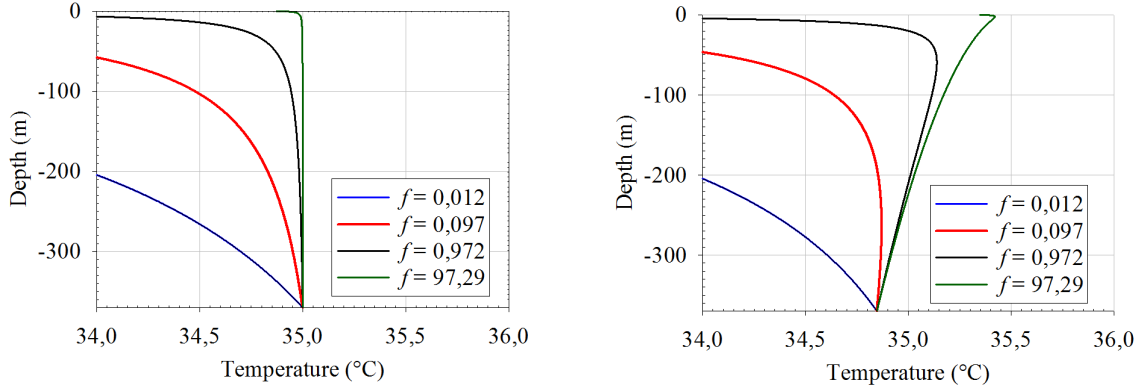


Figure 3.11. Distribution de la température dans le puits : lorsque les pertes de charge sont extrêmement fortes, la température de l'hydrogène augmente dans le puits (à droite), un effet dont on ne rend pas compte lorsque l'équation d'état est celle d'un gaz idéal (à gauche).

6. Effets de la gravité

A partir des équations (3.7) et (3.8), il peut être observé que les forces de gravité pourraient jouer un rôle important quand gH n'est pas beaucoup plus petit que $\left[u^2/2 \right]_c^{wh}$. Parce que gH est typiquement égal à $10\,000 \text{ m}^2/\text{s}^2$, les forces de gravité doivent être prises en compte lorsque $u_{wh} \approx 100 \text{ m/s}$, c'est-à-dire lorsque l'écoulement est normal. Lorsque les forces de gravité sont prises en compte ($g \neq 0$), les équations suivantes s'appliquent [au lieu des équations (3.17), (3.18) et (3.20)] :

$$C_p T + \dot{\mu}^2 v^2 / 2 + gz = C_p T_c + \dot{\mu}^2 v_c^2 / 2 \quad (3.33)$$

$$P = \left(P_c + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c \right) \frac{v_c}{v} - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \left(\dot{\mu}^2 v + \frac{2gz}{v} \right) \quad (3.34)$$

$$\left(rT_c + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c^2 \right) \frac{1}{v} - \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{gz}{v} = \left(\frac{g}{\gamma} + F \dot{\mu}^2 v^2 \right) \frac{dz}{dv} \quad (3.35)$$

La solution de l'équation différentielle (3.35) peut s'écrire sous la forme :

⁵⁷ Les pertes de charge sont plus grandes d'un facteur de près de 10 000.

$$F \dot{\mu}^2 H = v_{wh}^{1-\gamma} \left(\frac{g}{\gamma F \dot{\mu}^2} + v_{wh}^2 \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \int_{v_c}^{v_{wh}} \frac{\left(rT_c + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c^2 \right) \frac{1}{w} - \frac{\gamma+1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 w}{w^{1-\gamma} \left(\frac{g}{\gamma F \dot{\mu}^2} + w^2 \right)^{\frac{\gamma+1}{2}}} dw \quad (3.36)$$

$$P_{wh} = \left(rT_c + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \dot{\mu}^2 v_c^2 \right) \frac{1}{v_{wh}} - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \left(\dot{\mu}^2 v_{wh} + \frac{2gH}{v_{wh}} \right) \quad (3.37)$$

Les équations (3.36) et (3.37) permettent de calculer v_{wh} , $\dot{\mu}^2$ etc. Les principaux résultats sont présentés sur la Figure 3.12 ($g = 10 \text{ m/s}^2$) ; ils doivent être comparés aux résultats correspondants indiqués sur la Figure 3.8 ($g = 0 \text{ m/s}^2$). Les différences sont moindres, excepté à la fin de l'éruption lorsque la pression géostatique et la distribution des températures dans le puits sont significativement affectées par les forces de pesanteur. L'équilibre thermodynamique est atteint lorsque $T_{wh} = T_\infty - (gH/C_p) = 12,6 \text{ }^\circ\text{C}$ (au lieu de $T_{wh} = T_\infty = 15^\circ\text{C}$) et que $P_c = P_{wh} (T_\infty/T_{wh})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1,003P_{wh}$ (au lieu de $P_c = P_{wh} = P_{atm}$). Cette solution est en partie artificielle, car elle résulte de diverses hypothèses qui ne sont pas complètement compatibles. Par exemple, on note que les parois du puits sont supposées adiabatiques tandis que les parois de la caverne ne le sont pas.

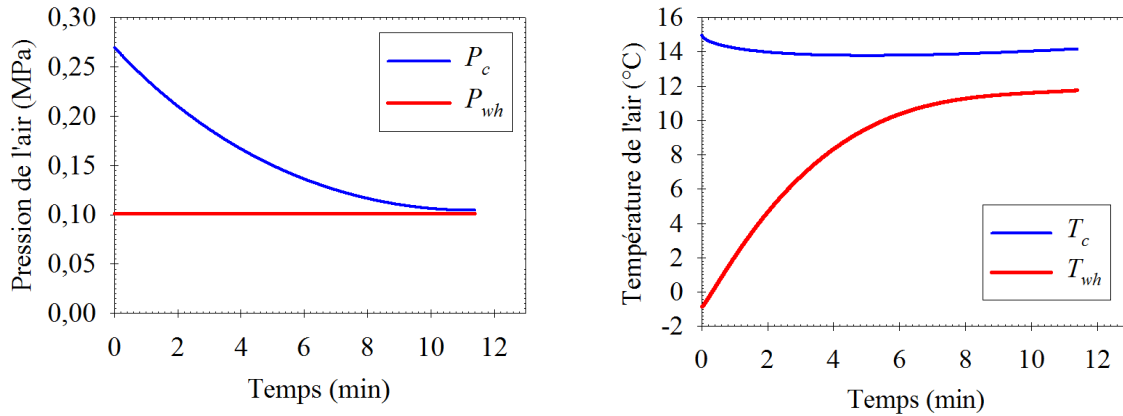


Figure 3.12. Éruption de Kanopolis ($g = 10 \text{ m/s}^2$) : évolutions de la pression d'air (à gauche) et de la température de l'air (à droite) en fonction du temps.

Conclusions

Une solution simplifiée a été proposée pour calculer l'évolution de la pression, des températures et des vitesses du gaz au cours d'une éruption dans une cavité de stockage. Il a été montré qu'en général, l'écoulement est de Fanno⁵⁸ lorsque la pression du gaz dans la caverne est élevée. Les résultats doivent être considérés comme indicatifs plutôt qu'exactes, étant donné que des équations d'état de gaz et des potentiels thermodynamiques simplifiés ont été choisis. La validation du modèle est difficile : pour des raisons pratiques évidentes, peu de paramètres peuvent être mesurés avec précision lors d'une éruption.

⁵⁸ Pour lequel on atteint la vitesse du son à la surface.

Cependant avec le modèle thermodynamique de la cavité présenté au chapitre 2, on est capable : d'expliquer correctement l'évolution de la température des gaz dans la cavité pendant un soutirage de gaz (contrôlé), la durée de l'éruption de Moss Bluff peut être rétro-calculée correctement, et les vitesses d'air calculées sont compatibles avec le vol balistique de briques observé au cours de l'éruption de Kanopolis, comme cela a été prouvé par van Sambeek (2009). On estime que ce modèle constitue une bonne base pour le calcul du comportement thermomécanique des parois de la cavité au cours d'une éruption.

Chapitre 4 : Effets d'un soutirage rapide sur la stabilité mécanique des cavités salines

Introduction

Dans une exploitation saisonnière des stockages souterrains de gaz, les vitesses de diminution de la pression sont relativement lentes (inférieures à 1 MPa par jour), de sorte que le refroidissement lié à la détente est limité. Cependant, du fait de la dérégulation du marché du gaz naturel, certains stockages sont maintenant exploités de manière plus agressive. On envisage aujourd'hui des vitesses bien plus rapides, avec un déstockage complet de la caverne réalisé en une dizaine de jours, et par exemple avec des vitesses de l'ordre de 0,5 MPa/h pour le soutirage et de 0,1 MPa/h pour l'injection du gaz naturel. Les modes récents d'exploitation des cavités salines de stockage de gaz impliquent donc des détentes rapides accompagnées d'un refroidissement significatif du gaz.

Pendant un soutirage, le gaz dans la cavité se détend et on peut mettre en évidence deux phénomènes qui vont en sens opposé : le développement de contraintes tangentielles de compression additionnelles fortes, quasi élastiques si la détente est rapide, et le développement de contraintes tangentielles de traction d'origine thermique dont on propose une estimation analytique. Les premières peuvent conduire à une rupture qui est plutôt due à des cisaillements trop importants compte tenu de la contrainte moyenne ; le critère de dilatance présenté en annexe B, qui n'est pas un critère de rupture, donne néanmoins une idée de ce mécanisme. Les secondes peuvent conduire à la formation de fractures de traction.

Dans ce chapitre, on discute des effets d'un refroidissement rapide des parois d'une cavité saline sur sa stabilité mécanique. Partant des retours d'expérience, on présente à la fois les aspects théoriques, numériques et expérimentaux.

En laboratoire, on étudie les effets d'un refroidissement rapide de la face d'une pastille (échelle micro) et d'un bloc (échelle macro) de sel gemme. L'objectif principal est d'initier une discussion expérimentale sur l'apparition, puis l'évolution des fissures dans le sel gemme sous sollicitations thermiques afin par exemple de valider la nécessité d'un essai *in situ* en paroi de mine de sel.

1. Retour d'expérience : La cavité de Markham au Texas

Une exploitation raisonnable des cavités salines vise plusieurs objectifs : éviter une vitesse trop rapide de fermeture des cavernes par fluage du sel ; éviter des affaissements de surface trop importants ; éviter les chutes de blocs du toit ou des parois ; éviter la dégradation de l'étanchéité du puits.

On dispose d'un large retour d'expérience relatif à des cas de fermeture rapide et/ou d'écaillage. Aucun n'est à proprement parler catastrophique ; ils concernent le plus souvent des cavernes profondes (jusqu'à 2000 m) dans lesquelles la pression du gaz à stock bas était réduite. Un exemple caractéristique est fourni par une des cavités de stockage du site de Markham au Texas (Cole, 2002). La cavité n°5 avait été mise en gaz naturel en 1995. Sa profondeur initiale est comprise entre 1075 m et 1771 m. Le toit du sel est à 432 m et le diamètre maximal de la cavité est de 77,5 m. La pression maximale du gaz est de 18,5 MPa, la pression minimale n'est pas donnée. Le stockage de gaz naturel commence en octobre 1995. Un relevé de forme par sonar-saumure avait été effectué en mai 1995, avant le premier remplissage en gaz. Ce relevé fournit le volume « visible » à cette date, donc le volume total de la caverne créée moins le volume des blocs de sel ou insolubles tombés au fond.

La cavité n°5 était cyclée en pression de 8 à 10 fois par an (un mode d'exploitation que l'on peut considérer comme « agressif ») avec des vitesses de soutirage 3 à 4 fois plus rapides que les vitesses

d'injection. En janvier 2002, des mesures de profondeur de l'interface gaz-saumure sous l'interface montraient que le fond était remonté de 128 m et que l'interface était 66 m au-dessus du fond⁵⁹. La diminution de l'écart de profondeur entre l'interface et le fond peut s'expliquer facilement par la chute de blocs dont le volume global foisonne. Le volume utile de la caverne avait diminué de 5%, mais un volume équivalent était tombé au fond sous forme d'écaillés de sel détachées des parois (Figure 4.1).

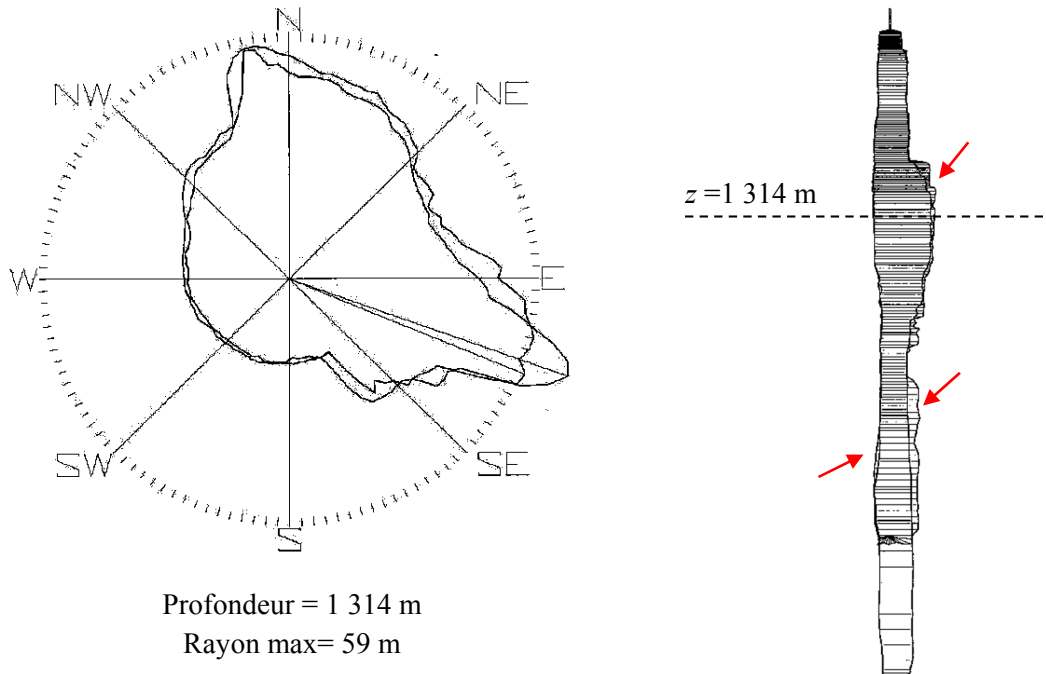


Figure 4.1. Profils verticaux superposés de la caverne n°5 de Markham mesurés en mai 1995 et janvier 2002. Noter la montée du fond et les ruptures en paroi (Cole, 2002).

En conclusion l'écaillage existe : mais est-il dû au refroidissement, à la détente mécanique, ou encore à des hétérogénéités du massif ?

2. Etude théorique d'une détente rapide

2.1. Evolution de la température dans le massif rocheux pendant un soutirage

Dans cette section, on reprend la cavité de forme sphérique de rayon a utilisée en section 5.2 du chapitre 2. L'évolution de la température dans le massif environnant est donnée par :

$$T(r,t) = T_{\infty}(z) + \int_0^t \frac{a}{r} \operatorname{erfc} \left[\frac{r-a}{2\sqrt{k(t-\tau)}} \right] \dot{T}(\tau) d\tau \quad (4.1)$$

Au cours d'une période de soutirage rapide de gaz suivie par une période durant laquelle la caverne est laissée au repos, le gaz se refroidit pendant le soutirage et se réchauffe une fois le soutirage achevé (exceptionnellement il peut commencer à se réchauffer avant la fin d'un soutirage très intense qui conduit à une pression et une masse volumique finales faibles). Dans le massif, au moins au voisinage de la paroi, la roche se refroidit également. Il est important d'évaluer la profondeur de pénétration des

⁵⁹ L'écart avait diminué, car il était de 120 m après le premier remplissage.

perturbations thermiques, puisqu'elle déterminera celle des perturbations mécaniques. De façon générale, cette profondeur est limitée sauf si la température du gaz reste froide pendant une longue période.

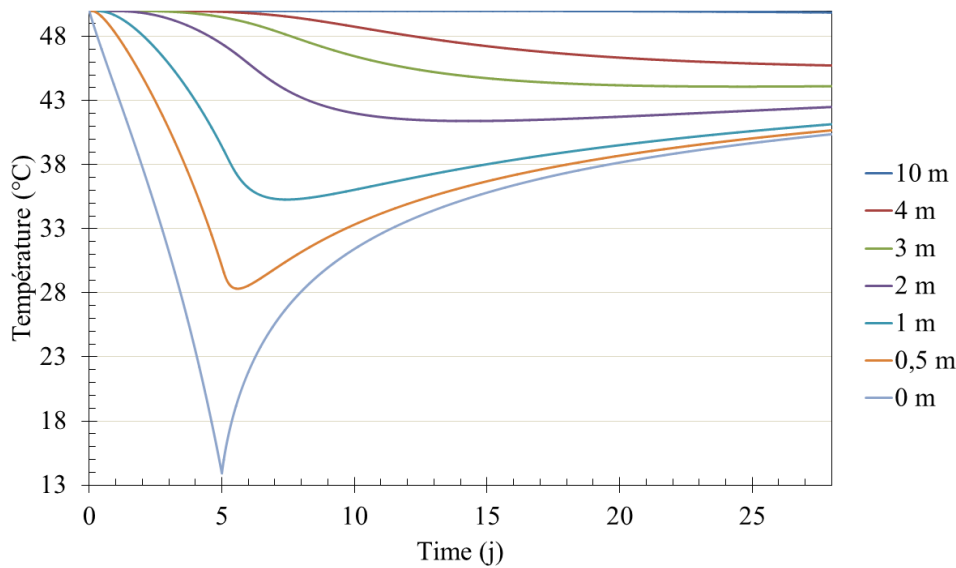


Figure 4.2. Distribution de la température en fonction du temps à diverses distances de la paroi (de 0 à 10 m)

La Figure 4.2 montre un exemple pour une caverne idéalement sphérique de $216\,000\text{ m}^3$ de volume (de rayon $a = 37,2\text{ m}$). On a soutiré 50% de la masse initiale de gaz contenu dans la caverne en 5 jours. Le gaz s'est refroidi de 50°C à 15°C à la fin de la détente. On laisse ensuite le gaz se réchauffer. On observe qu'à 10 m de la paroi, l'influence du soutirage est nulle. A une distance de 4 m la modification de la température n'est que 15% de ce qu'elle est à la paroi.

2.2. Effets d'une chute rapide de pression

2.2.1. Calcul analytique

Les solutions analytiques permettent de rendre compte des principales caractéristiques d'un problème mécanique compliqué. Considérons, par exemple, le cas d'une cavité saline cylindrique idéalisée de très grande hauteur et de rayon a . La loi de comportement du sel est élasto-viscoplastique, et la partie viscoplastique peut être décrite par une loi de puissance de Norton-Hoff⁶⁰. La pression géostatique à la profondeur de la cavité est P_∞ . La cavité a été maintenue au repos pendant une très longue période de temps et la fermeture par fluage stationnaire a été atteinte. Pendant cette période, la pression et la température de la cavité sont constantes et égales à P_0 et T_0 respectivement. Ensuite, la pression de la cavité est diminuée quasi-instantanément jusqu'à la valeur P_1 (Figure 4.3) La variation de pression est si rapide que la réponse de la masse rocheuse est thermoélastique. En outre, la température du fluide varie à la suite de la variation de la pression du fluide ; dans une cavité saline de stockage de liquide, ce changement de température est extrêmement faible (Bérest et al., 2006), il ne peut être négligé dans une cavité saline de stockage de gaz.

⁶⁰ Par exemple $\dot{\varepsilon}^{vp} = A\sigma^n$, voir annexe A.

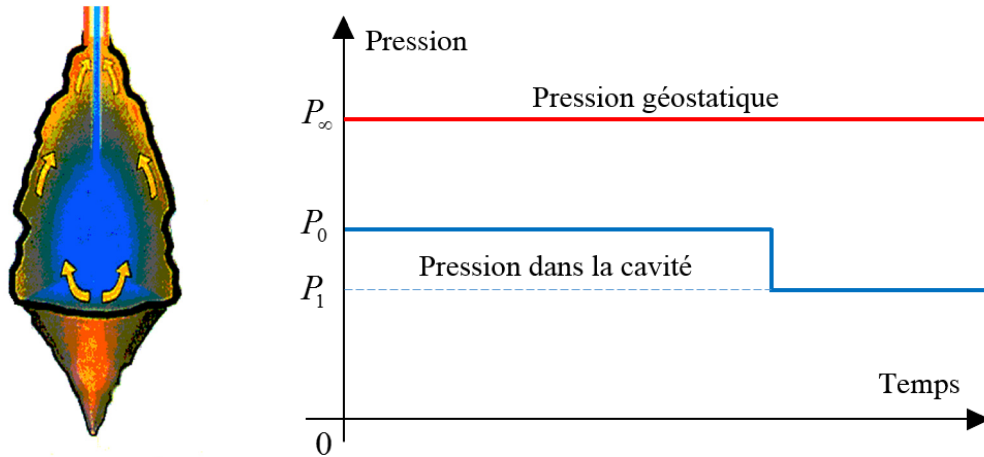


Figure 4.3. Diminution très rapide de la pression dans la cavité.

Soit θ la variation de température du gaz et $\theta(r)$ la variation de la température de la roche induite par θ . L'existence d'une distribution $\theta(r)$ implique qu'il y a un flux de chaleur et donc que la condition adiabatique n'est pas remplie comme on l'a démontré au chapitre 2.

Le refroidissement du massif engendre des contraintes thermiques. De façon générale, la pénétration de la perturbation thermique dans le massif est lente, puisqu'elle est de l'ordre de $d = (k_R t)^{1/2}$ où t est la durée d'application d'un écart de température à la paroi, soit $d = 2,5$ m après $t = 1$ mois. Si $\theta = \theta(a, t)$ est l'écart de température⁶¹ appliqué à la paroi, l'ordre de grandeur des contraintes tangentielles qui apparaissent à la paroi est :

$$\sigma_t = -E_s \alpha_s \theta / (1 - \nu_s) \quad (4.2)$$

où $E_s = 18\,000$ MPa est le module élastique du sel, $\alpha_s = 4 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ est son coefficient de dilatation thermique et $\nu_s = 0,25$ est son coefficient de Poisson.

Dans le cas d'un refroidissement ($\theta < 0$), la contrainte tangentielle est une traction et vaut $\sigma_t / \theta = 1$ MPa/ $^\circ\text{C}$. C'est une valeur très élevée car la résistance à la traction du sel n'est typiquement que de 1 à 2 MPa. L'apparition de fractures est probable. On peut l'expliquer comme suit : une mince tranche de sel à la paroi de la caverne est considérablement refroidie, ce qui doit conduire à sa contraction. Il n'y a guère d'obstacle à cette contraction dans la direction normale à la paroi. En revanche, dans les directions tangentielles, cette contraction n'est pas compatible avec l'absence de contraction de la couche sous-jacente de sel qui, pour sa part, n'est pas ou que peu refroidie. L'incompatibilité des déformations engendre des contraintes si grandes qu'elles conduisent à l'ouverture de fractures.

Si on se place aux premiers instants qui suivent la variation de pression, du point de vue des contraintes, il y a très vite apparition d'une traction, mais dans une zone peu épaisse en paroi car la variation de température n'a pas encore eu le temps de se propager en profondeur dans le massif, la température du gaz reste encore pratiquement égale à θ . Cette variation de température est positive lorsque la pression de gaz augmente et négative lorsque la pression de gaz diminue.

⁶¹ Ecart de température par rapport à la température naturelle du massif.

Des contraintes supplémentaires sont créées. Avec l'hypothèse de déformations planes, l'état général de contraintes peut s'écrire comme la somme des trois distributions viscoplastique stationnaire, thermoélastique et élastique :

$$\sigma_{rr}(r) = -P_\infty + (P_\infty - P_0) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/n} - \frac{1}{r^2} \frac{E_s \alpha_s}{1 - \nu_s} \int_a^r u \theta(u) du + (P_0 - P_1) \left(\frac{a}{r} \right)^2 \quad (4.3)$$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = -P_\infty + \left(1 - \frac{2}{n} \right) (P_\infty - P_0) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/n} + \frac{1}{r^2} \frac{E_s \alpha_s}{1 - \nu_s} \int_a^r u \theta(u, t) du - \frac{E_s \alpha_s \theta(r, t)}{1 - \nu_s} - (P_0 - P_1) \left(\frac{a}{r} \right)^2 \quad (4.4)$$

$$\sigma_{zz}(r) = -P_\infty + \left(1 - \frac{1}{n} \right) (P_\infty - P_0) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/n} - \frac{E_s \alpha_s \theta(r, t)}{1 - \nu_s} \quad (4.5)$$

Où r est la distance à l'axe de la cavité, n est l'exposant de la loi de puissance. En paroi de cavité ($r = a$), les contraintes peuvent être écrites :

$$\sigma_{rr}(a) = -P_1 \quad (4.6)$$

$$\sigma_{\theta\theta}(a) = -P_\infty + \left(1 - \frac{2}{n} \right) (P_\infty - P_0) - \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} - (P_0 - P_1) \quad (4.7)$$

$$\sigma_{zz}(a) = -P_\infty + \left(1 - \frac{1}{n} \right) (P_\infty - P_0) - \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} \quad (4.8)$$

Notons d'abord que la contrainte verticale (σ_{zz}) est moins compressive que la contrainte circonférentielle ($\sigma_{\theta\theta}$) car $\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta} = (P_\infty - P_0)/n + (P_0 - P_1) > 0$. En outre, comme $\theta < 0$, la contrainte verticale est une traction lorsque la chute de température est suffisamment grande, et plus précisément lorsque :

$$\left| \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} \right| > \left(1 - \frac{1}{n} \right) P_0 + \frac{1}{n} P_\infty \quad (4.9)$$

Pour expliciter cela, prenons l'exemple d'une cavité profonde de 800 m, avec $P_\infty = 17,6$ MPa, $P_0 = 9,6$ MPa, $E_s \alpha_s / (1 - \nu_s) = 1$ MPa/°C, et $n = 3$. Il apparaît que, même une petite chute de température ($\theta = -10^\circ\text{C}$) est en mesure de générer des contraintes de traction. Cependant, l'apparition de contraintes de traction est plus difficile dans une caverne plus profonde, puisque P_0 et P_∞ sont grands (Karimi-Jafari et al., 2007).

On a supposé jusqu'ici que, l'analyse se base sur l'hypothèse selon laquelle, des fractures apparaissent lorsqu'une contrainte tangentielle de traction apparaît à la paroi. Cette hypothèse est très conservatrice, puisque le sel présente une certaine résistance à la traction (de l'ordre de 1 à 2 MPa). Toutefois, d'un autre point de vue, ce critère peut être jugé trop optimiste. Si l'on réalise un essai de fracturation hydraulique (ou pneumatique), une fracture apparaît lorsque la contrainte effective à la paroi, c'est-à-dire la somme de la contrainte la moins compressive et de la pression du fluide, est une traction (Homand et Duffaut, 2000). Il faut alors ajouter aux contraintes, la pression P_1 , pour que l'apparition de la fracturation soit bien plus probable.

De toute évidence, les contraintes effectives (voir annexe B et chapitre 5) sont moins compressives que les contraintes réelles, étant donné que les contraintes effectives sont obtenues en ajoutant une quantité positive P_1 aux contraintes totales. Ce qui implique aussi que les contraintes effectives peuvent être des contraintes de traction, même lorsque les contraintes réelles ne le sont pas.

2.2.2. Exemple d'un puits de mine

À noter que, en paroi d'un puits de mine, $P_0 = P_1 = 0$ et la condition de l'équation 4.9 peut s'écrire :

$$\left| \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} \right| > \frac{P_\infty}{n} \quad (4.10)$$

En guise d'illustration, on prend l'exemple présenté par Wallner et Eickemeir (2001). Ils y décrivent un

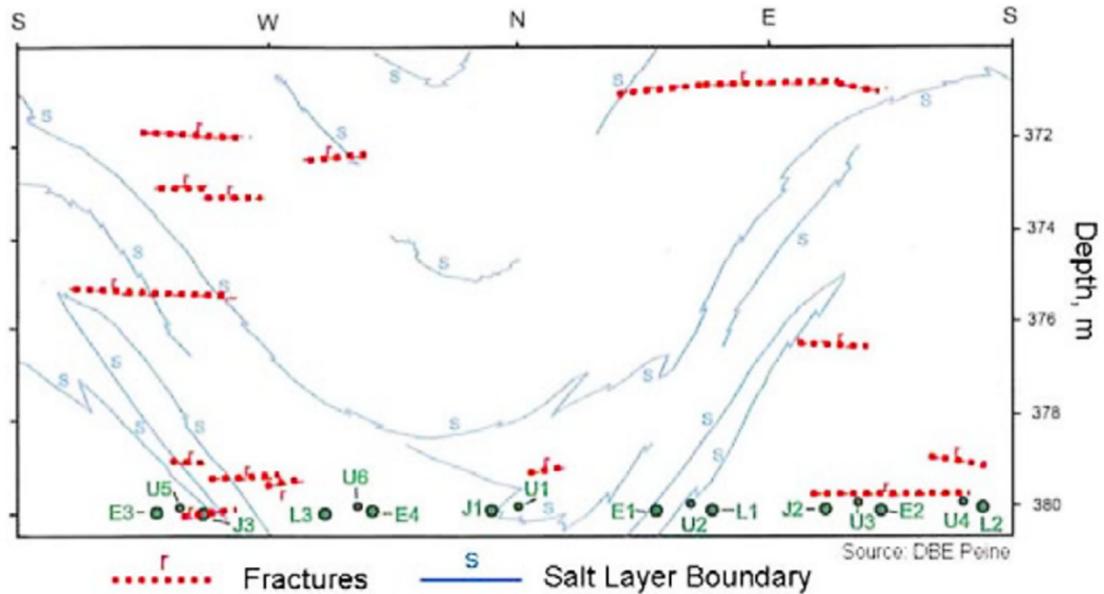


Figure 4.4. Fractures thermiques à la paroi dans un puits de ventilation de mine sel de Gorleben (Zapf et al., 2012).

puits non recouvert de la mine de Gorleben en Allemagne, d'un diamètre de 7,5 m, dans lequel circulait l'air de ventilation de la mine : “During the cold season, temperatures in the shaft decreased by 20°C ... within a time period of 80 days ... Horizontal and vertical fractures were detected by routine inspections in the shaft. These fractures had an average spacing of about 2.8 m. The fracture aperture amounted up to several mm.” (p. 365). Une interprétation a été présentée par Zapf et al. (2012). La Figure 4.4 présente une carte des fractures relevées dans une section d'une douzaine de mètres de haut du puits. La viscoplasticité du sel est à l'origine de la diminution de la contrainte verticale qui vaut P_∞/n en régime stationnaire, au lieu de P_∞ en élasticité. La condition posée par l'équation (4.10) en est facilitée car pour une chute de température de 20°C, le premier terme de cette équation est supérieur au second, la pression géostatique étant estimée à 8,5 MPa environ à 375 m de profondeur.

Quand une fracture est créée, du gaz froid pénètre dans la fracture jusqu'au fond de celle-ci et on peut s'attendre à ce que la distribution des contraintes au voisinage de celle-ci soit assez profondément modifiée. En fait, le gaz froid se réchauffe assez vite au contact des deux surfaces de la fracture ouverte mais devient alors plus léger et peut s'échapper de la fracture pour être remplacé par du gaz froid. Ce mécanisme pourrait conduire à une progression plus rapide de la fracture. Cependant il est vraisemblable

que la fracture ne soit pas largement ouverte, ce qui limite la vitesse d'écoulement du gaz ; par ailleurs ce mécanisme est beaucoup moins efficace dans le cas d'un gaz, qui présente une faible capacité calorifique, que dans celui d'un liquide.

2.2.3. Limites du modèle

De simples conclusions peuvent être tirées de la solution analytique décrite en sous-section 2.2.1, mais aussi quelques hypothèses peuvent être faites :

- Le comportement viscoplastique en régime permanent est atteint avant que la pression de la cavité ne soit modifiée. Les contraintes déviatoriques en paroi de cavité sont assez grandes à la création de la cavité ; elles diminuent lentement lorsque la pression de fluide dans la cavité est maintenue constante pour atteindre l'état d'équilibre. Ce processus est assez lent⁶², il est plus lent lorsque la pression du fluide dans la cavité est plus faible⁶³ ou lorsque l'exposant de la loi de puissance n , est grand (Bérest et al., 2012).
- Lorsque la pression de la cavité change, la réponse de la masse rocheuse est élastique. Ceci n'est vrai que lorsque le changement de pression est extrêmement rapide. En réalité, cette réponse n'est pas infiniment rapide, et une certaine évolution viscoplastique a le temps de prendre place.

Pour ces raisons, des calculs numériques sont nécessaires pour confirmer les résultats de cette analyse simplifiée.

2.4. Effets de la température en paroi d'un ouvrage souterrain

Dans cette section, on présente et commente deux retours d'expérience tirés de la littérature. Le premier exemple porte sur un refroidissement intense réalisé en cavité saline et le second exemple discute le réchauffement expérimental d'une galerie de mine.

2.4.1. L'essai de refroidissement de Dreyer

Le refroidissement engendre des fractures perpendiculaires à la direction de la plus grande traction, donc aussi perpendiculaires à la paroi. La profondeur des fractures est sensiblement égale à la profondeur de la zone dans laquelle la plus grande contrainte est une traction. Il existe une relation entre la profondeur de la fracture et la distance entre deux fractures consécutives. Au début du processus, la température est modifiée sur une épaisseur encore faible et un grand nombre de petites fractures apparaissent dans la zone en traction. Quand la zone froide pénètre plus profondément le massif, seul un nombre réduit de fractures continuent à progresser. Ces effets sont confirmés par un calcul de mécanique à la rupture réalisé par Sicsic et Bérest (2014) qui étudient l'évolution des fissures en paroi de cavité saline à la suite d'une éruption.

⁶² Plusieurs années ou dizaines d'années.

⁶³ par exemple, quand $P_{\infty} - P_0$ est grand.

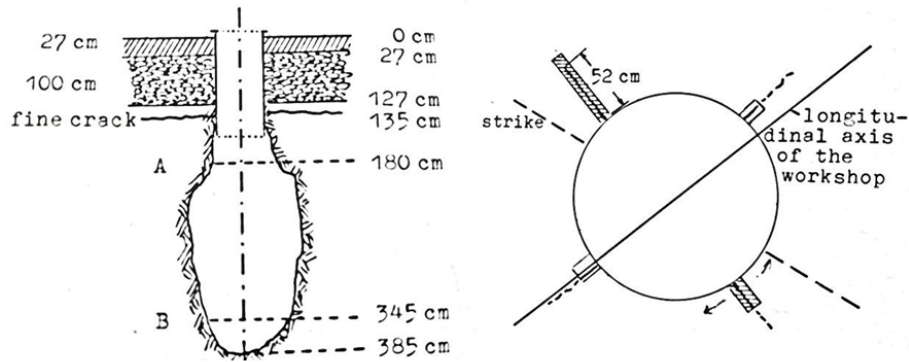


Figure 4.5. Fractures observées à la fin d'un essai de refroidissement dans une petite caverne créée par dissolution depuis le mur d'une galerie de mine (Dreyer, 1977).

La Figure 4.5 illustre un essai effectué par Dreyer (1977) dans une petite cavité (2 m de haut, 1 m de diamètre) créée par dissolution à partir du mur d'une galerie à 600 mètres de profondeur dans une mine de sel. La caverne fut remplie d'azote liquide à une température de -196°C . Les contraintes de traction engendrées étaient considérables, et des fractures ont été créées. À la fin du processus, il ne restait que quatre fractures perpendiculaires. Cet exemple est quelque peu extrême car le refroidissement imposé est très grand.

Avec un refroidissement intense, il est difficile que se forment des écailles susceptibles de se détacher des parois. Les fractures sont perpendiculaires à la paroi et quand elles s'approfondissent, leur nombre diminue, les plaques dont elles déterminent le contour sont donc plus larges et restent solidaires du massif par l'intermédiaire d'une large surface intacte parallèle à la paroi. On peut donc anticiper que les ruptures en traction n'affecteront que des zones particulières déjà enclines à tomber, tels que les hors-profils (Pellizzaro et al., 2011). Le cas de l'échauffement discuté dans la section suivante est différent.

2.4.2. Echauffement d'un ouvrage souterrain



Figure 4.6. Galerie d'essai à North Bay, Ontario, Canada (Lee et al., 1982).

Il est intéressant de comparer de ce point de vue les cas d'échauffement et de refroidissement. Dans le cas d'un réchauffement ($\theta > 0$), on a à la paroi deux contraintes tangentielles de compression élevées et une contrainte normale faible. On est dans le cas de l'*extension* et on peut attendre la formation de (multiples) écailles aplaties, dont la largeur est plusieurs fois plus grande que l'épaisseur. La largeur de ces écailles est donnée par la profondeur de la zone dans laquelle la température a augmenté substantiellement et a engendré des contraintes élevées de compression et cisaillement. Après chute des écailles et dégagement d'une nouvelle surface froide, le processus peut se poursuivre par échauffement de la surface dégagée.

Lee et al. (1982) décrivent le cas d'une galerie souterraine horizontale à North Bay, Ontario, Canada, creusée dans le granite à 150 m de profondeur. Des gaz brûlés d'une centrale thermique souterraine circulaient dans la galerie ; leur température était de 315°C. Après plusieurs mois, la section de la galerie avait augmenté de 100% en raison d'un écaillage intense du toit et des parements : "*The fracture surfaces appeared to ignore the structure in the rock and to be determined mainly by the pattern of the thermal stress*" (Lee et al., 1982). On fit circuler les gaz chauds dans un rameau d'essai (0,76 m sur 0,76 m pour une longueur de 3 m) : l'écaillage commença pour une température de paroi de 61°C seulement ; après 8,5 heures de circulation, le rameau d'essai avait l'aspect de la Figure 4.6.

Il est possible d'étudier analytiquement les résultats à l'aide d'un simple modèle de Mohr qui représente l'état des contraintes. Pour simplifier, on suppose qu'on est dans le cas d'un massif élastique ($n = 1$).

On peut par exemple assimiler la galerie de North Bay à un tunnel circulaire en milieu élastique, donc avec $n = 1$ et $P_1 = 0$. La distribution des contraintes s'écrit :

$$\sigma_{rr}(a) = 0 \quad (4.11)$$

$$\sigma_{\theta\theta}(a) = -2P_\infty - \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} \quad (4.12)$$

$$\sigma_{zz}(a) = -P_\infty - \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} \quad (4.13)$$

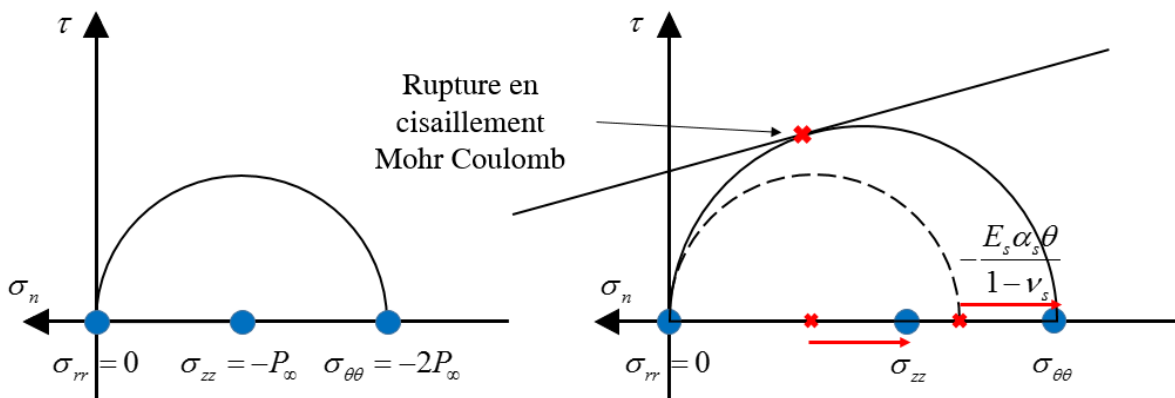


Figure 4.7. Plan de Mohr – Réchauffement et rupture en cisaillement.

Dans le cas d'un réchauffement, $\theta > 0$, les contraintes $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz} dans le plan de Mohr sont traduites vers la droite, les contraintes extrêmes sont toujours $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{rr} ; voir Figure 4.7. Lorsqu'on vérifie un

critère de type $\sqrt{J_2} = aI_1 + b$ par exemple (ou de Mohr Coulomb), une rupture en cisaillement maximal peut être initiée suivant une direction inclinée par rapport aux directions principales. Ce qui peut justifier les plaques qui sont tombées de la galerie de North Bay.

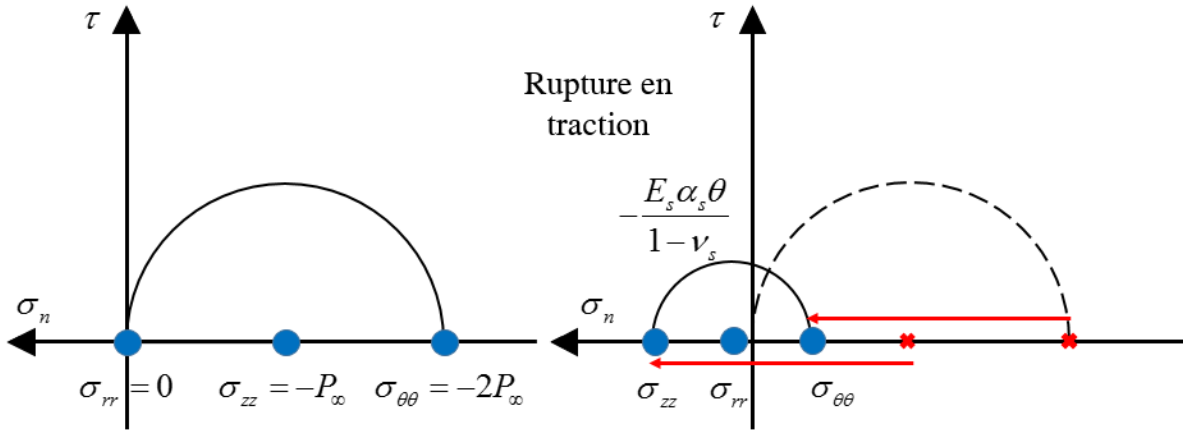


Figure 4.8. Plan de Mohr – Refroidissement et rupture en traction.

Dans le cas d'un refroidissement, $\theta < 0$, les contraintes $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz} sont translatées vers la gauche, les contraintes extrême peuvent (voir Figure 4.8) devenir des tractions. On observe dans le plan de Mohr que lorsque le refroidissement est important, la rupture se fait en traction et la zone en traction, proportionnelle à un instant donné, à la chute de température θ , peut être importante.

2.5. Evaluation des contraintes globales

L'analyse mécanique doit, en plus des contraintes thermoélastiques, prendre en compte les contraintes préexistantes et les contraintes purement mécaniques engendrées par la détente. Les lois de comportement des matériaux étant en général assez complexes, il faut recourir à des calculs numériques. En effet, il n'existe pas de solution analytique du système complet thermo-élasto-viscoplastique. Dans l'annexe D, on a calculé, pour un cylindre et une sphère, la solution viscoplastique stationnaire et la solution thermoélastique, en supposant que les deux puissent s'additionner lorsque le chargement thermoélastique est rapide.

3. Etude numérique d'une détente rapide

Dans cette section, on réalise une étude approfondie d'une détente dans une cavité saline pour valider les effets sus-décrits. Les lois de comportement du sel et les critères de rupture couramment utilisés sont également comparés. Les calculs numériques sont réalisés à l'aide du logiciel aux éléments finis LOCAS (Brouard et al., 2006a).

3.1. Présentation de la cavité étudiée et du chargement rapide

La cavité choisie est appelée par la suite « cavité NE ». Son profil géométrique (Figure 4.9) et une partie de l'historique du chargement (Figure 4.10) sont inspirés d'une étude faite par Rokahr et al. (1994, 1998) pour le SMRI. Cette étude portait sur le développement d'un nouveau critère de détermination de la pression maximale admissible dans une cavité saline de stockage de gaz.

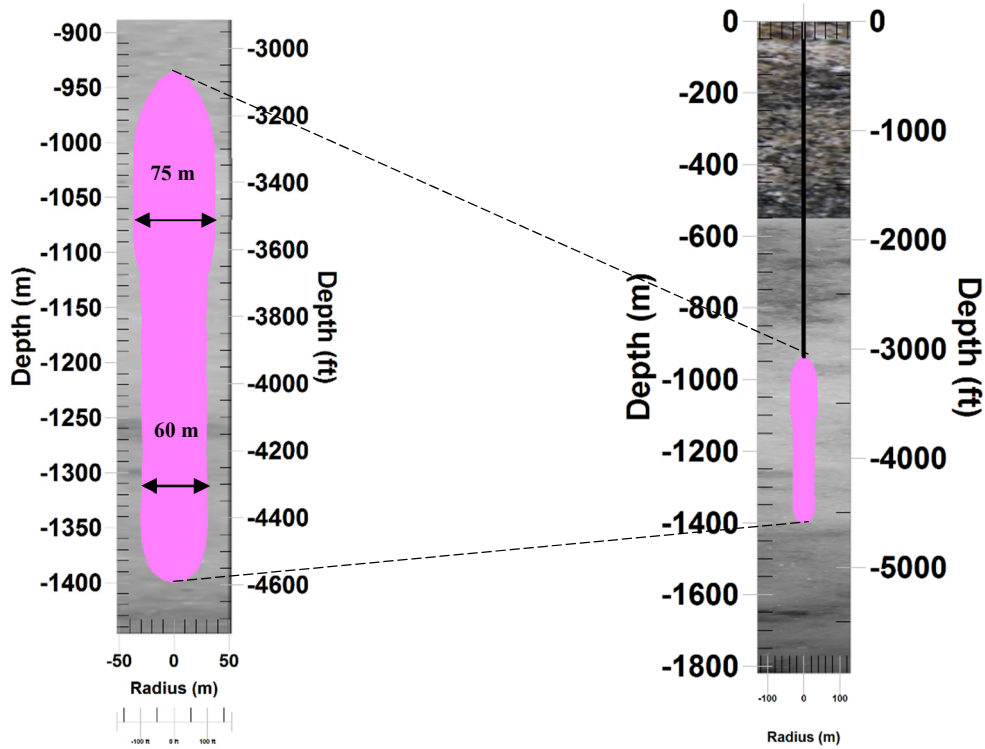


Figure 4.9. Géométrie de la cavité NE pleine de gaz naturel et stratigraphie simplifiée du site (500 m de marne au-dessus du sel).

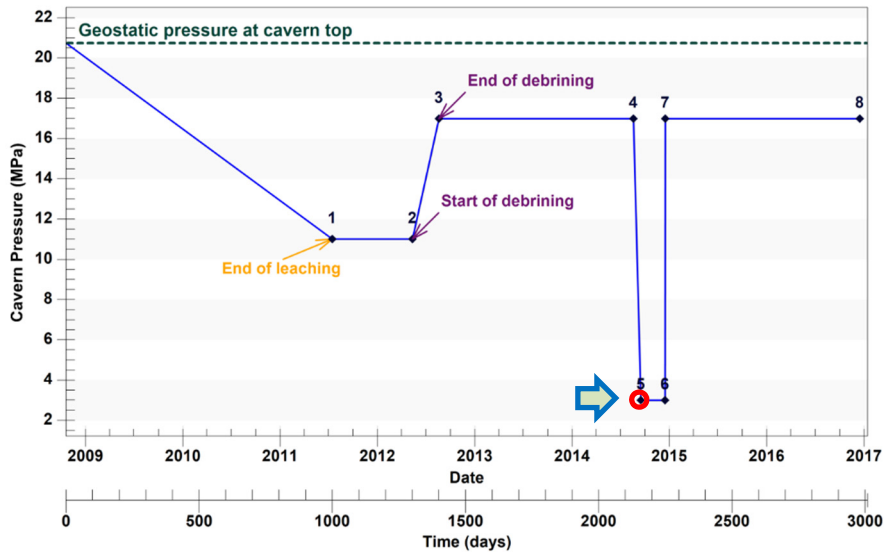


Figure 4.10. Historique de la pression au sabot (935 m).

On a supposé que la cavité NE est quasiment pleine de gaz naturel avec un volume géométrique de plus d'un million de m^3 . Les caractéristiques géométriques de la cavité NE sont réunies dans le Tableau 4.1. Le gaz naturel est injecté à $40^\circ C$. La stratigraphie du site est fortement simplifiée : une couche de couverture constituée de marne de 550 m d'épaisseur et une couche de sel de 1350 m d'épaisseur. La cavité est située à une profondeur moyenne de 1167,5 m. A cette profondeur, la pression géostatique est de $P_\infty = 20,75$ MPa et la température géothermique est de $T_\infty = 45^\circ C$. Les conditions à la limite du problème sont les mêmes que celles détaillées dans la section 1.3 du chapitre 6.

Tableau 4.1. Caractéristiques géométriques de la cavité NE.

Volume libre (m ³)	Volume saumure (%)	Volume air (%)	Hauteur (m)	Diamètre maximal (m)	Profondeur sabot (m)	Profondeur moyenne (m)	Fond (m)
1 380 880	0,01	99,99	465	75	935	1167,5	1400

L'historique du chargement de la cavité est présenté en Figure 4.10. La cavité est lessivée en 3 ans, ensuite elle est laissée à pression halmostatique $P_h = 11$ MPa pendant un an. Le premier remplissage ou « *debrining* » en gaz dure 3 mois pendant lesquelles la pression de la cavité est augmentée de la pression halmostatique à une pression maximale, notée $P_{max} = 17$ MPa. Le *debrining* est suivie d'une phase de deux ans où on maintient la pression à P_{max} avant d'effectuer un soutirage rapide pendant lequel en un mois on part de P_{max} à $P_{min} = 3$ MPa soit une vitesse de soutirage de 14 MPa/mois. Ensuite, on reste 3 mois à P_{min} avant d'effectuer une injection rapide en 1 seule journée pendant laquelle on remonte de P_{min} à P_{max} soit une vitesse d'injection de 14 MPa/jour. Ce chargement est bien entendu extrême pour une cavité. Il a d'ailleurs été choisi uniquement pour mettre en évidence les effets d'opérations rapides sur la stabilité mécanique des cavités. Notons aussi qu'avec les besoins énergétiques sans cesse croissants, la profession envisagerait parfois des vitesses de 12 MPa/jour pour le soutirage et de 2,4 MPa/jour pour l'injection du gaz naturel.

3.2. Evolution de la température et perte de volume de la cavité

3.2.1. Evolution de la température du gaz dans la cavité

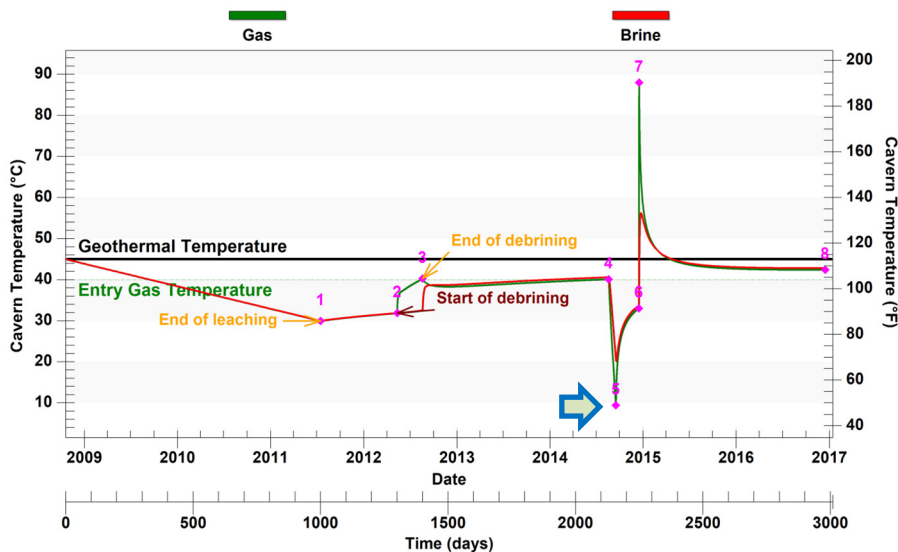


Figure 4.11. Evolution de la température du gaz (en vert) et de la saumure (en rouge) dans la cavité.

Sur la Figure 4.11, on a tracé l'évolution calculée de la température du gaz et de la saumure dans la cavité pendant l'historique du chargement. On observe qu'à la fin du soutirage rapide, la température du gaz dans la cavité s'est abaissée de 30°C, la température minimale atteinte par le gaz dans la cavité est alors de $T_{min} = 10^\circ\text{C}$. Notons qu'une chute importante de la température du gaz naturel dans le puits peut s'accompagner de la formation d'hydrates qui peuvent par exemple le boucher (voir chapitre 3). Une limitation de vitesse de chute de la température est recommandée pour ne pas accélérer la formation

des hydrates qui pourront réduire le rendement du puits. On observe aussi une variation importante de la température de la saumure résiduelle qui est certainement due à son volume qui est très petit⁶⁴

A la fin du chargement, la pression est maintenue à P_{max} et la température calculée est égale à une valeur comprise entre la température d'injection, T_{inj} , et la température géothermique T_{∞} à la profondeur moyenne de la cavité.

3.2.2. Perte de volume de la cavité

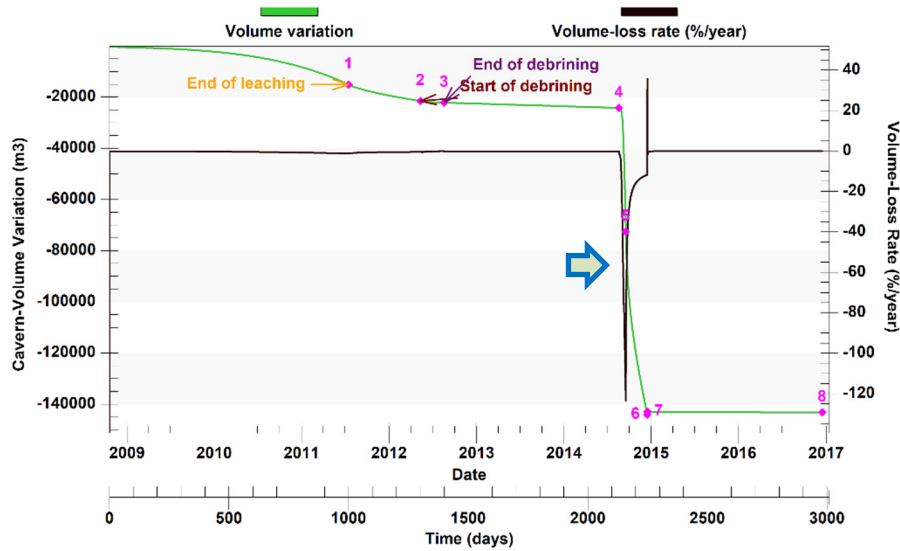


Figure 4.12. Evolution de la perte de volume de la cavité.

La loi de M-D comporte une composante transitoire $\dot{\epsilon}_t^*$ et une composante stationnaire $\dot{\epsilon}_{ss}$. En fait, pendant les phases rapides, il y a un saut de la composante transitoire $\dot{\epsilon}_t^*$, tandis que la composante stationnaire reste plus petite. A propos de la perte de volume, on observe que le saut de pression rend la vitesse ultérieure de convergence très petite, c'est-à-dire que la vitesse de fermeture de la cavité est très lente après les phases de soutirage et d'injection rapides. A la fin de ces phases, il faut donc un peu de temps pour résorber les effets transitoires.

3.3. Etats de contraintes et déplacement nœud sur le cas de base.

Le nœud n°368 (rayon = 37,32 m, profondeur = 1049,9 m), est choisi pour une analyse approfondie. On trace dans le plan des invariants l'évolution au cours du temps du point représentatif de l'état des contraintes (*vol du bourdon* ou *Bumblebee flight*) et de quatre critères de dilatance qui sont : le critère de Spiers ; le critère de Ratigan ; le critère de DeVries en extension et le critère de DeVries en compression (Figure 4.13). Le premier critère violé est le critère de DeVries en extension. A ce même nœud, on trace les trois contraintes radiale, orthoradiale et verticale (Figure 4.14). On observe qu'il n'y a pas de traction dans la direction verticale. Cette figure permet aussi de présenter la contrainte principale la moins compressive σ_{max} et la plus compressive σ_{min} . En fait, les contraintes normales sont principales, mais les contraintes principales σ_{min} et σ_{max} peuvent être à un instant σ_{rr} , σ_{tt} ou σ_{zz} , voir Figure 4.15.

⁶⁴ Seulement 0,01% du volume de la cavité.

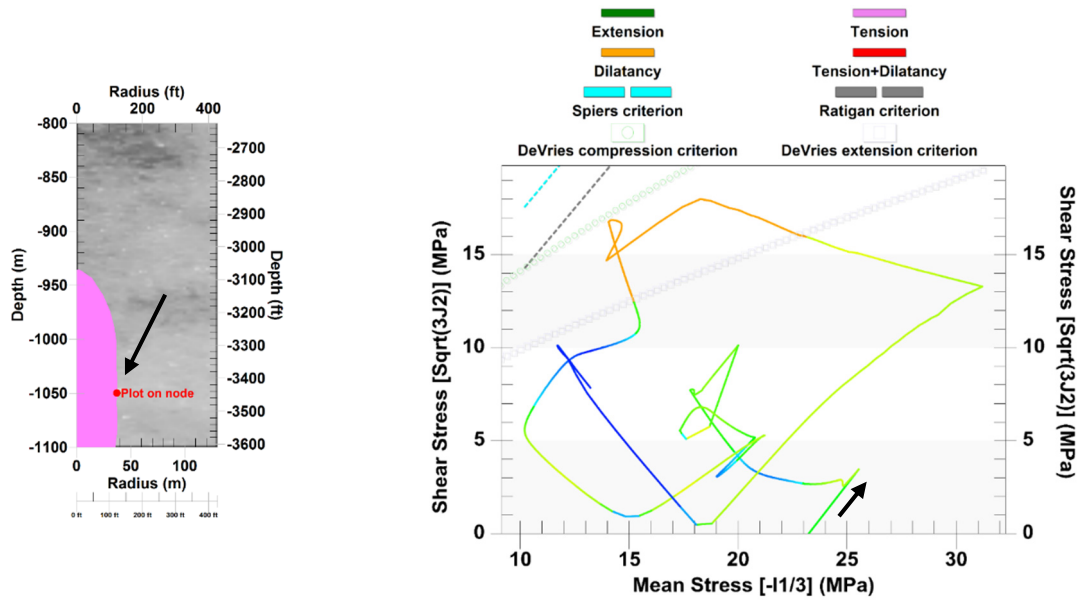


Figure 4.13. « Bumblebee flight » - Evolution de l'état des contraintes au nœud choisi.

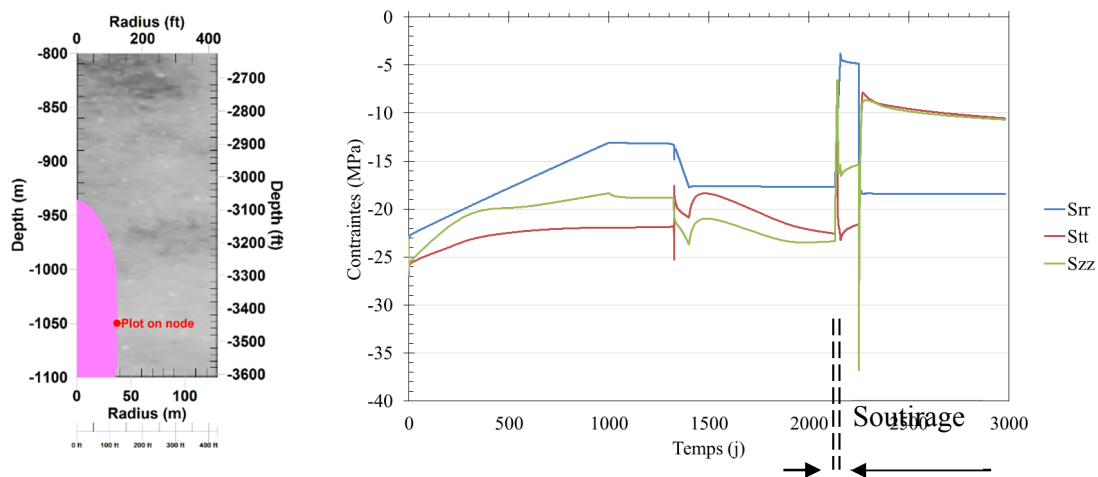


Figure 4.14. Evolution des contraintes (radiale, orthoradiale et verticale) au nœud sélectionné.

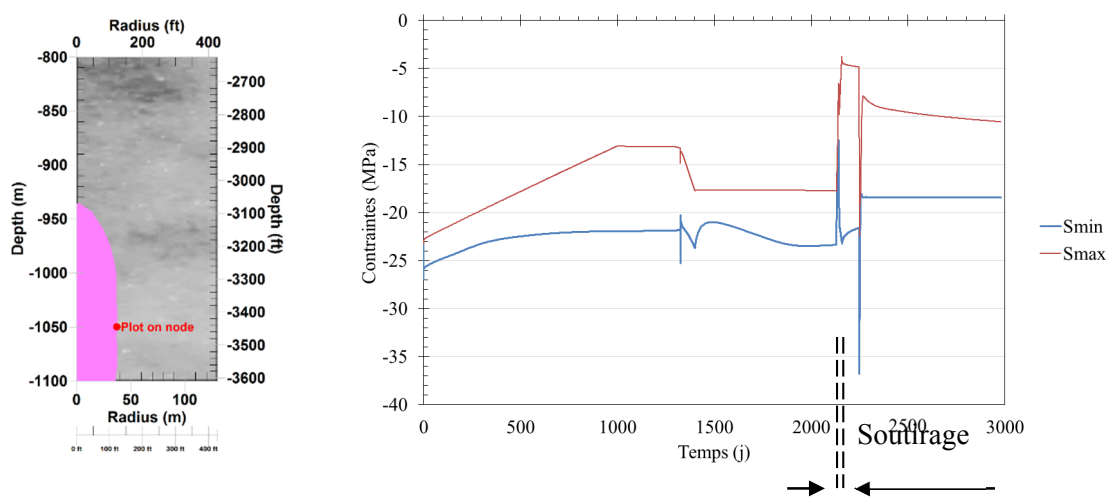


Figure 4.15. Evolutions des contraintes principales (la plus et la moins compressive).

3.4. Comparaison de quelques lois de comportement du sel

Dans cette section, on cherche à comparer trois lois de comportement du sel couramment utilisées. Il s'agit de la loi de Munson-Dawson (M-D), la loi de Norton-Hoff (N-H) et la loi de Lemaitre-Menzel-Schreiner (L-M-S)⁶⁵. Cependant, on note que la loi de M-D utilisée dans les sections 3.2 et 3.3 prend en compte les comportements transitoire et stationnaire, tandis que la loi de N-H prend en compte uniquement le comportement stationnaire et la loi de L-M-S uniquement le comportement transitoire.

Les trois lois de comportement choisies pour cette étude ne sont pas analogues et encore moins les divers jeux de paramètres choisis : Il est donc difficile de les comparer. Néanmoins, pour aboutir à une comparaison raisonnable, on les a comparés par paire avec des jeux de paramètres obtenus pour un même sel. Par exemple, on a comparé pour des jeux de paramètres du sel d'Avery Island (AI) la loi de M-D et la loi de N-H ; et pour des jeux de paramètres du sel d'Etrez, la loi de L-M-S et la loi de N-H.

Le jeu de paramètres de la loi de M-D pour le sel d'AI tirés de Munson (1999) est donné au Tableau 4.2. Les jeux de paramètres de la loi de N-H pour le sel d'AI tirés de Senseny (1984) et pour le sel d'Etrez tirés de Brouard (1998) sont donnés au Tableau 4.3. Le jeu de paramètres de la loi de L-M-S pour le sel d'Etrez tirés de (Brouard et al., 2006b) est donné au Tableau 4.4.

La pertinence des lois de comportement du sel dépend de l'ensemble des effets qu'elles intègrent et de la fiabilité des essais de laboratoire qui ont été réalisés pour les déterminations des jeux de paramètres. Dans le cas présent, on compare à la fin du soutirage (5), les résultats obtenus de la perte de volume global de la cavité (Figure 4.16), de la subsidence en tête de puits (Figure 4.17) et des isovaleurs de la contrainte déviatorique (Figure 4.18 et Figure 4.19).

Tableau 4.2. Jeu de paramètres de la loi de M-D pour le sel d'AI.

Sel	A (/s)	Q (J/mol)	n	m	α_w	β_w	K_0 (/MPa ^m)	δ_0	c (/K)	σ (MPa)
AI	$6,8 \cdot 10^{12}$	41 860	5	3	-13,2	-7,738	1 342 000	0,58	0,009198	20,57

Tableau 4.3. Jeux de paramètres de la loi de N-H pour le sel d'AI et le sel d'Etrez.

Sel	A (/MPa ⁿ -an)	n	Q/R (K)
AI	2081	4	6565
Etrez	0,64	3,1	4100

Tableau 4.4. Jeu de paramètres de la loi de L-M-S pour le sel d'Etrez.

Sel	α	β	K (MPa)
Etrez	0,27	4	0,882

Sur les Figures 4.17 et 4.18, on a tracé la perte de volume par fluage de la cavité pour les lois de M-D, N-H et L-M-S. La loi de L-M-S donne le fluage le plus rapide (plus de 45% en 8 ans) et la loi de N-H donne le fluage le moins rapide (seulement 2% en 8 ans). Ces résultats sont confirmés sur le calcul de la subsidence en tête de puits et présenté sur la Figure 4.17. Avec ce chargement très rapide, la stabilité de la cavité ne pourra pas être garantie, puisqu'on prévoit avec la loi de N-H une descente de la tête de puits d'environ un mètre à la fin du soutirage (5).

⁶⁵ Ces lois sont largement commentées dans l'annexe A.

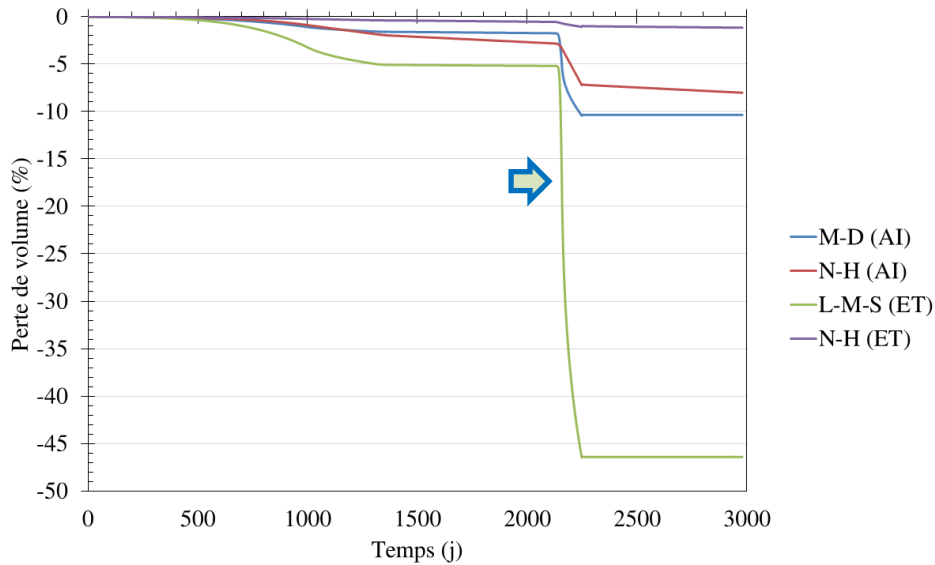


Figure 4.16. Evaluation de la perte de volume de la cavité en fonction du temps pour plusieurs lois de comportement et jeux de paramètres.

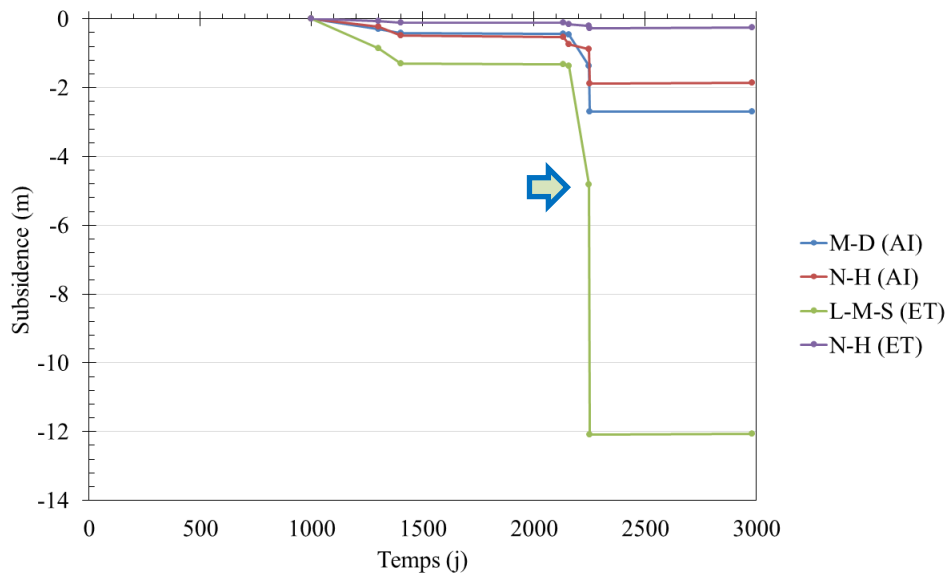


Figure 4.17. Evolution de la subsidence en tête de puits calculée en quelques points uniquement pour plusieurs lois de comportement et jeux de paramètres.

On a tracé sur les Figures 4.17 et 4.18 les isovaleurs de la contrainte déviatorique $\sigma = \sqrt{3J_2}$ à la fin du soutirage rapide. En théorie, le déviateur est élevé en paroi de cavité saline et sa valeur diminue (au fur et à mesure) qu'on s'éloigne des parois de la cavité, jusqu'à s'annuler à une certaine distance. La diminution du déviateur comme on peut le constater sur la Figure 4.18 a deux origines : d'une part, la composante transitoire de la loi rhéologique et, d'autre part, l'évolution lente de la distribution de contraintes qu'on appelle transitoire géométrique⁶⁶. Avec la loi de N-H (sans transitoire), la zone autour de la cavité où les déviateurs sont grands est plus petite que celle obtenue avec la loi de L-M-S (voir Figure 4.19) ; Toutefois, une comparaison directe entre les deux figures est difficile.

⁶⁶ Voir Karimi-Jafari, 2008

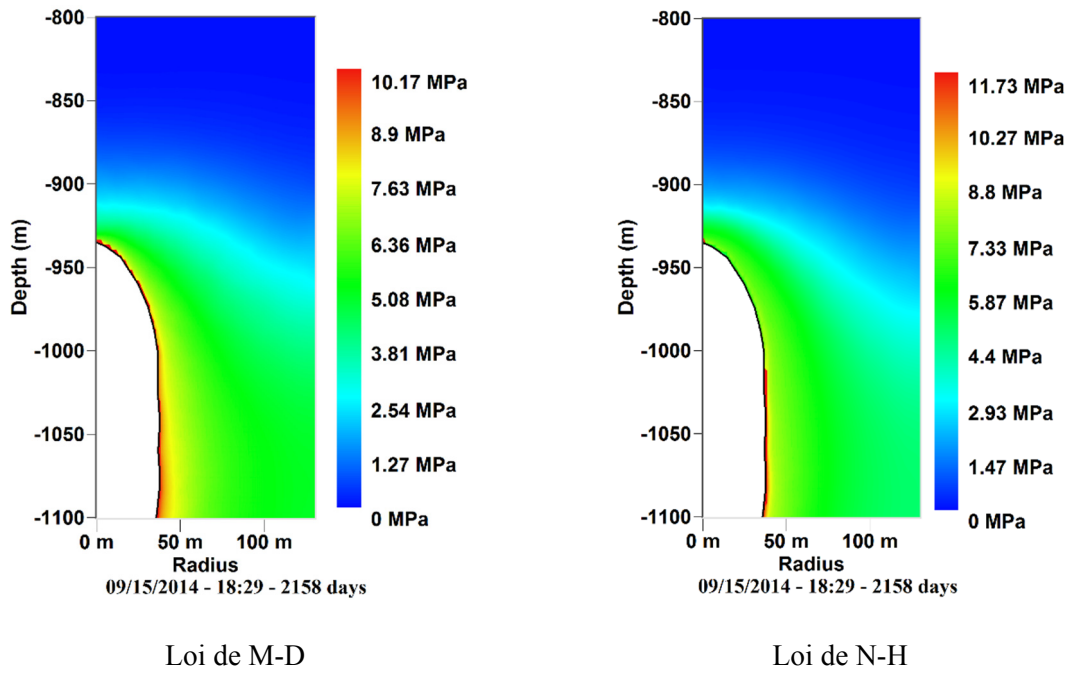


Figure 4.18. Isovaleurs de la contrainte déviatorique à la fin du soutirage – sel d'Avery Island.

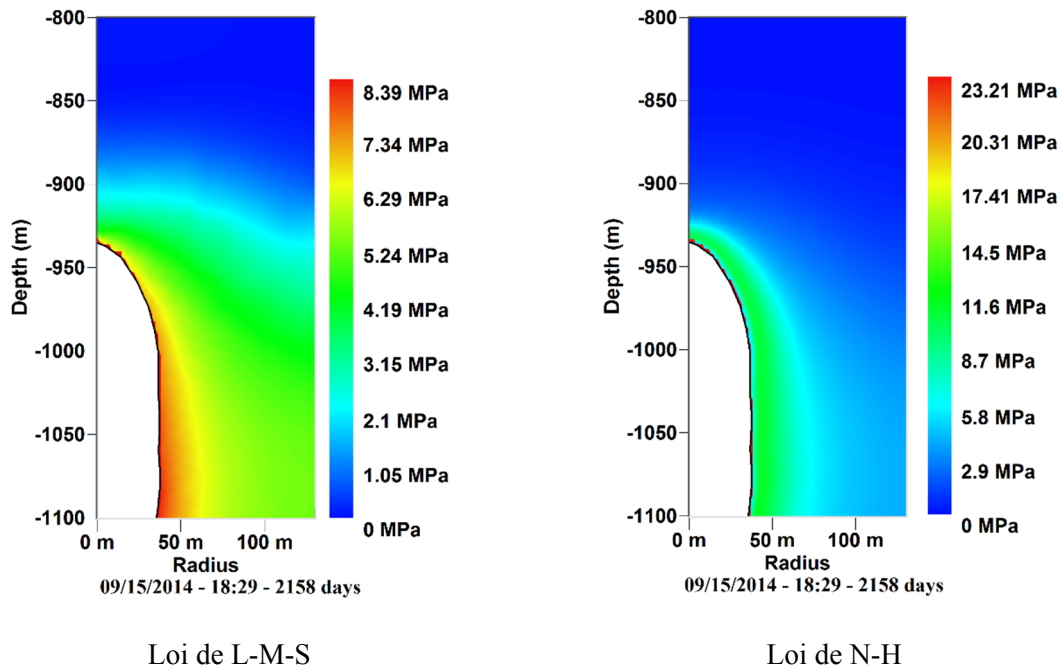


Figure 4.19. Isovaleurs de la contrainte déviatorique à la fin du soutirage – sel d'Étrez.

3.5. Comparaison de quelques critères d'endommagement du sel par dilatance

Dans cette section, on cherche à comparer à la fin d'un soutirage rapide quelques critères d'endommagement du sel par dilatance. Il s'agit des critères de Spiers (Spiers et al., 1988), de Ratigan (van Sambeek et al., 1993), de Hunsche (Critescu et Hunsche, 1992) et de DeVries (DeVries et al., 2003)⁶⁷.

Les trois premiers critères (Spiers, Ratigan et Hunsche) sont affines dans le plan $(I_1, \sqrt{J_2})$ et font intervenir le premier et le second invariant du tenseur de contraintes alors que le dernier (DeVries) n'est pas affine et fait intervenir le troisième invariant du tenseur des contraintes.

Pour ces quatre critères, le calcul a été fait avec la loi de comportement de M-D. On a tracé sur la Figure 4.20 les isovaleurs du facteur de sécurité (FoS) pour ces quatre critères, celui-ci doit être strictement supérieur à 1 pour qu'il n'y ait pas d'apparition de la dilatance. Une zone dilatante d'une dizaine de mètres d'épaisseur apparaît autour de la cavité uniquement quand on considère le critère de DeVries, ce qui confirme qu'il est le plus sévère, étant plus conservatif pendant le dimensionnement.

⁶⁷ Ces critères sont largement commentés en annexe B.

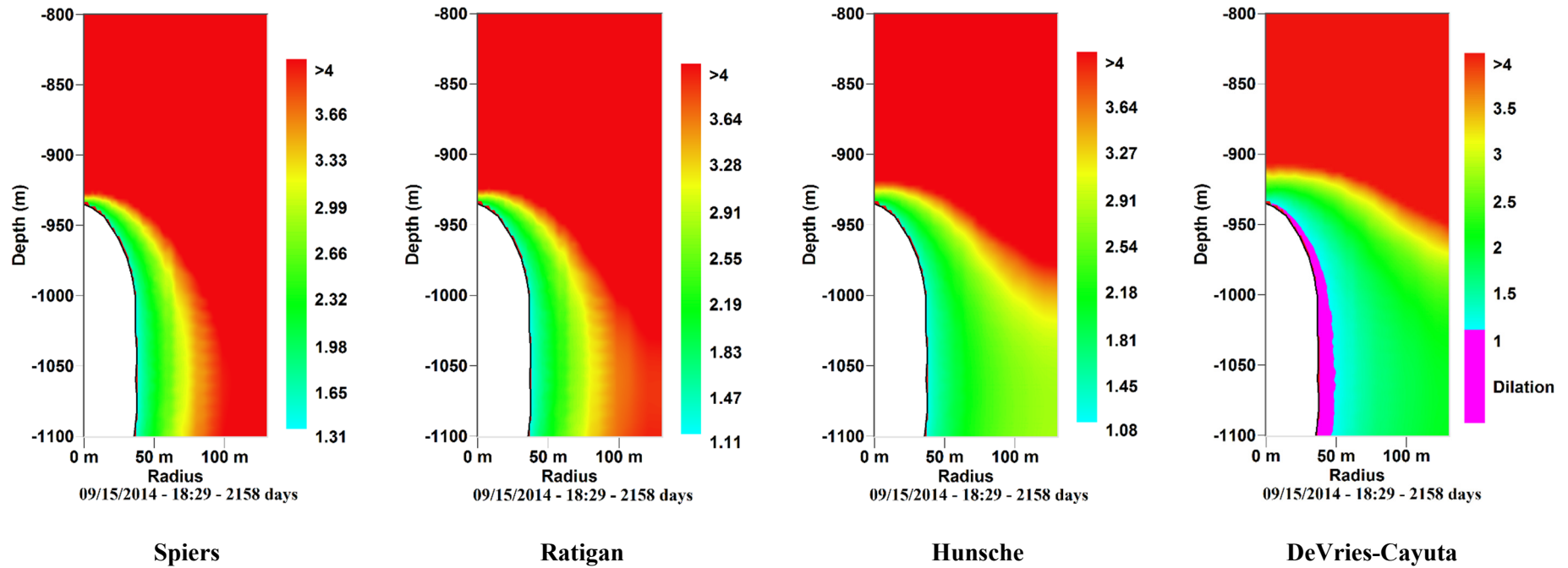
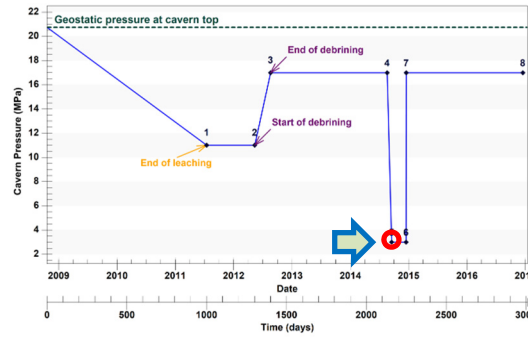


Figure 4.20. Comparaison des isovaleurs de quatre critères de dilatance à la fin du soutirage.

4. Etude expérimentale du refroidissement

A l'échelle microscopique, on a réalisé des essais visant à observer et analyser d'éventuelles fissures créées au cours d'une phase de refroidissement rapide d'une pastille de sel gemme suite à un choc thermique. L'expérience se déroule d'une part au Microscope Electronique à balayage (MEB) pour maîtriser à la fois les conditions de pression, température et d'humidité et d'autre part sous un microscope optique lorsque qu'on souhaite maîtriser uniquement le chargement en température. C'est ainsi qu'on peut observer la différence existant entre les fissurations dans les joints de grains ou à l'intérieur des grains.

A l'échelle macroscopique, l'objectif est de visualiser l'apparition d'éventuelles fractures créées par traction à la suite d'un refroidissement intense. Sur la surface supérieure d'un bloc de sel gemme lentement préchauffé on a fait circuler un courant d'air froid. La surface est filmée pendant toute la durée de l'essai et on effectue une analyse post-essai des microdéformations de surface. On n'a pas pu mettre en évidence de fractures ouvertes engendrées par des contraintes de traction. Il avait été calculé que leur ouverture cumulée serait modeste car le débit d'air froid était vraisemblablement assez faible, engendrant à la surface du bloc une résistance thermique relativement élevée. L'analyse des microdéformations met toutefois en évidence une structuration assez nette des déformations sous forme d'alternance de bandes en contraction et en dilatation. Cet essai a été réalisé pour Storengy, filiale de GDF-Suez.

4.1. Echelle microscopique

4.1.1. Matériels et méthodes

La pastille de sel gemme millimétrique ($3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$) est extraite d'un bloc de sel provenant de la mine de sel de Varangéville, proche de Nancy. Sa face supérieure est ensuite polie afin d'obtenir une surface lisse pour réaliser l'essai. On utilise un MEB pour observer l'apparition et l'évolution d'éventuelles fissures sur la surface d'observation de l'échantillon. On utilise également une platine chauffante par contact à commande numérique pouvant aller jusqu'à la température de 1000°C et dont le module d'alimentation peut être instrumenté à l'intérieur du MEB pour chauffer la pastille, ainsi qu'un système d'acquisition de la température de la pastille avec son module de commande.

La procédure expérimentale consiste à élever la température de l'échantillon et, une fois la consigne de température atteinte, de le refroidir rapidement afin de créer un choc thermique en espérant voir apparaître des fissures. On préchauffe lentement la pastille jusqu'à 550°C avant de la refroidir à la température ambiante. C'est évidemment un chargement un peu extrême car dans les cavités le refroidissement n'est que quelques dizaines de $^\circ\text{C}$.

Le problème mécanique est le suivant : la pastille de sel est simplement posée dans un mini four. Les déplacements sont donc libres et le bloc n'est pas chargé mécaniquement. Le poids propre peut être négligé de sorte que les conditions d'équilibre sont $\text{div}\sigma = 0$ dans le volume et $\sigma \cdot n = 0$ sur le contour. Dans ces conditions, les équations thermoélastiques pour les contraintes s'écrivent :

$$(1 + \nu_s) \Delta \sigma_{ij} + \frac{\partial^2 \sigma_{kk}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{E_s}{3} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{E_s}{3} \frac{1 + \nu_s}{1 - \nu_s} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_k \partial x_k} \delta_{ij} = 0 \quad (4.14)$$

4.1.2. Résultats et commentaires

Sur la Figure 4.21, on présente l'état de la surface du sel autour d'une fissure existante avant et après le refroidissement. On observe clairement l'ouverture et le développement d'une fissure. Les contraintes se développent pendant l'épisode de refroidissement. Des fissures doivent s'ouvrir pendant cet épisode transitoire. Il doit en rester une trace dans le matériau lorsque les fissures sont refermées.

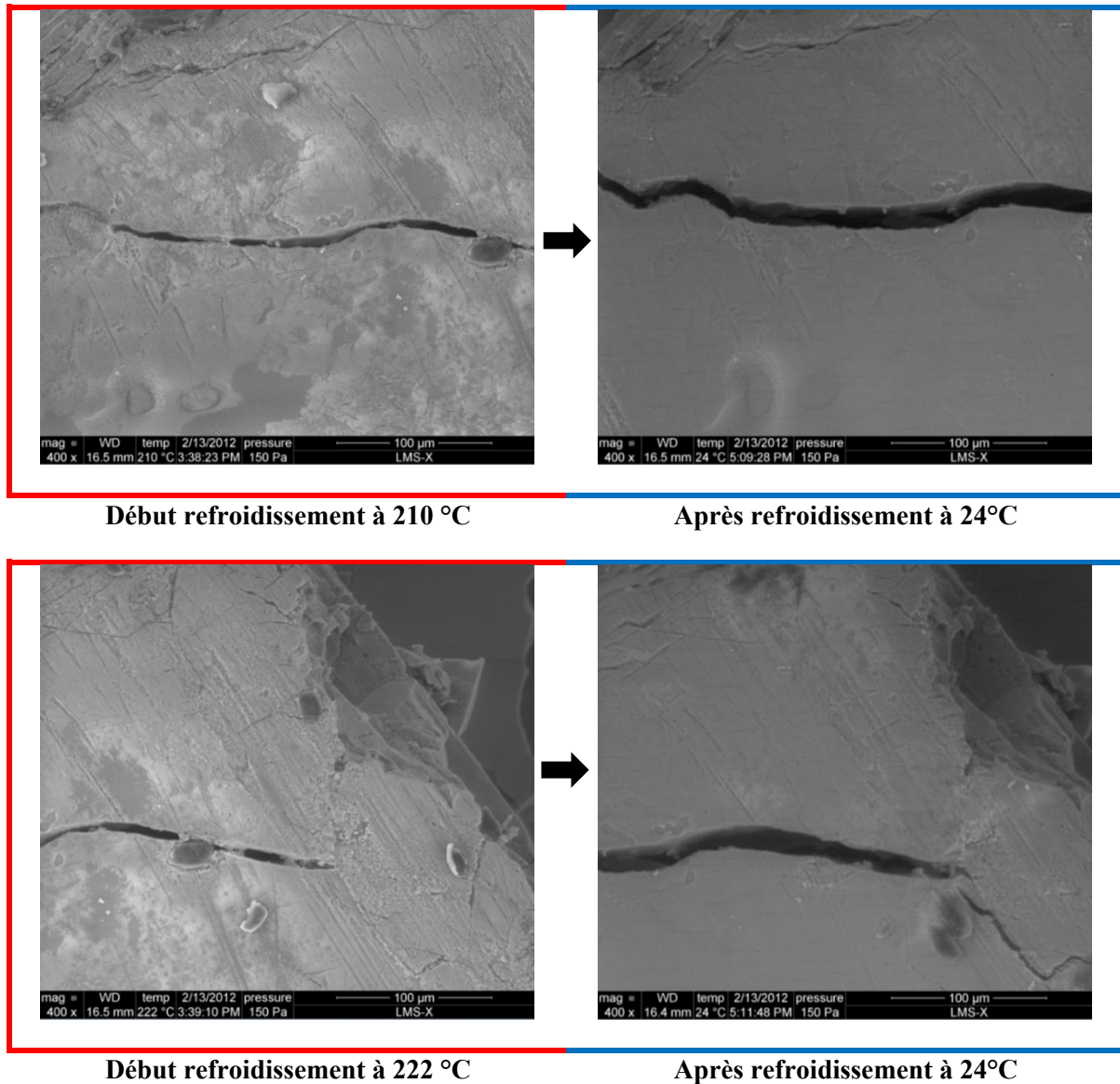


Figure 4.21. Observation de l'apparition et de l'évolution des fissures après refroidissement au MEB.

4.2. Echelle macroscopique

Sur la surface supérieure d'un bloc de sel gemme préalablement chauffé, on a fait circuler un courant d'air froid avec l'objectif de visualiser l'apparition de fractures dues à la contraction du sel. La surface était filmée pendant toute la durée de l'essai et une analyse des microdéformations de surface a été effectuée. Avec $\theta = \theta_0$ sur la face supérieure et $\theta = 0$ sur la face inférieure. Le bloc évolue donc d'une configuration initiale où les contraintes sont nulles vers une configuration finale où la distribution de

température permanente dans le bloc est une fonction linéaire de la coordonnée verticale de sorte que les contraintes sont également nulles.

4.2.1. Dimensionnement de l'essai

On n'a pas recherché une conception optimisée, l'objectif étant d'obtenir au plus vite un résultat d'ordre qualitatif et on s'est donc inspiré de quelques principes heuristiques :

- Dans un problème de ce type, les contraintes transitoires thermiques engendrées sont de l'ordre de grandeur de $E_s \alpha_s \theta$, où E_s est le module de Young du sel, ($E_s = 20\ 000$ MPa est typique), α_s le coefficient de dilatation thermique ($4 \cdot 10^{-5}/^\circ\text{C}$ typiquement) du sel et θ est l'écart de température entre la température initiale du bloc de sel et la température du sel à la paroi refroidie par l'air. Comme le produit $E_s \alpha_s$ est de l'ordre de $0,8$ MPa/ $^\circ\text{C}$, il est certain que la résistance à la traction du sel, qui est de l'ordre de 1 à 2 MPa, est excédée quand l'écart de température est de quelques degrés Celsius au moins.
- L'ouverture de fractures perpendiculaires à la surface refroidie est donc certaine. Mais si la largeur de la zone refroidie est l , l'ouverture maximale cumulée des fractures qui s'ouvriront est $\alpha_s \theta l$. [Autrement dit, plus l'essai intéresse une large zone, plus l'ouverture cumulée des fractures est grande et plus on a de chance de les voir, au moins après un refroidissement assez long. Si des fractures visibles apparaissent aux parois d'un puits de mine (section 2.2.2), malgré des écarts de température été-hiver modérés ($\theta = 20^\circ\text{C}$ typiquement), c'est notamment parce qu'il n'y a pratiquement pas de limite sur l , la hauteur du puits étant de plusieurs centaines de mètres]. On verra que, pour des raisons de disponibilité de bloc, la largeur de la zone refroidie ne pouvait guère excéder $l = 10$ cm : pour que des fractures soient observables, il faut que leurs ouvertures soient suffisantes et pour cela, il faut imposer un écart de température θ le plus grand possible. Pour rester dans des valeurs de température réalistes pour les applications aux cavités souterraines, on s'est placé dans des conditions typiques de température de 90°C pour le bloc de sel et 0°C environ pour l'air, donc $\theta = 90^\circ\text{C}$. On note qu'avec ces valeurs on a $\alpha_s \theta l = 0,36$ mm : on savait *a priori* que l'obtention de fractures suffisamment ouvertes pour être visibles ne serait pas facile.
- Du point de vue des contraintes thermiques, et donc de l'ouverture de fracture, ce n'est pas la température de l'air au voisinage de la paroi qui compte, mais la température du sel à la paroi. Or il n'y a pas de continuité des températures à la paroi : en effet une fine couche limite d'air (dite « thermique ») au contact de la paroi est le siège d'un gradient important de température, de sorte que la température du sel peut être distincte de la température de la masse d'air hors de la couche limite. On rend compte, de manière approximative, de l'existence de la couche limite par une condition de radiation :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_s = h_r (T_s - T_f) \quad (4.15)$$

Où h_r est la condition de radiation $h_r = -\tilde{H}/K_s$, \tilde{H} est le paramètre de conductance thermique⁶⁸ de la couche limite thermique, T_s est la température du sel, T_f est la température de l'air hors couche limite. Grossièrement. Dans un problème particulier, on peut définir un nombre adimensionnel, le nombre de Biot $m = \tilde{H}L/K_s$, en utilisant une longueur caractéristique du problème soit L . L'influence du nombre

⁶⁸ La conductance thermique est le rapport entre conductivité thermique du gaz et l'épaisseur de la couche limite.

de Biot m , et donc de la conductance thermique à la paroi \tilde{H} , sur l'évolution de la distribution des températures et par conséquent sur l'intensité des contraintes thermiques est manifeste (Boley et Weiner, 1997).

Pour que le refroidissement par l'air froid soit « efficace », il faut donc avoir le nombre de Biot le plus grand possible, c'est-à-dire la conductance la plus grande possible. Ceci peut être obtenu en faisant circuler l'air avec une vitesse tangente à la paroi la plus grande possible. L'écoulement engendre à la paroi une couche limite « visqueuse » qui impose son épaisseur – d'autant plus faible que l'écoulement est rapide - à la couche limite thermique de sorte que la conductance grandit avec la vitesse de l'air. (Le refroidissement dans les puits de mine est efficace, du point de vue de la formation de fractures thermiques, parce qu'on fait circuler dans ceux-ci de l'air de ventilation avec des débits grands). On a utilisé un canon à air qui produit de l'air froid⁶⁹ et on a dirigé le jet parallèlement à la surface à refroidir. On n'a pas essayé de calculer le nombre de Biot pour l'essai envisagé.

On a vu que l'ouverture cumulée des fractures sur une distance l est de l'ordre de $\alpha_s \theta l$. Toutefois, au début du processus de refroidissement, un grand nombre de fractures peu profondes se développent et leurs ouvertures individuelles initiales sont donc très faibles. Quand le front froid pénètre dans le massif, une sélection s'opère et un nombre décroissant de fractures pénètrent en profondeur. Il y a donc une relation entre profondeur des fractures et espacement entre deux fractures⁷⁰. Autrement dit, pour espérer pouvoir voir des fractures ouvertes, il faut que leur nombre (par unité de longueur) soit réduit et donc que leur profondeur soit assez grande. La profondeur des fractures est approximativement donnée par la profondeur de la zone en traction, et donc aussi par la profondeur de la zone qui est sensiblement refroidie. Considérons le problème d'une plaque soumise sur une face à un écart de température θ_a après l'instant initial. Dans la direction z perpendiculaire à la face, la distribution de température prend la forme :

$$\theta(z,t) = \theta_a \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{\sqrt{4k_s t}} \right) \quad (4.16)$$

Où k_s est la diffusivité thermique du sel, qui vaut environ $k_s = 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Cette relation fixe des ordres de grandeur. Si on souhaite que la température soit modifiée significativement à une profondeur de $z = 1 \text{ cm}$, il faut attendre un temps supérieur à $t = z^2/k_s$ soit 30 secondes, mais deux minutes si l'on souhaite solliciter une profondeur de $z = 2 \text{ cm}$ etc. Il faut donc que l'essai de refroidissement dure plusieurs minutes.

On sait que si on applique deux températures distinctes maintenues constantes sur deux faces parallèles d'une plaque, on finit par obtenir une distribution de température avec un gradient uniforme dans la direction perpendiculaire aux faces. Si la plaque est complètement libre de se déformer⁷¹, le gradient uniforme n'engendre aucune contrainte thermique. Les déformations thermiques $\varepsilon = \alpha_s \theta$ sont alors des fonctions linéaires des coordonnées : ce sont donc des déformations compatibles et il n'y a pas de contrainte thermique, voir équation (4.14). On voulait éviter que lors de l'essai on ne tende trop vite vers un tel état sans contrainte. On n'a pas fait de calcul complet, mais en choisissant de ne refroidir qu'une partie de la surface du bloc de sel, on a évité de se retrouver dans une telle situation. Un autre

⁶⁹ Avec un débit malheureusement d'autant plus faible que l'air produit est plus froid.

⁷⁰ Un exemple typique est décrit par Bahr et al. (2010).

⁷¹ Les conditions fixées sur le pourtour sont donc des conditions de contraintes.

avantage attendu d'un refroidissement partiel était de pouvoir comparer l'état de surface des parties refroidies et non refroidies.

4.2.2. Matériels et Méthodes

Le dispositif expérimental est constitué d'un bloc de sel gemme de dimension $250 \times 250 \times 75 \text{ mm}^3$ préalablement usiné, découpé et poli sur la surface d'observation. Le bloc provient de la mine de sel allemande de Bokeloh, à grains millimétriques, contenant peu d'insolubles. On a foré à partir de la face inférieure trois trous permettant la mise en place de thermocouples respectivement à 20 mm, 35 mm et 45 mm de profondeur sous la surface refroidie. De plus, la température de l'air à la surface est mesurée à l'aide d'un thermocouple mobile. Le choc thermique va être réalisé sur la face supérieure. Sur la face inférieure, des rainures ont été réalisées pour insertion des thermocouples afin de mesurer la pénétration du froid dans le bloc. Le bloc de sel est isolé de l'air ambiant pendant le préchauffage par un ensemble de cales en polystyrène qui entourent le bloc (Figure 4.23). Un pistolet permet de créer de l'air froid à partir d'air comprimé (« tube à vortex »). La température de l'air envoyé par le pistolet, donc mesurée en sortie de ce dernier, peut aller jusqu'à -30°C mais le débit d'air est plus faible quand l'air est plus refroidi. Mais il convient de noter que le flux d'air se réchauffe assez rapidement en sortie et à quelques centimètres seulement (10 à 20 cm) de la sortie d'air, il atteint déjà quasiment la température de la pièce. L'air sort par deux buses (bleues, voir Figure 4.22 et Figure 4.23). La Figure 4.23 présente la vue complète de la surface libre du bloc de sel sans les cales de polystyrène avec au premier plan le canon à air froid.

Le bloc de sel est préalablement chauffé lentement (pour éviter la formation de fractures avant l'essai proprement dit) et par réglage de la plaque chauffante on stabilise la température dans le bloc à 90°C environ (85°C en surface). Le bloc est couvert par des plaques isolantes en polystyrène. A 14h30 on règle la température du pistolet à air froid à -7°C à la sortie du pistolet (les fluctuations sont de 1°C) et à 14h 44, soit 14 minutes après, on enlève la plaque isolante qui recouvre le tiers central du bloc de sel (début effectif de l'essai). L'air froid circule entre le bloc de sel et une plaque de verre disposée 3 cm environ au-dessus de la plaque et qui recouvre la totalité de la surface exposée à l'air froid. En sortie du volume délimité par la plaque de verre et le bloc de sel la température de l'air est de 23 à 27°C (La condition à la limite en température est donc loin d'être homogène le long de la surface refroidie). A 14h50 soit 6 minutes après le début effectif de l'essai, on n'observe pas d'évolution perceptible sur la surface visible du bloc. Plusieurs modifications sont alors effectuées dans l'espoir d'accroître l'intensité des phénomènes. Après 10 minutes (14h54), on augmente la température de la plaque chauffante d'une vingtaine de $^\circ\text{C}$ (de 90°C à environ 110°C). Après 20 minutes (15h04), on enlève la plaque de verre pour regarder la surface de plus près. Après 22 minutes (15h06), on rapproche les têtes des deux buses pour concentrer le jet d'air froid. Les chutes de température sur les trois capteurs après 24 minutes (15h08) sont de : T_1 à 20 mm de la surface libre : 13°C (de 93°C à 80°C) ; T_2 à 35 mm de la surface libre : 7°C (de 92°C à 85°C) ; T_3 à 45 mm de la surface libre : 11°C (de 91°C à 80°C). On rappelle que ces trois thermocouples ne sont pas sur la même verticale. On enlève les deux dernières plaques d'isolant de la surface supérieure qui est alors complètement dégagée 37 min après le début effectif de l'essai. Dix minutes plus tard on arrête la plaque chauffante. On observe qu'à la périphérie de quelques grains, à la surface du bloc, des couronnes de sel très fin d'une hauteur de quelques dixièmes de mm se sont formées – on les attribue à l'évaporation de la saumure qui était contenue initialement autour du grain.

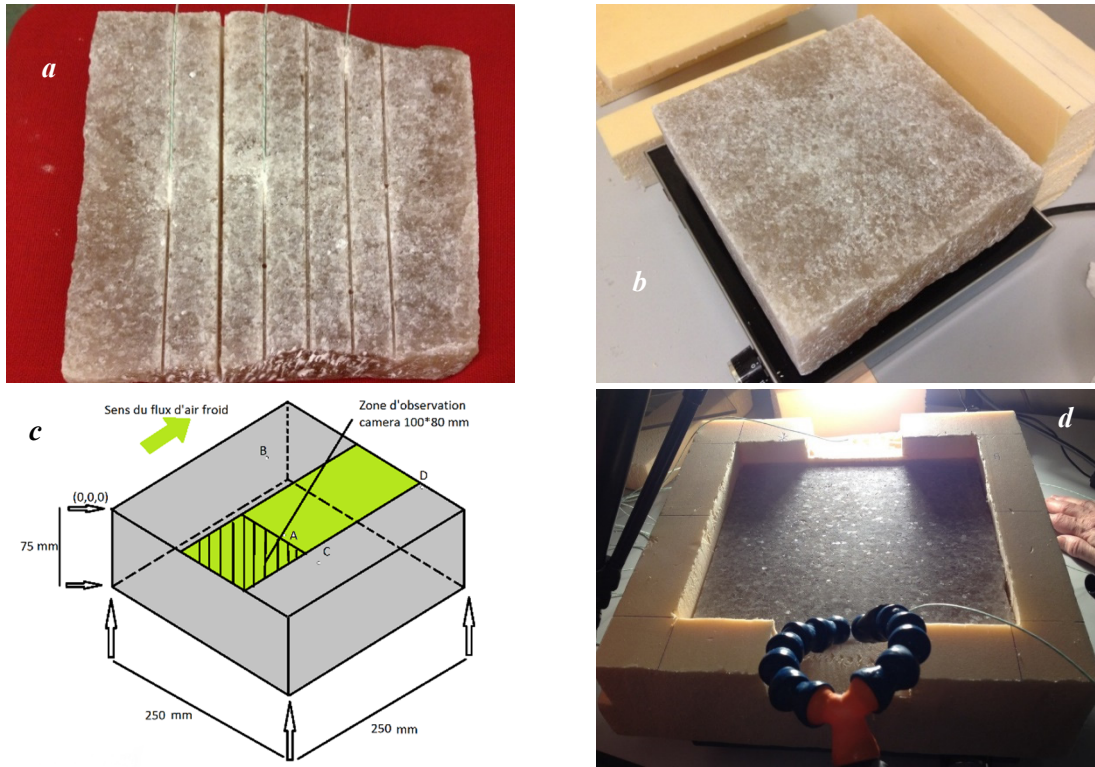


Figure 4.22. Vues du bloc de sel a) rainures sur la face cachée du bloc pour installation des thermocouples b) pesée du bloc de sel c) Instrumentation du bloc de sel pour l'essai. (Schéma de Gharbi, LMS) d) Vue de la surface supérieure du bloc de sel gemme.



Figure 4.23. Dispositif expérimental sans l'ordinateur d'acquisition des données.

4.2.4 Mesure des températures

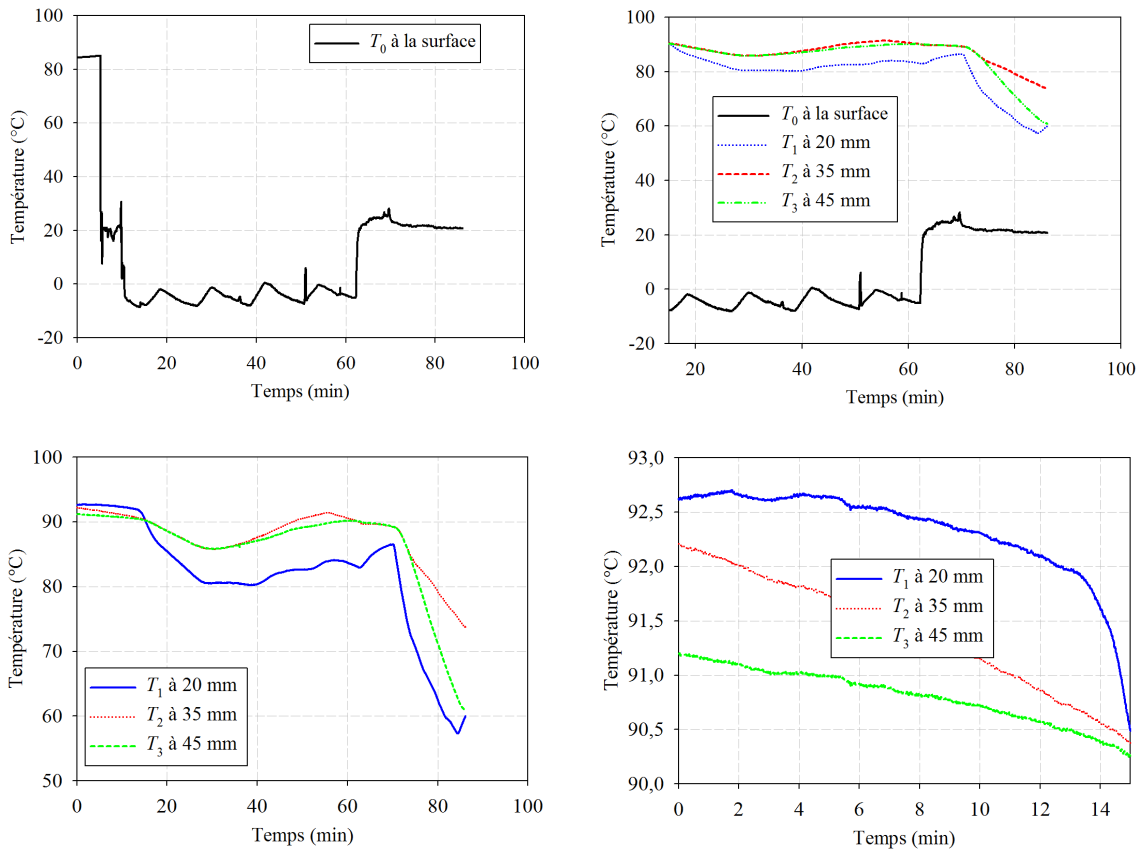


Figure 4.24. Evolution de la température dans le bloc de sel à 0 (en surface), à 20, 35 et 45 mm de profondeur pendant le premier essai.

L'évolution des températures pendant les 14 premières minutes d'enregistrement avant la mise à la température ambiante de la surface d'observation est tracée sur la Figure 4.24. Il existe une légère augmentation du gradient vertical initial de température. Il faut rappeler par ailleurs que les trois thermocouples ne sont pas sur la même verticale. On constate aussi que la température la plus chaude est la plus proche de la surface libre ou d'observation ; l'échantillon étant chauffé par le bas ; l'écart étant de 1 à 1,5 °C. La température n'est donc pas parfaitement uniforme dans le bloc, ce qui signifie vraisemblablement que l'isolation est imparfaite. Néanmoins l'hétérogénéité de température est faible. On observe aussi que les températures diminuent légèrement pendant cette phase ; on n'a pas d'explication de cette diminution puisqu'aucune modification n'est apportée au dispositif pendant ces 14 premières minutes. Au début de l'essai, l'évolution de la température à la surface libre de l'échantillon est instable car le capteur est juste posé sur la surface. Ensuite, on constate une inflexion assez nette de la température parce que le thermocouple est déplacé car on souhaite plutôt mesurer la température de l'air et non de la surface de l'échantillon. De 1 à 2 : on règle le thermocouple en sortie de buse. A partir de 3 : à partir de la 14^{ième} minute, le thermocouple est placé devant la buse d'air. A partir de 4 : on projette de l'azote gazeux sur la surface de l'échantillon. Ces valeurs montrent vraisemblablement que le débit d'air froid n'est pas très violent. L'essai était filmé avec une acquisition d'images toutes les trois secondes. On espérait qu'un défilement rapide permettrait de visualiser des évolutions ; mais à l'œil nu, on n'a pu être observé à l'échelle macroscopique, on a eu recours à la corrélation d'image pour mieux analyser ce qui s'est passé.

4.2.5 Post-traitement des images

Le post-traitement des images a été réalisé à l'aide d'un logiciel de traitement d'images (*CorrelManuV*) développé au LMS. Le principe du logiciel est d'effectuer un appariement entre les points matériels homologues des diverses configurations (de référence, et déformée) pour un grand nombre de points choisis de l'image de référence. Les méthodes de calcul utilisées par le logiciel pour le calcul des déformations locales, moyennes, de Green Lagrange et linéarisées sont expliquées par Allais et al. (1994). Les deux images utilisées pour faire la corrélation correspondent à deux états de la surface du bloc de sel enregistrés pendant le choc thermique entre le début de l'essai et 10 min plus tard. Chacune des deux images avait comme dimensions 3296×2472 pixels soit 98×74 mm (un pixel vaut 0,03 mm). La Figure 4.25 donne, pour la même zone et le même intervalle de temps de 10 minutes les déformations moyennes ε_{11} ⁷², ε_{22} , ε_{12} et la déformation équivalente de von Mises. Cette dernière met en évidence une localisation des déformations que l'on peut attribuer au fait que certains grains étaient initialement dessertis (ou ont été dessertis pendant la transformation). Les deux dessins représentant les déformations principales font apparaître une structuration assez marquée avec des bandes verticales pour ε_{11} (c'est-à-dire dans le sens de l'écoulement d'air) et horizontales (dans le sens perpendiculaire) pour ε_{22} d'espacement assez régulier séparant des zones en contraction (bleu clair) et des zones en dilatation (vert clair). Il est difficile à ce stade d'être certain que cette structuration est l'indice du début de formation de micro-fractures parallèles.

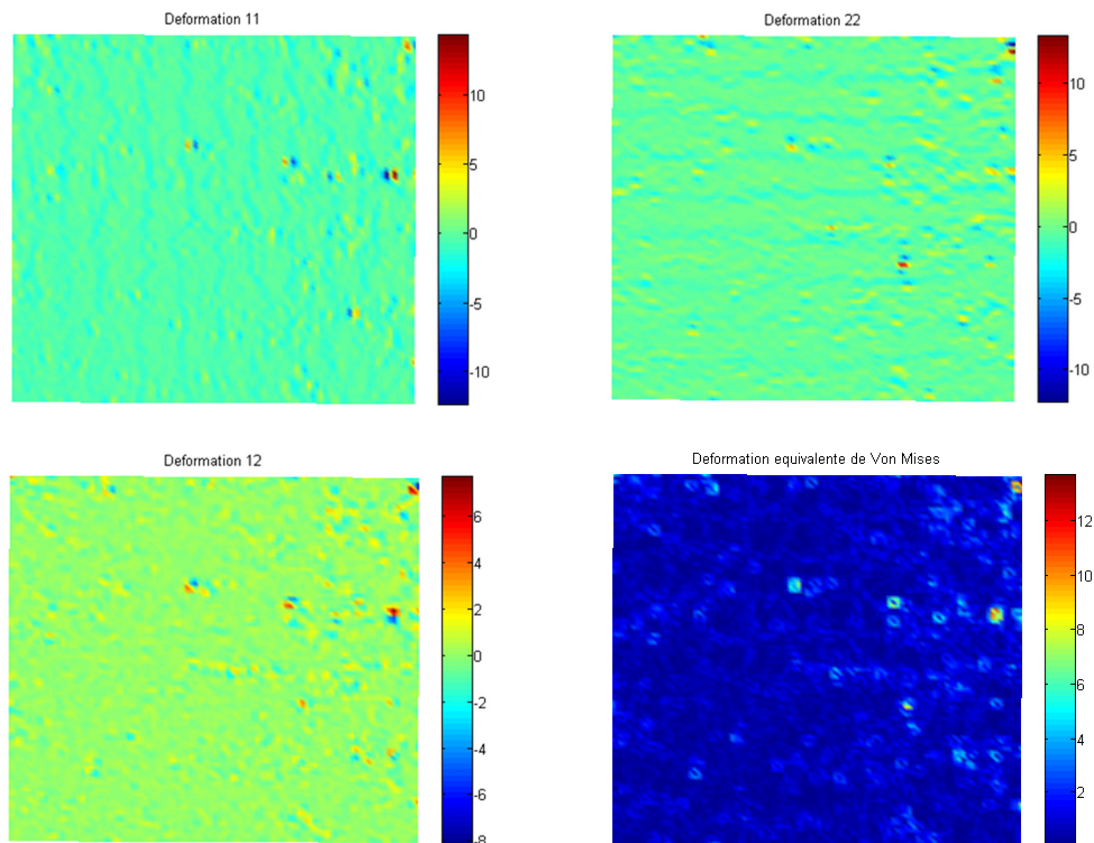


Figure 4.25. Déformations ε_{11} (dans la direction horizontale), ε_{22} , ε_{12} et déformation équivalente de Von Mises ε_{eq} .

⁷² C'est-à-dire dans la direction horizontale, la direction d'écoulement de l'air.

Conclusions

L'exploitation « agressive » des cavernes de stockage de gaz implique des chutes de pression rapides accompagnées d'un refroidissement et de contraintes tangentielles de traction qui peuvent engendrer des fractures. Néanmoins, leur orientation ne favorise pas un développement d'un écaillage généralisé des parois. Des vérifications expérimentales ont été initiées. En fait, la détente rapide engendre un refroidissement important, jusqu'à quelques dizaines de °C quand le soutirage est presque complet, mais celui-ci n'est pas purement adiabatique, le flux de chaleur provenant du massif rocheux modérant sensiblement le refroidissement du gaz.

Le refroidissement engendre à la paroi des cavernes des contraintes additionnelles de traction tangentielle, jusqu'à 1 MPa/°C de refroidissement. Ces contraintes s'ajoutent aux contraintes compressives créées par les effets mécaniques de la détente. Les contraintes nettes, somme de ces deux effets, sont rarement des tractions mais fréquemment des tractions effectives⁷³. L'étude numérique a permis de délimiter la zone autour de la cavité susceptible d'être fragilisée suite à une détente rapide. Des fractures peuvent alors s'ouvrir. Elles sont vraisemblablement peu profondes, car la détente du gaz ne modifie la température du sel que sur une profondeur réduite à la paroi. De plus, les fractures sont perpendiculaires à la paroi ; au contraire des contraintes engendrées par un réchauffement, elles ne tendent pas à découper à la paroi des écaillages susceptibles de se détacher. Les blocs délimités par les fractures restent liés au massif, et, au contraire du cas d'un échauffement du gaz, un écaillage généralisé est peu probable.

Sur le plan expérimental, on a abordé deux volets. A l'échelle micro, sur une pastille de sel millimétrique, on a pu observer l'apparition et le développement de quelques fissures. On a aussi montré l'importance d'un choc thermique dans la recherche de l'apparition et d'éventuelles fissures car avec un refroidissement lent, il était quasiment impossible d'observer des fissures. Avec ces résultats, on a justifié la nécessité d'une autre phase avec des températures moins élevées et un refroidissement encore plus rapide. A l'échelle macro, sur un bloc décimétrique l'essai de refroidissement n'a pas été un succès au sens où l'on n'a pas pu observer à l'œil nu⁷⁴ l'apparition des fissures et encore moins les voir se développer. L'ouverture cumulée des fractures avait été prévue comme faible (0,3 mm). L'analyse des microdéformations observées pendant les dix premières minutes suggère que la déformation pourrait s'organiser, à l'échelle de quelques dizaines de microns, en bandes parallèles orientées dans la direction de l'écoulement d'air et dans la direction perpendiculaire qui marquent une succession de contraction-dilatation. D'autre part, la conductance à l'interface sel-air n'est pas très grande. Une troisième phase expérimentale où on étudie le refroidissement intense sur 10 m² au mur d'une mine de sel a finalement vu le jour avec le projet STARFISH financé par le SMRI et réalisé par Storengy, filiale de GDF Suez en consortium avec l'INERIS, le Centre de Géoscience de l'Ecole des Mines de Paris, de la CSME et l'université d'Hannovre en Allemagne.

⁷³ La contrainte effective à la paroi est égale à la plus petite contrainte compressive plus la pression du gaz.

⁷⁴ Observation directe ou sur images enregistrées.

Annexe D. Développement de quelques solutions analytiques

Le comportement mécanique du sel est fortement non linéaire. La simulation du comportement des cavités salines, en fonction du temps et de l'historique de pression de la cavité, demande des calculs numériques très lourds impliquant des méthodes numériques complexes. Les solutions analytiques développées dans cette annexe ne sont utilisables que pour des formes de cavités idéales (sphères et cylindre) et un historique de pression de la cavité simplifié. Cependant, même extrêmement simplifiées, les solutions analytiques permettent de mieux comprendre et de vérifier certains aspects complexes du comportement des cavités salines réelles en comparant avec les solutions numériques et les mesures *in situ*.

1. Cavité cylindrique

1.1. Définition du problème mécanique et hypothèses générales de calcul

Supposons une cavité saline de forme cylindrique et de très grande hauteur⁷⁵. Le système étudié est constitué de cette cavité créée dans un massif salin environnant supposé infini. La pression P_c des fluides dans la cavité est constante au cours du temps. La pression géostatique à grande distance de la caverne est P_∞ et le déplacement radial u sont comptés depuis un état initial à définir. Dans un premier temps, une solution stationnaire pour laquelle les contraintes restent constantes au cours du temps est recherchée. Les conditions à la limite peuvent donc s'écrire comme suit :

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(a, t) = -P_c \\ \sigma_{rr}(\infty, t) = -P_\infty \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

Le tenseur de contraintes est :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr}(r) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta}(r) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz}(r) \end{pmatrix} \quad (\text{D.2})$$

$$\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_\infty = \begin{pmatrix} \sigma_{rr}(r) + P_\infty & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta}(r) + P_\infty & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz}(r) + P_\infty \end{pmatrix} \quad (\text{D.3})$$

L'équation d'équilibre, en raison de la symétrie cylindrique, s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{rr}(r)}{dr} + \frac{\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\theta\theta}(r)}{r} = 0 \quad (\text{D.4})$$

En déformation plane, $\varepsilon_{zz} = 0$. Le tenseur de déformation s'écrit alors :

⁷⁵ Plus de 300 mètres.

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{u}{r} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.5})$$

1.2. Lois de comportement

Les lois de comportement permettent de caractériser et de modéliser la manière dont répondent les matériaux aux différentes sollicitations mécaniques et thermiques. Les lois de comportement viscoplastiques du sel sont détaillées dans l'annexe A.

1.2.1. Comportement élastique

En l'absence de chargement mécanique, les contraintes thermiques sont solutions du système suivant pour un matériau élastique, linéaire, homogène isotrope et en petites transformations. La relation entre le tenseur des déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$ et le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ est donnée par la formule de Hooke modifiée :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} = 0 \\ \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{n}} = 0 \\ \underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \frac{1+\nu_s}{E_s} (\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_\infty) - \frac{\nu_s}{E_s} tr(\underline{\underline{\sigma}} - \underline{\underline{\sigma}}_\infty) \underline{\underline{I}} \\ \underline{\underline{\varepsilon}}^{el} = \frac{1}{2} (\underline{\underline{gradu}} + {}^t \underline{\underline{gradu}}) \end{cases} \quad (\text{D.6})$$

Les variations de température du sel θ génèrent des contraintes thermoélastiques additionnelles à l'état de contraintes initial autour de la cavité. Les contraintes thermoélastiques pour les formes simples (sphère et cylindre) sont données par Brouard et al. (2011).

1.2.2. Comportement élasto-viscoplastique

Dans la recherche de solutions analytiques, la loi de fluage choisie pour décrire le comportement mécanique du sel gemme est la loi de Norton-Hoff, du fait de sa simplicité et son petit nombre de paramètres. Il n'est pas possible d'écrire une relation biunivoque entre déformations et contraintes, on fait l'hypothèse en viscoplasticité de la partition de la vitesse de déformation en une partie élastique et une partie viscoplastique irréversible. Le tenseur de la vitesse des déformations totale a deux composantes, une composante élastique et une composante viscoplastique :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} = \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{el} + \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp} \quad (\text{D.7})$$

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{el} = \frac{1+\nu_s}{E_s} \underline{\underline{\dot{\sigma}}} - \frac{\nu_s}{E_s} tr(\underline{\underline{\dot{\sigma}}}) \underline{\underline{I}} \quad (\text{D.8})$$

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{vp} = \frac{3}{2} A \left(\sqrt{3J_2} \right)^{n-1} \underline{\underline{s}} \quad (\text{D.9})$$

Avec

$$\underline{\underline{s}} = \underline{\underline{\sigma}} - \frac{I_1}{3} \underline{\underline{I}} \quad (\text{D.10})$$

Dans ce cas, la loi de comportement élasto-viscoplastique s'écrit :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} = \frac{1+\nu_s}{E_s} \underline{\underline{\dot{\sigma}}} - \frac{\nu_s}{E_s} \text{tr}(\underline{\underline{\dot{\sigma}}}) \underline{\underline{I}} + \frac{3}{2} A (\sqrt{3J_2})^{n-1} \underline{\underline{s}} \quad (\text{D.11})$$

Et compte tenu de la symétrie cylindrique, le tenseur des vitesses des déformations élastiques est donné par :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}^{el}} = \begin{pmatrix} \frac{\dot{\sigma}_{rr}}{E_s} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{\theta\theta} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{zz} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{rr} + \frac{\dot{\sigma}_{\theta\theta}}{E_s} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{zz} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{rr} - \frac{\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_{\theta\theta} + \frac{\dot{\sigma}_{zz}}{E_s} \end{pmatrix} \quad (\text{D.12})$$

Le tenseur des vitesses des déformations viscoplastiques est donné par :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}^{vp}} = \begin{pmatrix} \frac{A}{2} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (2\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz}) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{A}{2} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (-\sigma_{rr} + 2\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz}) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{A}{2} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (-\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} + 2\sigma_{zz}) \end{pmatrix} \quad (\text{D.13})$$

1.3. Solutions analytiques

1.3.1. Solution du problème élastique

Le système à résoudre est :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{r} = \frac{\sigma_{rr}(r)}{E_s} - \frac{\nu_s}{E_s} \sigma_{\theta\theta}(r) - \frac{\nu_s}{E_s} \sigma_{zz}(r) + \frac{(1-2\nu_s)}{E_s} P_\infty \\ \frac{u}{r} = -\frac{\nu_s}{E_s} \sigma_{rr}(r) + \frac{\sigma_{\theta\theta}(r)}{E_s} - \frac{\nu_s}{E_s} \sigma_{zz}(r) + \frac{(1-2\nu_s)}{E_s} P_\infty \\ 0 = -\frac{\nu_s}{E_s} \sigma_{rr}(r) - \frac{\nu_s}{E_s} \sigma_{\theta\theta}(r) + \frac{\sigma_{zz}(r)}{E} + \frac{(1-2\nu)}{E} P_\infty \\ \frac{d\sigma_{rr}(r)}{dr} + \frac{\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\theta\theta}(r)}{r} = 0 \\ \sigma_{rr}(a) = -P_c \\ \sigma_{rr}(\infty) = -P_\infty \end{cases} \quad (\text{D.14})$$

En éliminant σ_{zz} grâce à la 3^{ème} équation du système (D.14) et en combinant les deux premières équations du système, il vient que :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{r} - \frac{u}{r} = \frac{1+\nu_s}{E_s} [\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\theta\theta}(r)] \\ \frac{\partial u}{r} + \frac{u}{r} = \frac{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)}{E_s} [\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\theta\theta}(r) + 2P_\infty] \end{cases} \quad (\text{D.15})$$

Puis,

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u}{r} - \frac{u}{r} \right) = \frac{1+\nu_s}{E_s} \left(\frac{1}{r} \right) (-r\dot{\sigma}_{rr}) \\ r \left(\frac{\partial u}{r} + \frac{u}{r} \right) = \frac{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)}{E_s} (r) [-r\dot{\sigma}_{rr} + 2P_\infty] \end{cases} \quad (\text{D.16})$$

$$\begin{cases} \frac{u}{r} = -\frac{1+\nu_s}{E_s} \sigma_{rr}(r) + C \\ \frac{u}{r} = \frac{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)}{E_s} [\sigma_{rr}(r) + P_\infty] + \frac{D}{r^2} \end{cases} \quad (\text{D.17})$$

Et on voit que, la solution de cette équation est de la forme $\sigma_{rr}(r) = A + B/r^2$. En utilisant les conditions à la limite, on détermine la valeur des coefficients A et B , et finalement :

$$\sigma_{rr}(r) = -P_\infty + \frac{a^2}{r^2} (P_\infty - P_c) \quad (\text{D.18})$$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = -P_\infty - \frac{a^2}{r^2} (P_\infty - P_c) \quad (\text{D.19})$$

$$\sigma_{zz}(r) = -P_\infty \quad (\text{D.20})$$

1.3.2. Solution du problème viscoplastique stationnaire

On discute d'un état stationnaire dans lequel le tenseur des contraintes est constant de sorte que la vitesse de déformation élastique soit nulle.

La loi de comportement indique alors : $tr(\dot{\varepsilon}^{vp}) = 0$. Ce qui conduit au système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \dot{u}}{\partial r} = \frac{A}{2} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (2\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz}) \\ \frac{\dot{u}}{r} = \frac{A}{2} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (-\sigma_{rr} + 2\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz}) \\ 0 = \frac{A}{2} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (-\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} + 2\sigma_{zz}) \\ \frac{d\sigma_{rr}}{dr} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0 \\ \sigma_{rr}(a) = -P_c \\ \sigma_{rr}(\infty) = -P_\infty \end{cases} \quad (\text{D.21})$$

La 3^{ème} équation du système donne :

$$\sigma_{zz} = \frac{\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta}}{2} \quad (\text{D.22})$$

Si on injecte cette expression dans les deux premières équations, on a :

$$\begin{cases} \frac{\partial \dot{u}}{\partial r} = \frac{3A}{4} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \\ \frac{\dot{u}}{r} = -\frac{3A}{4} (\sqrt{3J_2})^{n-1} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \end{cases} \quad (\text{D.23})$$

Par définition, $3J_2 = 1/2 [(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2 + (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{rr})^2]$; on a la relation $\sigma_{zz} = (\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta})/2$ d'où :

$$\sqrt{3J_2} = \sqrt{\frac{3}{4} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2} \quad (\text{D.24})$$

Supposons que $\sigma_{rr} > \sigma_{\theta\theta}$, alors dans ce cas,

$$\sqrt{3J_2} = \frac{\sqrt{3}}{2} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \quad (\text{D.25})$$

Le système d'équation précédent devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \dot{u}}{\partial r} = \frac{3A}{4} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \right)^{n-1} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \\ \frac{\dot{u}}{r} = -\frac{3A}{4} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \right)^{n-1} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \end{cases} \quad (\text{D.26})$$

Rappelons que la loi de comportement indique que $tr(\dot{\epsilon}) = 0$ donc que $\partial \dot{u} / \partial r + \dot{u} / r = 0$. Ainsi, en posant, $\dot{u}(a) = \dot{a}$, on a :

$$\dot{u} = \frac{\dot{a}a}{r} \quad (\text{D.27})$$

En remplaçant la nouvelle expression de \dot{u} dans la deuxième équation du système (D.26), on obtient :

$$\frac{\dot{a}a}{r} = -\frac{3A}{4} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \right)^{n-1} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \quad (\text{D.28})$$

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(-\frac{2\sqrt{3}}{3A} \frac{\dot{a}a}{r} \right)^{1/n} \quad (\text{D.29})$$

de plus,

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} = -r \frac{d\sigma_{rr}}{dr} \quad (\text{D.30})$$

$$\frac{d\sigma_{rr}}{dr} = -\frac{2}{r\sqrt{3}} \left(-\frac{2\sqrt{3}}{3A} \frac{\dot{a}a}{r} \right)^{1/n} \quad (\text{D.31})$$

En intégrant entre a et r

$$\sigma_{rr}(r) - \sigma_{rr}(a) = \left(\frac{n}{\sqrt{3}} \right) \left(-\frac{2\sqrt{3}}{3A} \frac{\dot{a}a}{r^2} \right)^{1/n} - \left(\frac{n}{\sqrt{3}} \right) \left(-\frac{2\sqrt{3}}{3A} \frac{\dot{a}}{a} \right)^{1/n} \quad (\text{D.32})$$

Or

$$\begin{cases} \sigma_{rr}(a) - \sigma_{rr}(\infty) = -P_c + P_\infty \\ \sigma_{rr}(a) - \sigma_{rr}(\infty) = \left(\frac{n}{\sqrt{3}} \right) \left(-\frac{2\sqrt{3}}{3A} \frac{\dot{a}}{a} \right)^{1/n} \end{cases} \quad (\text{D.33})$$

On obtient donc :

$$\frac{\dot{V}}{V} = 2 \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{3\sqrt{3}A}{2} \left[\frac{\sqrt{3}}{n} (P_\infty - P_c) \right]^n \quad (\text{D.34})$$

Puis, en intégrant l'équation : $\frac{d\sigma_{rr}}{dr} = -\frac{2}{r\sqrt{3}} \left(-\frac{2\sqrt{3}}{3A} \frac{\dot{a}a}{r^2} \right)^{1/n}$ entre r et ∞ , on obtient finalement que :

$$\sigma_{rr}(r) = -P_\infty + (P_\infty - P_c) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/n} \quad (\text{D.35})$$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = -P_\infty + \left(1 - \frac{2}{n} \right) (P_\infty - P_c) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/n} \quad (\text{D.36})$$

$$\sigma_{zz}(r) = -P_\infty + \left(1 - \frac{1}{n} \right) (P_\infty - P_c) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/n} \quad (\text{D.37})$$

Notons que l'hypothèse $\sigma_{rr} > \sigma_{\theta\theta}$ faite plus haut est justifiée dès lors que $P_\infty > P_c$.

2. Cavité sphérique

2.1. Problème mécanique

On suppose ici que l'ensemble du problème possède une symétrie sphérique, c'est-à-dire que toutes les quantités dépendent uniquement du rayon r ⁷⁶. Les conditions à la limite sont les mêmes que celles exposées en section 2.1. En raison de la symétrie sphérique, le tenseur de contraintes est :

⁷⁶ Et pas des angles ..

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr}(r) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\varphi\varphi}(r) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\varphi\varphi}(r) \end{pmatrix} \quad (\text{D.38})$$

$$\underline{\underline{\sigma}}_{\infty} = -P_{\infty} \underline{\underline{I}} = \begin{pmatrix} -P_{\infty} & 0 & 0 \\ 0 & -P_{\infty} & 0 \\ 0 & 0 & -P_{\infty} \end{pmatrix} \quad (\text{D.39})$$

$$I_1 = 2\sigma_{\varphi\varphi}(r) + \sigma_{rr}(r) \quad (\text{D.40})$$

On a $\sqrt{3J_2} = \sigma_{rr}(r) - \sigma_{\varphi\varphi}(r)$ et on vérifiera a posteriori que $\sigma_{rr}(r) > \sigma_{\varphi\varphi}(r)$. L'équation d'équilibre, compte tenu de la symétrie sphérique et de l'hypothèse des petites transformations, est :

$$r \frac{d\sigma_{rr}(r)}{dr} + 2[\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\varphi\varphi}(r)] = 0 \quad (\text{D.41})$$

Le tenseur de déformation s'écrit alors :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{u}{r} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{u}{r} \end{pmatrix} \quad (\text{D.42})$$

Les solutions présentées par la suite ne sont pas détaillées comme c'est le cas dans la section 1 précédente pour cavité cylindrique.

2.2. Solution élastique

$$\sigma_{rr}(r) = -P_{\infty} + (P_{\infty} - P_c) \frac{a^3}{r^3} \quad (\text{D.43})$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r) = -P_{\infty} - \frac{1}{2}(P_{\infty} - P_c) \frac{a^3}{r^3} \quad (\text{D.44})$$

2.3. Solution viscoplastique

$$\frac{\dot{V}}{V} = -\frac{3}{2} A \left[\frac{3}{2n} (P_{\infty} - P_c) \right]^n \quad (\text{D.45})$$

$$\sigma_{rr}(r) = -P_{\infty} + (P_{\infty} - P_c) \left(\frac{a}{r} \right)^{3/n} \quad (\text{D.46})$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r) = -P_{\infty} + \left(1 - \frac{3}{2n} \right) (P_{\infty} - P_c) \left(\frac{a}{r} \right)^{3/n} \quad (\text{D.47})$$

$$\sqrt{3J_2} = \frac{3}{2n}(P_\infty - P_c)\left(\frac{a}{r}\right)^{3/n} \quad (\text{D.48})$$

3. Calcul des surcontraintes thermoélastiques pour une sphère

La loi de comportement est donnée par la relation de Hooke (D.8) modifiée :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \frac{1+\nu_s}{E_s} \underline{\underline{\sigma}} - \frac{\nu_s}{E_s} (\text{tr} \underline{\underline{\sigma}}) \underline{\underline{I}} + \alpha_s \theta \underline{\underline{I}} \quad (\text{D.49})$$

La condition à la limite demande qu'il n'y ait pas de contrainte de traction sur la surface interne de la sphère de rayon a et aussi à une certaine distance b considérée comme très éloignée de la paroi de la cavité ; soit $\sigma_{rr}(a) = \sigma_{rr}(b) = 0$.

On retrouve les formules des contraintes thermiques appliquées à la paroi et à proximité de cette dernière dans le livre de Boley et Weiner (1960). En remplaçant les constantes de Lamé (λ_s, μ_s) par les coefficients élastiques (E_s, ν_s) du matériau, on obtient :

$$\sigma_{rr}(r) = \frac{-2E_s\alpha_s}{(1-\nu_s)} \frac{1}{r^3} \int_0^r \rho^2 \theta(\rho) d\rho \quad (\text{D.50})$$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = \sigma_{rr}(r) + \frac{r}{2} \dot{\sigma}_{rr}(r) = \frac{2E_s\alpha_s}{1-\nu} \frac{1}{2r^3} \int_a^r \rho^2 \theta(\rho) d\rho - \frac{E_s\alpha_s}{1-\nu_s} \theta(r) \quad (\text{D.51})$$

Comme exemple d'application, on a calculé les contraintes additionnelles purement thermoélastiques après un soutirage rapide de 5 jours dans une cavité sphérique de rayon $a = 37,2$ m. Les résultats obtenus pour les contraintes radiale et tangentielle sont tracés sur la Figure D.1 en milieu et en fin de soutirage. On observe que les tractions sont intenses à la fin du refroidissement ; cependant, elles sont limitées à une zone peu profonde.

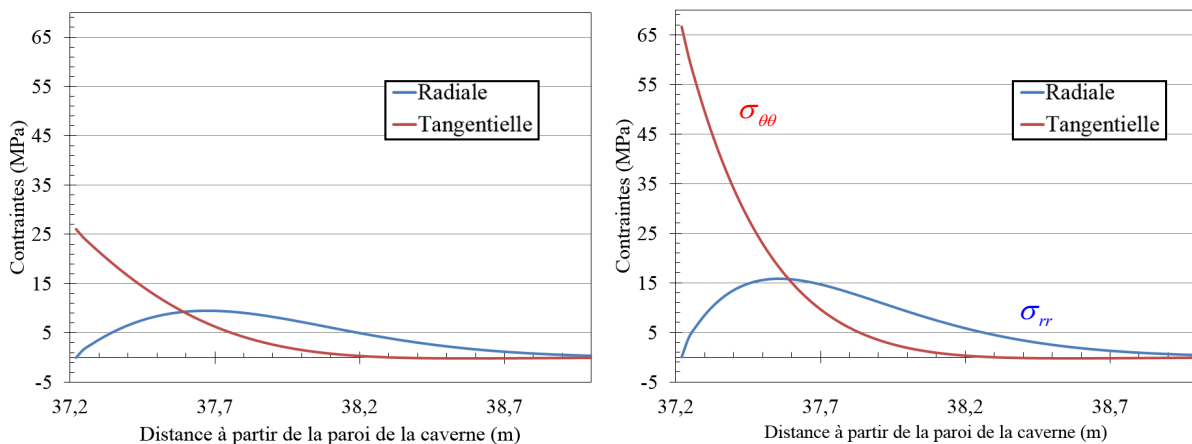


Figure D.1. Evolution des contraintes d'origine thermique en paroi de cavité saline lors d'un soutirage rapide : au milieu de la détente (à gauche) et à la fin de la détente (à droite).

Chapitre 5 : Effets d'une injection rapide sur la stabilité mécanique des cavités salines

Introduction

Les simulations numériques permettent de mieux comprendre les conditions qui assurent la stabilité mécanique des cavités salines. C'est la raison pour laquelle des critères de sécurité peuvent être définis. Les contraintes, les déformations et les variations de volume peuvent être calculées et comparées à ces critères de sécurité. Les critères couramment utilisés sont :

- perte de volume ou vitesse de perte de volume limitée ;
- subsidence limitée ;
- zone dilatante limitée ;
- zone en traction limitée ;
- zone en traction effective limitée.

Les quatre premiers critères ont été largement discutés dans la littérature et sont brièvement présentés dans l'annexe C. Le dernier fait l'objet de ce chapitre dans lequel on montre que des contraintes effectives de traction peuvent être créées à la paroi d'une cavité à la suite d'une rapide montée en pression. Pour ce faire, on présente le critère en contrainte effective appliqué aux cavités salines de stockage et on analyse les effets d'une montée rapide en pression effectuée à la suite d'une longue période de repos pendant laquelle la pression est restée basse. En effet, l'injection rapide est fréquemment observée dans les stockages de gaz, pour lesquels la pression du gaz varie fréquemment ; c'est une situation plus exceptionnelle dans les stockages de liquide, exploités par équilibrage (« balancement »), mais dans lesquels la pression augmente rapidement dans certaines situations telles que le début des essais d'étanchéité⁷⁷. L'exemple d'application choisi ici est le cas d'Etzel, en Allemagne où, il y a plus de 20 ans, un essai d'abandon a été réalisé (Rokahr et al., 2000).

1. Le critère en contrainte effective

1.1. Définition classique

La notion de « contrainte effective » appliquée aux roches poreuses est communément utilisée en ingénierie des réservoirs. Lorsqu'on suppose que la roche est soumise à une pression interstitielle non nulle, la contrainte effective est égale à la contrainte réelle dite « totale » à laquelle on ajoute la pression interstitielle pondérée par le coefficient de Biot (Homand et Duffaut, 2000).

$$\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} + bp\delta_{ij} \quad (5.1)$$

Où b est le coefficient de Biot et p la pression interstitielle. Le coefficient de Biot ($0 \leq b \leq 1$) indique dans quelle proportion la pression interstitielle soulage le squelette des contraintes totales suite à la déformation de la matrice solide. La loi de Terzaghi est un cas particulier de l'équation (5.1) lorsque $b = 1$ c'est-à-dire lorsque le module d'incompressibilité de la matrice solide tend vers l'infini (matrice incompressible).

⁷⁷ Qui sont généralement effectués à pression élevée.

1.2. Le cas de la fracturation hydraulique

La stimulation des réservoirs par fracturation hydraulique en puits a pris une importance sans cesse grandissante avec l'avènement des gaz et pétroles de schiste. Son principe consiste à fracturer la roche réservoir par accroissement de la pression de fluide dans le puits, puis à maintenir ouverte la fracture ainsi créée par l'injection d'un agent de soutènement. Ainsi, le fluide plus ou moins visqueux injecté dans le puits voit sa pression croître jusqu'à dépasser la pression géostatique⁷⁸. Avant la fracturation, la vitesse d'injection du fluide et la vitesse d'augmentation de la pression sont proportionnelles ; le rapport entre ces deux quantités est la compressibilité du puits.

A un moment donné, lorsque la pression du fluide est suffisamment élevée, la compressibilité croît très considérablement, ce qui est un signe de la création de la fracture et, dans le cas du sel, d'une augmentation très importante de la perméabilité⁷⁹. Enfin, lorsque la pression atteint un maximum, une fracture discrète est créée et la pression chute même lorsque le fluide continue à être injecté dans le puits. Ce maximum de pression est égal à la contrainte naturelle la moins compressive plus la résistance à la compression de la roche. Ces essais sont effectués assez couramment pour évaluer les contraintes *in-situ* dans les formations salifères⁸⁰.

La fracturation hydraulique sur cavité saline est bien différente de la fracturation en puits. En fait, les essais de fracturation hydraulique sur cavités servent à évaluer l'étanchéité et l'intégrité de la formation salifère. Le fluide de fracturation est très souvent de la saumure, mais des gaz peuvent aussi être utilisés. Dans le contexte particulier du stockage souterrain de déchets nucléaires, la corrosion des colis de déchets génèrent des gaz dont la pression s'accumule dans un stockage fermé. Pour évaluer de façon adéquate la sécurité du stockage, le risque de fracturation de la formation salifère doit être évalué et discuté (Popp et al., 2007). La pression maximale atteinte pendant l'essai de fracturation fournit une limite supérieure de la contrainte minimale géostatique. Toutefois, une interprétation aussi simple est valide uniquement lorsque le comportement mécanique de la roche est supposé purement élastique ; dans le cas de la roche saline, les interprétations sont plus compliquées puisqu'il faut prendre en considération l'historique de pression pour calculer la distribution de contraintes à la paroi. Et ce faisant, des résultats inattendus peuvent être obtenus, comme l'avaient déjà mentionné Wawersik et Stone (1989). Des contraintes effectives de traction peuvent apparaître même si la pression de la cavité est modérée, ce qui veut dire que la fracturation peut donc être initiée même si la pression de fluide est plus faible que la pression géostatique.

1.3. Définition pour les cavités salines, contrainte effective à la paroi

A la paroi du massif dans lequel la contrainte totale est $\underline{\underline{\sigma}}$, on applique une pression de fluide p et on se demande à quelle condition une fracture peut s'ouvrir. On est naturellement conduit à parler de « contrainte effective à la paroi » et $\underline{\underline{\sigma}} + bp\underline{\underline{I}}$ n'est donc pas la même contrainte que précédemment décrite en section 1.1. Lorsque cette notion est appliquée à la roche saline, on suppose d'entrée de jeu que sa perméabilité est très faible et que le sel est un matériau peu compressible. La contrainte effective à la paroi de la caverne peut être définie comme étant égale à la somme de la contrainte réelle σ et de la pression du fluide dans la cavité P (Brouard et al., 2007).

⁷⁸ Pression des terrains à la profondeur où l'on souhaite obtenir la fracture.

⁷⁹ Fokker (1995), Bérest et al. (2001a,b), Rokahr et al. (2003), Lux et al. (2006).

⁸⁰ Wawersik et Stone (1989), Schmidt (1993), Durup (1994), Rummel et al. (1996), Staudtmeister et Schmidt (2000), Doe et Osnes (2006).

$$\sigma_{eff} = \sigma + P \quad (5.2)$$

Les trois composantes de la contrainte qui doivent être prises en compte sont la contrainte normale, la contrainte tangentielle et la contrainte orthoradiale. Notamment, en paroi de cavité et par définition, la contrainte normale effective est nulle puisque la contrainte normale est égale à l'opposé de la pression du fluide dans la cavité. Les deux autres contraintes effectives tangentielles peuvent être positives (tractions) ou négatives (compressions). Généralement, on considère que lorsque l'une de ces deux dernières est supérieure à la résistance à la traction du sel, que l'on note R_t , il y a des risques de rupture par fracturation hydraulique (section 2.3). Ce critère s'écrit donc :

$$\sigma_{max} + P < R_t \quad (5.3)$$

Où σ_{max} est la moins compressive des deux contraintes tangentielles et P est la pression du fluide dans la caverne. Avant que ce critère soit observé, dès lors que $\sigma_{max} + P > 0$, des microfissures peuvent apparaître dans le sel, augmentant sa perméabilité et provoquant son adoucissement. Dans certains cas, des fractures discrètes peuvent apparaître⁸¹. La résistance à la traction du sel, ou R_t , est faible et avoisine typiquement 1 à 2 MPa. Une démarche conservatrice consiste à ne prendre en compte aucune résistance à la traction, le critère s'écrit alors :

$$\sigma_{max} + P < 0 \quad (5.4)$$

Notons que le développement d'une petite zone micro-fracturée dans le voisinage immédiat de la cavité peut être négligé, cependant l'élargissement de cette zone peut, dans certains cas, être préjudiciable à la stabilité du toit et des cavités environnantes.

Par la suite, on présentera plusieurs exemples qui impliquent la notion de contrainte effective à la paroi.

1.4. Cavité saline de stockage de gaz

Un soutirage très rapide dans une cavité saline de stockage de gaz entraîne une violente chute de pression, donc une variation importante de la température du gaz. Ceci peut provoquer en paroi de caverne de grandes contraintes thermiques donc, des contraintes tangentielles de traction, voir chapitre 4. D'autre part, une montée en pression trop importante en cavité saline est aussi susceptible de créer des contraintes effectives de traction en parois de cavité, voir section 3. Des exemples sont donnés par Bauer et Sobolik, (2009), Staudtmeister et Zapf (2010), Karimi-Jafari et al. (2011) et Rokahr et al., (2011). Récemment, Lux et Dresen (2012) ont analysé des stockages de gaz soumis à des sollicitations rapides de pression et ont abouti à la même conclusion.

1.5. Cavité saline pleine de saumure

Lorsqu'une caverne est restée inactive, c'est-à-dire à pleine de saumure et à la pression halmostatique, pendant un temps relativement long (typiquement plusieurs années, 10 ans par exemple), il est prouvé que pendant cette période, en raison de la fermeture de la cavité par fluage, la contrainte déviatorique a diminué. Ceci s'explique en ce que la contrainte normale en paroi de cavité est restée constante durant cette période et que la contrainte tangentielle est progressivement devenue de moins en moins compressive. Lorsqu'au bout de cette période, de la saumure est injectée rapidement dans la cavité, la pression de la saumure dans la cavité augmente rapidement et des contraintes additionnelles de traction

⁸¹ Kenter et al., (1990), Fokker (1995), Bérest et al. (2001a, b), Rokahr et al. (2003), Düsterloh et Lux (2012).

sont alors créées. Ces contraintes additionnelles satisfont pratiquement la solution élastique car le chargement est rapide. Dans certains cas de figure, ces contraintes sont largement suffisantes pour faire basculer la contrainte effective en une contrainte de traction, et il est alors identifié un risque de rupture par fracturation (Brouard et al., 2007), et ceci même lorsque la pression de la saumure est inférieure à la pression géostatique. Un exemple d'application de ce raisonnement se trouve dans l'analyse de l'essai réalisé à Etzel, voir sections 3 et 4.

2. Analyse théorique d'une montée rapide de pression

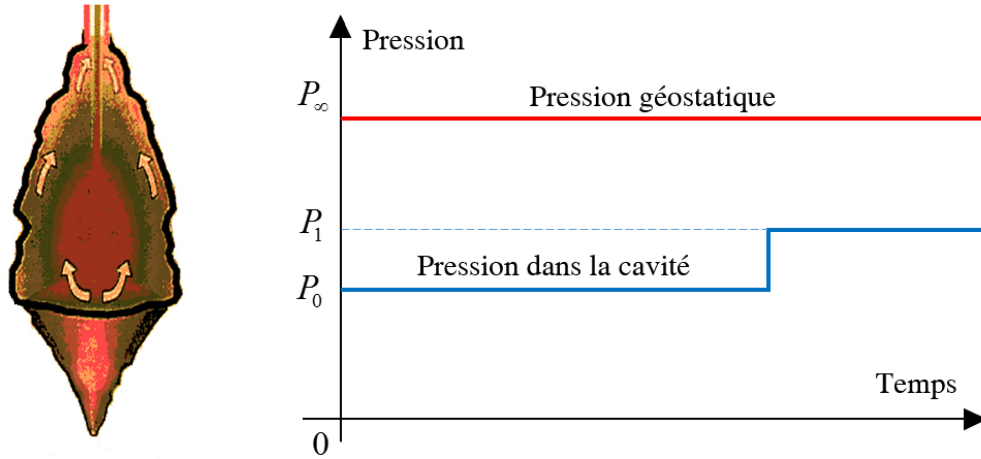


Figure 5.1. Augmentation très rapide de la pression dans la cavité.

On reprend les considérations générales du calcul analytique effectué dans la section 2.2.1 du chapitre 4. La cavité a été maintenue au repos pendant une très longue période de temps jusqu'à ce que la fermeture par fluage stationnaire soit atteinte. Pendant cette période, la pression et la température de la cavité sont constantes et égales à P_0 et T_0 respectivement. Ensuite, la pression de la cavité est augmentée quasi-instantanément, Figure 5.1, à P_1 . On suppose ici que le comportement viscoplastique en régime permanent est atteint avant que la pression de la cavité ne soit modifiée.

Soit a le rayon de la cavité, θ la variation de la température du gaz et n l'exposant de la loi de puissance. En paroi de cavité, la distribution stationnaire des contraintes peut être écrite :

$$\sigma_{rr}(a) = -P_1 \quad (5.5)$$

$$\sigma_{\theta\theta}(a) = -P_\infty + \left(1 - \frac{2}{n}\right)(P_\infty - P_0) - \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} - (P_0 - P_1) \quad (5.6)$$

$$\sigma_{zz}(a) = -P_\infty + \left(1 - \frac{1}{n}\right)(P_\infty - P_0) - \frac{E_s \alpha_s \theta}{1 - \nu_s} \quad (5.7)$$

Dans le cas d'une augmentation de pression dans la cavité $P_1 > P_0$, si la cavité est remplie de liquide (saumure saturée, par exemple), l'augmentation de la température du liquide est négligeable. Dans ce cas, les contraintes effectives en paroi de la cavité peuvent être écrites :

$$\sigma_{rr}(a) + P_1 = 0 \quad (5.8)$$

$$\sigma_{\theta\theta}(a) + P_1 = -\frac{2}{n}P_\infty - 2\left(1 - \frac{1}{n}\right)P_0 + 2P_1 \quad (5.9)$$

$$\sigma_{zz}(a) + P_1 = -\frac{1}{n}P_\infty - \left(1 - \frac{1}{n}\right)P_0 + P_1 \quad (5.10)$$

Etant donné que $\sigma_{\theta\theta}(a) + P_1 = 2(\sigma_{zz}(a) + P_1)$, les contraintes orthoradiales et verticales deviennent des contraintes de traction en même temps (lorsque P_1 augmente) – Plus précisément, lorsque :

$$P_1 - P_0 > \frac{(P_\infty - P_0)}{n} \quad (5.11)$$

Considérons une cavité profonde de 800 m avec $P_\infty = 17,6$ MPa, $P_0 = 9,6$ MPa et $n = 3$. Dans ce cas, les contraintes effectives de traction apparaissent lorsque la pression de la cavité est plus grande que $P_1 = 12,3$ MPa, selon une estimation minimaliste. Pour ces raisons, des calculs numériques sont nécessaires pour confirmer les résultats de cette analyse simplifiée.

3. Exemple d'application : L'essai d'Etzel

3.1. Présentation du cas d'étude

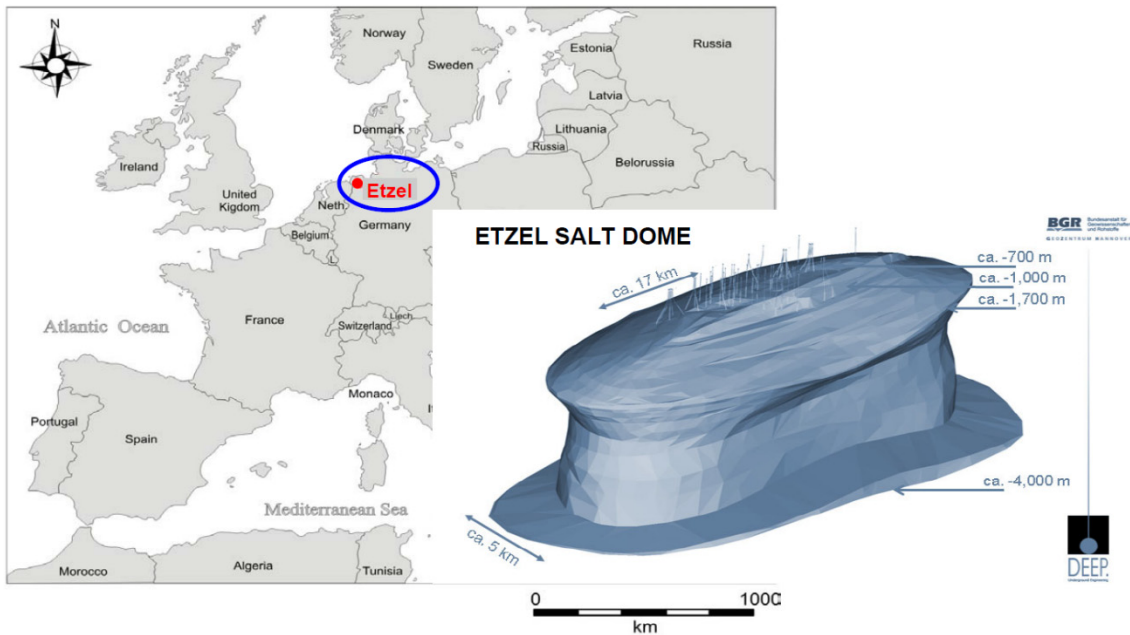


Figure 5.2. Localisation du site de stockage et schéma du dôme de sel d'Etzel [Source : IVG].

Le site d'Etzel est situé à environ 20 km au Sud-Ouest de Wilhelmshaven, dans le Nord-Ouest de l'Allemagne (Figure 5.2). Il est considéré comme le plus grand stockage souterrain en cavité saline de pétrole et de gaz jamais réalisé en Allemagne. Avec 40 ans d'exploitation, le site d'Etzel a aujourd'hui une capacité de stockage de 59 cavités en opération dont 23 pour le stockage de pétrole brut, pour un volume de 10 millions de m³, et 36 cavités pour le stockage de gaz pour un volume de 2,7 milliards de Nm³ auxquelles on peut rajouter 25 nouvelles cavités actuellement en développement.

Dans cette étude, on s'intéressera à l'une des premières cavités lessivée entre 1974 et 1978, qui s'appelle K-102. Les documents disponibles au sujet de la mise en exploitation de cette cavité indiquent qu'elle a servi de stockage de pétrole brut de sa mise en service en 1978 jusqu'en 1983, soit 5 années durant. Ensuite la cavité a été régulièrement entièrement vidée et remplie de saumure, sauf pendant une courte période en août 1987 (Rokahr et al., 2000 ; Brouard et al., 2007). En 1990, le Consortium Druckaufbautest a décidé de réaliser un essai de montée en pression sur la cavité K102. Rokahr et al. (2000) ont fourni des informations précises sur cette cavité. Une stratigraphie simplifiée du site et la géométrie de la cavité K-102 sont données sur la Figure 5.3. En Avril 1989, le volume de la cavité était de 233 000 m³. La profondeur du sabot de cuvelage était de 827,7 m, la profondeur du toit de la cavité était de 850 m et la hauteur de la cavité avait été estimée à 622 m. L'objectif de l'essai de montée en pression était d'obtenir des données *in situ* comme bases pour définir une procédure d'abandon d'une cavité saline. Par la suite, on appellera cet essai « l'essai d'abandon ». A cette époque, l'état de l'art laissait penser que la pression du fluide dans la cavité pouvait être portée jusqu'à la pression géostatique et même au-delà.

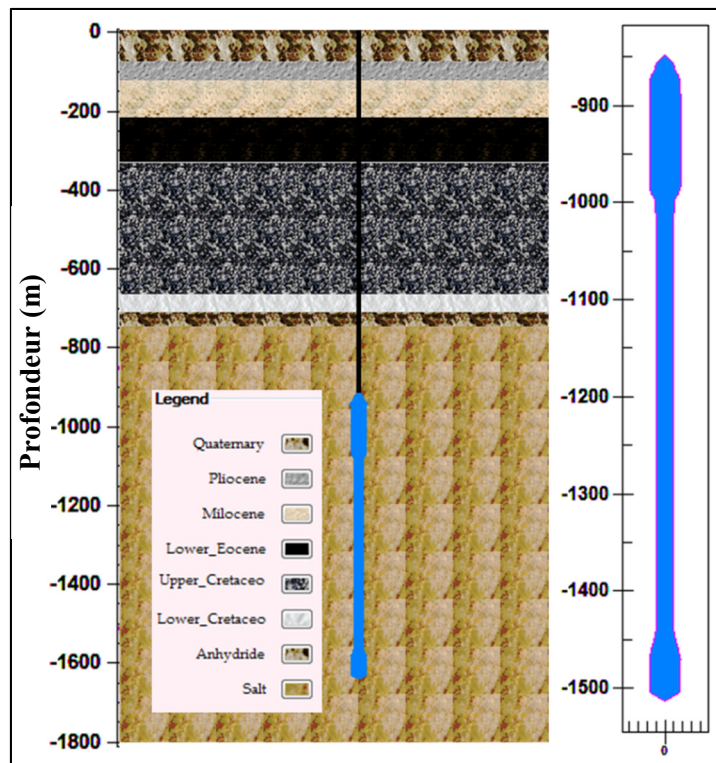


Figure 5.3. Stratigraphie et géométrie simplifiées de la cavité K-102 du site d'Etzel.

L'historique de la pression de la cavité avant l'essai n'est pas précisément connu. La pression n'était sûrement pas constante pendant la période allant de 1978 à 1990 car, lorsque la caverne était fermée, la pression a augmenté en raison du réchauffement du liquide et de la fermeture de la cavité par fluage du sel gemme. On peut supposer que la cavité a été purgée périodiquement. La pression maximale de la saumure en tête de puits atteinte était de 6,95 MPa en Février 1988 ; le gradient⁸² associé à la profondeur du sabot du cuvelage était alors de $G = 0,0205$ MPa/m (voir section 4.2).

⁸² Rapport entre la pression et la profondeur.

3.2. La compressibilité de la cavité

Une injection de volume de saumure ΔV entraîne une augmentation de la pression $\Delta P = \Delta V / \beta V$ où βV est la compressibilité de la cavité. La compressibilité de la cavité (qui est une constante) comporte deux termes, la compressibilité du fluide stocké et la compressibilité du « trou ».

La Figure 5.4 donne l'historique de pression pendant l'essai d'abandon. On s'intéresse aux instants A, B et C car les deux augmentations de pression décrites plus bas se font respectivement sur les périodes AB et BC.

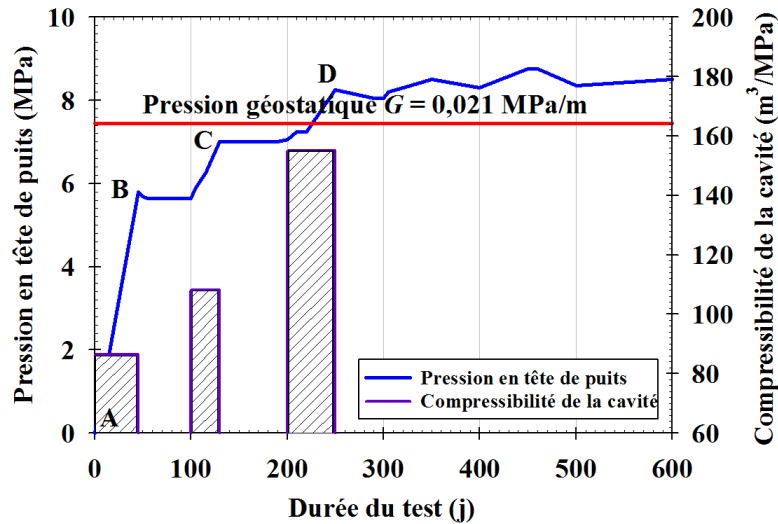


Figure 5.4. Historique réel de la pression et compressibilité de la cavité pendant l'essai d'abandon.

Avant l'essai, le gradient était de 0,012 MPa/m (halmostatique). Pendant l'essai, le gradient à la profondeur du sabot de cuvelage a augmenté progressivement.

- A la fin de la première période de montée en pression AB (à l'instant B), et à la profondeur du sabot de cuvelage, un gradient de $G = 0,019$ MPa/m a été atteint après l'injection d'à peu près $\Delta V = 500$ m³ pendant 45 jours. Au sabot de cuvelage, la pression a augmenté de $\Delta P = 827,7 \times (0,019 - 0,012) = 5,79$ MPa. Le coefficient de compressibilité de la cavité peut alors être calculé : $\beta = \Delta V / V \Delta P = 3,7 \cdot 10^{-4}$ /MPa. Cette valeur est relativement faible (Bérest et al., 1999b).
- A la fin de la seconde période de montée en pression BC (à l'instant C) et à la profondeur du sabot de cuvelage, un gradient de $G = 0,0205$ MPa/m a été atteint après l'injection de 134,4 m³ pendant environ 30 jours⁸³. Le coefficient de compressibilité apparent lors de cette période était de $\beta = 4,7 \cdot 10^{-4}$ /MPa, une augmentation significative par rapport à la première période AB.
- Pendant la troisième période de montée en pression CD, la compressibilité reste en constante augmentation. Après 7 semaines, environ 179,5 m³ ont été injectés, et un gradient de

⁸³ Du jour 100 au jour 130, décomptés à partir du début de l'essai, voir Figure 5.4.

$G = 0,0219$ MPa/m a été atteint. Le coefficient de compressibilité apparent était de $\beta = 5,7 \cdot 10^{-4}$ /MPa. Après l'arrêt du pompage, la pression de fluide dans la cavité a considérablement diminué.

L'évolution de la compressibilité observée à chaque période de la montée en pression peut bien être expliquée par une fuite de saumure dans le sel environnant.

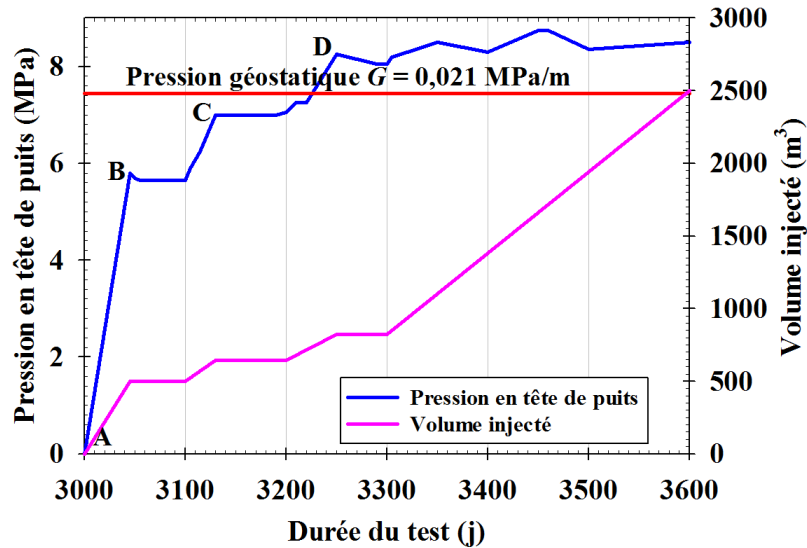


Figure 5.5. Evolution de la pression en tête de puits et volume de saumure injecté au cours de l'essai d'abandon sur la cavité K-102 d'Etzel (Rokahr et al., 2000).

Avant l'essai, on pensait que le gradient de la pression géostatique était de 0,0242 MPa/m, chiffre déjà élevé dans un contexte de formation salifère (typiquement 0,022 MPa/m). Les diagraphies des forages existants ont été réévaluées et suggéraient un chiffre révisé de 0,0242 à 0,0211 MPa/m. Or, il avait déjà été observé une augmentation significative et anormale de la compressibilité de la cavité pendant la seconde montée en pression, manifestement avant que soit atteinte la pression géostatique. En fait, bien que la pression de la cavité fût inférieure à la pression géostatique, une micro fracturation et une augmentation de la micro-perméabilité ont eu lieu. Ce qui conduit à penser que l'origine de cette augmentation anormale de la perméabilité (ou micro-fracturation) observée pendant le test d'abandon peut être trouvée dans la redistribution des contraintes dans le massif salin pendant la longue période de repos (1978-1990), période pendant laquelle la pression halmostatique était relativement basse. Le modèle analytique de la section 2 le suggère d'ailleurs. L'exposant n de la loi de Norton-Hoff est presque toujours supérieur à 3. Des simulations numériques ont été réalisées sur la base des informations disponibles dans la bibliographie relative à l'exploitation de la cavité K-102 du site d'Etzel. Sur la Figure 5.5 on a représenté un zoom de l'historique de pression en tête de puits pendant l'essai d'abandon. La pression de la saumure en tête de puits est nulle au début au jour zéro (pression halmostatique dans la caverne).

3.3. Hypothèse de la simulation

Il a été noté que l'historique de la pression dans la cavité n'était ou ne pouvait être parfaitement connue pendant la période allant de 1983 à 1990. On a donc supposé que pendant cette période, dite de repos, la pression de la cavité était égale à la pression halmostatique c'est-à-dire la pression déterminée par une colonne de saumure à la profondeur choisie. En d'autres termes, le gradient au sabot du cuvelage était de 0,012 MPa/m. Cette hypothèse ne reflète pas exactement les conditions présentes avant le test, elle a été faite pour faciliter la compréhension des conditions d'apparition des contraintes effectives.

3.3.1. Historique de pression de la cavité

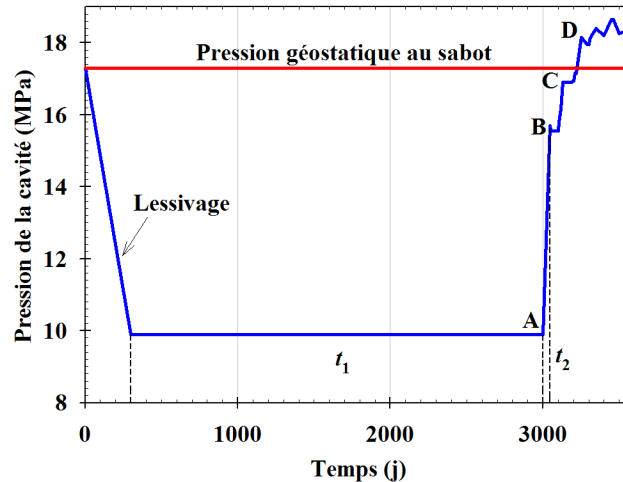


Figure 5.6. Historique reconstitué de la pression dans la cavité à la profondeur du sabot de cuvelage (827,7 m).

L'historique de pression reconstituée et idéalisée prise en compte dans les calculs est la suivante :

- Le lessivage de la cavité a été réalisé en 300 jours pendant lesquels le gradient de pression à la profondeur du sabot de cuvelage diminue de 0,021 MPa/m à 0,012 MPa/m ;
- La cavité a été laissée au repos, c'est-à-dire sans exploitation ou sans opération, durant une période de $t_1 = 2700$ jours pendant laquelle le gradient de pression était halmostatique (0,012 MPa/m). Une période plus courte, $t_1 = 300$ jours⁸⁴ et une période plus longue, $t_1 = 5700$ jours⁸⁵ ont également été analysées pour évaluer l'influence de ce paramètre ;
- La durée de la première montée en pression – La période AB ou t_2 sur la Figure 5.4 (donc de 0 MPa à 5,79 MPa en tête de puits) – est $t_2 = 45$ jours dans le cas de référence (elle est identique à la durée réelle de cette phase au cours de l'essai). Les autres périodes du test sont présentées en Figure 5.5. Une période plus courte, $t_2 = 4$ jours et une période plus longue, $t_2 = 1000$ jours⁸⁶ ont également été analysées pour évaluer l'influence de cet autre paramètre.

En résumé, dans le cas de référence, la cavité a été lessivée en 300 jours, la période de repos est $t_1 = 2700$ jours et la durée de la première montée en pression est $t_2 = 45$ jours.

⁸⁴ Environ 1 an.

⁸⁵ Environ 15 ans et demi.

⁸⁶ Environ 3 ans.

3.3.2. Loi de comportement du sel choisie

La loi de comportement mécanique de Munson-Dawson (M-D) a été choisie, car elle prend en compte les comportements (transitoire et permanent) du sel, voir annexe A. Les valeurs des paramètres de cette loi qui ont été considérées sont données dans le Tableau 5.1. Dans le cas de référence, l'exposant de la loi de puissance est $n = 3,1$; mais des valeurs plus grandes ont aussi été envisagées dans l'analyse paramétrique ($n = 4$ et $n = 5$). Les simulations ont été réalisées avec le logiciel LOCAS (Brouard et al., 2006a). On a utilisé un maillage de 43 888 éléments dont une vue est donnée en Figure 5.7.

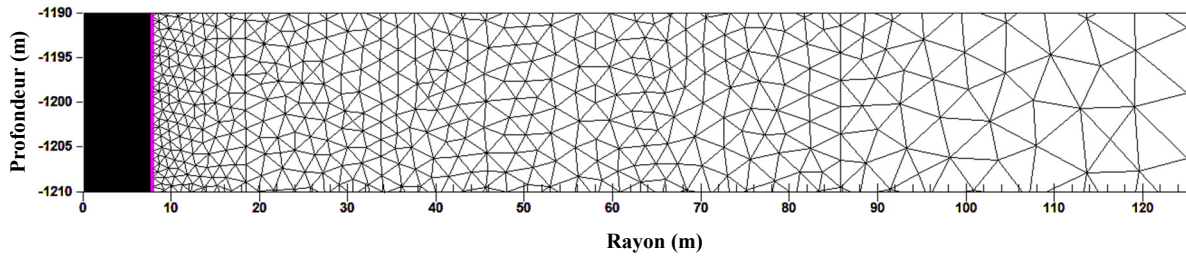


Figure 5.7. Détail du maillage entre les profondeurs de 1190 et 1210 m.

Tableau 5.1. Paramètres de fluage de la loi de Munson-Dawson pour le scénario de référence.

Paramètre	Valeur	Unité
A	0,64	/MPa ⁿ /an
n	3,1	
Q/R	4 100	K
m	3	
α	-13,2	
β	-7,738	
K_0	$7 \cdot 10^{-7}$	/MPa ^m
δ	0,58	
c	0,00902	/K

4. Résultats et commentaires

4.1. Apparition des contraintes effectives

La Figure 5.8 montre qualitativement l'évolution de la contrainte effective à la paroi au cours de la période d'inactivité. La profondeur moyenne ici est de 1200 m. On est en sécurité parce que la contrainte tangentielle orthoradiale, qui est la moins compressive des deux contraintes tangentielles, est inférieure à la contrainte radiale, c'est-à-dire l'opposé de la pression. Les contraintes tangentielles effectives sont alors des compressions.

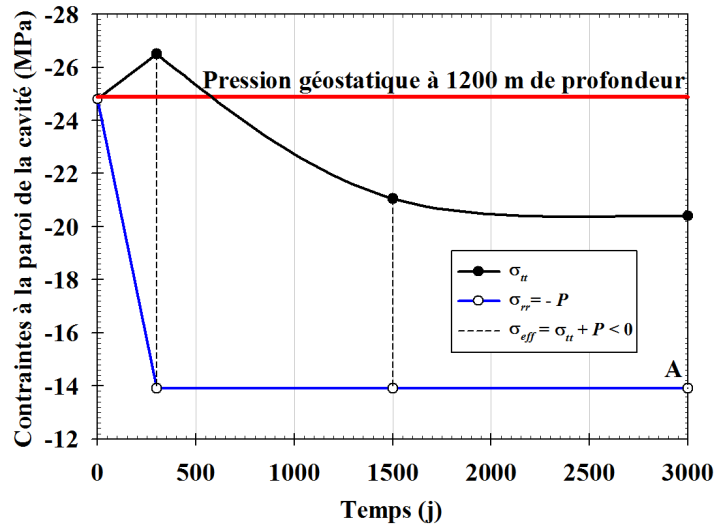


Figure 5.8. Evolution de contrainte effective à la paroi pendant le lessivage et la période de repos (avant AB).

Au début de l'essai, la pression de la cavité augmente (voir Figure 5.9). La contrainte tangentielle orthoradiale augmente, devient moins compressive et également supérieure à l'opposé de la pression de la cavité, ce qui signifie que la contrainte effective est une traction. Cela pourrait être la raison pour laquelle la perméabilité a augmenté et que les fractures décrites ont été créées.

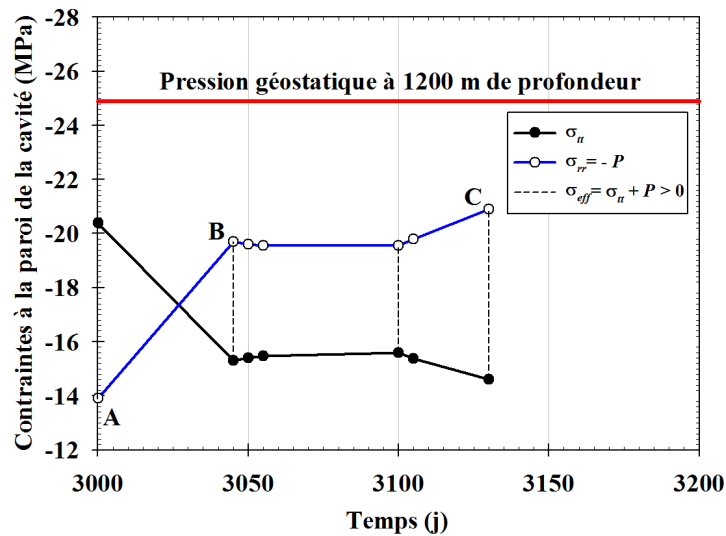


Figure 5.9. Apparition des contraintes effectives au début du test (pendant AB et BC).

Cette analyse est qualitative et concerne un point en paroi de la cavité situé à 1200 m de profondeur. Des résultats plus précis du calcul numérique par la méthode des éléments finis sont présentés et commentés dans les sections 4.2 et 4.3.

4.2. Principaux résultats – Scénario de référence

Les résultats numériques obtenus à partir de l'analyse du scénario de référence sont présentés dans les Figures 10 à 14. Les gradients de pression à la profondeur du sabot de cuvelage sont $G = 0,012$ MPa/m à l'instant A, $G = 0,019$ MPa/m à l'instant B et $G = 0,0205$ MPa/m à l'instant C. Ils sont plus petits que le gradient géostatique ou, G_{∞} , qui vaut 0,021 MPa/m.

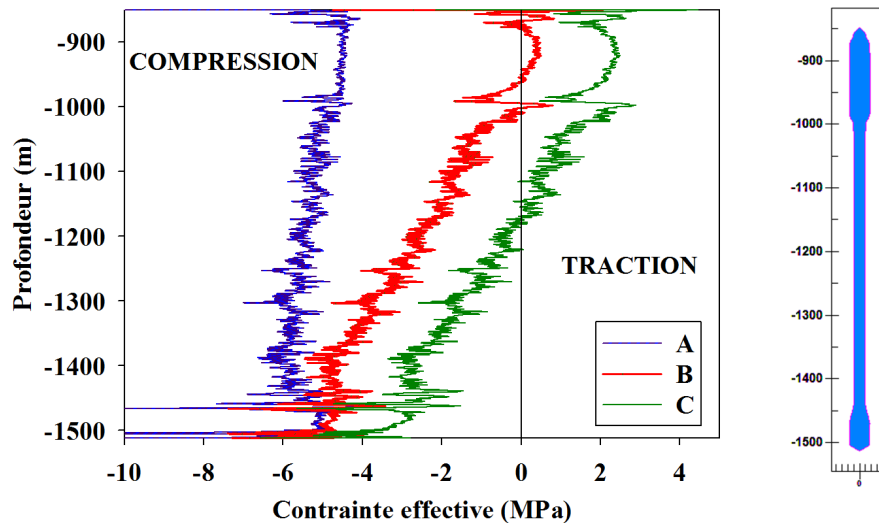


Figure 5.10. Distribution de la contrainte effective orthoradiale le long de la paroi de la cavité, aux instants A, B et C.

La Figure 5.10 montre la contrainte effective orthoradiale (CEO), ou contrainte effective dans la direction perpendiculaire au plan méridien, à la paroi de la cavité en fonction de la profondeur aux instants A, B et C. A l'instant B, une petite zone dans laquelle la CEO est en traction effective peut être observée dans la partie supérieure de la caverne. La zone où la CEO est en traction est beaucoup plus importante à l'instant C.

4.3. Distribution radiale de la contrainte effective orthoradiale (CEO)

La contrainte effective en un point à l'intérieur de la masse rocheuse est calculée en ajoutant à la contrainte réelle, la pression de la cavité à la profondeur du point choisi. En d'autres termes, la perméabilité de la roche est nulle lorsque la contrainte effective est une contrainte de compression, et elle est infinie lorsque la contrainte effective est une contrainte de traction. Une telle hypothèse est irréaliste mais permet d'apprécier l'étendue de la zone où une fracturation pourrait se propager. L'intensité des contraintes effectives et l'épaisseur des zones de la masse rocheuse en contrainte effective de traction sont calculées aux instants A, B et C.

Sur la Figure 5.11 on montre la distribution de la CEO en fonction de la distance à l'axe de la cavité aux instants A, B et C. Par comparaison, les mêmes courbes sont données sur la Figure 5.12, lorsque la solution analytique⁸⁷ est utilisée. La solution analytique suppose que le régime permanent a été atteint

⁸⁷ Voir chapitre 4, la température n'est pas prise en compte.

à l'instant A et que la réponse de la masse rocheuse à la montée en pression est élastique, alors que la Figure 5.11 reflète le caractère transitoire de l'évolution des contraintes à la suite d'une variation de pression ; des différences marquées entre les Figures 5.11 et 5.12 peuvent être attendues.

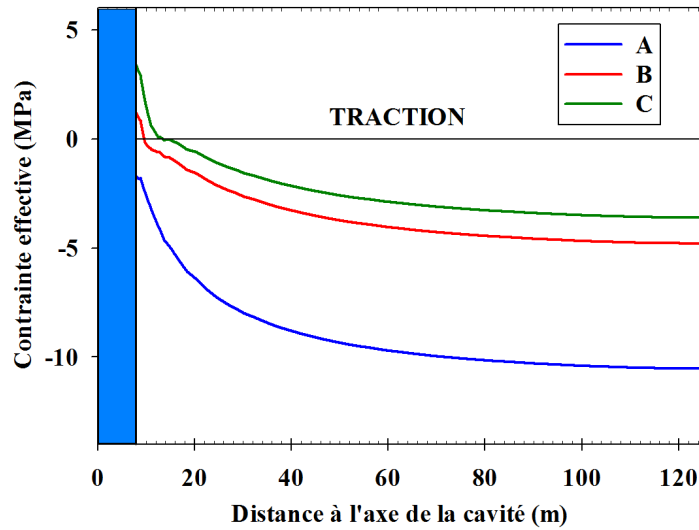


Figure 5.11. Distribution radiale à 1200 m de profondeur de la CEO aux instants A, B et C.

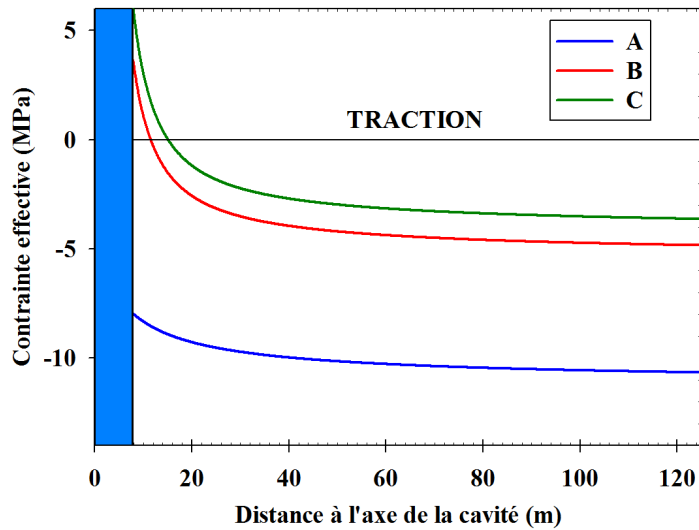


Figure 5.12. Distribution radiale à 1200 m de profondeur de la CEO aux instants A, B et C pour un historique de chargement simplifié (solution analytique).

La Figure 5.11 montre que, le régime permanent n'a pas encore été atteint à l'instant A. La redistribution des contraintes après une période d'inactivité de 2700 jours n'est pas terminée, la contrainte réelle est moins compressive que celle prévu par la solution analytique, de même pour la CEO.

La solution analytique présentée en Figure 5.12 suppose que, pendant la période AB, l'évolution des contraintes est instantanée et donc purement élastique: la pression de la cavité augmente de 5,7 MPa et la CEO en paroi de cavité augmente de $2 \times 5,7 \text{ MPa} = 11,4 \text{ MPa}$. Dans l'évolution calculée numériquement (Figure 5.12), la phase de montée en pression est de 45 jours, les contraintes ont suffisamment de temps pour se redistribuer, la contrainte déviatorique en paroi de la cavité diminue donc, et la CEO augmente de 2,7 MPa (au lieu de 11,4 MPa dans la solution analytique).

La solution analytique prédit que, pendant la période de montée en pression BC, la CEO augmente de $2 \times 1,3 \text{ MPa} = 2,6 \text{ MPa}$ étant donné que la pression de la cavité augmente de 1,3 MPa. Dans l'évolution réelle (Figure 5.11), la phase de montée en pression est de 30 jours, au cours desquels la redistribution des contraintes viscoplastique a lieu : l'augmentation de la CEO est plus petite. Cependant, comme l'augmentation de la pression de la caverne est plus petite de l'instant B à l'instant C comparée à celle effectuée de l'instant A à l'instant B, cette redistribution est moins efficace. La solution analytique n'inclut pas le comportement transitoire. Pour cette raison, près de la paroi de la cavité, l'allure de la CEO par rapport à l'axe cavité (Figure 5.12) est plus continue que dans l'évolution «réelle» (Figure 5.11).

Les Figures 13 et 14 montrent les épaisseurs des zones dans lesquelles la CEO est en traction, aux instants A, B et C. La fracturation est donc possible si on suppose la résistance à la traction du sel nulle (Figure 5.13). On observe une zone en traction effective très localisée à l'instant A au sommet de la cavité qui a pour origine la forme non convexe du toit de la caverne. Aux instants B et C, la zone où la CEO est en traction est beaucoup plus grande.

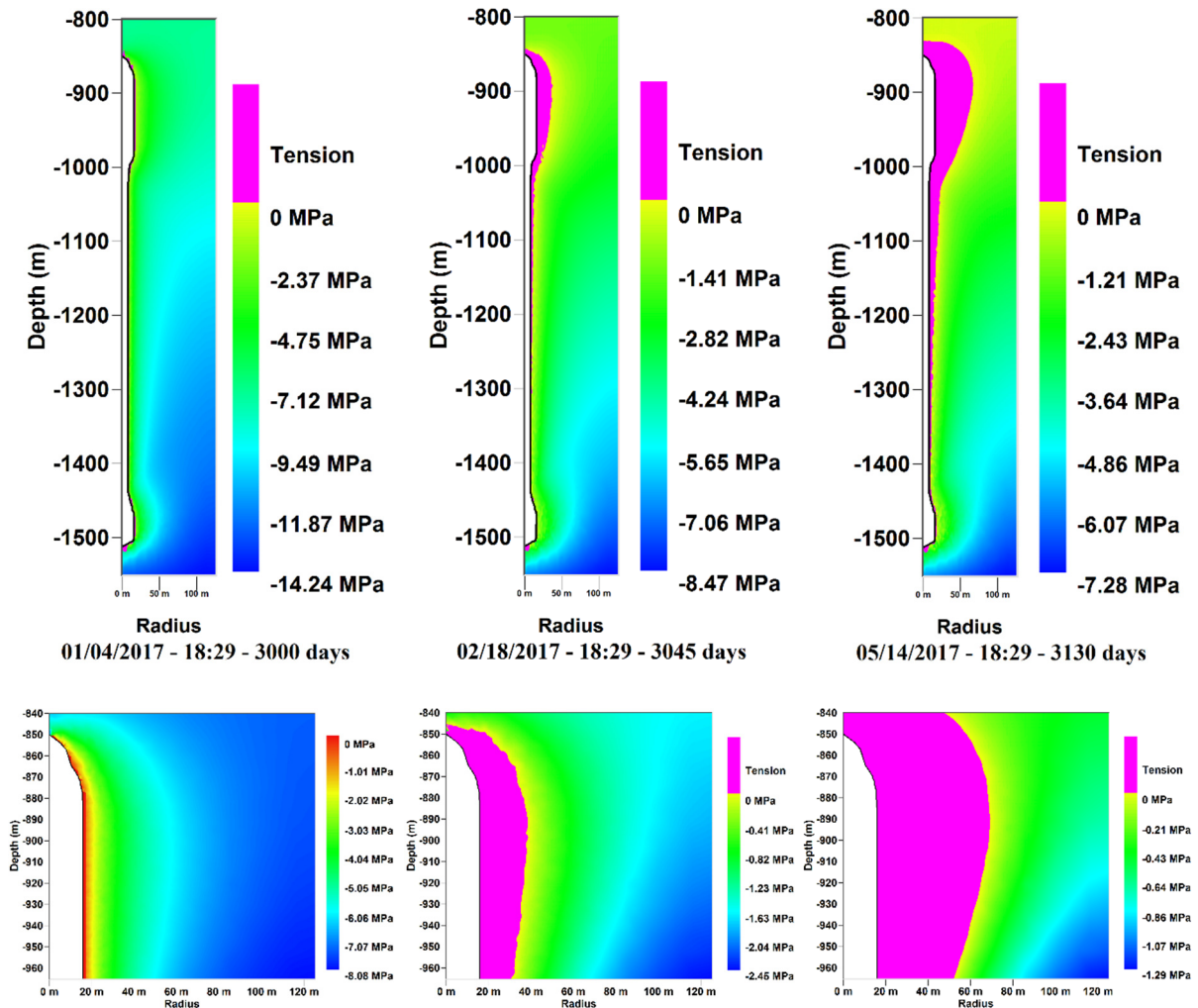


Figure 5.13. Isovaleurs de la contrainte effective orthoradiale (CEO) aux instants A, B et C, de gauche à droite. La résistance à la traction du sel est $R_t = 0 \text{ MPa}$.

Lorsque la résistance à la traction du sel est différente de zéro, la zone dans laquelle le critère a été dépassé (en magenta) est moins épaisse. On a tracé sur la Figure 5.14 les isovaleurs de la contrainte effective de traction pour une résistance à la traction $R_t = 1,95$ MPa.

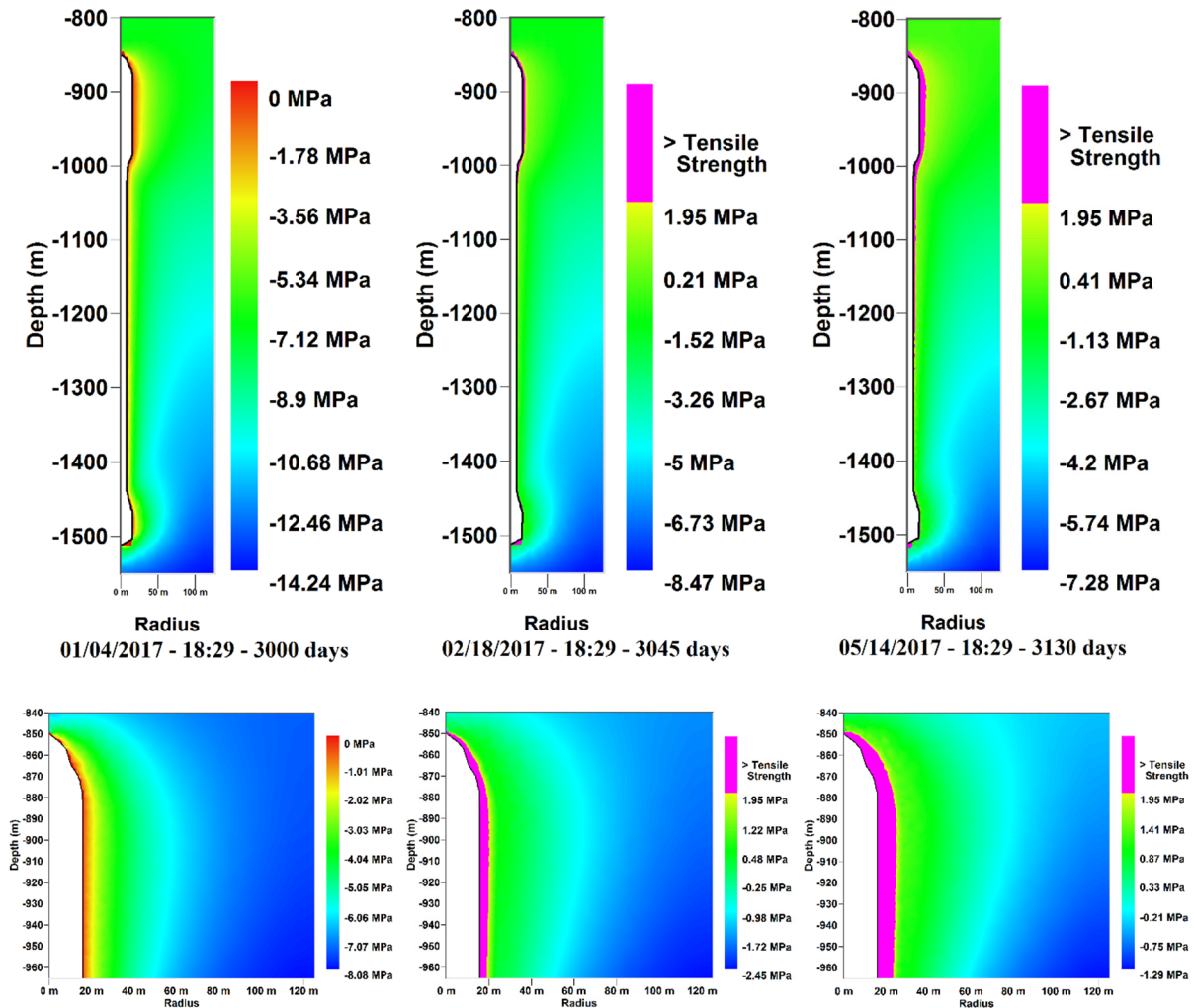


Figure 5.14. Isovaleurs de la contrainte effective orthoradiale (CEO) aux instants A, B et C, de gauche à droite. La résistance à la traction du sel est $R_t = 1,95$ MPa.

4.4. Analyse paramétrique

Sur la Figure 5.15, deux durées de la période de repos d'avant essai, ou t_1 , sont choisies. L'épaisseur de la zone dans laquelle la CEO est en traction à l'instant C est représentée. Cette zone est plus épaisse lorsque la période de repos est plus longue. Au cours de cette période d'attente, en paroi de la cavité, la contrainte normale est constante et la contrainte déviatorique diminue lentement, rendant les contraintes orthoradiales ($\sigma_{\theta\theta}$) de moins en moins compressives. Après 5700 jours⁸⁸, les contraintes tangentielles sont significativement moins compressives qu'au bout de 300 jours. Lorsque la pression augmente durant l'essai, la contrainte effective qui en résulte est plus petite lorsque le temps d'attente est plus long et peut être une contrainte effective de traction.

⁸⁸ Environ 15 ans et demi.

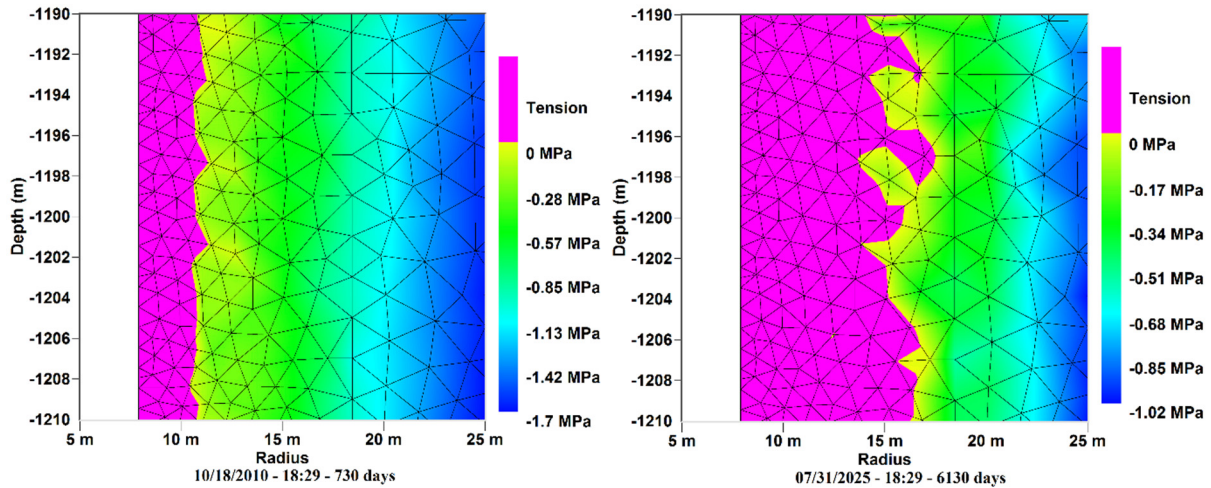


Figure 5.15. Isovaleurs de la CEO (en MPa) à l'instant C. Deux durées de la phase pré-test ou période de repos sont choisies : $t_1 = 300$ jours (à gauche) et $t_1 = 5700$ jours (à droite). La durée de référence est $t_1 = 2700$ jours.

Sur la Figure 5.16, deux durées de la période de montée en pression AB, ou t_2 , sont choisies. La durée de la période BC reste inchangée. L'épaisseur de la zone dans laquelle les contraintes effectives sont des contraintes de traction à l'instant C est représentée. Cette zone est plus épaisse lorsque la durée de la période AB est courte. Une vitesse d'injection plus lente donne aux contraintes plus de temps pour se redistribuer.

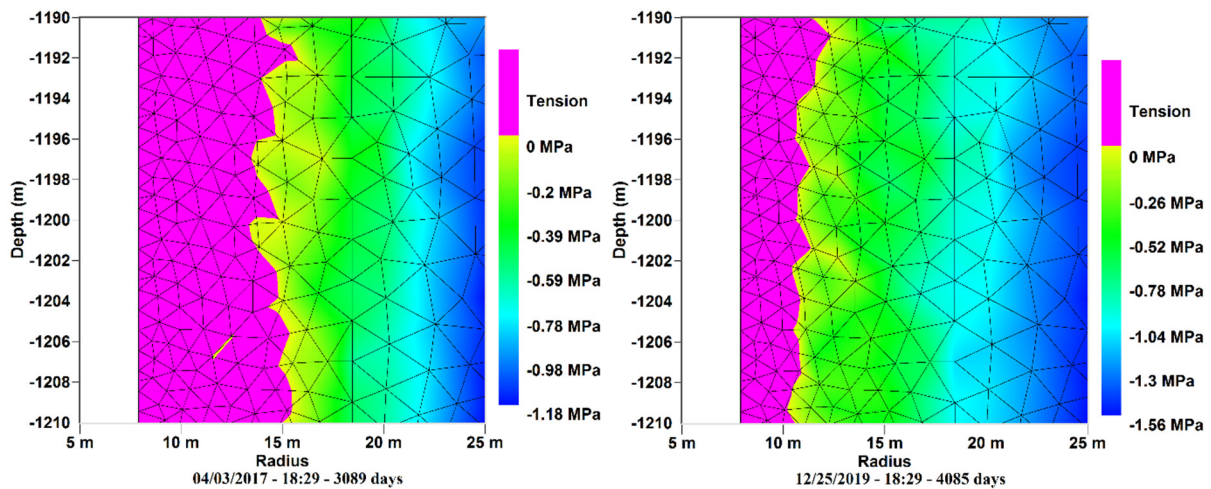


Figure 5.16. Isovaleurs de la CEO à l'instant C. Deux durée de la période de montée en pression AB sont choisies : $t_2 = 4$ jours (à gauche) et $t_2 = 1000$ jours (à droite). La durée de référence est $t_2 = 45$ jours.

La Figure 5.17 montre l'effet de la valeur de l'exposant de contrainte n sur l'épaisseur de la zone de la CEO en traction. Deux valeurs sont choisies dans ce cas: $n = 4$ et $n = 5$ ⁸⁹. La zone dans laquelle les contraintes effectives sont des tractions est plus épaisse lorsque $n = 5$. Ce résultat est plus difficile à interpréter que d'autres car deux effets contradictoires jouent un rôle. Plus n est grand, plus la redistribution des contraintes au cours de la période d'attente est lente (Brouard et al., 2007). En

⁸⁹ La valeur de référence est $n = 3,1$.

revanche, la valeur de la pression de la cavité pour laquelle la contrainte de traction effective à la paroi de la cavité devient une contrainte de traction est plus faible, voir section 2.

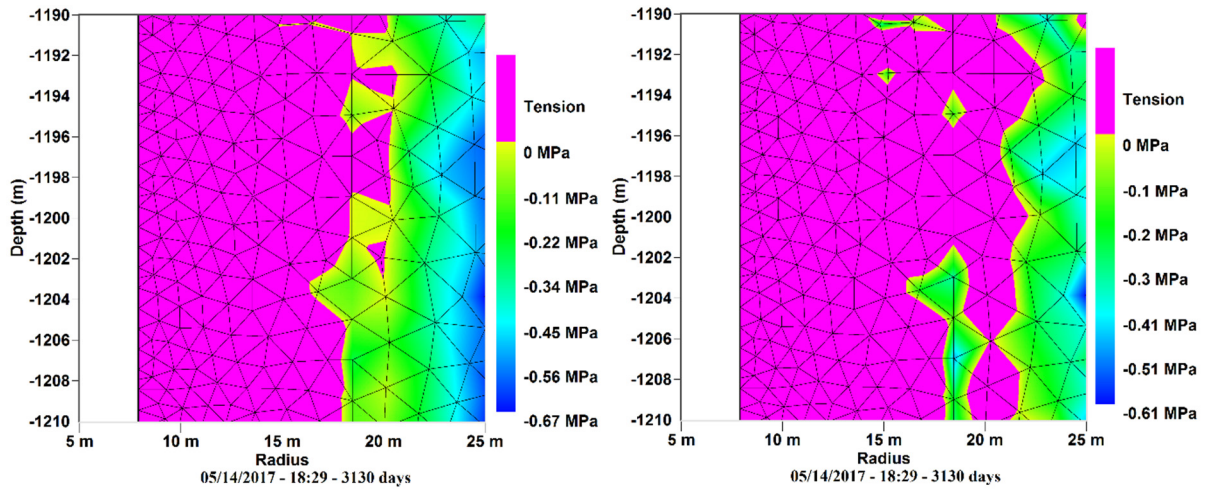


Figure 5.17. Isovaleurs de la contrainte effective à l'instant C, illustrant l'effet de la valeur de l'exposant de contrainte n . Deux valeurs sont choisies : $n = 4$ et $n = 5$ et le scénario de référence $n = 3,1$.

Conclusion

Dans ce chapitre, on a montré que des contraintes effectives de traction peuvent être générées en paroi de cavité à la suite d'une augmentation rapide de pression par injection rapide de fluide. Cette sollicitation rapide peut donc conduire à une microfracturation et à l'augmentation de la perméabilité dans une zone autour de la paroi de la cavité qu'on a estimée. Cette zone est épaisse lorsque la variation de pression est rapide et lorsque la cavité a été laissée au repos pendant un temps très long avant sollicitation. Lorsque cette zone est trop épaisse, l'étanchéité de la cavité peut être remise en cause, on n'a pas tenté d'évaluer l'augmentation de la perméabilité résultant de ce mécanisme ; la perméabilité est néanmoins orientée dans une direction préférentielle qui est perpendiculaire à la contrainte effective de traction. Cela peut poser un problème si la distance entre le toit du sel et le toit de la caverne est petite ; de même pour la distance de la paroi de la cavité à celle d'une cavité voisine. Il est important de noter ici que l'apparition des contraintes effectives de traction devrait également être prise en compte lors de l'interprétation des essais de fracturation hydraulique couramment réalisés dans les sondages en formation salifère.

**Chapitre 6 : Calcul du comportement mécanique des cavités salines
soumises à des cycles journaliers**

Introduction

Dans ce chapitre, on applique les résultats des précédents chapitres aux calculs de dimensionnement de cavités salines utilisées pour le stockage d'air comprimé⁹⁰. Pour cette étude, on a retenu deux cavités réelles situées à des profondeurs différentes, ayant sensiblement le même volume. Les cavités simulées étant de formes proches de celles des cavités réelles, on a utilisé des données disponibles pour le comportement mécanique du sel des sites sélectionnés, la stratigraphie, les jeux de paramètres de la loi de fluage ainsi que les critères de rupture. Le logiciel LOCAS développé par Brouard Consulting (Brouard et al., 2006a), a été utilisé pour les calculs numériques. Les deux cavités considérées sont : une cavité réelle du site de Manosque dite cavité EU, données fournies par Géostock, et une cavité générique de Lorraine dite cavité SG, données partiellement fournies par la compagnie CSME.

Dans les deux stockages CAES existants (à Huntorf et à Mc Instosh) la pression de l'air varie typiquement entre 5 et 7 MPa. Dans cette étude de dimensionnement, on a choisi un cycle de pression de l'air optimisé, pour lequel la pression varie entre 2 et 3 MPa et on s'attend à avoir plus de fluage. L'analyse se fait alors sur un cas de base pour chacune des cavités. Les deux cavités sont chargées avec un historique de pression identique et on étudie les effets des cycles de pression rapides (de période journalière) sur le comportement mécanique des cavités. Ensuite, une étude paramétrique est réalisée avec des variantes qu'on a jugées intéressantes pour l'analyse de la stabilité. Quelques paramètres du cas de base étudié sont ensuite modifiés et on observe l'effet de ces derniers sur le comportement du gaz stocké et sur celui de la caverne dans son environnement. Ainsi, on s'est successivement intéressé aux conditions à la limite, à l'amplitude du cycle de chargement, à la température d'injection de l'air, à l'évolution de la température dans le sel autour de la caverne et au pourcentage de saumure résiduelle dans la caverne.

⁹⁰ CAES, Compressed Air Energy Storage.

1. Présentation des cavités étudiées

1.1. Forme des cavités

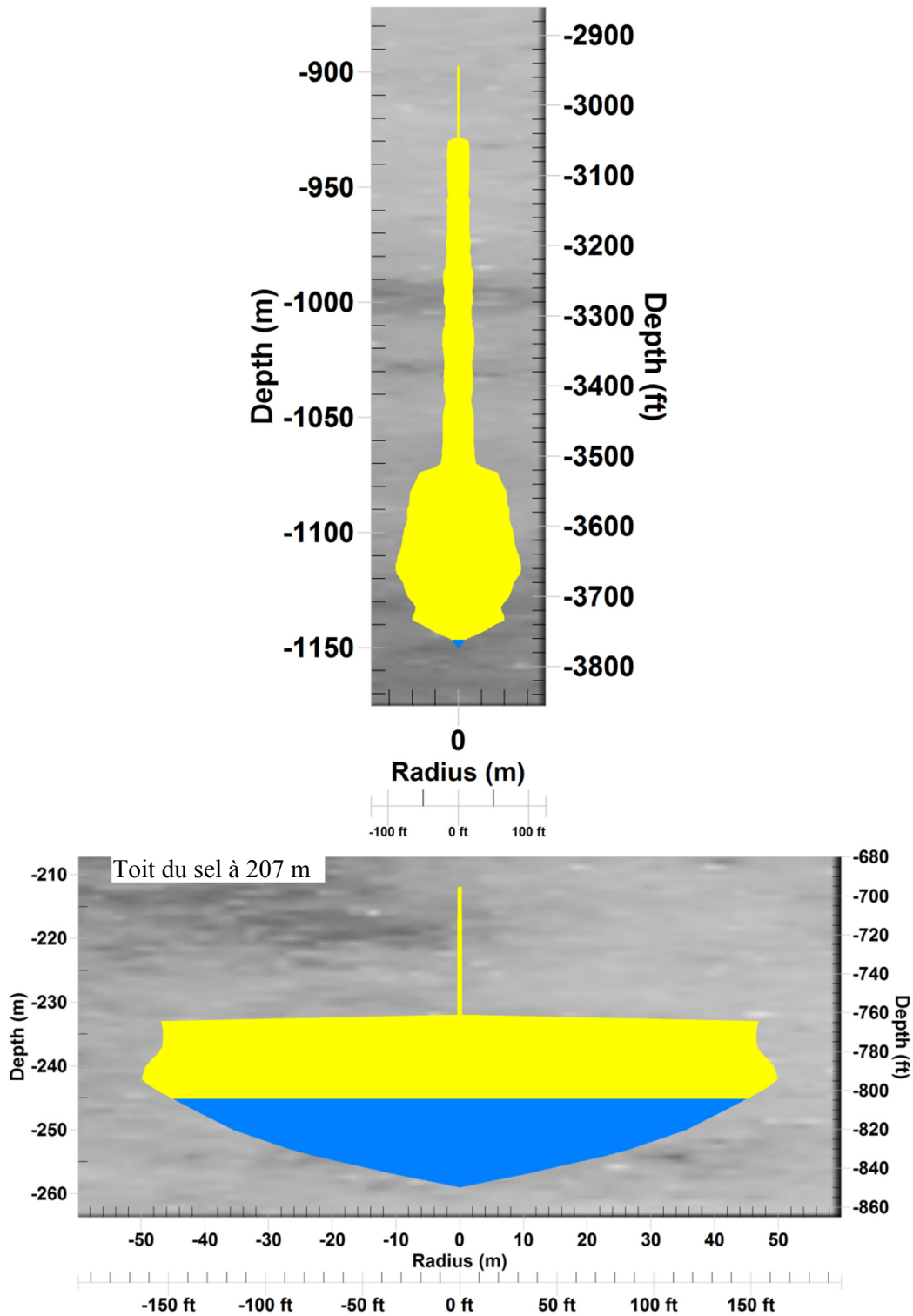


Figure 6.1. Géométrie des cavités : cavité EU du site de Manosque (en haut) et cavité SG générique de la Lorraine, contenant 30% de saumure (en bas).

La Figure 6.1 présente les géométries de cavités réelles des sites de Manosque (EU) et de Lorraine (SG). La profondeur moyenne de la cavité de Lorraine (235,4 m) est moins grande que celle de Manosque (1023,5 m) en raison de la profondeur des couches de sels exploitables dans ces régions. Des toits de cavités relativement plats sont obtenus en lessivant le sel gemme déposé en couches comme en Lorraine. Pour la cavité SG, le toit du sel est à 207 m ; on note alors que la planche de sel au toit a une épaisseur de 25 m. La cavité SG a un diamètre maximal de 99,82 m et une hauteur de 47,1 m tandis que la cavité EU a un diamètre maximal de 55,1 m et une hauteur de 253 m. Dans ce cas de base, la cavité SG contient 30% de saumure résiduelle et la cavité EU contient 3 m de saumure résiduelle soit 0,02% de son volume. Les cavités EU et SG possèdent des cheminées qui ont une hauteur de 30 m et de 20 m respectivement pour un diamètre identique de 60 cm. Les principales caractéristiques géométriques des deux cavités sont données dans le **Tableau 6.1**.

Tableau 6.1. Caractéristiques géométriques des cavités étudiées EU et SG.

#	Volume libre (m ³)	Volume saumure (%)	Volume air (%)	Hauteur (m)	Diamètre maximal (m)	Profondeur sabot (m)	Profondeur moyenne (m)	Fond (m)
EU	122 811	0,02	99,98	253	54,10	897,0	1023,5	1150
SG	127 966	30	70	47,1	99,82	211,9	235,4	259

1.2. Propriétés des diverses couches de terrains

Dans les Tableaux 6.2 et 6.3, on présente la stratigraphie utilisée dans les calculs numériques pour les cavités EU et SG respectivement.

Tableau 6.2. Stratigraphie du site de Manosque (cavité EU).

N°	Noms des couches	Epaisseur (m)	Masse volumique (kg/m ³)	Module de Young (GPa)	Conductivité thermique (W/m-°C)
1	Calcaire	167,6	2500	30	3,00
2	Marnes	36	2500	30	3,00
3	Calcaire	100,4	2500	30	3,00
4	Argile	40	2520	8,6	3,00
5	Anhydrite	132	2900	40	4,85
6	Sel	250,9	2200	30	6,10
7	Anhydrite	35,8	2900	40	4,85
8	Sel	737,3	2200	30	6,10

Tableau 6.3. Stratigraphie du site de Lorraine (cavité SG).

N°	Nom des couches	Epaisseur (m)	Masse volumique (kg/m ³)	Module de Young (GPa)	Conductivité thermique (W/m-°C)
1	Grès	15	2100	10	2,60
2	Marnes	20	2500	30	3,00
3	Dolomie	2	2600	40	4,15
4	Marnes	105	2500	30	3,00
5	Dolomie	10	2600	40	4,15
6	Argile	55	2520	8,6	3,00
7	Sel	293	2200	30	6,10

Les propriétés thermiques du sel sont fournies au Tableau 6.4

Tableau 6.4. Propriétés thermiques du sel gemme.

Propriété	Notation	Valeur	Unité
Masse volumique	ρ_s	2200	kg/m ³
Capacité calorifique massique	C_s	921	J/kg-K
Diffusivité thermique	k_s	3	$\times 10^{-6}$ m ² /s
Conductivité thermique	$K_s = k_s \rho_s C_s$	6,1	W/m-°C
Coefficient de dilatation thermique	α_s	4	$\times 10^{-5}$ /°C

La stratigraphie des sites est représentée en Figure 6.2. On a utilisé une représentation simplifiée, la stratigraphie réelle étant plus complexe avec entre autres du pendage. Cependant, certaines valeurs des paramètres des couches présentées dans les Tableaux 6.2 et 6.3 sont simplement estimées, la totalité des données n'étant pas disponible.

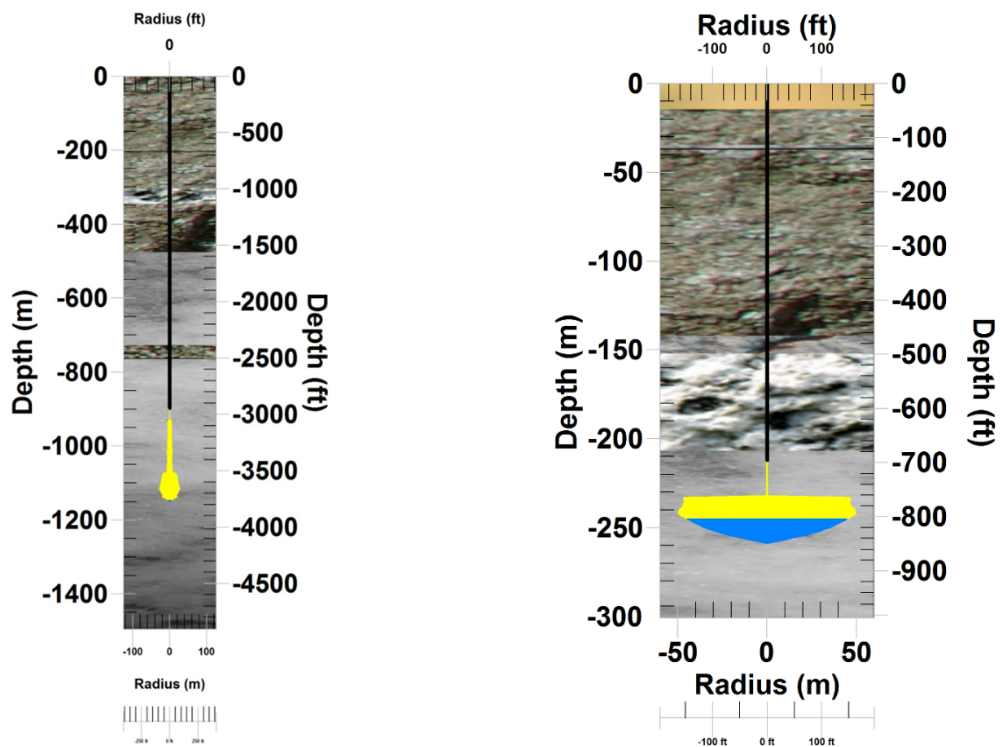


Figure 6.2. Stratigraphies simplifiées des sites de Manosque (à gauche) et de Lorraine (à droite).

1.3. Conditions initiales et conditions à la limite

1.3.1. Conditions initiales

Les conditions initiales du massif rocheux en pression et en température sont présentées dans cette section. La pression géostatique $P_\infty(z)$ à l'instant initial résulte du poids des terrains. La distribution des densités des terrains permet de déterminer le profil de pression géostatique⁹¹. Le flux géothermique

⁹¹ $dP_\infty/dz = \rho g$, z vers le bas.

vertical q est considéré uniforme dans tout le modèle⁹². Il existe quatre options pour prendre en compte le profil initial de température dans le terrain :

1. La température initiale peut être donnée par une mesure réelle de la température $T_{\infty}(z)$ du site considéré (*log de température*) ;
2. La température géothermique peut être considérée comme uniforme lorsqu'on ne souhaite pas prendre en compte le gradient de la température ;
3. Lorsque les conductivités thermiques des couches sont identiques / uniformes, la distribution température initiale suit la loi $T_{\infty}(z) = T_0 + G_{\infty}z$ où T_0 est la température en surface et G_{∞} le gradient de température ;
4. Lorsque les conductivités thermiques des couches ne sont pas identiques / uniformes, pour déterminer la température à imposer sur le bord droit du modèle, on utilise la conservation du flux $q = K_i dT_i/dz$ en se servant des conductivités thermiques des couches⁹³ afin d'assurer un flux géothermique vertical uniforme.

La dernière option a été retenue pour nos calculs. La pression géostatique et la température géothermique à mi-hauteur de la cavité EU (1023,5 m) sont respectivement de 24,26 MPa et de 40,7°C. La pression géostatique et la température géothermique à mi-hauteur de la cavité SG (235,4 m) sont respectivement 5,08 MPa et de 18,1°C.

1.3.2. Conditions à la limite

Pour les deux cavités EU et SG, une pression atmosphérique constante est appliquée sur la face supérieure du modèle (à la surface du sol). Sur la face inférieure, c'est-à-dire à 1500 m de profondeur pour la cavité EU et à 300 m de profondeur pour la cavité SG, les déplacements verticaux sont bloqués. Dans ce problème, deux conditions à la limite peuvent être appliquées sur la surface latérale du modèle. La première consiste à annuler le déplacement radial et la seconde à imposer la pression géostatique. Dans le calcul de base, les déplacements horizontaux sont bloqués sur le contour extérieur du modèle pour rendre compte de la présence de cavités voisines. Dans le champ de cavités à Manosque, on a supposé que la distance minimale (d'axe à axe) comprise entre deux cavernes était de 250 m ; ce qui veut dire que le bord droit du maillage est à 125 m. Pour les cavités de la Lorraine, on a supposé qu'elles sont distantes de 120 m, soit un bord droit du maillage à 60 m. Les effets de ces deux conditions à la limite sur la subsidence en surface et la perte de volume par fluage de la cavité seront comparés en section 6.1.

2. Problème thermique

Le problème thermique et le problème mécanique sont couplés mais le couplage s'effectue principalement dans le sens de la thermique vers la mécanique. Le couplage inverse n'apparaît que par le fait que le fluage du sel modifie le volume de la caverne qui est pris en compte dans l'équation d'état de l'air contenu dans la caverne. On suppose que la température et la pression de l'air, respectivement T et P , sont uniformes dans la caverne. Il y a toutefois au fond de la caverne une petite quantité de saumure résiduelle dont le rôle thermique est discuté plus loin. La modification de la température de l'air résulte de trois phénomènes :

- la conduction de la chaleur dans le massif et le flux de chaleur qu'elle engendre à la paroi ;

⁹² Les couches de sols/roches sont supposées parfaitement horizontales dans le modèle.

⁹³ Les conductivités thermiques des couches sont données dans le Tableau 6.3

- la variation de la pression de l'air dans la caverne, dont l'historique est imposé ;
- l'apport d'enthalpie différentielle lorsque du gaz est injecté dans la caverne (il n'existe évidemment pas de terme équivalent quand le gaz est soutiré). La température du gaz injecté est fixée à $T_{inj} = 36^\circ\text{C}$ (309 K).

2.1. Conduction dans le massif

La conduction de la chaleur dans le massif est décrite dans le chapitre 2. La température naturelle du massif à grande distance de la caverne $T_\infty(z)$ est imposée sur le bord droit du maillage. Par ailleurs, dans le massif, la température et le flux de chaleur sont supposés continus à la traversée d'une interface entre couches. La température est supposée continue à la paroi de la cavité (on ne prend pas en compte de « *résistance de contact* ») et la température du gaz, égale à celle de la roche à la paroi, est calculée comme expliqué dans le paragraphe suivant.

2.2. Equation d'état du gaz

Le gaz vérifie une équation d'état de la forme suivante :

$$Pv = rTZ(P, T) \quad (6.1)$$

Où $v = 1/\rho$ est le volume massique, inverse de la masse volumique. La masse de gaz contenue dans la caverne est $m = V/v$. Comme expliqué au chapitre 2, lorsqu'on pose que \dot{e} et \dot{s} sont des différentielles exactes de l'énergie interne et de l'entropie, on obtient la relation :

$$\dot{e} = C_v \dot{T} + \left(P - T \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_v \right) \dot{v} \quad (6.2)$$

avec

$$\frac{\partial C_v}{\partial v} = T \frac{\partial^2 P}{\partial T^2} \Big|_v \quad (6.3)$$

Dans le logiciel LOCAS, $Z \neq 1$, ce qui implique que C_v n'est pas constant mais dépend de v et T .

2.3. Equation d'énergie pour la cavité

La relation (6.2) peut être intégrée sur la totalité du volume de la caverne. Toutefois il faut prendre en compte d'une part le flux de chaleur qui traverse la paroi et d'autre part le flux d'enthalpie différentielle, provenant du saut d'enthalpie à l'injection étant donné que le système est ouvert, soit $C_p (T_{inj} - T)$ où C_p est la chaleur spécifique du gaz à pression constante. Ce dernier terme n'existe toutefois qu'à l'injection, donc quand $\dot{m} > 0$. Par convention on note $\langle \dot{m} \rangle$ la partie positive de \dot{m} , qui est nulle quand $\dot{m} < 0$. L'intégration donne alors :

$$m \left(C_v \dot{T} - T \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_v \dot{v} \right) = \langle \dot{m} \rangle C_p (h_{inj} - h) + \int_{\partial\Omega} K_s \underline{grad} T \cdot \underline{nda} \quad (6.4)$$

Il faut noter que, sauf si l'on considère des périodes de temps longues, le volume de la caverne V est pratiquement constant au cours d'un cycle et donc $m\dot{v} = -\dot{m}v$. Mais dans le logiciel, la résolution du

problème viscoplastique est suivie d'un nouveau calcul du volume de la cavité qui est ensuite mis à jour à chaque pas de temps. L'équation (6.4) doit alors être complétée par l'équation d'état (6.1) intégrée dans le volume de la caverne :

$$PV = mrTZ(P, T) \quad (6.5)$$

Les équations précédentes font partie du modèle thermodynamique développé au chapitre 2 pour constituer un système complet d'équations pour les quantités P , T et m ; on peut donc calculer deux d'entre elles lorsque la troisième est donnée. On fixe l'historique de la pression du gaz et la température d'injection du gaz.

2.4. Prise en compte d'un volume de saumure dans le calcul

Lors de la première mise en gaz (ou « *debrining* » en anglais) on laisse inévitablement au fond de la caverne un petit volume de saumure noté V_s . Dans le calcul numérique, on a supposé pour la cavité EU une saumure résiduelle d'une hauteur de 3 m pour une hauteur totale de la cavité de 253 m de hauteur, correspondant à 0,02% du volume de la cavité ; la cavité SG quant à elle est remplie à 30% de saumure. Pour prendre en compte sa contribution au bilan thermique, on a supposé qu'un échange de chaleur est possible dans certains cas à travers la surface notée S , de l'interface gaz-saumure. Plus précisément :

$$V_s \rho_s C_s \dot{T}_s = h^* S < T - T_s > + Q_s \quad (6.6)$$

Où h^* est un coefficient empirique mal connu et dont on a fixé la valeur à $h^* = 20 \text{ W/m}^2\text{-K}$; Q_s est le flux de conduction transmis par le massif à la saumure, S est l'aire d'échange air-saumure. Le flux à l'interface air/saumure est non nul seulement si la température du gaz est supérieure à la température de la saumure. C'est-à-dire que par hypothèse, on suppose qu'il n'y a pas d'échange de chaleur entre les deux fluides si le gaz est plus froid que la saumure (voir annexe C).

2.5. Historique de la pression de l'air dans la cavité

2.5.1. Cycle de pression

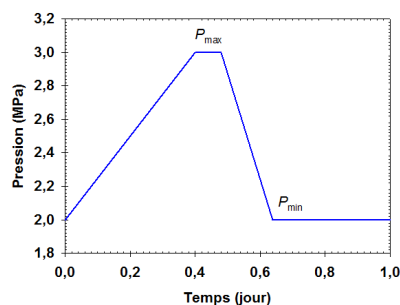


Figure 6.3. Cycle de pression retenu pour les calculs.

Le chargement mécanique est réalisé en imposant la pression du gaz dans la cavité sur la base d'un cycle de 24 heures avec la décomposition suivante :

- 9,52 heures d'injection de gaz de 2 à 3 MPa ;
- 2 heures de repos ou stand-by à 3 MPa ;
- 4 heures de soutirage de gaz de 3 à 2 MPa ;
- 8,48 heures de repos ou stand-by à 2 MPa.

Ce scénario type (Figure 6.3) est issu du pré-dimensionnement réalisé par EDF dans le cadre du projet SACRE grâce à des simulations technico-économiques ; les temps de charge et de décharge ont été déterminés de manière à maximiser la rentabilité de l'installation.

Ce cycle de pression permet de construire un historique idéalisé de pression que l'on appliquera comme chargement aux deux cavités étudiées. Cet historique est présenté à la sous-section suivante.

2.5.2. Histoire du chargement

Sur la base du cycle journalier présenté en section 2.5.1, on a donc défini un historique théorique de chargement en pression de la cavité pendant 24 ans (Figure 6.4 et Figure 6.5).

Dans le cadre du projet SACRE de l'ANR, le partenaire Géostock a proposé d'inclure dans l'histoire de la pression, des phases de maintenance de la cavité pendant lesquelles la pression est abaissée jusqu'à la pression atmosphérique. Géostock a aussi contribué à ajuster les périodes de charge/décharge de la pression d'opération à la pression atmosphérique afin qu'elles soient réalistes. Les périodes de maintenance sont nécessaires pour vérifier l'état de corrosion du tube central et des cuvelages (Crotogino et al., 2001 ; Sobolik et Ehgartner, 2012). L'historique retenu pour le modèle CAES se présente donc comme suit :

- Création, premier remplissage en gaz, premier passage à la pression minimale :
 - Création de la cavité par lessivage d'une durée de 8 ans, pendant laquelle l'évolution de la température est imposée dans la cavité, la pression de la cavité est abaissée de la pression géostatique à la pression halmostatique ; ultérieurement, l'évolution de la température est libre, donc déterminée par calcul ;
 - Phase de repos de 100 jours pendant laquelle la pression est halmostatique en cavité et certains équipements de surface sont installés ;
 - Premier remplissage en gaz de 15 jours à la pression halmostatique (P_h) ;
 - Passage de la pression halmostatique à la pression minimale ($P_{\min} = 2 \text{ MPa}$) en 30 jours ;
- Chargement cyclique en fonctionnement normal
 - 15 ans de cycles (2 – 3 MPa) de 24 heures par séries de 5 ans.
- Episodes de maintenance

Trois épisodes de maintenance sont pris en compte, un tous les cinq ans, pendant lesquels la pression est descendue jusqu'à la pression atmosphérique. Pendant un tel épisode :

- La durée du passage de la pression minimale (P_{\min}) à la pression atmosphérique (P_{atm}) est de 30 jours ;
- La phase de maintenance à la pression atmosphérique (P_{atm}) est de 7 jours ;
- La durée du passage de la pression atmosphérique (P_{atm}) à la pression minimale (P_{\min}) est de 30 jours.

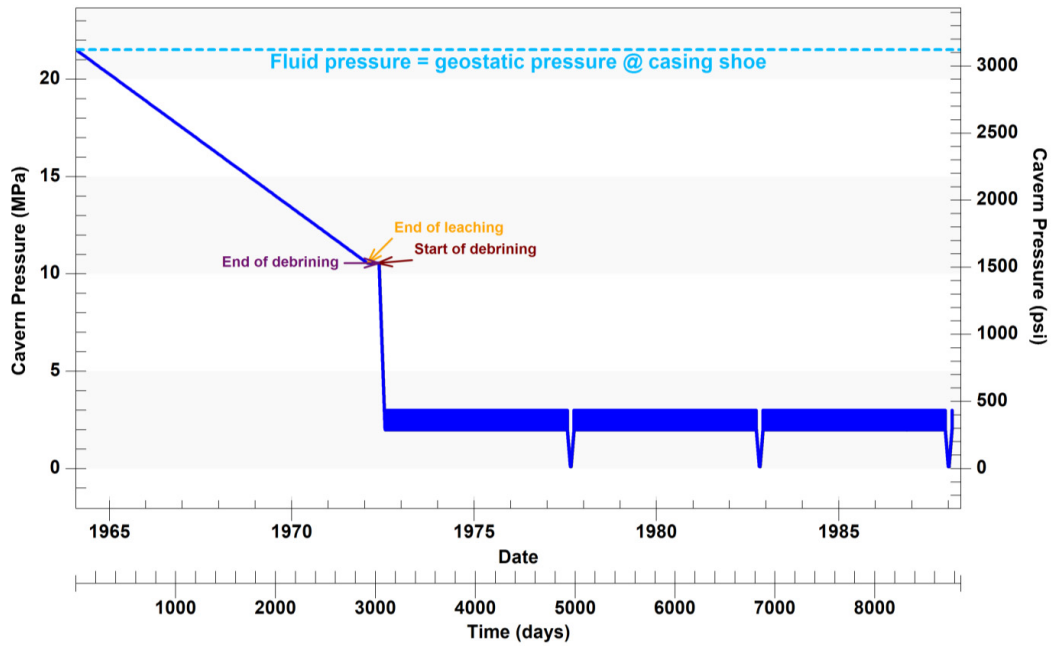


Figure 6.4. Evolution de la pression du gaz au toit de la cavité EU.

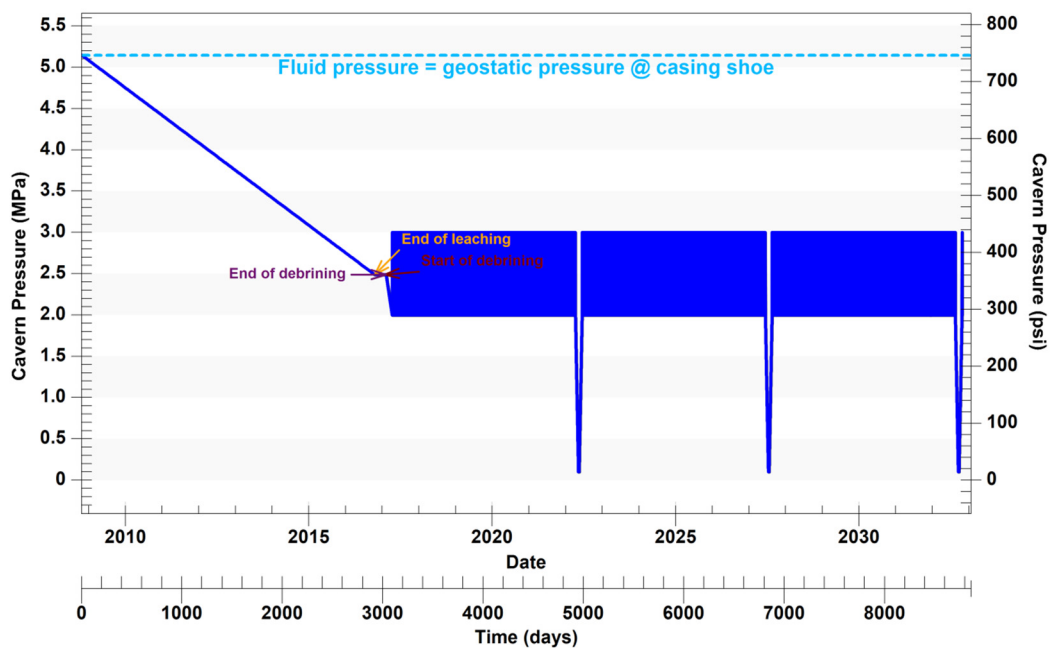


Figure 6.5. Evolution de la pression du gaz au toit de la cavité SG.

Les Figures 6.4 et 6.5 résument respectivement les évolutions de la pression du gaz imposées dans les cavités EU et SG. Une variante de ce calcul avec des cycles de pression compris entre 5 et 6 MPa (au lieu de 2-3 MPa) a été envisagée pour la cavité EU et les résultats sont commentés dans l'étude paramétrique en section 6. La cavité SG quant à elle est moins profonde, la pression géostatique à sa profondeur moyenne est de 5,08 MPa. Les cycles de chargement entre 5 et 6 MPa ne sont donc pas réalisables pour des raisons d'étanchéité, car 6 MPa est supérieure à la valeur de la pression géostatique.

2.6. Maillage

La méthode des éléments finis est utilisée pour le calcul numérique.

Pour la cavité EU, la coupe méridienne maillée est un rectangle de 1500 m de longueur et 125 m de largeur. Les dimensions du rectangle correspondent respectivement à la hauteur et au diamètre du profil de calcul axisymétrique. La zone de calcul est subdivisée en 3 parties suivant la densité des mailles : une zone de très forte densité, une zone de forte densité et une zone de faible densité (voir section 3.5 au chapitre 7). Le toit du sel est à 476 m et le sabot de cuvelage est à 897 m. Des éléments triangulaire de 0,25 m de longueur maximale ont été utilisés en parois.

Pour la cavité SG, la coupe méridienne maillée est un rectangle de 300 m de longueur et de 60 m de largeur. Les dimensions du rectangle correspondent respectivement à la hauteur et au diamètre du profil de calcul axisymétrique. Dans le Tableau 6.5, on donne les caractéristiques des maillages utilisés. Le toit du sel est à 207 m et le sabot du cuvelage est à 211,9 m. Des éléments triangulaires de 0,15 m de longueur maximale ont été utilisés en parois.

Tableau 6.5. Caractéristiques du maillage utilisé pour les deux configurations.

Paramètres	Cavité EU	Cavité SG
Nombres de nœuds	23 183	11 021
Nombre d'éléments	44 901	20 914
Largeur (m)	125	60
Profondeur (m)	1500	300
Taille des éléments en paroi de cavité (m)	0,25	0,15

La Figure 6.6 présente les différentes zones de maillages utilisées. Ce modèle de maillage est favorable à l'étude des variations rapides de pression en cavité. Il est utile à la prise en compte des effets induits par les chargements répétés en paroi de cavité.

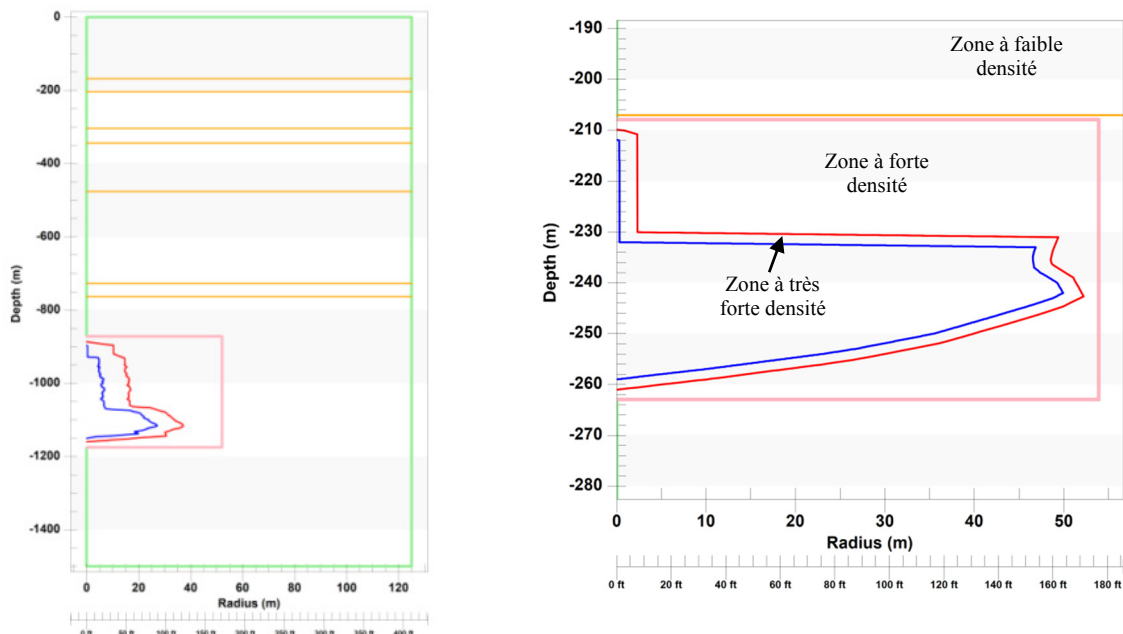


Figure 6.6. Différentes zones du maillage d'une cavité saline avec LOCAS. Coupe méridienne pour la cavité EU (à gauche) et pour la cavité SG (à droite).

3. Résultats des calculs thermiques

3.1. Evolutions de la température

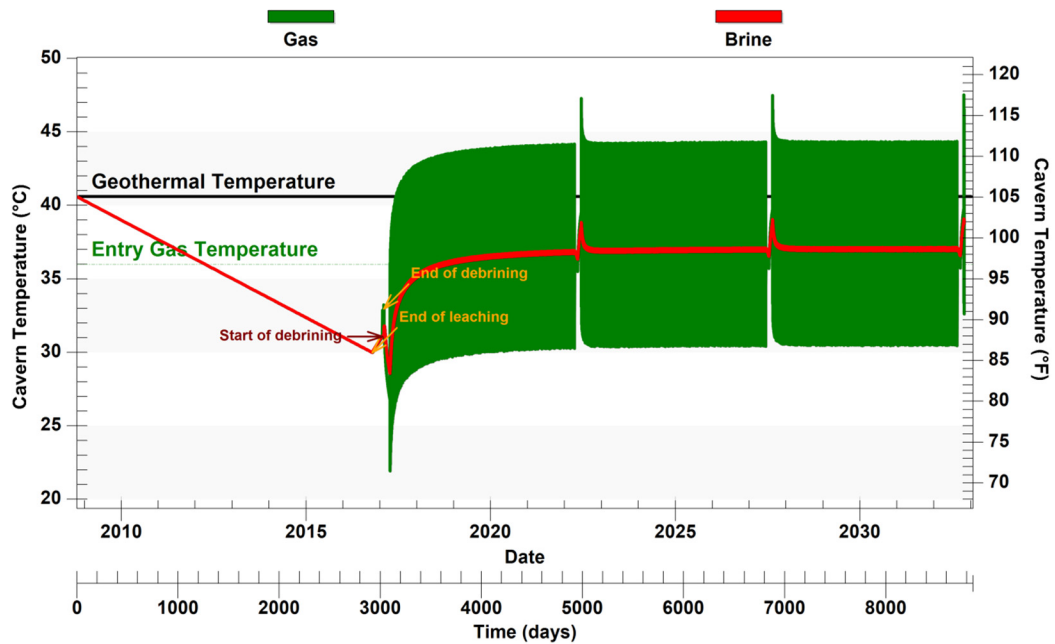


Figure 6.7. Evolution de la température du gaz et de la saumure dans la cavité EU.

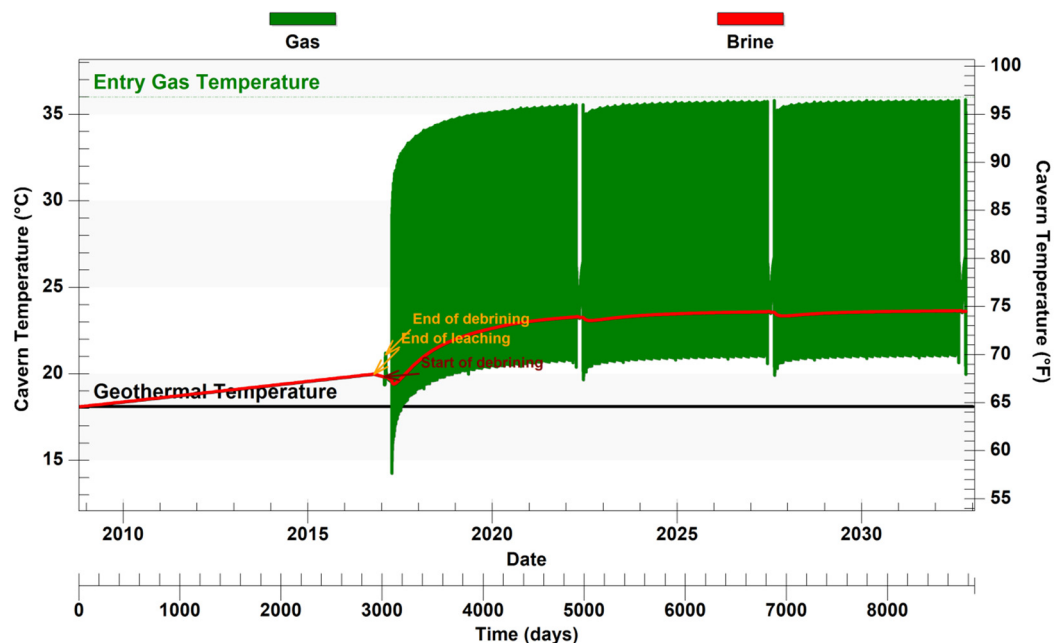


Figure 6.8. Evolution de la température du gaz et de la saumure dans la cavité SG.

3.1.1 Evolution de la température dans la cavité EU

Les changements de la température du gaz dans la cavité peuvent être dus : aux échanges avec la saumure ; à la chaleur provenant des parois par conduction ; à l'apport de chaleur par injection et à l'apport d'énergie par compression-détente. La cavité EU est presque entièrement remplie de gaz mais une petite quantité de saumure demeure toujours au fond de cavité (0,02% du volume). On présente sur la Figure 6.7 l'évolution de la température de la saumure en rouge ainsi que celle du gaz en vert. Le

coefficient d'échange thermique saumure/gaz est $h^* = 20 \text{ W/m}^2\text{-K}$ (voir section 2.4). La saumure joue un rôle très faible compte tenu de son volume, sa température se stabilise vite, hormis les épisodes de maintenance où la saumure se réchauffe et se refroidit rapidement. On observe avec les épisodes de maintenance que les amplitudes de la variation de pression ont un effet important sur l'évolution de la température du gaz et de la saumure. La température géothermique calculée à la profondeur moyenne de la cavité (1023,5 m) est de $40,7^\circ\text{C}$; elle est plus grande que la température d'injection du gaz, fixée à 36°C . Pendant la seconde moitié de l'injection, l'air qui entre est plus froid que l'air déjà présent dans la cavité, la cavité reçoit de la chaleur provenant du massif (section 3.2). La température moyenne du gaz dans la cavité arrive rapidement à s'équilibrer à une température comprise entre la température géothermique à profondeur moyenne et la température d'injection du gaz. Ceci rejoint les analyses faites avec le calcul semi-analytique du chapitre 2. A moyen terme, l'énergie injectée dans la cavité par l'air comprimé n'est pas utilisée pour réchauffer le massif. Avec cette configuration une variation de pression d'1 MPa (différence entre $P_{\max} = 3 \text{ MPa}$ et $P_{\min} = 2 \text{ MPa}$) entraîne une variation de la température du gaz de 15°C en moyenne et une variation journalière de la température de la saumure d' 1°C environ. Notons que cette variation de 1°C de la température de la saumure est due à la très faible proportion de saumure résiduelle en fond de cavité. On constate par ailleurs que les premiers cycles de chargement font augmenter la température de la saumure et du gaz, c'est un régime transitoire qui dure au moins pendant les deux premières années pour la cavité EU.

3.1.2. Evolution de la température dans la cavité SG

Dans ce calcul, la cavité SG est remplie à 70% de gaz (air comprimé). Sur la Figure 6.8, on trace l'évolution de la température des différents fluides présents dans la caverne (air et saumure). En vert on a tracé la température du gaz et en rouge la température de la saumure. La température moyenne du gaz tend lentement vers une valeur intermédiaire comprise entre la température naturelle du massif à la profondeur moyenne de la cavité ($18,1^\circ\text{C}$) et la température d'injection de l'air (36°C). La saumure, pour sa part, se réchauffe beaucoup plus lentement vraisemblablement pour deux raisons : d'une part le rapport surface / volume est faible et d'autre part dans le modèle lorsque le gaz est plus chaud que la saumure il ne lui cède pas de chaleur. Lorsque la température n'évolue plus au cours d'un cycle, l'énergie interne et le travail fourni reprennent leurs valeurs initiales. Dans ce cas, le flux de chaleur apporté ou retiré dans le massif doit être égal à la quantité d'enthalpie différentielle.

3.2. Flux d'énergie

3.2.1. Flux d'énergie dans la cavité EU

La quantité de chaleur est positive lorsque le flux provenant du massif provoque une augmentation de la température du gaz en cavité. La Figure 6.9 montre que la moyenne du flux de chaleur de conduction est positive pour la cavité EU. L'air injecté est donc en moyenne au cours du temps légèrement réchauffé, ce qui veut dire qu'on ne perd pas d'énergie par conduction dans le massif. Sur la Figure 6.10, l'énergie apportée par le massif est comparée à l'énergie provenant des échanges entre le gaz et la saumure. Cette énergie est obtenue par intégration du flux de conduction ou de la puissance énergétique présentée en Figure 6.9. Rappelons qu'il ne subsiste qu'une petite quantité de saumure (0,02%) présente au fond de la cavité. Il y a donc en moyenne un léger apport de chaleur par le massif. En résumé, la chaleur échangée entre la saumure et le gaz est négligeable par rapport à la quantité de chaleur provenant du massif.

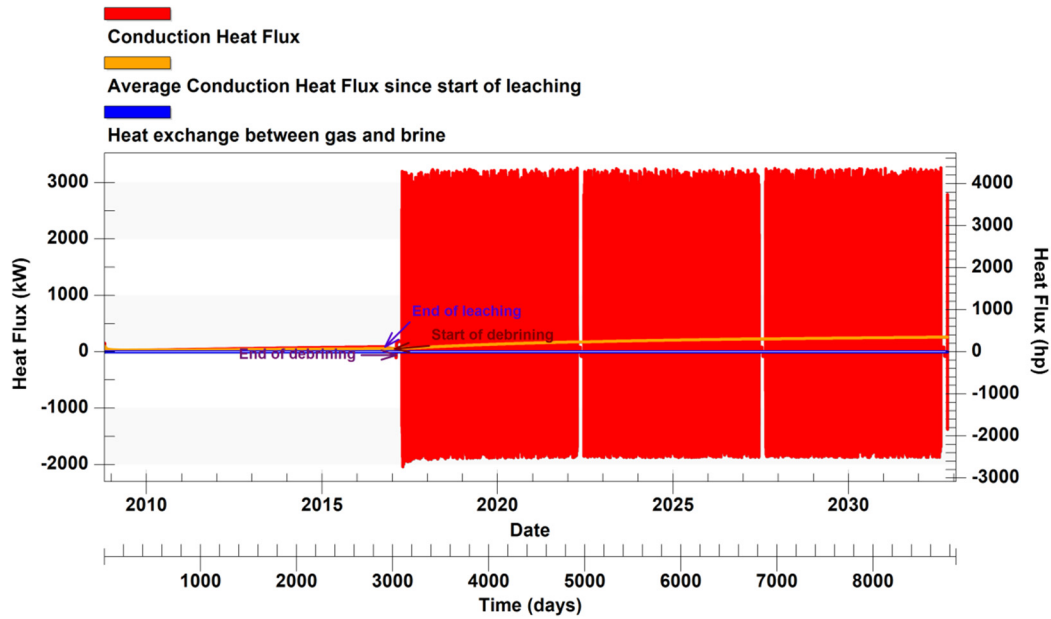


Figure 6.9. Evolution des flux de chaleur dans la cavité EU.

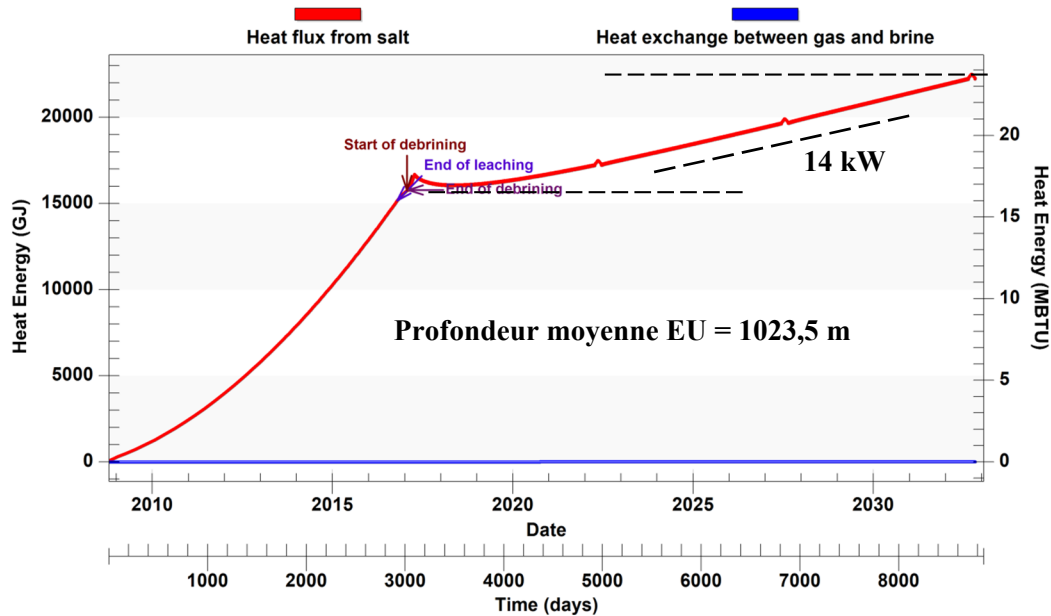


Figure 6.10. Evolution des quantités de chaleur échangées dans la cavité EU.

3.2.2. Flux d'énergie dans la cavité SG

Le tracé du flux d'énergie de conduction sur la Figure 6.11 indique que la cavité SG, cyclée entre 2 et 3 MPa, fournit de la chaleur au massif. Sur la Figure 6.12, l'énergie apportée au massif est comparée à l'énergie provenant des échanges entre le gaz et la saumure. Il en ressort que l'échange le plus important est le réchauffement du massif par la chaleur provenant du gaz injecté et qu'en fait il équilibre à peu près la chaleur apportée par le massif. Sur la Figure 6.12, une valeur de l'énergie négative signifie que la cavité fournit de l'énergie au massif environnant pendant toute la durée de l'exploitation.

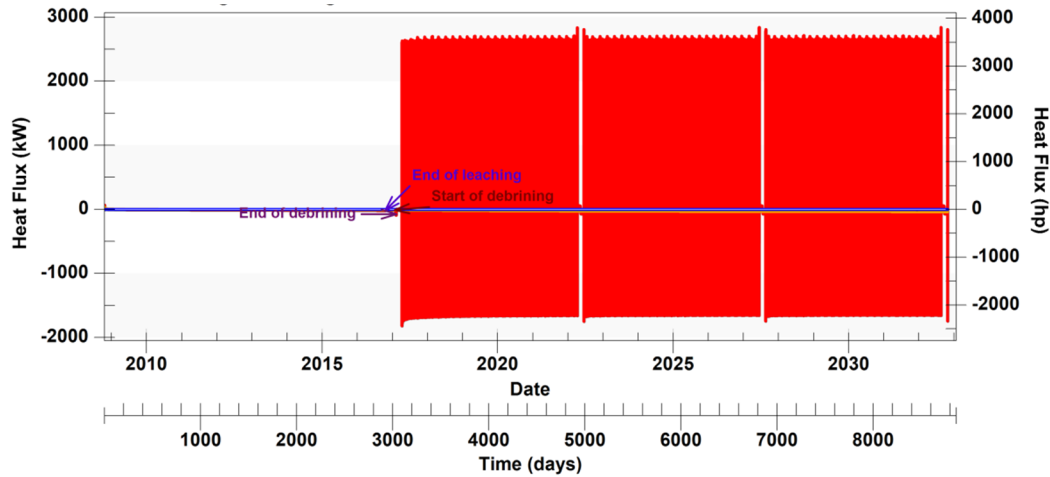


Figure 6.11. Evolution des flux de chaleur dans la cavité SG.

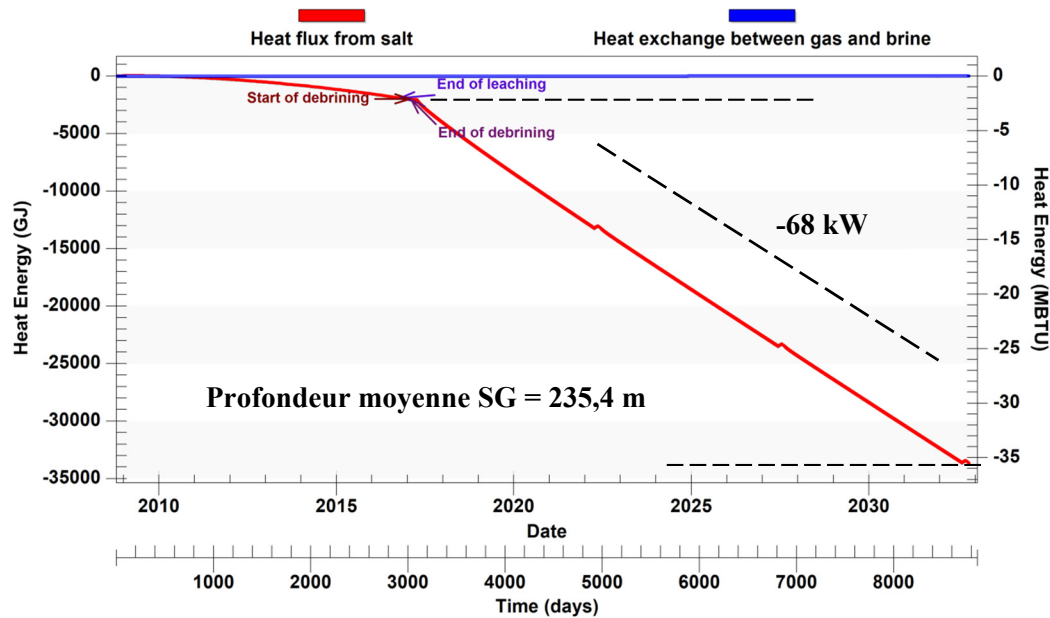


Figure 6.12. Evolution des quantités de chaleur échangées dans la cavité SG.

Les deux CAES existants à Huntorf et à McIntosh fournissent respectivement une puissance de 290 MW pendant 2 heures et 110 MW pendant 26 heures. On peut dire que la puissance fournie ou cédée au massif par les cavités EU et SG est négligeable, de l'ordre de 68 kW, comparée à l'énergie totale que peut fournir un CAES.

La Figure 6.9 montre que l'évolution de la température tend vers un régime établi, les flux (maximal et minimal) semblent constants. Mais à cette échelle, il est difficile de connaître la durée des épisodes de flux négatifs et positifs. C'est la raison pour laquelle sur la Figure 6.13 on a présenté pour le premier cycle (au début de l'exploitation) et le dernier (après 15 ans d'exploitations) les résultats obtenus en température et en flux de chaleur en paroi. Pour la cavité EU, on a comparé les évolutions de température entre le premier et le dernier cycle journalier. On constate que la moyenne de la température du gaz a augmenté de $\Delta T = 5^{\circ}\text{C}$ de manière quasi uniforme pendant toute la durée de l'exploitation (les 3 phases de maintenance comprises). Cette augmentation est obtenue lors du phénomène transitoire en début de cycle (ou en début d'exploitation) ; car comme le montre la Figure 6.7, le régime établi est véritablement atteint au bout de la deuxième année de cycles journaliers. En effet, pendant le lessivage très long, on

refroidit significativement le massif. A partir du premier remplissage, on revient progressivement vers une température plus élevée pendant les 2 premières années. On peut aussi noter, surtout au cours des derniers cycles, que la température du gaz pendant la phase d'injection est toujours supérieure à la température d'injection, de sorte que le gaz injecté tend à refroidir le gaz contenu dans la caverne. Le flux de chaleur moyen provenant du massif quant à lui reste quasi constant pendant toute cette période. A long terme, le travail au cours d'un cycle est quasiment nul, cela veut dire que le flux de chaleur cédé ou apporté au massif est égal à l'enthalpie apportée par le gaz injecté.

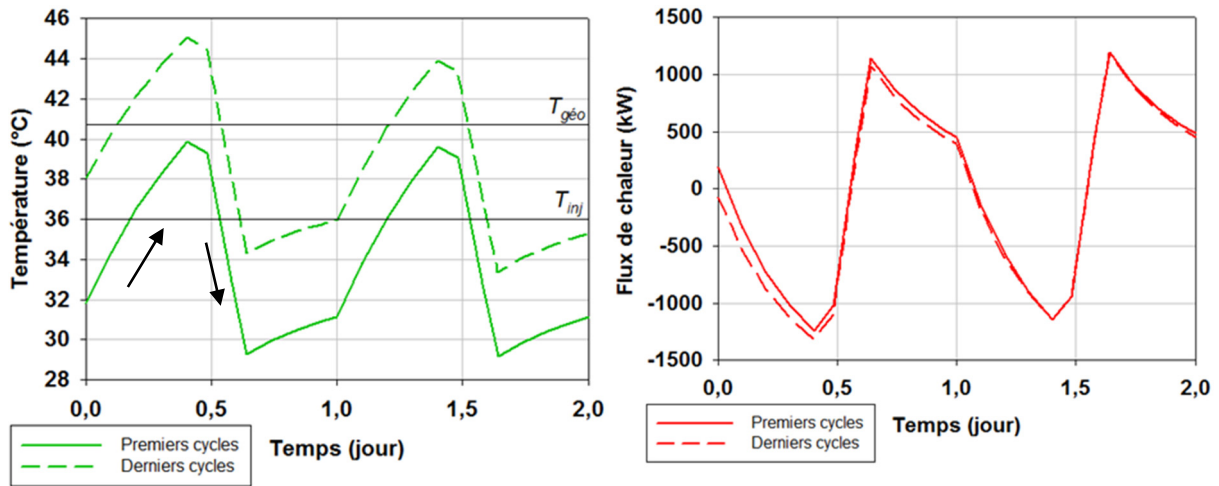


Figure 6.13. Evolution de la température du gaz et du flux de chaleur en paroi pendant les deux premiers et les deux derniers cycles dans la cavité EU.

3.3. Température dans la cavité et dans le massif environnant

Les isovaleurs de la température ont été tracées à certains instants du cycle et de la période de maintenance. Plus précisément au dernier cycle (fin de la montée en pression à P_{max} et fin du soutirage à P_{min}) et pendant le premier épisode de maintenance (début et fin de la phase de maintenance, tous à P_{atm}). Sur la Figure 6.14, les flèches rouges représentent les instants sus-décrits choisis au cours deux phases particulières de l'historique de pression (le cycle type et la période de maintenance).

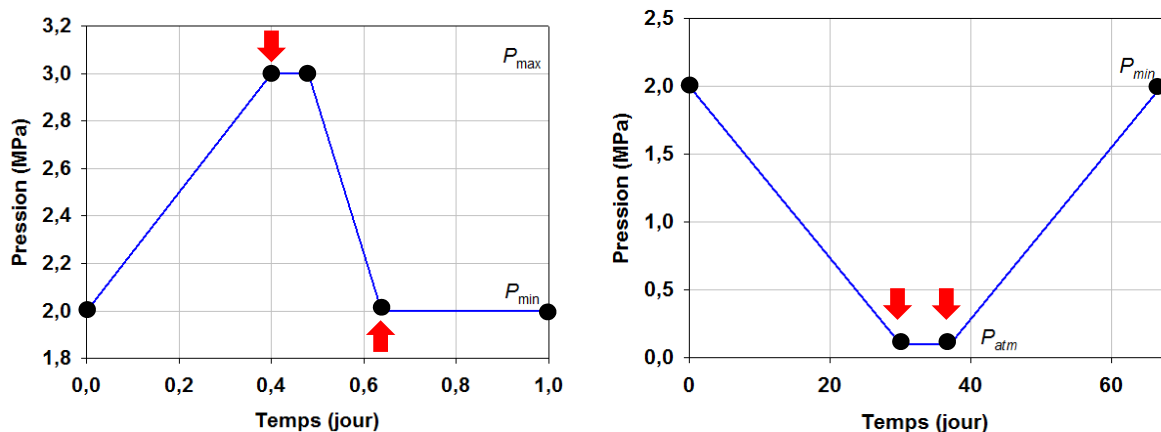


Figure 6.14. Cycle de pression de référence à gauche et période de maintenance à droite.

3.3.1. Pendant les cycles

On a tracé sur la Figure 6.15 les isovaleurs de la température pendant le premier et le dernier cycle. Ces isovaleurs représentent à la fois la distribution de la température dans la cavité et dans le massif environnant. Dans la cavité on retrouve les mêmes valeurs déjà présentées précédemment.

Pour la cavité EU, pendant l'historique d'exploitation présenté en Figure 6.4 (phase de maintenance comprise), la température de l'air dans la cavité se réchauffe de 5°C comme on l'a vu dans les évolutions. Dans le massif environnant, on observe à l'issue de la première montée en pression que le sel autour de la cavité est plus chaud que le gaz dans la cavité. Au dernier cycle, cet air présent dans la cavité s'est légèrement réchauffé. Cette observation est favorable au rendement énergétique du système de stockage de la chaleur qui est constitué de la cavité et du sel environnant.

Pour la cavité SG, pendant l'exploitation, à la fin de l'injection, le gaz présent dans la cavité est plus chaud que le massif d'environ 10°C. Pour atteindre l'équilibre thermique, le système (cavité + massif) va donc transmettre le surplus de chaleur au massif relativement froid : de l'énergie est donc perdue si on injecte de l'air à 36°C. Pendant le soutirage, le gaz est effectivement plus froid mais la différence de température avec le massif n'est pas importante (moins de 5°C environ). L'amplitude des deux effets sus-décrits se réduit au cours des cycles.

3.3.1. Pendant les épisodes de maintenance

Sur la Figure 6.16, on a tracé les isovaleurs de la température au début et à la fin des épisodes de maintenance. Ces isovaleurs représentent la distribution de la température dans la cavité et dans le massif environnant. Dans la cavité on retrouve les mêmes valeurs déjà présentées précédemment.

Pour la cavité EU, à faible pression d'air (à pression atmosphérique) et pendant une semaine, on observe un léger réchauffement de l'air dans la cavité (la température de l'air dans la cavité passe de 35°C à 37°C). Ceci est dû au transfert de chaleur par conduction à travers les parois de la cavité. L'effet de cette conduction est important puisque le produit de la capacité calorifique à volume constant et de la masse volumique du gaz (ρC_v) est faible à basse pression.

Pour la cavité SG, quand le gaz est à la pression atmosphérique (pendant les maintenances), la capacité calorifique du gaz est faible et le gaz se réchauffe vite, d'autant que le toit plat est un bon échangeur thermique qui joue un rôle non négligeable pour atteindre rapidement et maintenir une température de l'air pas trop basse dans la cavité.

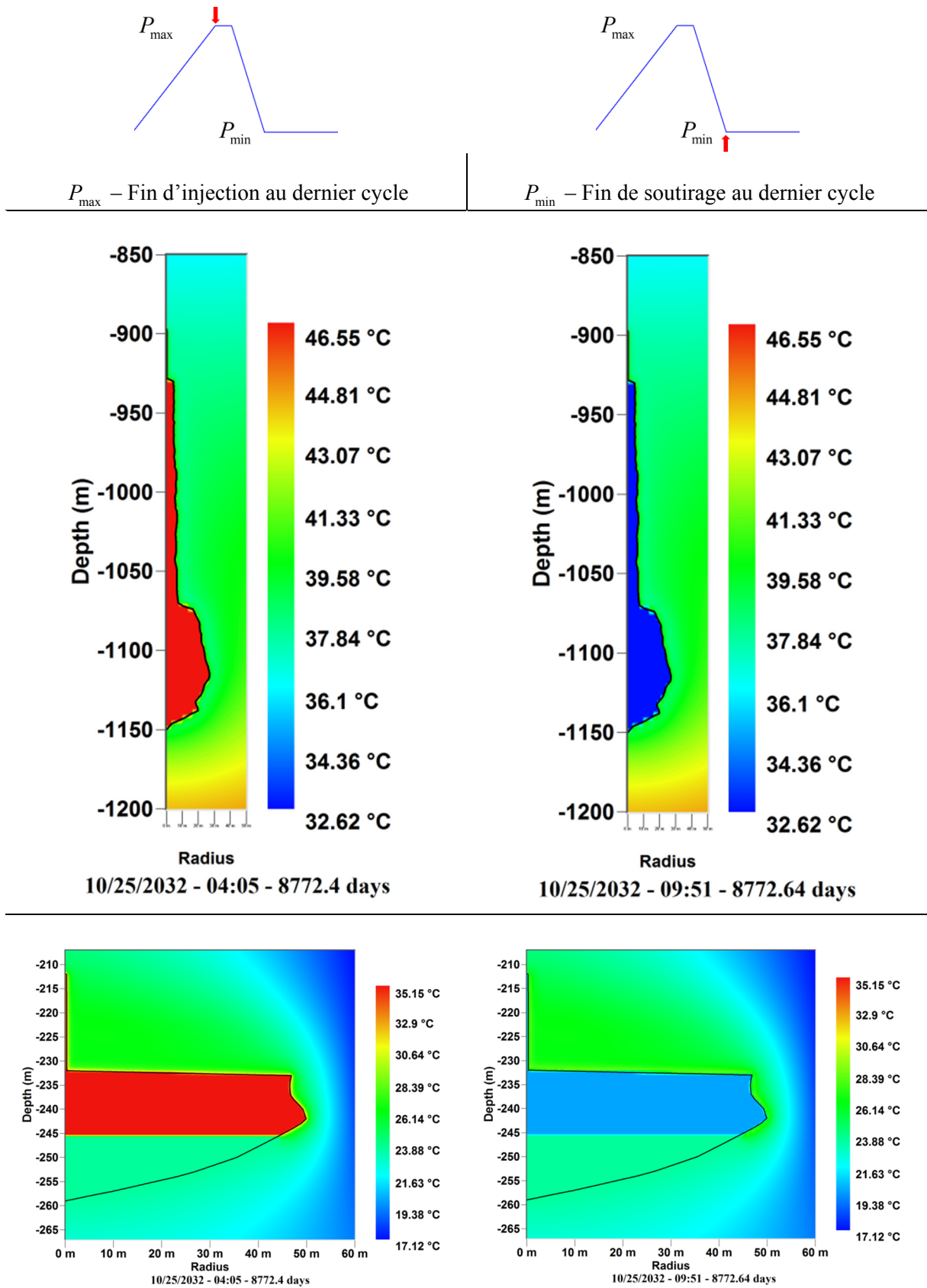


Figure 6.15. Isovaleurs de la température pendant le dernier cycle, pour la cavité EU (en haut) et pour la cavité SG (en bas).

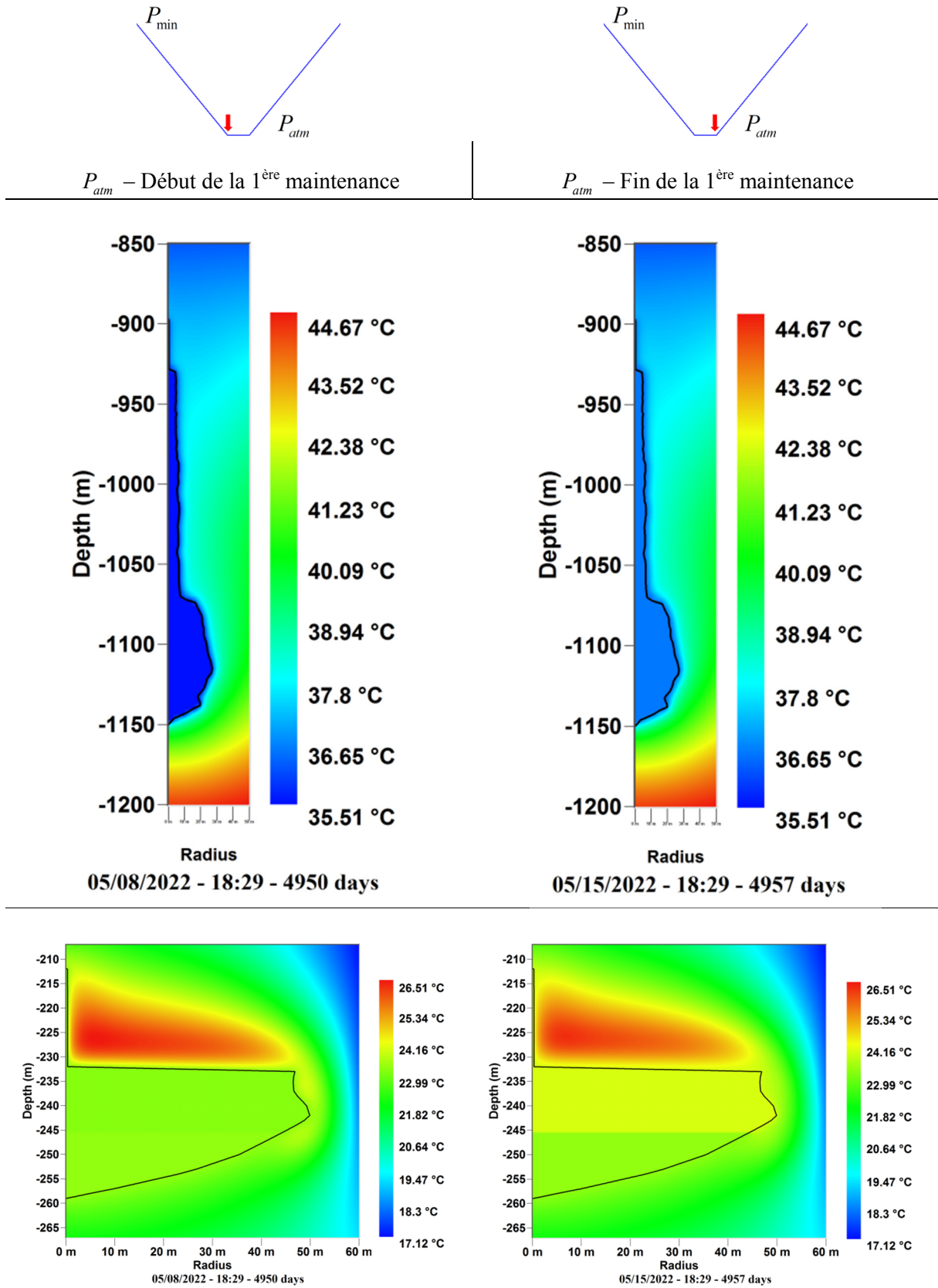


Figure 6.16. Isovaleurs de la température pendant la première période de maintenance, pour la cavité EU (en haut) et pour la cavité SG (en bas).

4. Problème mécanique

4.1. Comportement viscoplastique, loi de Lemaitre-Menzel-Schreiner (L-M-S)

Le sel est considéré comme un matériau élasto-viscoplastique très sensible aux variations de température. Le comportement rhéologique est décrit par la loi de L-M-S (voir annexe A).

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{el} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} \quad (6.7)$$

$$\varepsilon_{ij}^{el} = \dot{\sigma}_{ij} / E_s \quad (6.8)$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} = \frac{3}{2\sqrt{3}J_2} \frac{\partial}{\partial t} (\zeta^\alpha) s_{ij} \quad (6.9)$$

$$\dot{\zeta} = \left(\frac{\sqrt{3}J_2}{K} \right)^\beta \quad (6.10)$$

Les essais de laboratoire permettent de déterminer les paramètres (α , β et K) de la loi de fluage de L-M-S. Pour la cavité EU, le jeu de paramètres de Manosque a été pris en compte (Brouard et al., 2006). Pour la cavité SG, on a choisi un jeu de paramètres du quartier S^t Maximilien de la mine de sel de Varangéville en Lorraine qui a été ajusté lors d'une étude antérieure (Bérest et al., 2007). Quelques jeux de paramètres de différents sels sont présentés au **Tableau 6.6**.

Tableau 6.6. Jeux de paramètres considérés pour la loi de L-M-S.

Origine	α	β	K (MPa)
Etrez (EZ53)	0,270	4,00	0,882
Jeu maxi GDF	0,210	2,55	1,075
Jeu mini GDF	0,326	3,63	1,115
Manosque	0,300	2,90	0,800
S ^t Maximilien	0,303	3,40	1,500
Tersanne TE02	0,500	3,63	0,889

4.2. Comparaison du sel de Manosque avec d'autres sels, cas de la cavité EU

Les deux jeux de paramètres sélectionnés pour les cavités EU et SG sont ensuite comparés en utilisant la base de données de jeux de paramètres de divers types de sel gemme dans LOCAS.

Sur les Figure 6.17 et Figure 6.18, on a comparé l'amplitude au fluage du sel de Manosque et d'autres sels de la littérature en utilisant d'une part l'indice dit « de Vouille » et d'autre part le calcul de la vitesse de fermeture d'une cavité sphérique. L'indice de Vouille permet de comparer les valeurs des paramètres de la loi de Lemaitre pour plusieurs sels. L'indice de Vouille est égal à la déformation cumulée d'un échantillon de sel gemme soumis à un déviateur de contrainte de $P_\infty - P_h$ (10 MPa) pendant 1 an à la température géothermique de la profondeur moyenne de la cavité qui est ici de 40,6°C.

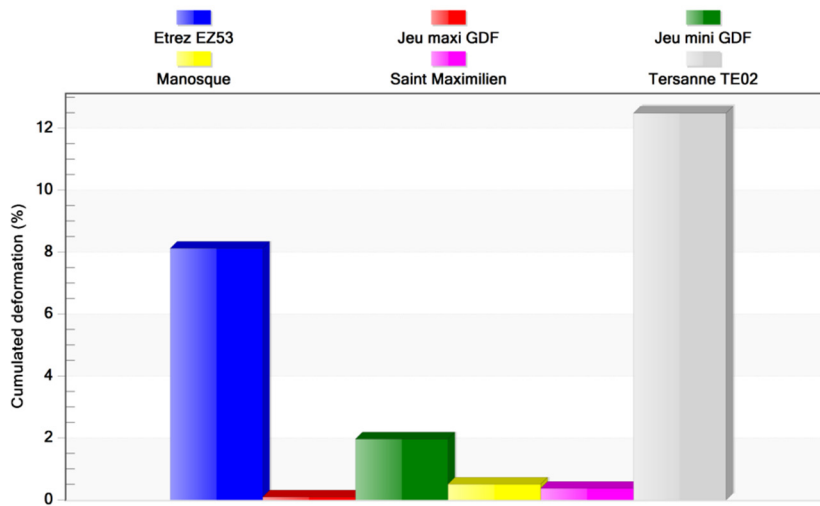


Figure 6.17. Indice de Vouille de différents sels.

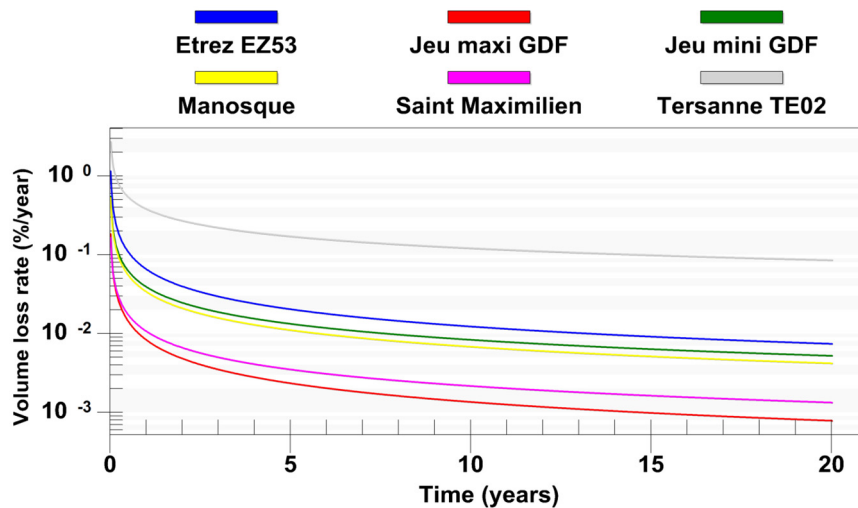


Figure 6.18. Comparaison de la vitesse de fermeture par fluage d'une caverne sphérique.

Une comparaison de la vitesse de fermeture par fluage d'une cavité sphérique pour divers jeux de paramètres est présentée en Figure 6.18. Dans ce cas de figure, le centre de la cavité sphérique est à 1023,5 m de profondeur qui est la profondeur moyenne de la cavité EU. Cette dernière est laissée à pression halmostatique soit 12,049 MPa et à une température de 40,6°C. Le sel de Tersanne est le plus fluant.

Par la suite, seuls les jeux de paramètres de Manosque et de S^t Maximilien sont utilisés pour la loi de L-M-S. Ces deux jeux de paramètres sont en moyenne peu fluant, et le jeu S^t Maximilien est moins fluant que celui de Manosque.

4.3. Conditions à la limite

A titre de rappel de ce qui a été développé en sous-section 1.3.2, on applique la pression atmosphérique à la surface du sol. A grande distance de la caverne (c'est à dire sur les bords du maillage et au fond) les déplacements sont bloqués (u_z en bas et u_r à droite). L'évolution de la pression de l'air imposée dans la caverne a été présentée en section 2.5.2. L'évolution de la température dans le massif résulte du calcul thermodynamique présenté dans la section précédente.

5. Résultats des calculs couplés thermomécaniques

5.1. Perte de volume de la cavité au cours du temps

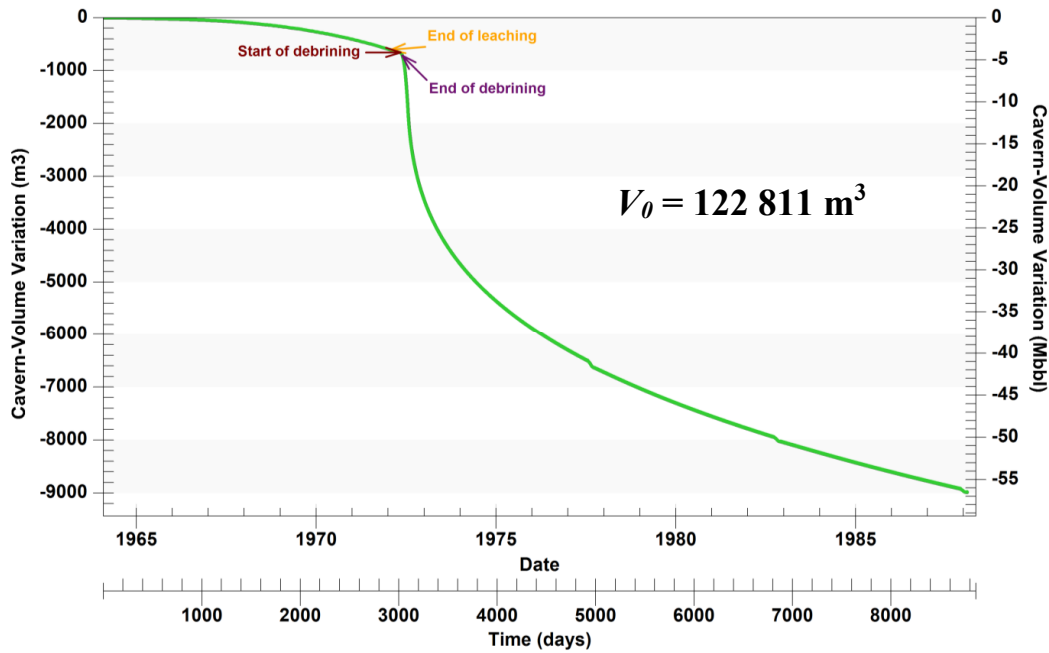


Figure 6.19. Perte de volume de la cavité EU en fonction du temps.

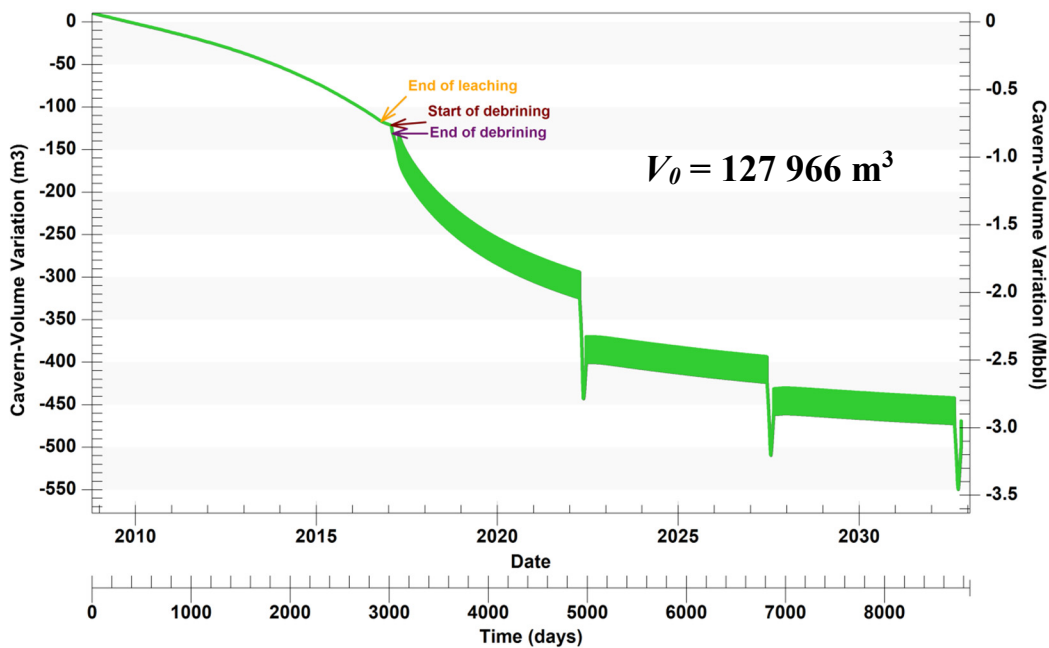


Figure 6.20. Perte de volume de la cavité SG en fonction du temps.

La cavité EU étant profonde (1023,5 m de profondeur moyenne) on observe qu'elle a perdu 6% de volume par fluage en 16 ans entre 1972 et 1988. La cavité EU a un volume initial de 122 811 m³ et après 24 ans d'exploitation suivant le chargement cyclique décrit plus haut, la perte de volume de la cavité est estimée à 7,32%. Dans la période finale d'exploitation c'est-à-dire entre 1983 et 1988 (5 ans), la vitesse de fermeture de la cavité peut être évaluée à 0,27%/an. C'est une valeur crédible puisqu'on considère

souvent qu'une cavité à 1000 m de profondeur soumise à une pression halmostatique (12 MPa) a une perte de volume établie d'environ 0,03%/an (Brouard, 1998) soit près de 10 fois moins que la caverne d'air décrite ici dont la pression interne est bien moindre puisqu'elle varie entre 2 et 3 MPa.

La cavité SG est peu profonde (profondeur moyenne à 235,4 m). On observe qu'elle a perdu 0,4% de son volume pendant toute la durée de son exploitation (24 ans, de 2009 à 2033). La vitesse de fermeture de la cavité à la fin de l'exploitation est d'environ $2,6 \cdot 10^{-2}$ %/an. Cette vitesse est rapide comparée avec les mesures effectuées sur la cavité de Gellenoncourt qui est de $0,93 \cdot 10^{-3}$ %/an qui toutefois était à la pression halmostatique, donc en moyenne un peu plus élevée (2,8 MPa), voir Brouard et al., (2012). Cette vitesse de fermeture de la cavité est décroissante (en valeur absolue) pendant les trois périodes de chargement cyclique. En comparaison de la cavité EU, de volume comparable, la perte de volume est beaucoup plus lente, et de ce fait, on discerne bien les cycles élastiques. Les épisodes de maintenance donnent lieu à une perte de volume irréversible importante.

5.2. Subsidence en surface

5.2.1. Résultats des calculs à la fin de la période d'exploitation

Pour la cavité EU, la subsidence à la fin de la période d'exploitation est assez élevée, environ -190 mm à la verticale de l'axe de la caverne (et 10 mm/an à la fin de l'exploitation). Cette valeur élevée tient à la condition à la limite imposée sur le bord droit du maillage qui traduit la présence de cavités voisines. En effet, dans ce calcul, les déplacements horizontaux sont bloqués à une distance de $R = 125$ m de l'axe de la caverne. De ce fait la perte de volume ($\Delta V = 9000 \text{ m}^3$) doit se retrouver tout entière (aux petites déformations élastiques près) dans une cuvette de subsidence dont le rayon est $R = 125$ m. On observe ainsi que la subsidence moyenne est alors $-\Delta V / \pi R^2 = -180$ mm, c'est-à-dire très proche de la valeur calculée de 190 mm. Ensuite, quand on change ces conditions, on s'aperçoit de l'importance du choix des conditions à la limite.

Pour la cavité SG, la subsidence maximale calculée à la fin de la période d'exploitation est de -22 mm à la verticale de l'axe de la caverne. La perte de volume de la cavité est de 512 m^3 et les déplacements horizontaux sont bloqués à $R = 60$ m de l'axe de la caverne. On observe ainsi que la subsidence moyenne est alors $-\Delta V / \pi R^2 = -45$ mm soit le double de la valeur obtenue par calcul numérique. Cette valeur élevée tient aussi à la nature de la condition à la limite imposée au bord droit du modèle ; qui est la même que pour la cavité EU.

En fait, comme l'hypothèse de l'entraxe (distance entre axe de cavités dans un champ) n'est pas vérifiée dans toutes les directions, une valeur réaliste de la subsidence est vraisemblablement plus petite que celle trouvée dans les deux premiers paragraphes de cette section. Cependant, cette valeur est plus élevée que celle obtenue dans le cas d'une caverne isolée pour laquelle on applique sur le bord droit une pression géostatique. Les risques présentés par une telle subsidence dépendent de la nature des installations en surface riveraines à l'exploitation.

5.2.2. Cas d'une cavité isolée

Pour l'étude d'une cavité isolée, la condition à la limite est moins contraignante que celle décrite dans la section précédente. Il est en général accepté que le volume de la cuvette de subsidence doit être environ égal au volume de caverne perdu par fluage, parce que le fluage du sel se fait sans variation de volume du matériau : si l'on note u_z le déplacement vertical d'un point de la surface du sol :

$$u_z = -\Delta V \times f(r, H) \quad (6.11)$$

$$\int_0^{\infty} 2\pi r f(r, H) dr = 1 \quad (6.12)$$

Où r est la distance du point à la tête de puits et H est la profondeur de la caverne et ΔV la perte de volume de la cavité. Diverses propositions ont été faites pour la forme de la fonction $f = f(r, H)$:

Maruyama (1964, page 331) a analysé le cas d'une source ponctuelle de déformation dans un demi-espace infini élastique :

$$f(r, H) = \frac{3}{2\pi} \frac{H^3}{(H^2 + r^2)^{5/2}} \quad (6.13)$$

Van Sambeek (2000) propose une solution très simple dans laquelle la cuvette tient dans un cône inversé dont le rayon est égale à la profondeur de la cavité :

$$f(r, H) = \frac{3}{\pi} \frac{H-r}{H^3} \text{ et } f(r) = 0 \text{ lorsque } r > H \quad (6.14)$$

La formulation de Maruyama est mieux fondée sur le plan théorique dans le cas élastique que la formulation de Van Sambeek. Pour la subsidence à la verticale de l'axe de la cavité, les deux formulations donnent respectivement pour Maruyama (1964)

$$u_z(0) = -\Delta V \frac{3}{\pi H^2} \quad (6.15)$$

Et van Sambeek (2000)

$$u_z(0) = -\Delta V \frac{3}{2\pi H^2} \quad (6.16)$$

La formulation de Maruyama donne une subsidence inférieure de 50% si on prend la formulation de Van Sambeek, avec $\Delta V = 9000 \text{ m}^3$ (à la fin du calcul en 1988), $H = 1000 \text{ m}$, et $\pi \approx 3$ on obtient :

$$u_z(0) = -9 \text{ mm environ} \quad (6.17)$$

C'est-à-dire beaucoup moins que dans le cas étudié ici d'un réseau de cavernes proches.

5.3. Tracé des isovaleurs du coefficient de sécurité et de la contrainte effective en paroi

Par la suite des isovaleurs sont tracées pour montrer la distribution du coefficient de sécurité et de la contrainte effective dans le massif à divers instants au cours des cycles (voir Figure 6.14). On trace les isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS) et de la contrainte effective. Le FoS est relatif à l'apparition de la zone de dilatance et doit être strictement supérieur à 1, dans le cas contraire la zone est dite dilatante. La contrainte effective ne doit pas être une contrainte de traction sinon il y a des risques de micro-fracturation. La résistance à la traction du sel prise en compte ici est de 0 MPa. L'ensemble des critères de ruptures et particulièrement les jeux de paramètres du critère de dilatance de DeVries (mine de Cayuta) utilisés ici sont présentés dans l'annexe B.

5.3.1 Isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS)

La Figure 6.21 présente les isovaleurs du coefficient de sécurité pendant les cycles pour un jeu de paramètres de Cayuta. Pour la cavité EU, le coefficient de sécurité est tracé pour le critère de DeVries. On observe qu'une zone de dilatance d'une épaisseur de 10 m environ apparaît pendant les cycles en paroi de la cavité. Cette zone évolue aussi avec le temps. Pour la cavité SG et pour le jeu de paramètres de Cayuta, les zones de dilatance sont très discrètes et très localisées en paroi, ce qui est logique car la cavité étant bien moins profonde.

La Figure 6.22 présente les isovaleurs du coefficient de sécurité pendant les épisodes de maintenance pour un jeu de paramètres de Cayuta. Pour la cavité EU, le coefficient de sécurité est tracé pour le critère de DeVries et le jeu de paramètres de Cayuta. Les périodes de maintenance pendant lesquelles la pression du gaz dans la caverne est abaissée jusqu'à la pression atmosphérique ne sont pas favorables à la stabilité des parois de la caverne. Comme on peut l'observer, une zone de dilatance en paroi plus grande qu'en exploitation normale est créée. Pour la cavité SG et pendant la maintenance et pour un jeu de paramètres de Cayuta, les zones dilatantes apparaissent clairement mais ont une étendue très réduite comparativement au précédent jeu. Notons aussi un risque de fracturation plus important dans la cheminée.

5.3.2. Isovaleurs de la contrainte effective

La Figure 6.23 présente les isovaleurs de la contrainte effective pendant les cycles pour les cavités EU et SG. Pour la cavité EU, il n'y a pas ou très peu de zone en contrainte effective de traction à la paroi de cette caverne. De telles zones apparaissent pendant les cycles mais sont très localisées en paroi de cavité et n'excèdent pas le mètre d'épaisseur. Elles sont aussi concentrées dans les hors-profils non convexes. Pour la cavité SG, le critère en contrainte effective est violé pendant les cycles. Il confirme un risque de fracturation dans la cheminée. Des zones où la contrainte effective est une traction sont créées et se développent en paroi et sur tout le périmètre de la cavité.

La Figure 6.24 présente les isovaleurs de la contrainte effective de traction pendant les épisodes de maintenance pour les cavités EU et SG. Pour la cavité EU, et même pendant les périodes de maintenance, les contraintes effectives de traction demeurent très localisées à la paroi et ne constituent pas un problème de stabilité. Pour la cavité SG, et pendant la période de maintenance, et lorsque la pression dans la cavité est réduite à la pression atmosphérique (0,1 MPa), une zone importante où la contrainte effective est positive est créée et évolue dans la cheminée et sur toute l'étendue du toit plat de la caverne.

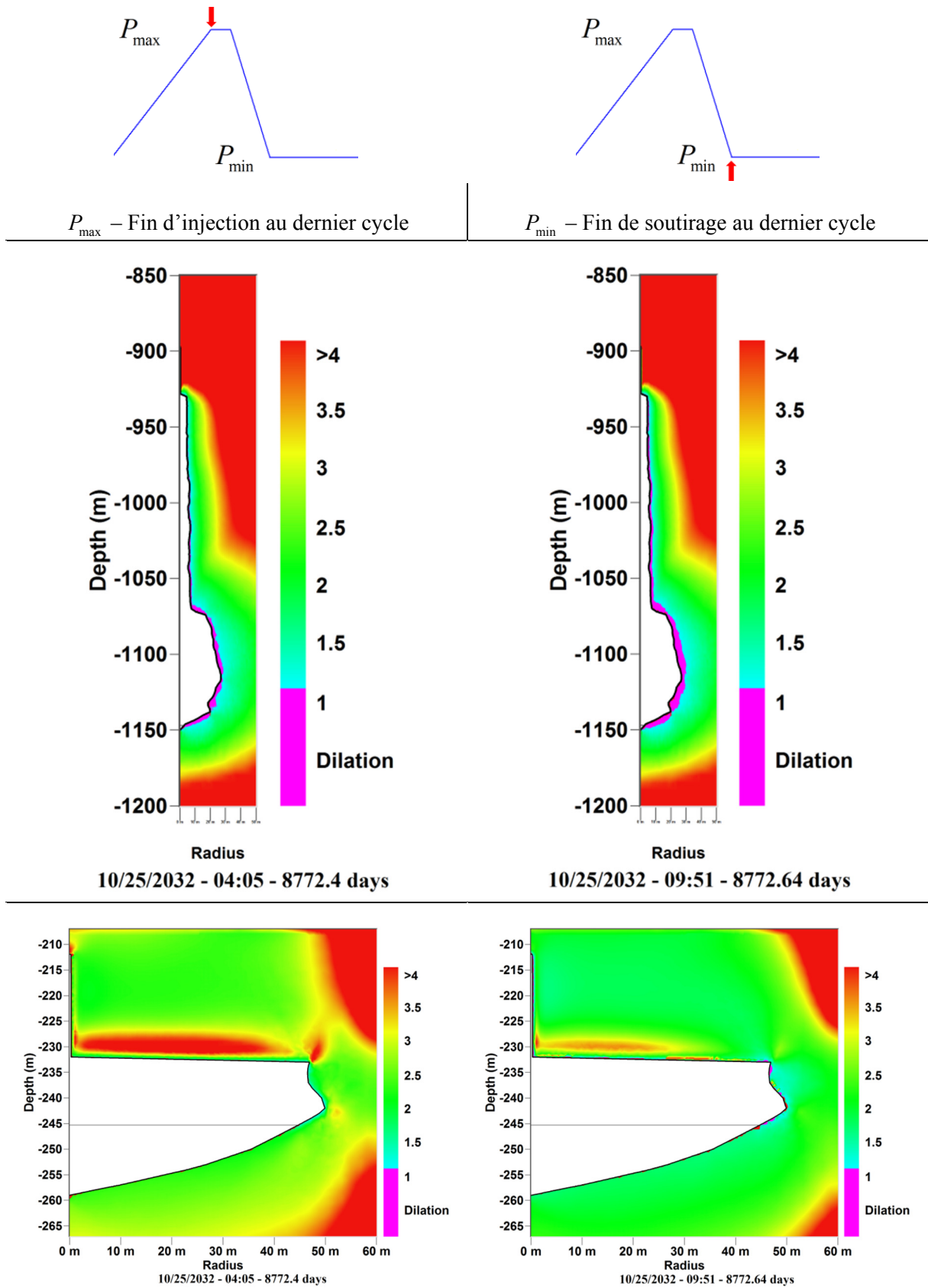


Figure 6.21. Isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS) pendant le dernier cycle pour le jeu de paramètres de Cayuta.

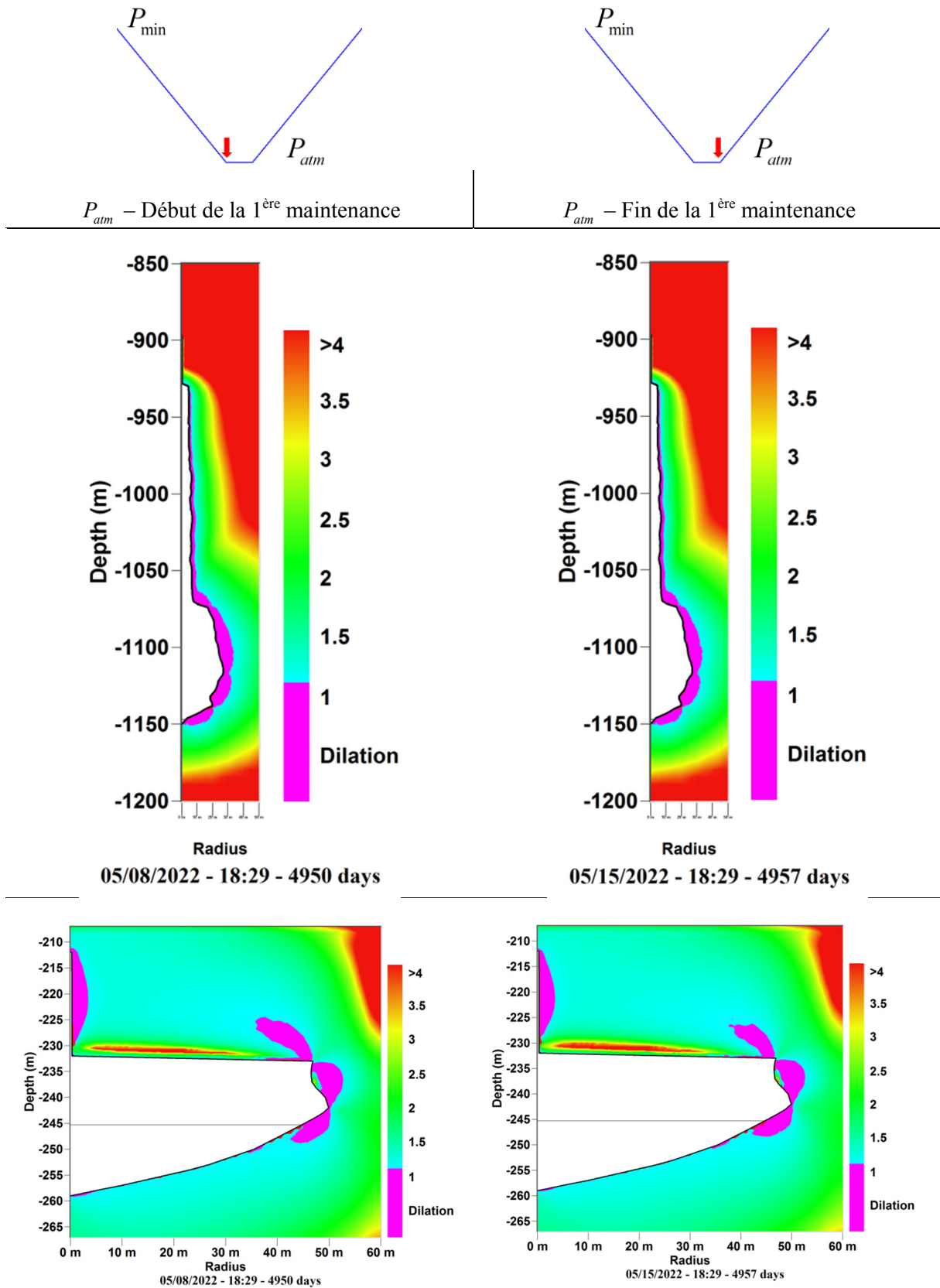


Figure 6.22. Isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS) pendant la première période de maintenance pour le jeu de paramètres de Cayuta.

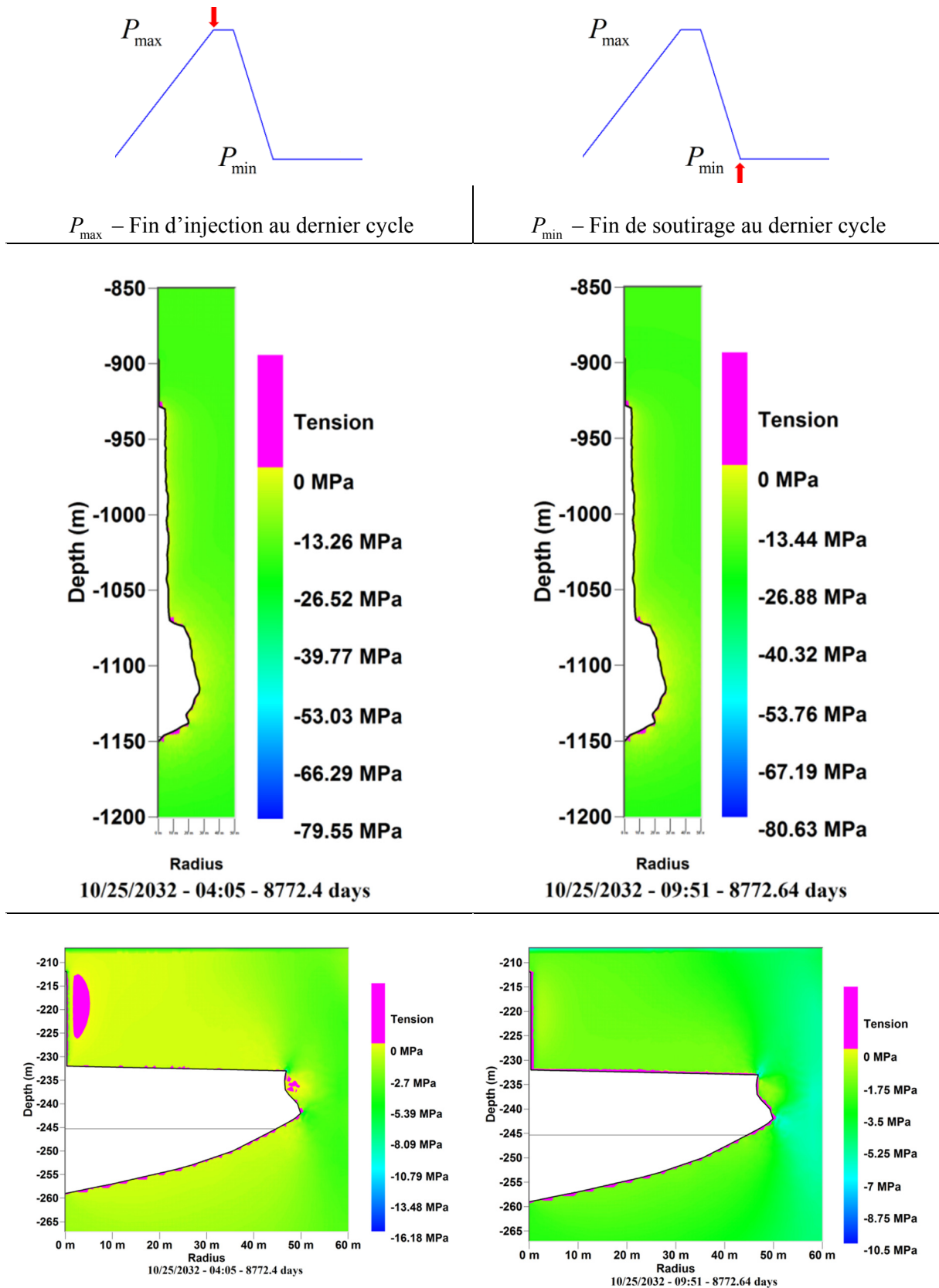


Figure 6.23. Isovaleurs de la contrainte effective pendant le dernier cycle.

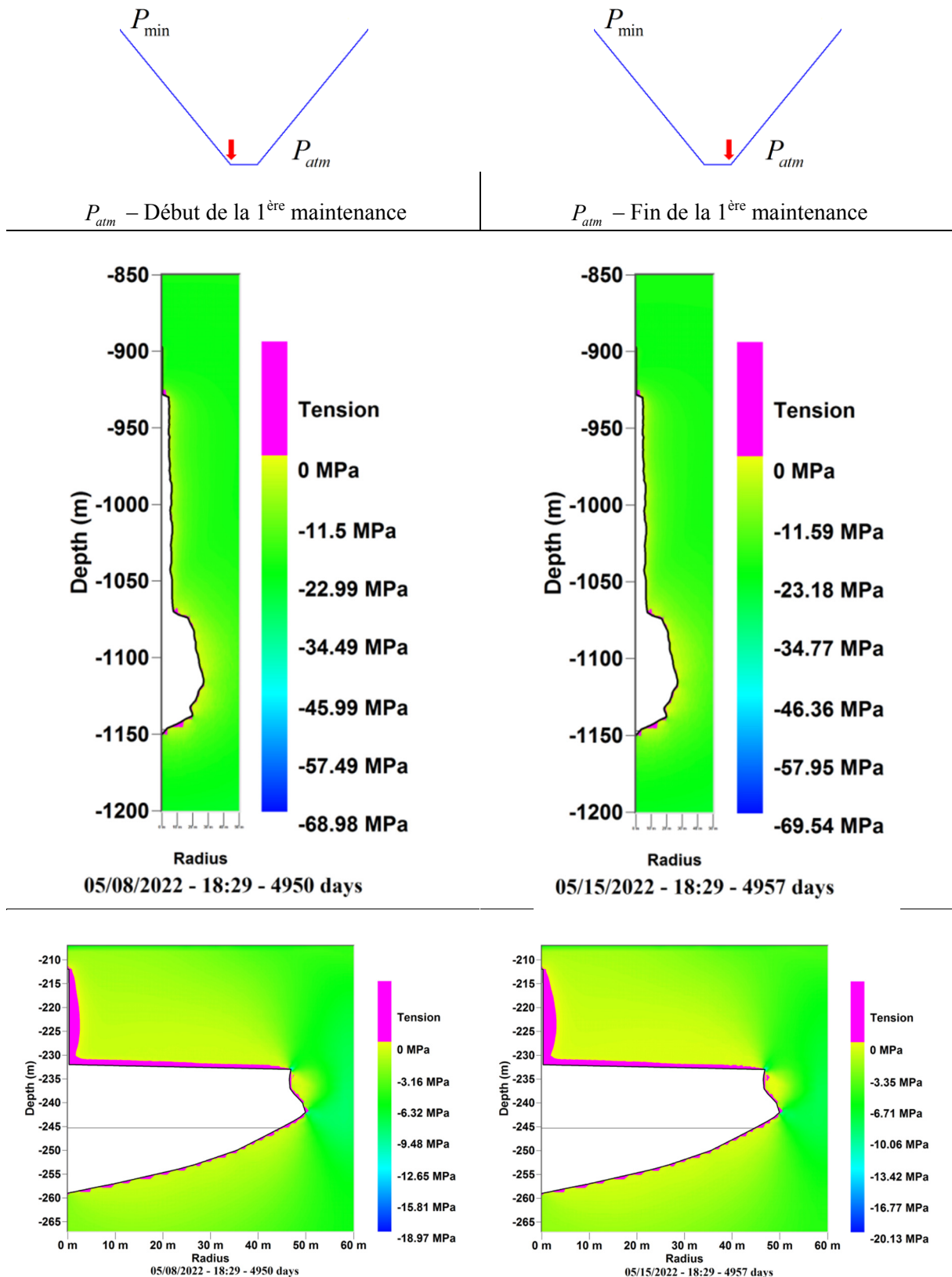


Figure 6.24. Isovaleurs de la contrainte effective à basse pression pendant la première période de maintenance.

6. Etude paramétrique

Une étude paramétrique est réalisée dans cette section pour des variantes que l'on a jugées utiles à l'analyse de la stabilité du système. Quelques paramètres du cas de base étudié dans les pages précédentes sont maintenant modifiés et, on observe l'effet de ces derniers sur le comportement du gaz stocké et de la caverne dans son environnement. Pour ce faire, on s'est successivement intéressé aux conditions à la limite, à l'amplitude du cycle de chargement, à la température d'injection de l'air et à l'évolution de la température dans le sel environnant la caverne.

6.1. Conditions à la limite et largeur du pilier

Pour les cavités EU et SG, deux conditions à la limite sont étudiées ici. On distingue la condition en déplacement de la condition en pression (section 1.2.2). Dans un cas, on bloque les déplacements horizontaux sur le bord droit du maillage et dans l'autre on y impose la pression géostatique. La logique de l'étude étant de rester proche des conditions réelles des sites pour lesquelles on disposait des paramètres, le pilier durant toute l'étude est resté figé à 125 m de l'axe. La Figure 6.25 présente pour la cavité EU l'évolution du volume de la cavité selon que le pilier soit bloqué à 125 m et que la pression géostatique soit imposée à 125 m et à 1000 m. On observe que sur un pourtour du pilier à 125 m de l'axe, la cavité perd moins de volume lorsque les déplacements sont bloqués par rapport au cas où la pression géostatique est appliquée. Aussi, la perte de volume est limitée pour un pilier à 1000 m de l'axe en comparaison avec un pilier de 125 m de l'axe dans les mêmes conditions c'est-à-dire en supposant qu'on a imposé une pression géostatique sur le bord droit dans les deux configurations.

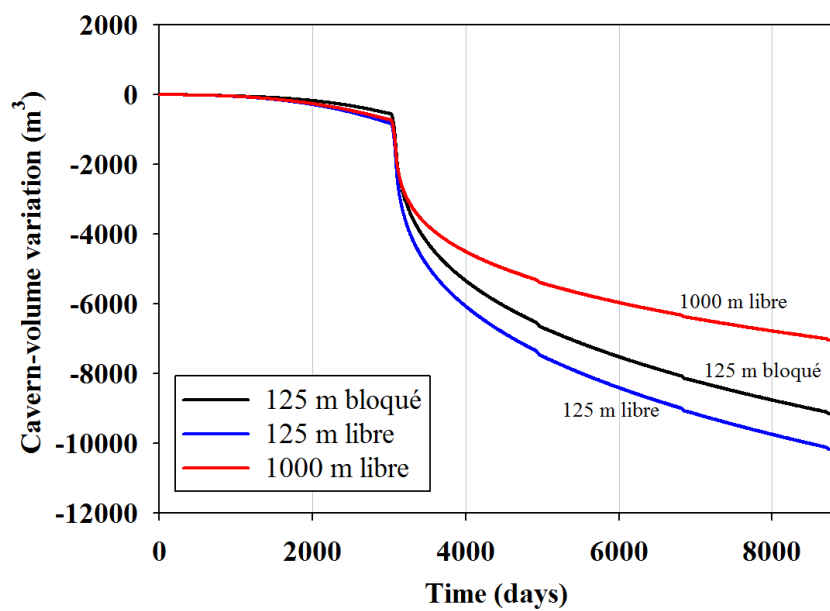


Figure 6.25. Cavité EU – Evolution du volume de la cavité pour un pilier à 125 m déplacements horizontaux libres ou bloqués et 1000 m déplacements libres de l'axe.

Cette étude montre aussi l'importance d'une distance moyenne qu'il faut garder entre deux cavités dans un champ. En effet, lors du calcul d'une cavité isolée, la condition à la limite idéale est la pression géostatique imposée sur le bord droit à grande distance par rapport à l'échelle de la cavité et du puits. Mais dans un champ de cavité où les cavités sont proches les unes des autres, cette condition à la limite perd de sa pertinence dans un calcul 2D axisymétrique. Il est donc conseillé de prendre en compte la seconde condition à la limite qui consiste à annuler tout déplacement horizontal pour représenter de

façon plus juste l'influence des cavités voisines. Cependant on peut prévoir que cette méthode sera très pessimiste pour évaluer la cuvette de subsidence en surface. C'est la raison pour laquelle on a aussi tracé pour la cavité EU, sur la Figure 6.26, les déplacements et leurs directions, selon que le pilier soit à 125 m (déplacements nuls ou pression imposée) ou à 1000 m avec pression imposée. Ces déplacements sont calculés à partir de la fin de la période de lessivage. Le coefficient d'amplification est de 500, ce qui veut dire qu'on a multiplié par 500 la valeur du déplacement au nœud considéré. On observe donc que les déplacements sont plus importants et que leur direction est quasiment orientée du haut vers le bas pour la configuration où la condition à la limite est l'annulation des déplacements horizontaux sur le bord droit.

Ensuite sur la Figure 6.27 on a tracé, toujours pour la cavité EU, l'intensité et les directions des deux contraintes principales dans le sel autour de la cavité pour les trois configurations citées. Pour ces figures, le coefficient d'amplification est de 0,5 m/MPa. A cet instant (à 3095,64 jours ou à la fin du soutirage au 1^{er} cycle), on observe que toutes les contraintes principales sont évidemment compressives.

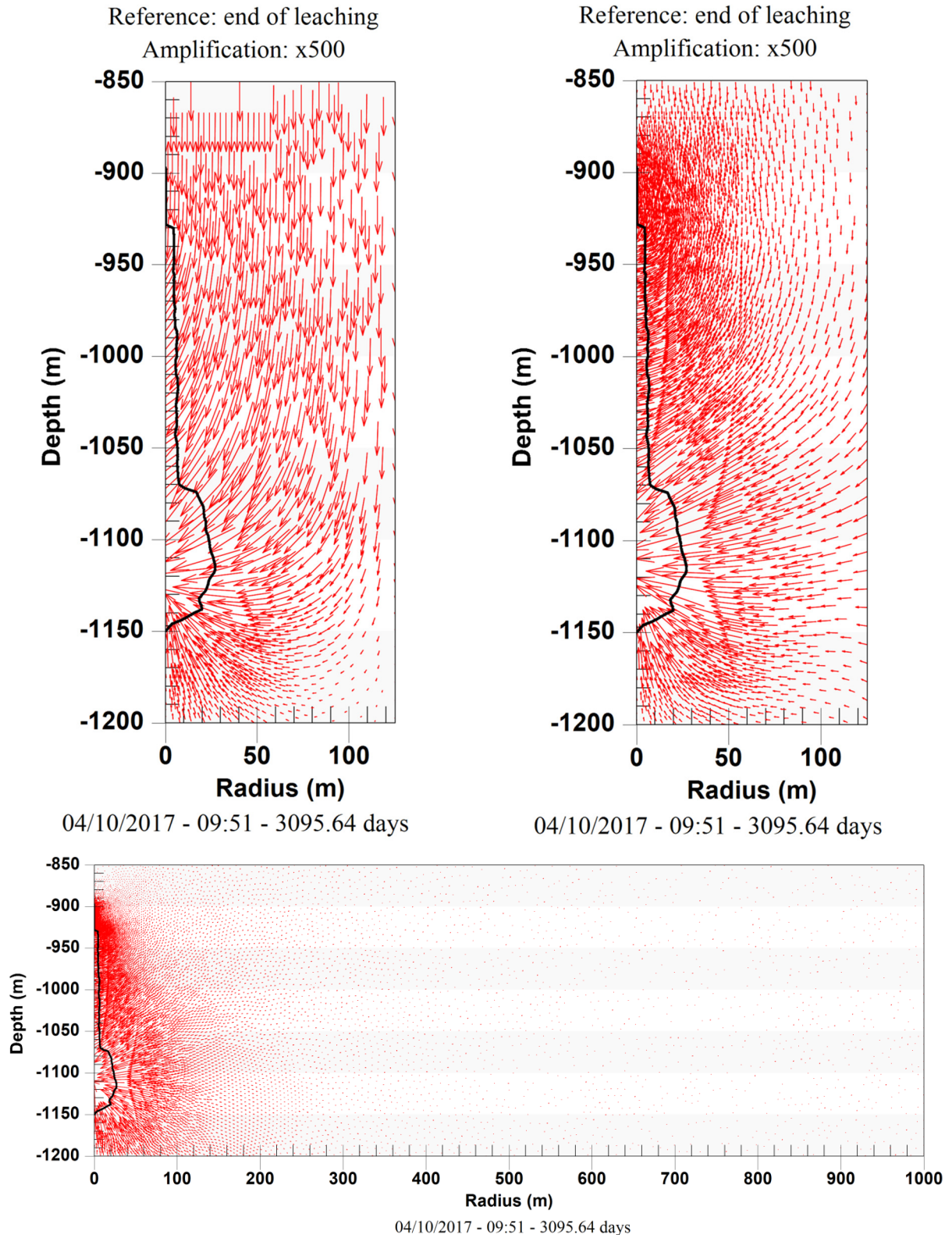


Figure 6.26. Directions des déplacements dans le sel autour de la cavité EU. Déplacements horizontaux fixés sur le bord droit à 125 m de l'axe (en haut à gauche) ; pression géostatique imposée sur le bord droit à 125 m de l'axe (en haut à droite) ; pression géostatique imposée sur le bord droit à 1000 m de l'axe (en bas).

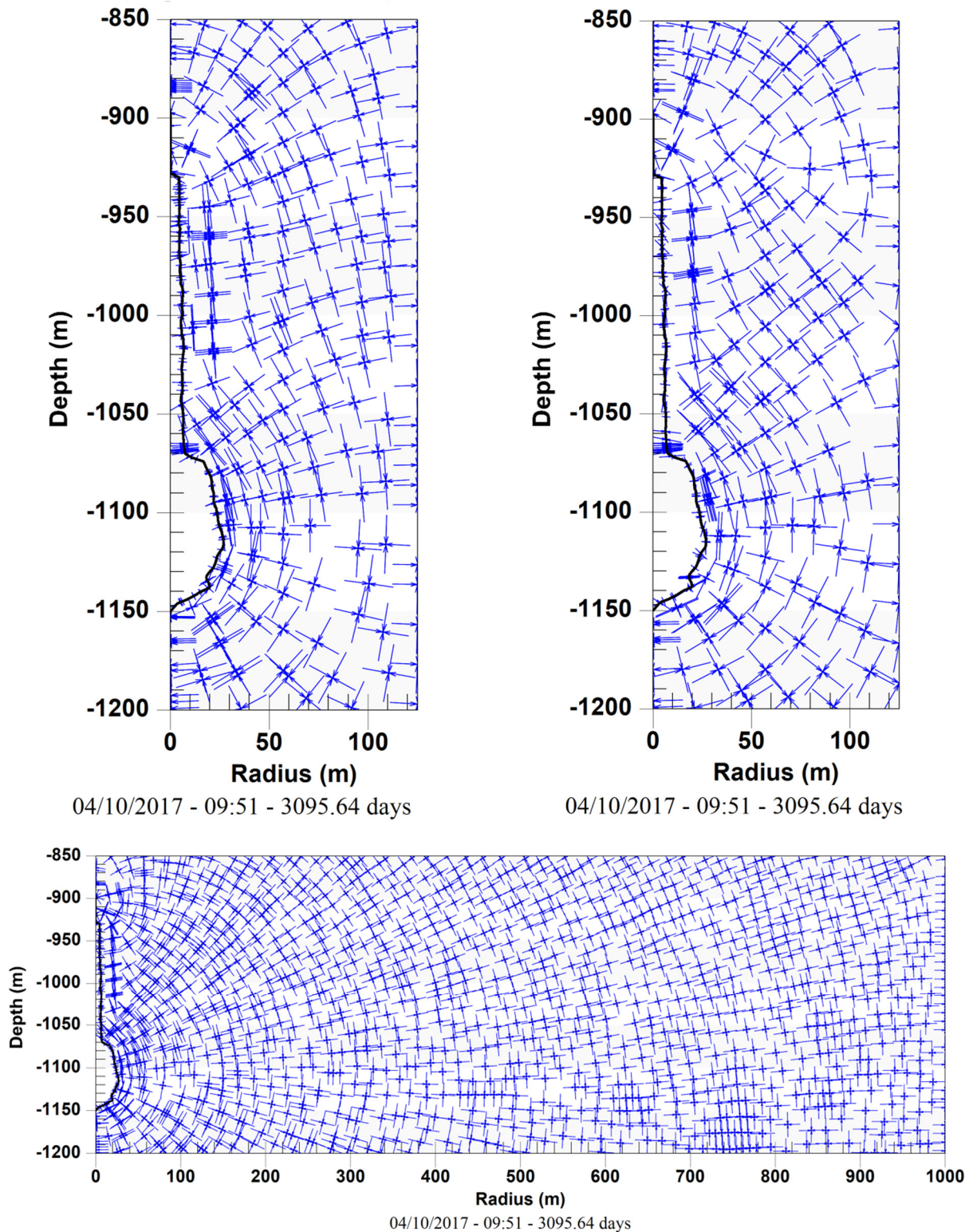


Figure 6.27. Directions des contraintes principales dans le sel autour de la cavité EU. Déplacements fixés sur le bord droit à 125 m de l'axe (en haut à gauche) ; pression géostatique imposée sur le bord droit à 125 m de l'axe (en haut à droite) ; pression géostatique imposée sur le bord droit à 1000 m de l'axe (en bas).

6.2. Amplitude des sollicitations cycliques

Un chargement cyclique entre 5-6 MPa (au lieu d'entre 2-3 MPa) est envisagé pour la cavité EU. Une analyse comparative des résultats obtenus est donnée ci-après.

6.2.1. Perte de volume et subsidence de la cavité

Le volume de la cavité EU est de 122 811 m³. En fin de chargement avec un cycle compris entre 5-6 MPa, on obtient une perte de volume de 3% (de 122 811 m³), c'est-à-dire inférieure à celle obtenue pour un cycle compris entre 2-3 MPa qui était de 7%. La subsidence calculée en tête de puits pour un chargement cyclique 5-6 MPa le confirme en présentant une différence de 100 mm au lieu de 190 mm par rapport à un chargement cyclique 2-3 MPa.

6.2.2. Isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS)

Pendant les phases de soutirage, une zone de dilatance moins épaisse se développe pour un chargement cyclique 5-6 MPa comparativement au chargement cyclique 2-3 MPa (Figure 6.28). La superposition des contraintes purement mécaniques et thermomécaniques creent une évolution complexe du FoS.

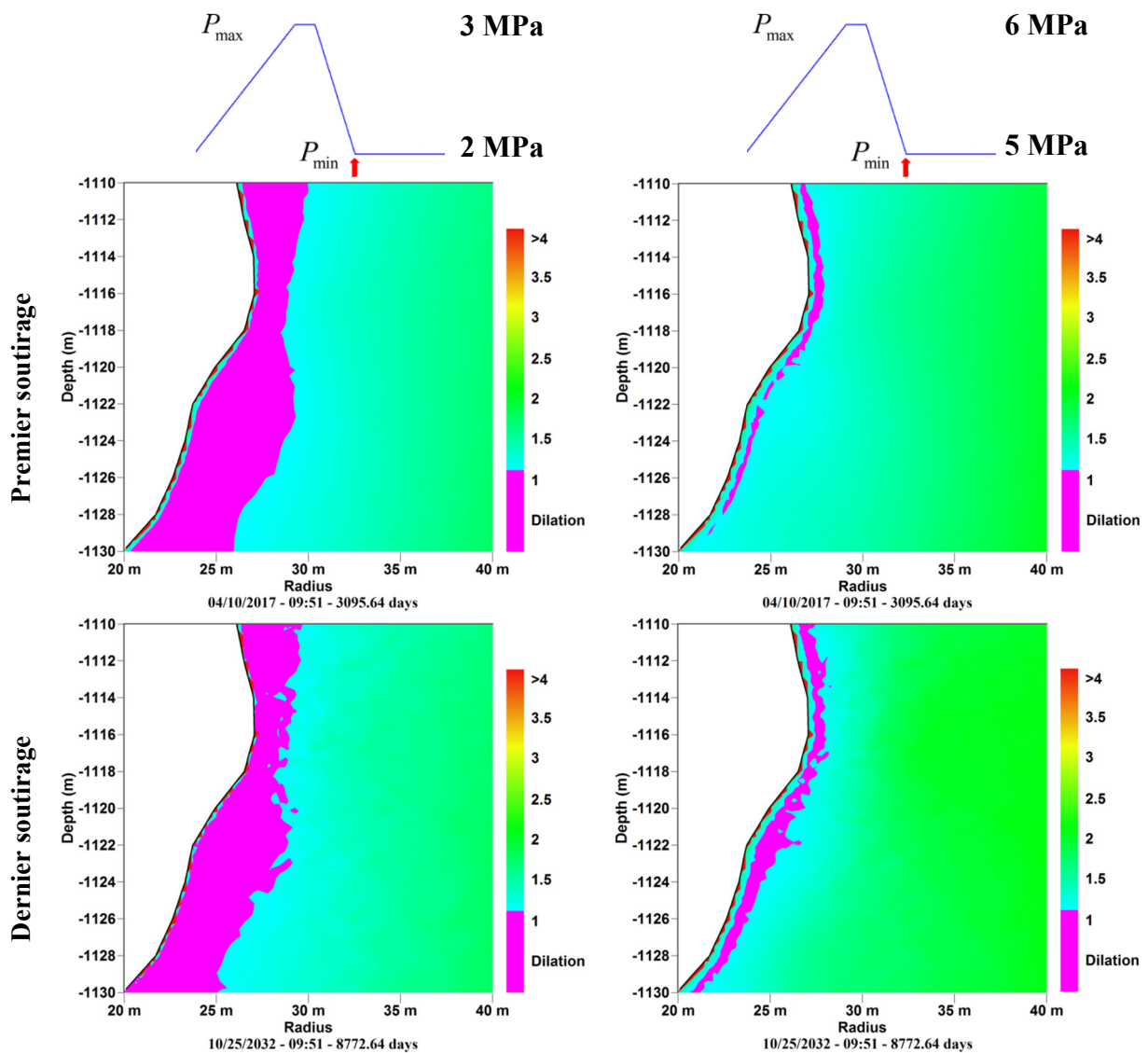


Figure 6.28. Cavité EU – Isovaleurs du facteur de sécurité (FoS) pendant le premier (à 3095,64 jours) et le dernier (à 8772,64 jours) soutirage d'air (jeu de paramètres de Moss Bluff).

6.2.3. Isovaleurs de la contrainte effective

La Figure 6.29 confirme que plus la pression dans la cavité est élevée, plus il y a risque de créer en paroi de la cavité à la fin de l'injection des contraintes effectives de traction qui peuvent être dommageables à la stabilité des parois (voir section 4.4.1). Notons qu'elles sont dans le cas présent très localisées en paroi.

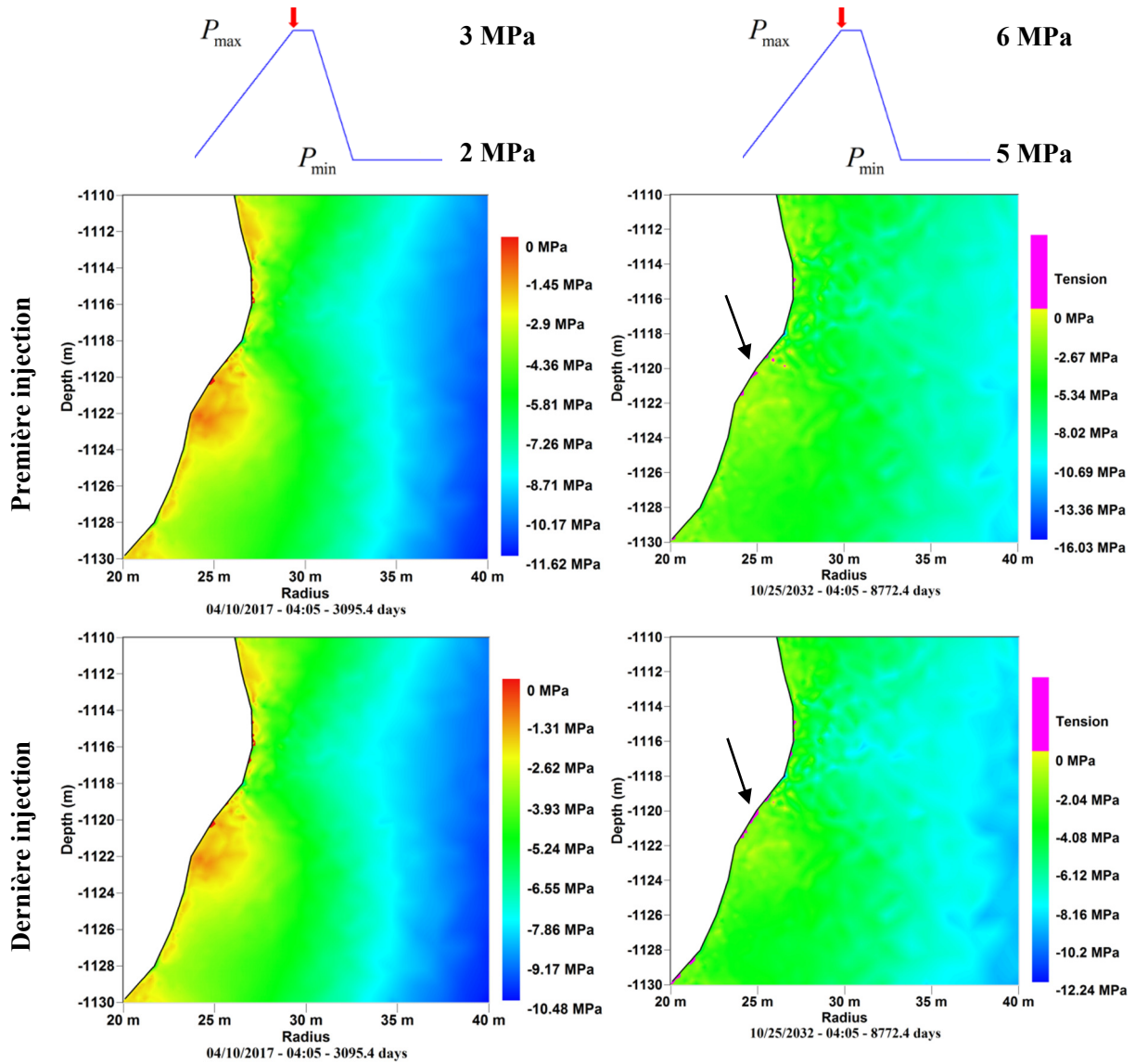


Figure 6.29. Cavité EU – Isovaleurs de la contrainte effective pendant la première et la dernière injection d'air.

6.3. La température d'injection

La variation de la température d'injection n'influe pas sur l'amplitude de la variation de la température du gaz dans la cavité mais plutôt sur sa valeur moyenne. Car plus la température d'injection du gaz est élevée, plus la valeur moyenne des températures pendant un cycle l'est également. Ceci est vrai uniquement lorsque la température du gaz est déjà quasiment en régime établi, car le zoom réalisé au tout premier cycle, montre qu'en régime transitoire, les observations sont plus difficiles à expliquer.

On observe par ailleurs, en comparant aussi les échanges énergétiques saumure-gaz, que varier la température d'injection, a très peu d'influence sur la quantité de chaleur provenant du transfert de chaleur entre la saumure et le gaz.

On s'intéresse maintenant à l'évolution de la température sur une ligne radiale à l'intérieur du massif orientée à partir des parois des cavités. La distribution radiale de la température à la profondeur 1115 m est donnée par les Figure 6.30 et Figure 6.31. On observe clairement une baisse de température du sel avec le temps montrant qu'il se refroidit sous sollicitations cycliques.

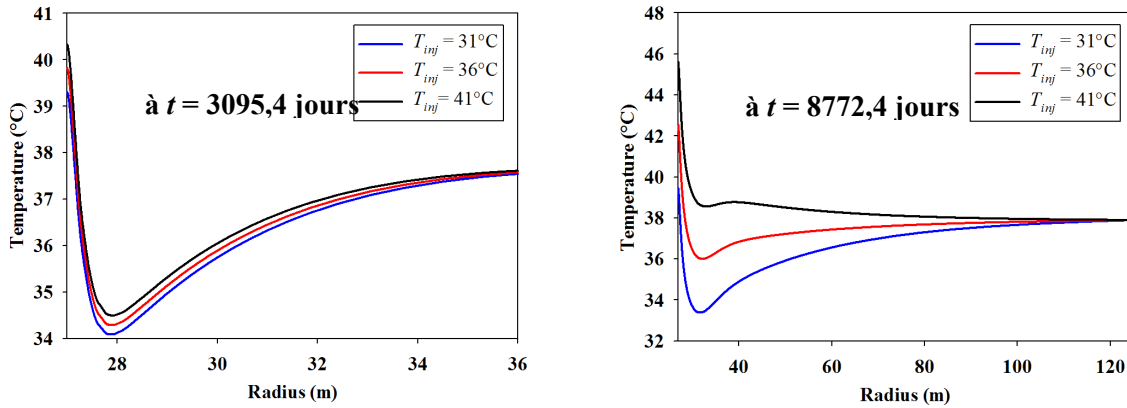


Figure 6.30. Distribution radiale de la température à 1115 m de profondeur à la fin de la première et de la dernière injection.

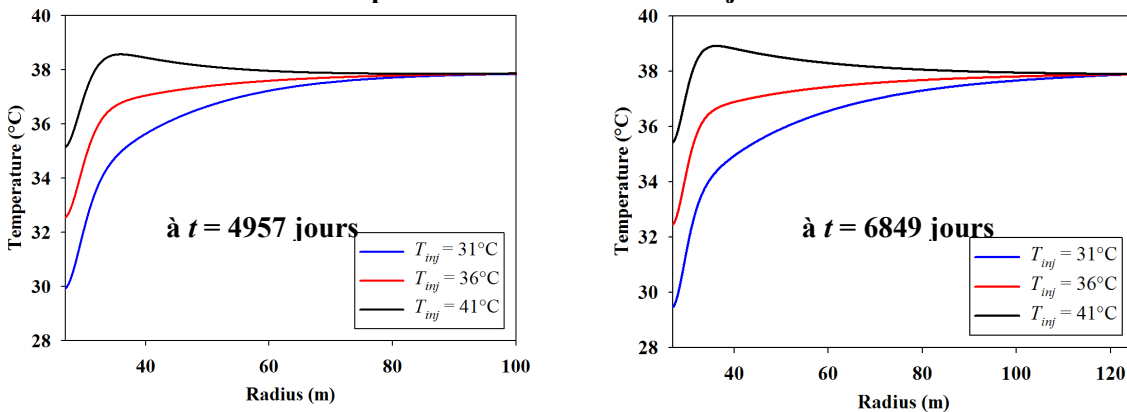


Figure 6.31. Distribution radiale de la température à 1115 m de profondeur à la fin de deux premières périodes de maintenance.

Pour bien observer ce phénomène, on a tracé en Figure 6.30, pour chaque température d'injection et à la fin de la première et de la dernière injection, les isovaleurs de la température du massif à 40 cm de la paroi. On retrouve les conclusions précédentes : pour une température d'injection de 31°C , l'air dans la cavité bénéficie de la chaleur du massif salin pour se réchauffer, alors que pour une température d'injection plus élevée (soit de 41°C) le système CAES fournit de la chaleur au massif.

6.4. Volume de la saumure en cavité

Dans cette section, on compare la valeur de la température dans la cavité SG et dans le massif lorsque le volume de la saumure résiduelle est de 5% et de 30% du volume de la caverne. Des observations sont faites pendant le premier épisode de maintenance et pendant le dernier cycle.

6.4.1. Pendant la première maintenance

Pendant la première maintenance, on constate que lorsque le volume de saumure dans la cavité est élevé, la surface d'échange entre la cavité et le massif environnant est réduite.

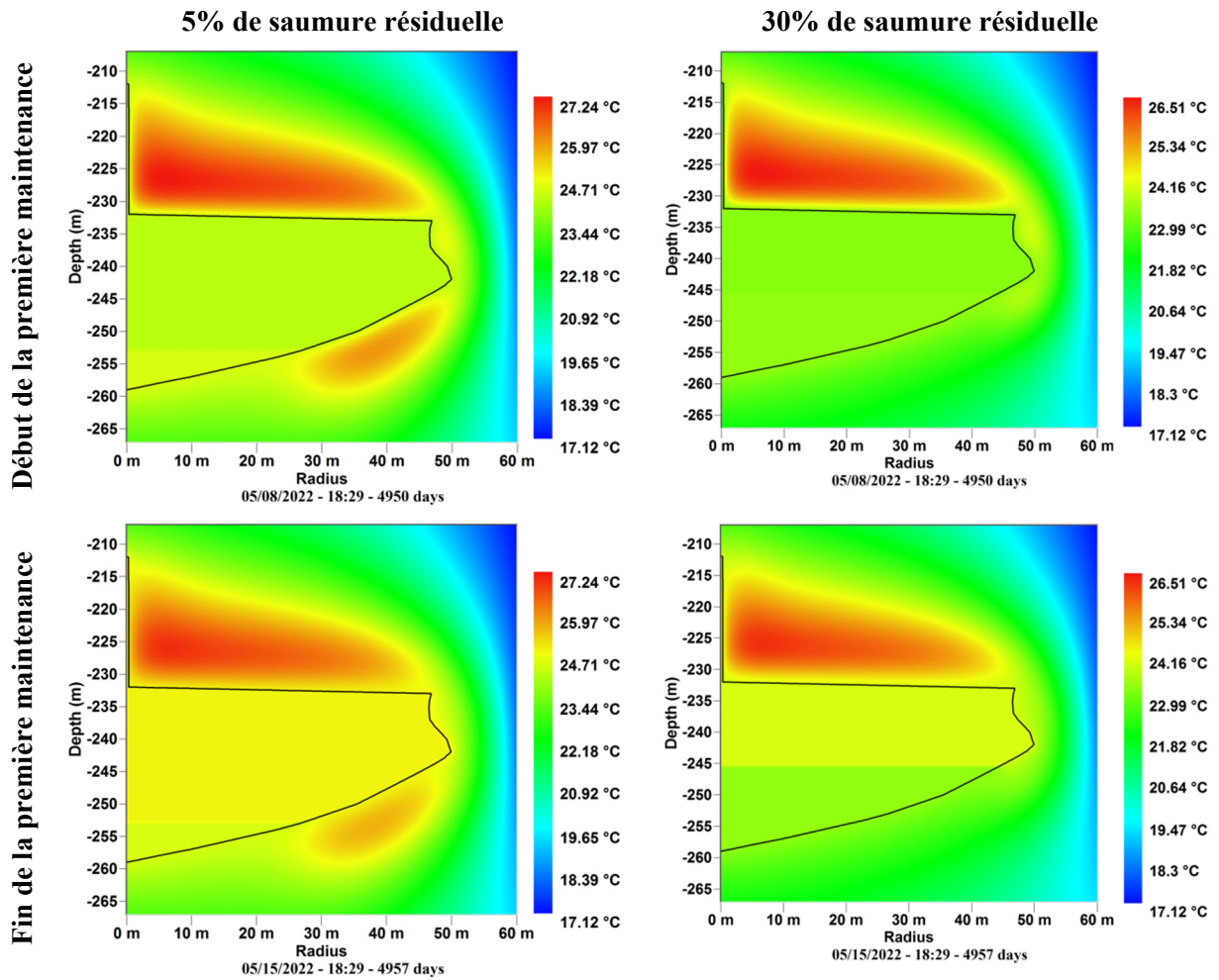


Figure 6. 32. Cavité SG – Isovaleurs de la température pour 5% et 30% de saumure au début et à la fin de la première maintenance.

6.4.2. Pendant le dernier cycle

Pendant le dernier cycle, et notamment à la fin de la dernière injection la température du gaz dans la cavité a augmenté et on a atteint la température d'injection qui était de 36°C. A la fin du dernier soutirage, la chute de température est aussi plus grande car la température du gaz atteint 19°C dans la cavité.

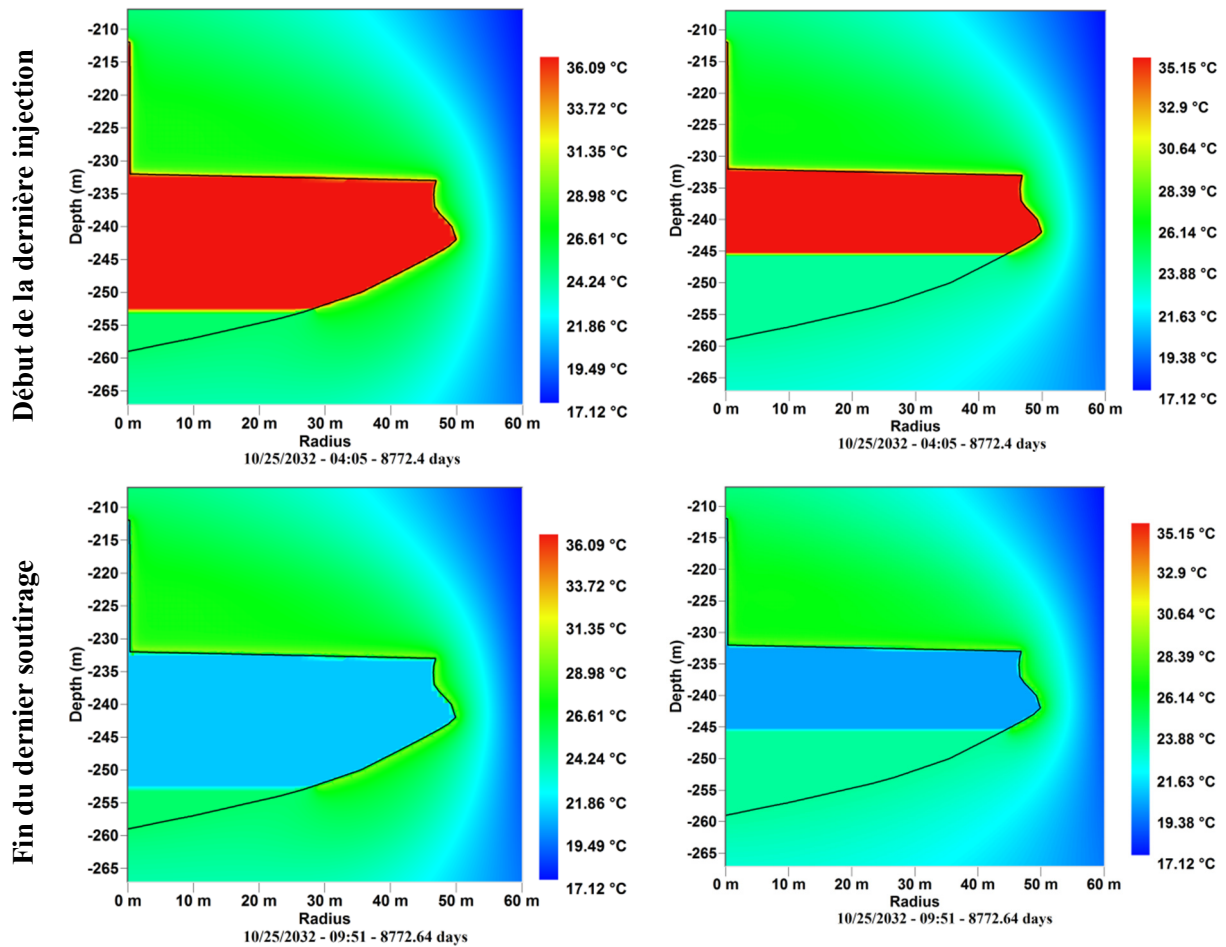


Figure 6.33. Cavité SG – Isovaleurs de la température pour 5% et 30% de saumure au début et à la fin du dernier soutirage.

Conclusions

Il convient ici de tirer des conclusions de l'étude numérique réalisée en considérant deux cavités souterraines des sites de Manosque et de Lorraine. Pendant cette étude, la méthodologie a été la même pour les deux cavités. Après avoir présenté la cavité, on a posé le problème thermique, présenté et commenté les résultats en fonction du chargement. Ensuite on a posé le problème mécanique, présenté et commenté les résultats du couplage thermomécanique effectué par calcul numérique dans le logiciel LOCAS.

Rappelons d'abord que la cavité du site de Lorraine est moins profonde que celle du site de Manosque. La cavité EU du site de Manosque et la cavité SG générique de Lorraine ont sensiblement le même volume (environ 120 000 m³). Le sel gemme est considéré comme un matériau élasto-viscoplastique sensible aux variations de la température et la loi de fluage considérée est celle de Lemaître. Les critères de stabilité notamment de rupture et d'endommagement par dilataance sont aussi utilisés. Le cycle de chargement (pression) est le même pour toutes les cavités, raison pour laquelle le fluage est plus important pour la cavité la plus profonde.

L'apparition de la dilataance a été évaluée par le coefficient de sécurité qui ne doit pas être inférieur à 1. Dans ce rapport, deux jeux de paramètres du critère de DeVries (Moss Bluff, Cayuta) sont utilisés pour l'analyse. Le tracé du déviateur de contrainte est important pour avoir une idée des zones où il est

susceptible d'augmenter en comparaison de l'évolution de la contrainte moyenne. Le déviateur est une sorte de moyenne des cisaillements.

Au début des cycles journaliers, on note une phase stationnaire qui dure de 3 à 5 ans, pendant laquelle la température du gaz dans la cavité est croissante et évolue vers un pseudo-équilibre. A terme, la température du gaz dans la cavité évolue vers une valeur comprise entre la température d'injection et la température géothermique à la profondeur moyenne de la cavité. Lorsque le volume de la saumure résiduelle est important, le réchauffement et le refroidissement de ladite saumure ont un effet plus important sur la température du gaz dans la cavité. Le flux de chaleur provenant du massif est important pour bien évaluer l'évolution de la température du gaz dans la cavité comme on l'a vu au chapitre 2 ; cependant cette énergie est petite comparée à la puissance nominale d'un CAES (McIntosh, Alabama).

Le critère en contrainte effective est aussi vérifié ; pendant les cycles, il n'y a pas ou très peu de contrainte effective de traction en paroi de la caverne EU, par contre pour la caverne SG on note l'apparition de contrainte effective de traction autour de la cheminée. Elles apparaissent pendant les cycles mais sont très localisées en paroi de cavité et n'excèdent pas le mètre d'épaisseur. Elles sont aussi concentrées dans les hors profil non convexes. Les périodes de maintenance, pendant lesquelles la pression du gaz dans la caverne est abaissée à la pression atmosphérique, ne sont pas favorables à la stabilité des parois de la caverne. Comme on peut l'observer, pour les cavités EU et SG, une zone dilatante en paroi est créée et des contraintes effectives de traction apparaissent autour de la cheminée et du toit plat de la cavité SG. On peut observer pendant les périodes de maintenance que la contrainte déviatorique est effectivement élevée en paroi de la caverne. Les contraintes effectives de traction demeurent aussi très localisées et, dans cette configuration, ne constituent pas réellement un problème de stabilité en paroi. Notons que la résistance à la traction du sel sur ce site est supposée être égale à 0 MPa, ce qui est pessimiste.

Une étude paramétrique a été ensuite réalisée pour des variantes qu'on a jugées intéressantes pour l'analyse de stabilité du système étudié. Quelques paramètres du cas de base étudié ont été modifiés et on a observé l'effet de ces derniers sur le comportement du gaz stocké et de la caverne dans son environnement. On s'est successivement intéressé aux conditions à la limite, à l'amplitude du cycle de chargement, à la température d'injection de l'air, à l'évolution de la température dans le sel environnant la caverne et au pourcentage de saumure résiduelle dans la caverne. Les deux cavités qu'on a étudiées dans ce rapport conviennent d'un point de vue de leur stabilité géomécanique, pour le stockage de masse d'air comprimé.

Chapitre 7 : Chutes des blocs en paroi de cavité saline

Introduction

Comme vu au chapitre 1, le stockage d'air comprimé produit par une source d'énergie intermittente implique une utilisation quasi journalière des cavernes. Dans les stockages de gaz naturel, les vitesses d'injection et de soutirage peuvent aussi être élevées en fonction de la demande qui se fait de plus en plus exigeante. Ces nouveaux modes agressifs d'exploitation de cavités soulèvent de problèmes mécaniques, notamment l'écaillage en paroi de cavité. L'écaillage est associé à la chute de plaques ou de blocs qui se détachent des parois ou du toit⁹⁴. Au contraire de la fermeture progressive par fluage, l'écaillage se fait pratiquement sans perte de volume. On s'intéresse dans ce chapitre à la chute des blocs en surplomb que l'on peut rencontrer dans certaines cavités salines. En effet, aux contraintes purement mécaniques liées à l'évolution de la pression du gaz dans la cavité, s'ajoutent des contraintes thermiques dues aux variations de la température du gaz qui peuvent causer des contraintes de traction en paroi. De plus, pendant le premier remplissage, la saumure est remplacée par le gaz qui est moins dense, l'effet de la poussée d'Archimède pourrait expliquer la chute de blocs.

L'objectif de ce chapitre est de proposer une explication au phénomène de la chute de blocs en surplomb des parois des cavités salines. Pour cela, une cavité de stockage d'air comprimé réaliste est utilisée pour les calculs. Un maillage très fin est utilisé au voisinage de la paroi de la caverne pour prendre en compte correctement les effets thermoélastiques pendant les injections et soutirages rapides. La stabilité mécanique de la cavité et, notamment des blocs en surplomb en paroi est discutée à quatre moments clés de son exploitation : (1) au cours du premier remplissage ; (2) lors d'un soutirage rapide ; (3) lors d'une injection rapide et (4) au cours d'un *air lift*. Le comportement mécanique du sel est élasto-viscoplastique et très sensible aux variations de température ; par conséquent il est décrit ici par un modèle de Munson-Dawson⁹⁵. L'apparition de la dilatance et de contraintes effectives de traction dans les blocs sont discutées.

1. Exemples réels de chute de blocs en cavité

1.1. La cavité de Lille-Thorup (Danemark)

La compagnie Dong Energy exploite depuis une vingtaine d'années à Lille-Torup (Danemark), dans un dôme de sel, 7 cavernes de stockage de gaz naturel d'un volume compris entre 356 000 m³ et 766 000 m³. T06, la plus profonde, est comprise entre un peu moins de 1 200 m et 1 545 m de profondeur. La pression minimale en exploitation est de 80 bars. En 2004, Dong décidait de réaliser un essai de stabilité mécanique consistant à descendre progressivement dans T06 la pression du gaz naturel de 210 bars (au fond) le 19 novembre 2004 à 60 bars (au fond) à la fin février 2005 puis de rester un mois à cette pression minimale. Une mesure sonar précise est décrite dans (Rokahr et al., 2007). Deux relevés sonar de haute précision étaient réalisés le 16 janvier 2005 (la pression était alors de 140 bars au fond) puis le 31 mars 2005 après un mois à pression minimale de 60 bars. De plus un sonar de contrôle, de précision standard, était réalisé le 6 juillet 2005. Les relevés de haute précision étaient effectués sur une coupe horizontale à la profondeur de 1460 m. La comparaison révèle que dans le quart NE, il y a vraisemblablement eu chute de blocs (d'ailleurs l'interface saumure-gaz est remontée de 3 mètres pendant l'essai) ; dans les trois autres quarts l'effet

⁹⁴ On peut concevoir qu'il existe aussi un écaillage au fond de la caverne, mais il n'a pas d'effet visible.

⁹⁵ , voir annexe A.

dominant paraît être une diminution du rayon (voir le trait fin dans la zone verte de la Figure 7.1). Les auteurs estiment que la chute totale de blocs au fond de la caverne pendant la durée totale de l'essai était de 1000 à 2000 m³. L'interface est remontée de 3 m. L'aire de la section horizontale semble, à la profondeur de 1460 m, de l'ordre de 2000 m² ; elle doit être inférieure à la profondeur de l'interface saumure-gaz.

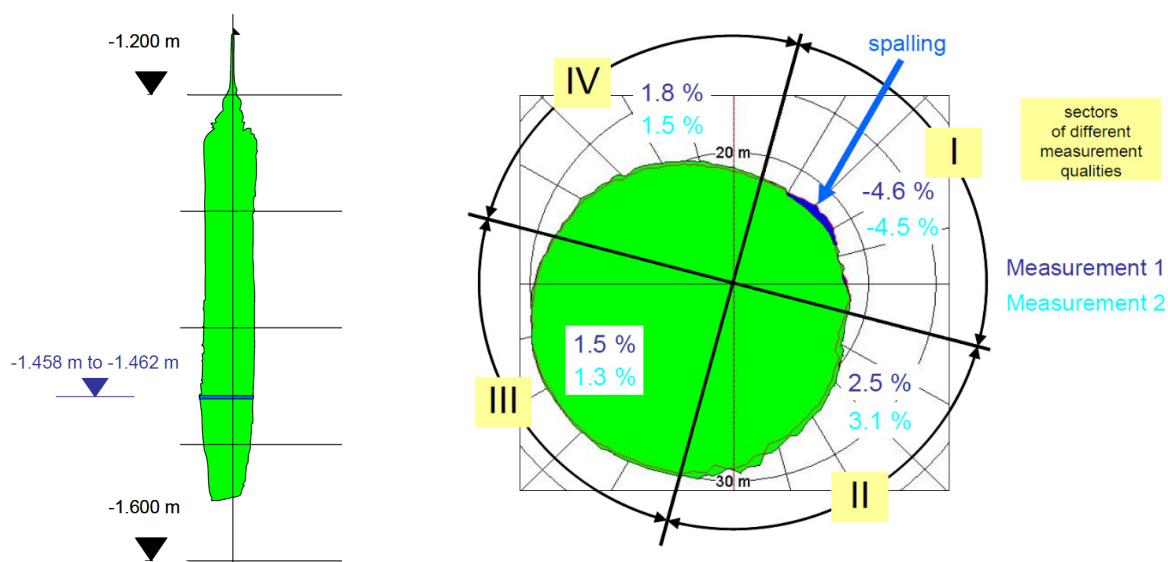


Figure 7.1. Résultats de l'essai sur la section horizontale de la caverne à la profondeur de 1 460 m (Rokhar et al., 2007).

1.2. La cavité Big Hill 103

Munson et al. (2004) décrivent une chute de bloc survenue dans la cavité Big Hill 103 du stockage fédéral américain de pétrole (SPR). Il s'agit d'un stockage de pétrole brut à caractère stratégique : les mouvements de produits sont peu fréquents, et la pression dans la caverne est le plus souvent halmostatique (pression déterminée par une colonne de saumure saturée descendant depuis la tête de puits jusqu'à la caverne) donc 12 MPa à 1 000 m de profondeur. La pression dans la caverne est donc constante au cours du temps, sauf pendant les opérations de maintenance (« *work-over* ») pendant lesquelles on évite le risque d'éruption en ramenant la pression du pétrole à zéro en tête de puits (l'interface saumure-air descend alors dans le puits en saumure). Le site de Big Hill comporte 14 cavernes lessivées dans un dôme de sel. Leurs formes et profondeurs sont proches. La cavité Big Hill 103 a été créée à la fin des années 80, au centre du dôme. Elle est exploitée au moyen de deux puits A et B : le puits B contient le tube qui descend presque jusqu'au fond de la caverne pour le soutirage de la saumure et le puits A permet l'injection du pétrole. Le toit de la caverne et le fond de la caverne sont respectivement à 685 m et 1 250 m de profondeur, donc une hauteur de 565 m. La couche de sel au-dessus du toit a une épaisseur de l'ordre de 180 m. Le diamètre moyen est de l'ordre de 60 mètres.

Le 7 mars 2002 on observe que l'écart de profondeur entre le sabot du tube central et le fond de la caverne a diminué depuis la dernière mesure de juillet 2001. Normalement cet écart diminue pendant le lessivage du fait de la chute d'insolubles dégagés par le lessivage⁹⁶ mais n'évolue guère plus après (2 mètres de

⁹⁶ Dans le cas de Big Hill 103, le pourcentage en volume d'insolubles dans le sel est 2,9%.

montée entre janvier 1992 et mai 2000, dans le cas de Big Hill 103). On observe aussi que le tube dans le puits A est nettement coudé, signe possible d'une chute de bloc. L'historique des pressions depuis 2001 ne montre aucun à-coup, mais la périodicité des mesures (toutes les minutes) n'est peut-être pas suffisante pour les détecter. Une mesure par sonar est alors effectuée. Elle prouve que l'interprétation initiale était incorrecte : en fait l'extrémité du tube B est enterrée dans un empilement de blocs qui sont tombés au fond de la caverne. Ces blocs sont empilés contre la paroi côté Est. De plus la comparaison des relevés sonars de 1990, 2000 et 2002, qui utilisent une représentation graphique originale à l'époque, permettent de visualiser clairement une structure (« *feature* ») constituée en 1990 d'un sillon de 30 m de haut, s'élargissant vers le haut, à une profondeur de 400 m sous le toit de la caverne. Cette structure évolue ultérieurement pour atteindre en 2002 près de 300 m de haut, 10 m de largeur et 17 m de profondeur (Figure 7.2). Cette évolution est associée à la formation d'un vide créé par la chute des blocs observés au fond de la caverne. Le volume de vides créé à la paroi est de l'ordre de 60 000 m³. Cette structure est diamétralement opposée à l'empilement de blocs au fond, ce qui plaide pour une chute verticale en un seul bloc qui, en atteignant le fond, aurait éclaté en multiples morceaux projetés sur la face opposée au pied de laquelle ils se seraient accumulés, plutôt que pour une chute graduelle de multiples petits blocs qui s'empileraient au pied de la paroi⁹⁷.

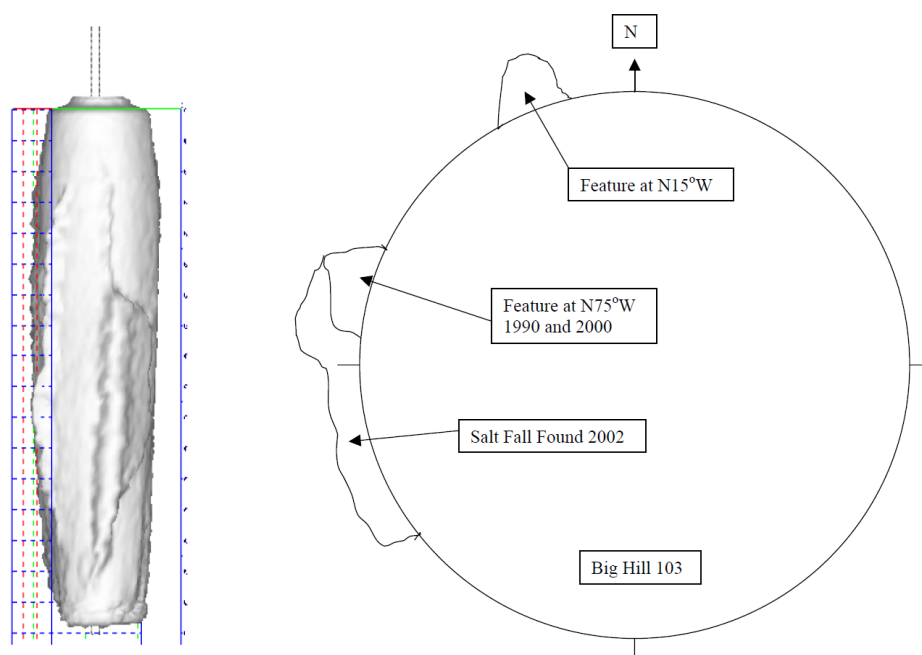


Figure 7.2. Chute de blocs de la cavité 103 à Big Hill illustrée par un sonar vue depuis la direction 285°C en 2002 et par un schéma de la coupe transversale (Munson et al., 2003).

1.3. La cavité Kiel 101

La caverne Kiel 101 (Figure 7.3) avait été lessivée entre 1 305 et 1 400 m (Röhr, 1974). La teneur en insolubles dans le sel est assez élevée, de sorte que pour un volume total excavé de 68 000 m³, le volume des insolubles sédimentés était de 28 000 m³, une fraction de 60% seulement du volume total était

⁹⁷ Un basculement du bloc resté intact après sa chute aurait cassé le tube du puits B.

disponible pour le stockage de gaz (un calcul simple explique la hauteur considérable du cône d'insolubles au fond de la caverne. Le diamètre est de l'ordre de 40 m. Soit R le rayon de la caverne, h sa hauteur, la profondeur du toit est fixe. Si α est le pourcentage d'insolubles, f son coefficient de foisonnement, un accroissement de $d(\pi R^2 h)$ du volume de la caverne produit un volume d'insolubles sédimentés au fond $\alpha_s f d(\pi R^2 h)$ qui font monter le fond de $-\pi R^2 dh$ soit $h/h_0 = (R/R_0)^{2\alpha_s f / (1+\alpha_s f)}$; la pente initiale $dh/dR = 2\alpha_s f h_0 / (1+\alpha_s f) R_0$ est très élevée, raison pour laquelle on ménage en général au début du lessivage un puisard au fond de la cavité). Le 1^{er} novembre 1967, la pression de la saumure dans la caverne était diminuée de 15,6 MPa à pratiquement zéro au moyen d'une pompe immergée. A la suite de cette décompression, le toit s'est effondré sur 3 mètres d'épaisseur ; lors des décompressions ultérieures, des chutes de toit supplémentaires ont eu lieu (Baar, 1977, p. 147). Une mesure par sonar fut réalisée à la fin de la période d'essai : le volume visible par sonar était passé de 36 600 m³ à 32 100 m³. Une perte additionnelle de 1 900 m³ pouvait être observée 5 mois plus tard. Parmi les facteurs explicatifs de ces désordres il faut certainement mentionner le toit plat, l'hétérogénéité de la formation salifère mais sans doute aussi la brutalité de la chute de pression dans la caverne (plus d'un MPa/jour). Il faut noter qu'au contraire de ce qui se passe dans une cavité pleine de gaz, la décompression de la saumure n'engendre qu'un refroidissement minime⁹⁸ de sorte qu'on ne doit pas invoquer les effets de contraintes « thermiques » engendrés par la détente.

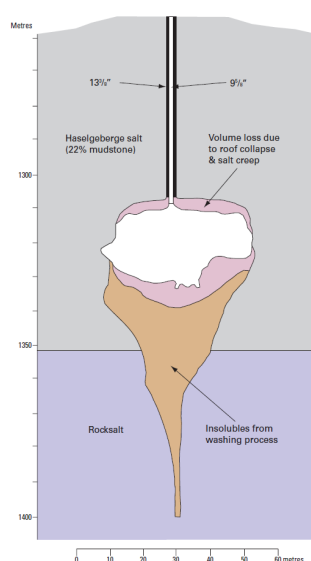


Figure 7.3. Caverne de Kiel, Allemagne (HSE, 2008).

1.4. La cavité Huntorf NK1

La compagnie E-ON exploite à Huntorf (Allemagne) deux cavités salines de stockage d'air comprimé (CAES). Les deux cavités, NK1 et NK2, ont été créées en 1976 et mises en service en 1978. Leur profondeur est comprise entre 650 m et 800 m, le diamètre maximum est de 60 m, l'espacement entre les deux puits est de 220 m. La pression de l'air varie entre 4,3 et 7 MPa. Cet écart est faible, en comparaison de ce qu'il

98 ..

est dans une cavité de stockage de gaz naturel ; en revanche les cycles sont nombreux, de l'ordre de 200 démarrages par an entre 1978 et 1986 puis, les cavités servant surtout d'appoint "instantané" en cas de demande sur le réseau, moins de 100 démarrages par an dans les années 90. La vitesse de déstockage la plus rapide est de 5 MPa/hr.

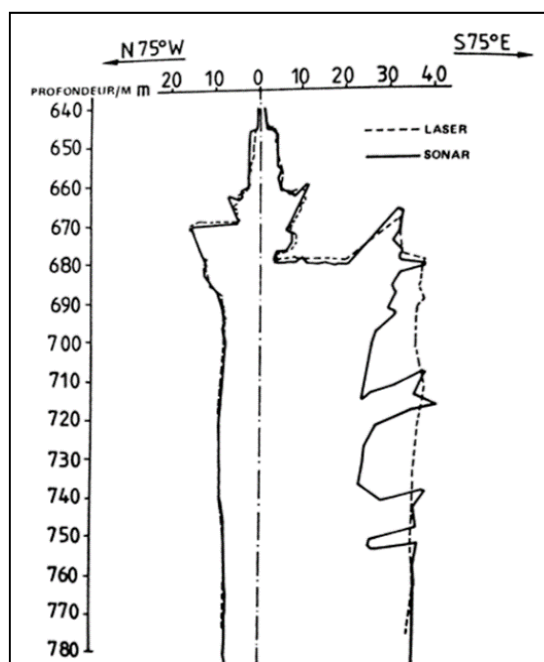


Figure 7.4. Cavité NK1 de Huntorf. Comparaison entre un sonar de 1976 effectué dans la cavité remplie de saumure et un sonar laser de 1980 effectué dans la cavité pleine d'air (Quast, 1983).

Quast (1983) compare deux coupes verticales de la caverne NK1 suivant la direction S15°W – N15°E, la première fournie par un relevé sonar effectué en 1976 alors que la cavité était remplie de saumure et la seconde résultant d'un sonar par laser effectué en 1980 alors que la caverne était remplie d'air (Figure 7.4). Il estime que le relevé sonar-laser de 1980, plus précis que le relevé sonar-saumure de 1976, reflète fidèlement la forme de la caverne (la technique du sonar-laser en était à ses débuts à cette époque). Des "rideaux de sel" sont présents sur cette coupe verticale particulière (mais pas sur toutes les coupes). De tels "rideaux de sel" sont parfois observés dans les cavités réalisées dans les dômes de sel. Quast observe que ces "rideaux", encore présents en 1976, sont tombés au fond entre 1976 et 1980, très vraisemblablement pendant la première injection de gaz. A l'appui de cette hypothèse, il observe qu'un relevé sonar effectué en 1977 dans la saumure résiduelle au fond de la caverne avait montré que le fond était monté de 16 m, preuve d'une chute de blocs au fond. Au cours de l'exploitation ultérieure, il semble qu'il n'y ait plus eu d'évolution de la forme de la caverne. D'une part la profondeur de l'interface air-saumure n'a pratiquement pas évolué ; Crostogino et al. (2001) affirment que "*evaluations over the whole operational period shows practically no changes that can be attributed to roof falls*" (p. 356). D'autre part, même si le sonar laser ne pouvait être utilisé en routine à cause du brouillard intense régnant dans les cavernes, ils indiquent que : "*When cavern NK1 was expanded to atmospheric pressure at the beginning of 2001, a survey was possible with a heated laser tool [...]. The evaluation of this survey after over 20 years of operation showed practically no deviation compared to the original conditions*" (p.356).

1.5. Conclusions des observations réelles

Dans les cavernes souterraines, la chute de hors-profils laissés à la paroi est un phénomène courant. Ces hors-profils ont plusieurs origines. Dans le sel en couche, il s'agit souvent de couches dures peu solubles (anhydrite) dégagées par la dissolution du sel et qui restent en surplomb. Dans le sel en dôme, la nature minéralogique des hors-profils (cas de Huntorf) est souvent moins bien connue en l'absence d'une continuité horizontale qui permettrait de les reconnaître lors du forage. Il est possible qu'il s'agisse de sel dont la texture est distincte de celle du reste du massif (les géologues distinguent les sels « primaires », tels que déposés, et « secondaires », remaniés par une dissolution à faible profondeur, et leur vitesses de dissolution sont assez différentes). La chute de blocs en surplomb intervient principalement lors de la première mise en gaz. Le hors-profil perd alors le soutien de la poussée d'Archimède appliquée par la saumure. On peut prendre le modèle très simple d'une poutre encadrée, longueur l , épaisseur h ; le poids volumique de la saumure est $\gamma = 0,012$ MPa/m ; la suppression de la poussée d'Archimède engendre à l'encastrement l'effort tranchant γhl et le moment fléchissant $\gamma hl^2/4 + \gamma h^3/6$. Pour une poutre élastique, la traction engendrée à l'extrados par la disparition de la poussée d'Archimède de la saumure est $\gamma h/2 + 3\gamma l^2/h$; comme les roches résistent mal à la traction, on voit que la rupture est facile lorsque la longueur l est assez grande. Dans le cas de Huntorf les « rideaux de sel » sont très vraisemblablement tombés pendant le premier remplissage en gaz et il semble qu'il n'y ait pas eu, ou très peu, de chutes ultérieures.

La chute du toit est avérée à Kiel. Le toit était à la fois assez étendu et relativement plat. Dans les autres cas étudiés, le toit, de forme plus favorable qu'à Kiel, semble être resté intact. Le mécanisme de Kiel paraît assez simple. La pression de la saumure sous le toit est très faible à la fin de l'essai de pompage. Comme le toit est plat, il n'y a pas d'effet d'arche, et, en raison du poids propre du sel, les contraintes verticales dans le toit immédiat sont des compressions faibles, peut-être même des tractions. Il faut aussi noter un mécanisme d'instabilité du toit envisageable si le sabot du dernier cuvelage est placé assez haut au-dessus du toit de la cavité, de sorte qu'il existe une cheminée d'assez grande hauteur. Dans ce cas, à cause de la différence entre les poids volumiques du sel et de la saumure, la pression de la saumure dans la cheminée peut être supérieure à la contrainte verticale dans le sel – une circonstance qui n'existe qu'au-dessus d'un toit plat de grande portée. On peut donc engendrer des fractures horizontales qui détachent des plaques de sel au toit. On n'a pas de preuve directe de l'efficacité de ce mécanisme que prédit la théorie.

Dans des cavités en gaz dans des dômes de sel (Markham, Lille-Torup, Big Hill) on n'a pas affaire à la chute de hors-profils mais vraisemblablement plutôt à la chute de plaques peu épaisses mais de grandes dimensions verticales. Dans le cas de Big Hill, qui est un stockage de pétrole brut, Munson et al. (2004) estiment que l'existence d'une direction préférentielle au sein du dôme se manifeste sous diverses formes dans les cavités du site mais aussi dans la couverture ; elle serait liée à la tectonique du dôme mais peut être aussi à des variations de solubilité ; ces observations suggèrent que la chute de larges plaques s'initie le long de faiblesses orientées suivant cette direction. Toutefois, il est également vraisemblable que l'état de contraintes à la paroi, marqué par deux contraintes tangentielles compressives plus importantes que la contrainte normale, favorise l'instabilité de grandes plaques qui se détachent des parois. Les critères de dilatance rendent compte qualitativement de la possibilité d'une telle instabilité mais ne permettent pas d'en prédire la forme.

Une autre forme serait liée aux phases de décompression du gaz, que l'évolution du marché tend à rendre plus fréquentes et plus nombreuses. En effet, une décompression très rapide se rapproche d'une détente adiabatique, d'autant plus que la caverne est grande ou plutôt que le rapport volume/surface est grand (voir chapitre 2). Le refroidissement du gaz est donc important, jusqu'à plusieurs dizaines de °C. Le refroidissement engendre à la paroi des contraintes (additionnelles) de traction dont l'amplitude a pour ordre de grandeur $1 \text{ MPa}/^\circ\text{C}$ de refroidissement (voir chapitre 4). Ces tractions doivent être ajoutées aux compressions d'origine purement mécaniques dues à l'écart entre la pression géostatique à la profondeur de la caverne et la pression du gaz dans la caverne. Dans certains cas on a une traction nette et des fractures peuvent apparaître. Ces fractures sont perpendiculaires à la paroi et pourraient être inquiétantes pour la stabilité de la caverne ou pour son étanchéité – dans ce dernier cas, surtout si elles se développent au toit. On dispose de quelques exemples dont le cas d'un puits de mine de sel à Gorleben où la circulation d'un air refroidi de -20°C pendant 80 jours, au cours de l'hiver, a engendré des fractures horizontales, d'une ouverture de quelques mm, espacées de 2,8 mètres (Wallner et Eickemeier, 2001 ; Zapf et al., 2012). Toutefois plusieurs facteurs tendent à relativiser ce risque. Dans une caverne, après que le soutirage soit achevé, le gaz refroidi par une décompression se réchauffe assez vite par apport de chaleur du massif, d'autant que la capacité calorifique totale du gaz est faible à stock bas. Ainsi le refroidissement, et avec lui les contraintes de traction qu'il engendre, ne pénètre pas très profondément dans le massif. D'autre part les fractures engendrées sont perpendiculaires à la paroi et de moins en moins nombreuses au fur et à mesure de leur pénétration en profondeur : elles délimitent des blocs qui restent solidaires du massif par une surface importante. On n'a pas signalé de chute d'écaillage dans le cas du puits de Gorleben. Les études de cas de cavernes souterraines n'apportent pas d'argument très net en faveur de ce mécanisme d'écaillage « thermique ». Les chutes de blocs à Kiel n'ont pas une origine thermique, puisque la cavité était remplie de saumure (en saumure, la détente adiabatique ne produit qu'un refroidissement de $0,03^\circ\text{C}/\text{MPa}$). A Lille-Torup la décompression a été étalée sur 3 mois, et n'a pu engendrer de refroidissement intense. De même les phases de décompression semblent avoir été relativement lentes à Tersanne ou Eminence.

La régularisation de la forme de la cavité par chute des hors-profils laissés par le lessivage, très fréquente, ne pose en soi guère de problèmes (par exemple cas de Huntorf), sauf si les blocs cassent dans leur chute les tubes qui pendent dans la cavité. En effet, on soutire le gaz au moyen d'un tube dont l'extrémité est presque nécessairement au-dessus des insolubles tombés au fond, de sorte qu'il reste de la saumure au fond de la cavité au-dessus de résidus sédimentés et au-dessous du sabot du tube d'extraction de saumure. En revanche la chute de blocs au toit (Baar, 1977) peut remettre en cause l'étanchéité de la caverne si elle se produit autour du puits ou si le toit du sel n'est qu'à une faible distance au-dessus du toit de la caverne. En revanche, au contraire du fluage, les chutes de blocs ne modifient pas le volume utilisable pour le stockage.

Par ailleurs la quantité de saumure au fond peut évoluer au cours du temps. Notamment si on injecte du gaz plus chaud que le massif et saturé en vapeur d'eau, le gaz se refroidira dans la caverne, la pression de vapeur saturante diminuera et de l'eau se condensera. Après un soutirage, pendant le réchauffement, on peut avoir une évolution inverse. L'ensemble de l'évolution est difficile à calculer car, le soutirage étant rapide, on ne peut compter être à l'équilibre thermodynamique à tout instant. Quast (1980) a estimé pour le cas d'une caverne à Huntorf que chaque cycle pouvait apporter 1 à 2 m^3 d'eau douce dans la caverne. C'est négligeable pour une cavité exploitée avec une dizaine de cycles annuels, mais ça ne l'est pas après plusieurs années d'exploitation avec un cycle journalier.

Plusieurs autres exemples de chutes de blocs en cavité peuvent être trouvés dans la littérature par exemple (Sobolik et Ehgartner, 2012 ; Rokahr et al., 2007 ; Baar, 1977) et autres. Néanmoins, notamment dans le cas de Huntorf, des causes liées au chargement mécanique peuvent être recherchées par une analyse numérique.

2. Calculs numériques

Les calculs numériques sont réalisés avec le logiciel LOCAS (Brouard et al., 2006a) qui permet de faire des calculs entièrement couplés thermo-hydro-mécaniques des cavités salines remplies de gaz.

2.1. Modèle géométrique

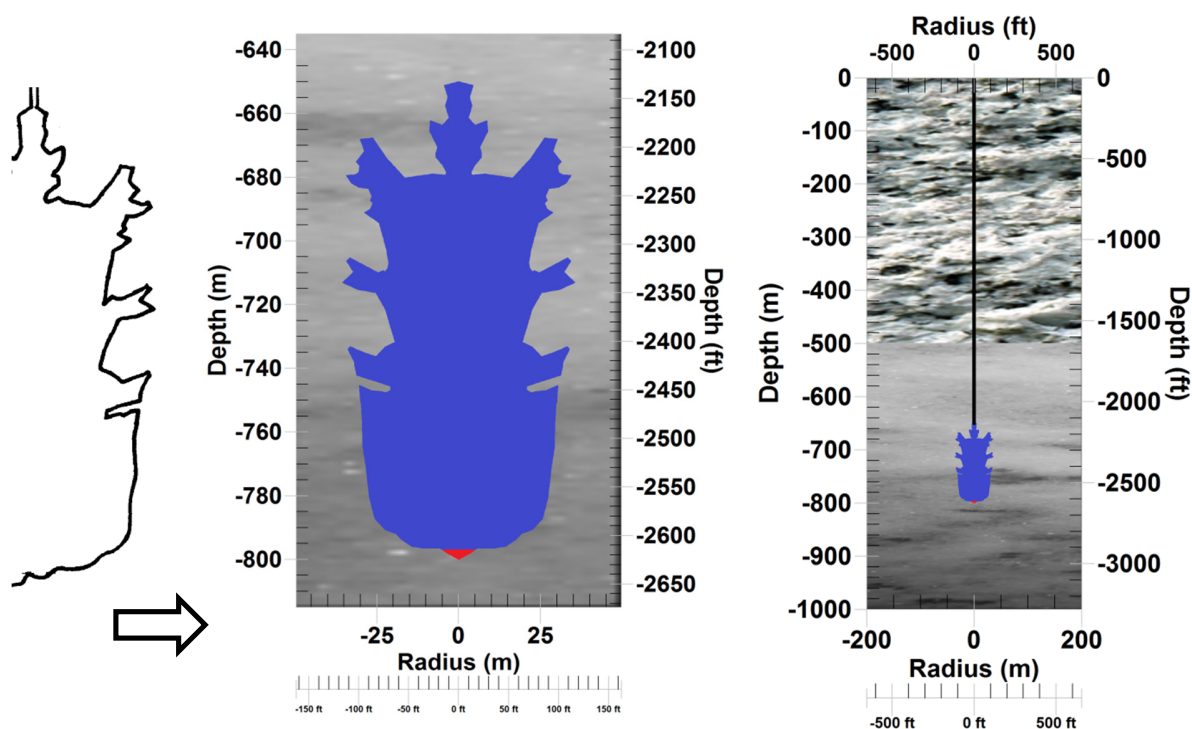


Figure 7.5. Forme de la caverne 2D axisymétrique inspirée du sonar de la cavité NK1 de Huntorf (d'après Crotogino et al., 2001) et stratigraphie choisie.

Considérons une cavité axisymétrique remplie d'air avec un volume de 282 400 m³ (Figure 7.5). Le toit de la caverne est à 650 m de profondeur et la caverne a une hauteur de 150 m. La forme de la cavité est inspirée d'un sonar de la caverne NK1 de Huntorf effectué en 1976 ; cette forme a été retenue parce qu'elle est typique d'une cavité avec des blocs en surplomb. Le Tableau 7.1 donne les caractéristiques géométriques de la cavité étudiée.

Tableau 7.1. Propriétés géométrique de la cavité.

Volume libre (m ³)	Volume d'air (%)	Volume de saumure (%)	Hauteur (m)	Diamètre moyen (m)	Profondeur du toit (m)	Fond (m)
282 400	99,96	0,04	150	79,88	650	800

2.2. Stratigraphie

Le Tableau 7.2 donne la stratigraphie simplifiée utilisée.

Tableau 7.2. Stratigraphie simplifiée.

N°	Roche	Épaisseur (m)	Masse volumique (kg/m ³)	Module de Young (GPa)	Coefficient de Poisson	Conductivité thermique (W/m-K)
1	Argile	500	2520	8,6	0,23	3,0
2	Sel	500	2200	30	0,25	6,1

2.4. Conditions à la limite

La pression géostatique et la température géothermique en fonction de la profondeur sont données à la Figure 7.6. La pression géostatique et la température géothermique à mi-hauteur de la cavité (725 m) sont respectivement de 15,65 MPa et 31,1°C. La pression géostatique est imposée sur le bord droit du maillage à 200 m de l'axe.

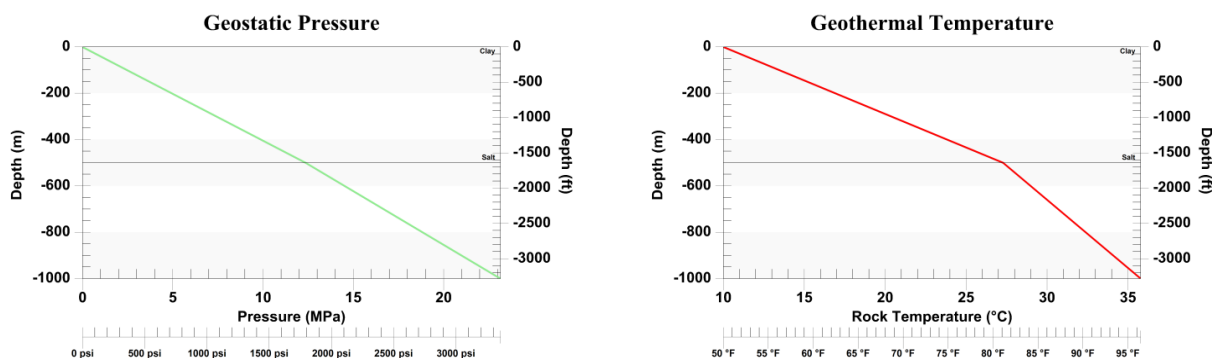


Figure 7.6. Distribution de la pression géostatique (à gauche) et température géothermique (à droite).

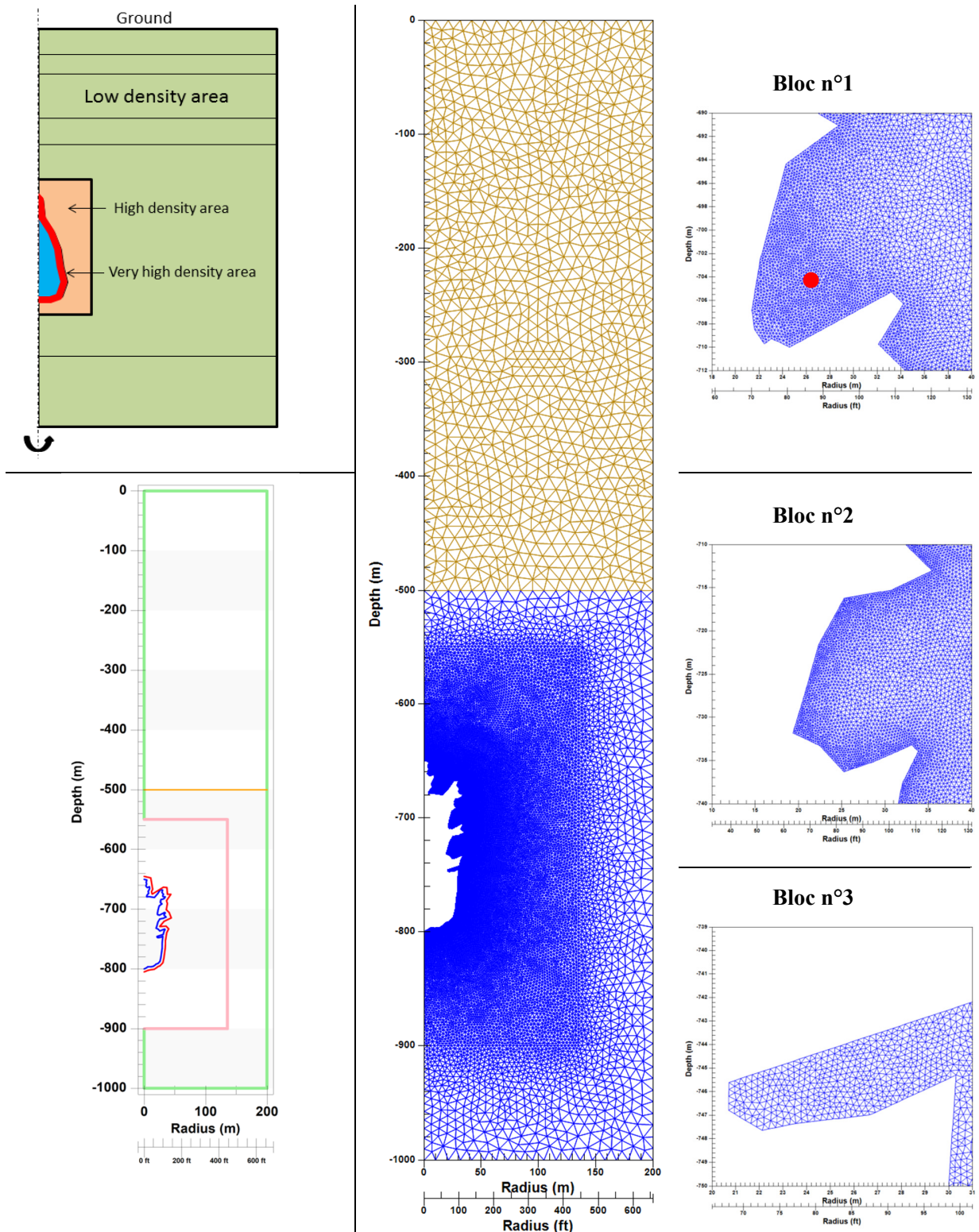


Figure 7.7. Modèle de maillage et zoom sur les blocs n°1, 2 et 3.

2.5. Maillage

Tableau 7.3. Caractéristiques du maillage utilisé dans cette configuration.

Nombres de Nœuds	41 775
Nombre d'éléments	88 022
Largeur (m)	200
Profondeur (m)	1000
Taille des éléments en paroi de cavité (m)	0,25

La méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre numériquement le problème couplé thermomécanique. Le maillage est effectué avec des éléments triangulaires de degré 1 (triangles à 3 nœuds, fonctions linéaires) et les fonctions d'interpolations sont les polynômes de Lagrange. La zone maillée est une coupe méridienne de 1000 m de longueur et 200 m de largeur, correspondant respectivement à la hauteur et au rayon du profil axisymétrique. La zone de calcul est donc subdivisée en 3 parties :

- A proximité de la paroi de la cavité (quelques mètres), on a une première zone à très forte densité où la taille des éléments est la plus petite possible pour bien rendre compte des effets thermiques et thermoélastiques. La distance entre les nœuds est donc de 0,25 cm. Brouard et al. (2011) donnent la règle suivante pour la taille maximale des éléments en paroi de la cavité :

$$\Delta x_{\max} = \Delta r / 5 \quad (1)$$

$$\Delta r = 2,9 \times 10^4 \sqrt{\pi k_s \tau / 2} \quad (2)$$

Où Δx_{\max} est la taille des éléments en paroi de cavité, Δr l'épaisseur de la zone perturbée thermiquement calculée ici pour une sollicitation cyclique de période τ , k_s est la diffusivité thermique du sel donnée au Tableau 7.2.

- On a ensuite la zone de maillage à forte densité où, à quelques dizaines de mètres de la paroi de la caverne, la taille des éléments est dense et cohérente avec la première zone pour permettre une bonne prise en compte des effets du chargement dans le massif environnant proche et de la redistribution des contraintes. La distance maximale entre chaque nœud est de 3 m.
- On a enfin, la zone de maillage de faible densité proche des limites du modèle où la taille des éléments du maillage est moins fine. La taille maximale des éléments est de 10 m.

Ce modèle de maillage favorable à l'étude des variations rapides de pression en cavité est utile à la prise en compte des effets induits en paroi de cavité. Le maillage utilisé pour le calcul numérique est présenté en Figure 4. Un nœud du bloc n°1 (Le point rouge sur la Figure 4) est choisi pour une analyse approfondie.

2.6. Loi de comportement

Dans cette analyse la loi de comportement de Munson-Dawson (voir annexe A) a été choisie et le jeu de paramètres est fourni dans le Tableau 7.4.

Tableau 7.4. Paramètres de la loi de Munson-Dawson

A (/MPa ⁿ /an)	n	Q/R (K)	m	α_w	β_w	K_0 (/MPa ^m -yr)	δ	c (/K)
0,64	3,1	4 100	3	-13,2	-7,738	7×10^{-7}	0,58	0,00902

2.7. Stabilité – critères de rupture et d'endommagement

Lorsqu'on s'intéresse à la stabilité mécanique d'une cavité saline soumise à des variations rapides de pression, l'apparition des contraintes effectives de traction et la dilatance du sel en paroi doivent être analysées. Parmi les critères développés en annexe B, les critères « Pas de contraintes effective de traction en paroi » et le critère de dilatance de « DeVries » sont retenus ici pour l'analyse.

2.8. Chargement de la caverne

L'évolution de la pression de la cavité est donnée à la Figure 7.8. Le lessivage de la cavité dure 1000 jours, suivis de 900 jours de « stand by » à pression constante. Le premier remplissage en gaz ou « *debrining* » (du point A au point B sur la Figure 7.8) dure 100 jours. A la fin de ce remplissage, la pression dans la cavité est abaissée à la pression atmosphérique (point C) en 10 jours. Comme on peut le constater du point C au point D, de l'air comprimé est réinjecté pour ramener la pression de la cavité à 8 MPa en 10 jours. La température d'entrée de l'air pendant l'injection est fixée à 36°C.

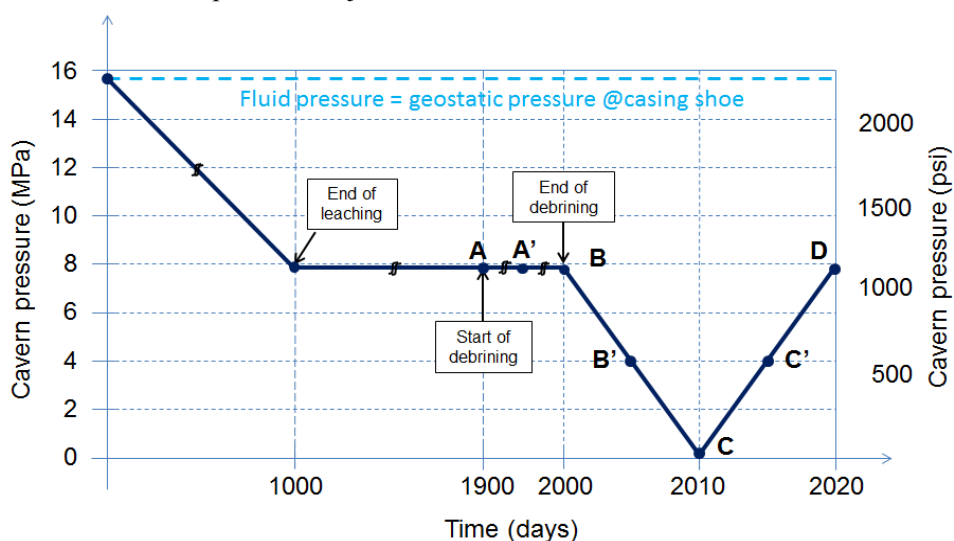


Figure 7.8. Evolution de la pression dans la cavité au sabot du cuvelage : de B à C, la vitesse de soutirage est de $-0,8$ MPa/j ; de C à D, la vitesse d'injection est symétrique ($+0,8$ MPa/j).

3. Discussions sur la stabilité mécanique

3.1. Pendant le premier remplissage en gaz A-B

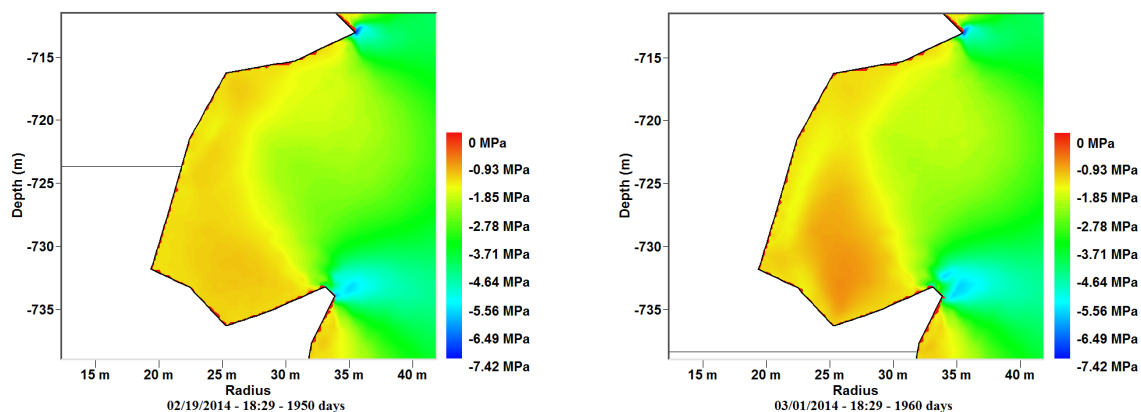


Figure 7.9. Zoom du bloc n°2 : Isovaleurs de la contrainte effective pendant le premier remplissage, lorsque l'interface air/saumure (ligne horizontale) est à 724 mètres (1950 jours, à gauche) et à 738 mètres (1960 jours, à droite).

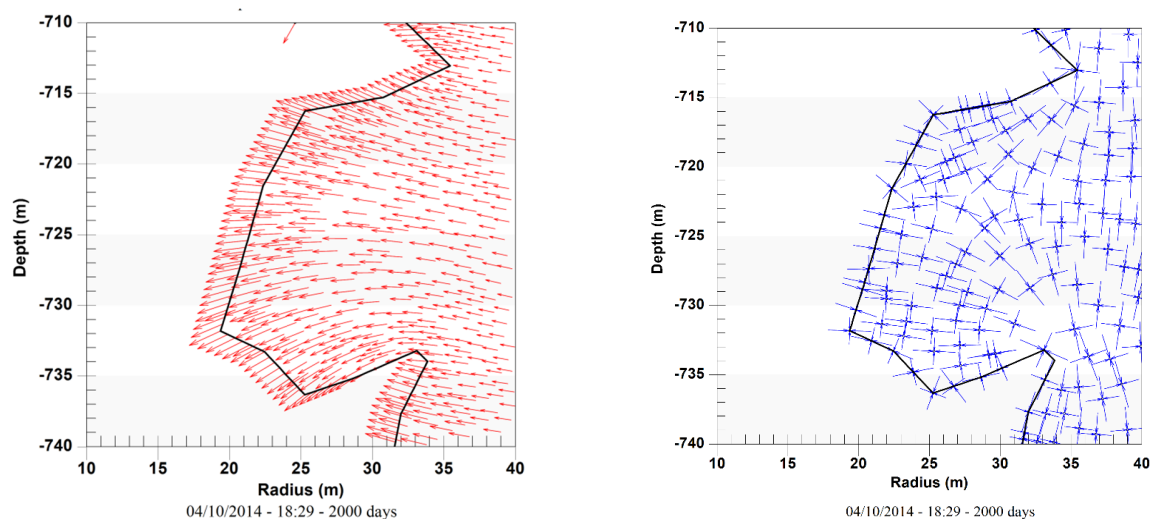


Figure 7.10. Zoom du bloc n°2 : vecteurs de déplacement (à gauche) et contraintes principales (à droite) à la fin du premier remplissage.

La pression de la cavité est maintenue constante pendant le premier remplissage. L'air est injecté dans l'espace annulaire tandis que la saumure est expulsée du tube au niveau du sol. Selon le principe d'Archimède, comme la saumure est remplacée par de l'air qui est moins dense, la poussée d'Archimède en est réduite et cela peut créer des contraintes de traction horizontales sur la partie supérieure du bloc en surplomb (voir annexe E).

Pendant le premier remplissage, il n'y a pas de grande zone où la contrainte effective soit une traction cependant, sur la Figure 7.9 on a représenté sur un plan rapproché du bloc n°2, les isovaleurs de la contrainte

effective lorsque le bloc est plongé dans la saumure (à gauche) et lorsque le bloc est plongé dans de l'air (à droite). Toutefois cette configuration pourrait être instable étant donné que la zone en traction peut s'agrandir lorsqu'une fracture apparaît.

Les déplacements dans le même bloc pendant le premier remplissage sont donnés dans la Figure 7.10 (à gauche). À droite de cette figure, on donne les orientations des contraintes principales qui montrent qu'elles sont toutes des compressions à la fin du premier remplissage.

3.2. Pendant la détente B-C

Pendant la phase de soutirage BC, la pression de la cavité est abaissée à la pression atmosphérique en 10 jours. La Figure 7.11 montre les isovaleurs du coefficient de sécurité FoS pendant la détente B-C. Au début de cette phase, c'est à dire à la fin du premier remplissage, le coefficient de sécurité est partout supérieur à 1, ce qui signifie qu'il n'y a pas de zone dilatante. Mais à la fin de la détente, de grandes zones dilatantes sont apparues, en particulier dans les blocs en surplomb.

3.3. Pendant l'injection C-D

Pendant la phase de réinjection C-D, la pression du gaz dans la cavité est remontée de la pression atmosphérique (0,1 MPa) à la pression halmostatique (8 MPa) en 10 jours. La Figure 7.12 montre les isovaleurs de la contrainte effective pendant cette phase d'injection de gaz. De vastes zones où la contrainte effective est une contrainte de traction apparaissent dans les blocs en surplomb. Pour approfondir l'analyse, on a représenté sur la Figure 7.13 des lignes orientées dans la direction perpendiculaire à celles des contraintes effectives lorsque celles-ci sont des tractions. De possibles fracturations se développeront dans ces directions.

3.4. Conclusions de la discussion

En résumé, les deux critères de stabilité (le critère en contrainte effective et le critère de dilatance) qui ont été présentés dans cette section, permettent d'évaluer en paroi de la cavité, la probabilité d'une chute de bloc en surplomb. Pour analyser la détente, on a utilisé le critère de dilatance de DeVries qui a été présenté au chapitre 4 ; et pour l'analyse de l'injection le critère en contrainte effective recommandé au chapitre 5 a été utilisé. Pendant le premier remplissage, la poussée d'Archimède est un effet qui existe mais avec peu d'intensité, certainement parce qu'on a choisi de réaliser un premier remplissage à pression constante. Les zones pour lesquelles la contrainte effective est une traction au cours de l'essai d'étanchéité sont très localisées en paroi et dans le bloc n°1. Entre deux variations de l'interface gaz-saumure, on observe clairement des zones dans le bloc n°1 où la contrainte effective de compression a augmentée, se rapprochant de 0, ou de la contrainte de traction (voir Figure 7.9). Pendant la suite du chargement, il est clair sur les figures que les premières zones sujettes à l'endommagement sont les blocs en surplombs. Plusieurs maillages fins ont été réalisés pour confirmer ces résultats.

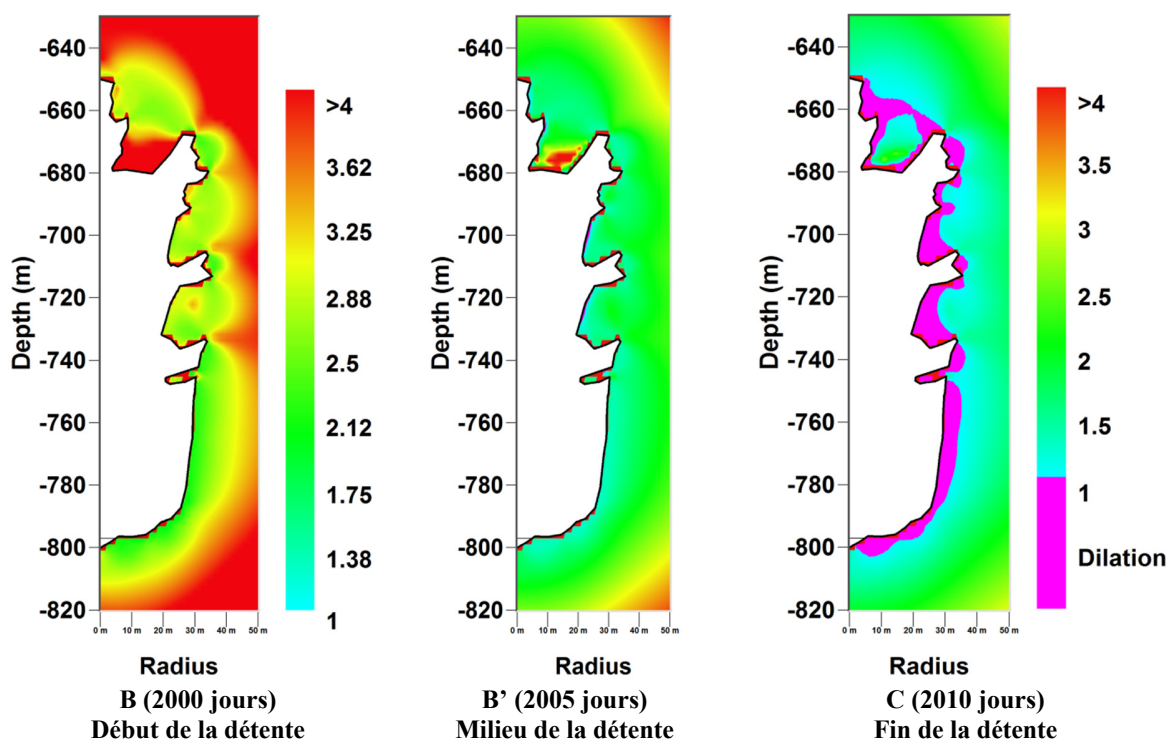


Figure 7.11. Dilatance : isovaleurs du coefficient de sécurité FoS pendant la détente B-B'-C.

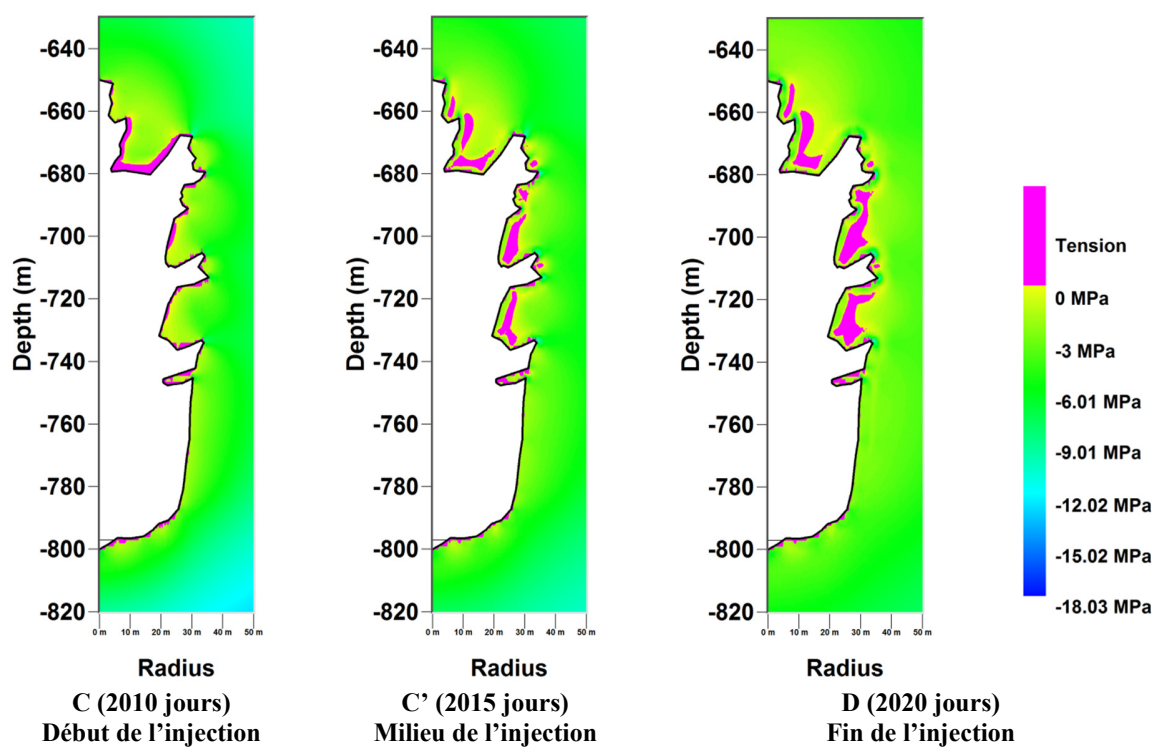


Figure 7.12. Isovaleurs de la contrainte effective pendant l'injection C-C'-D.

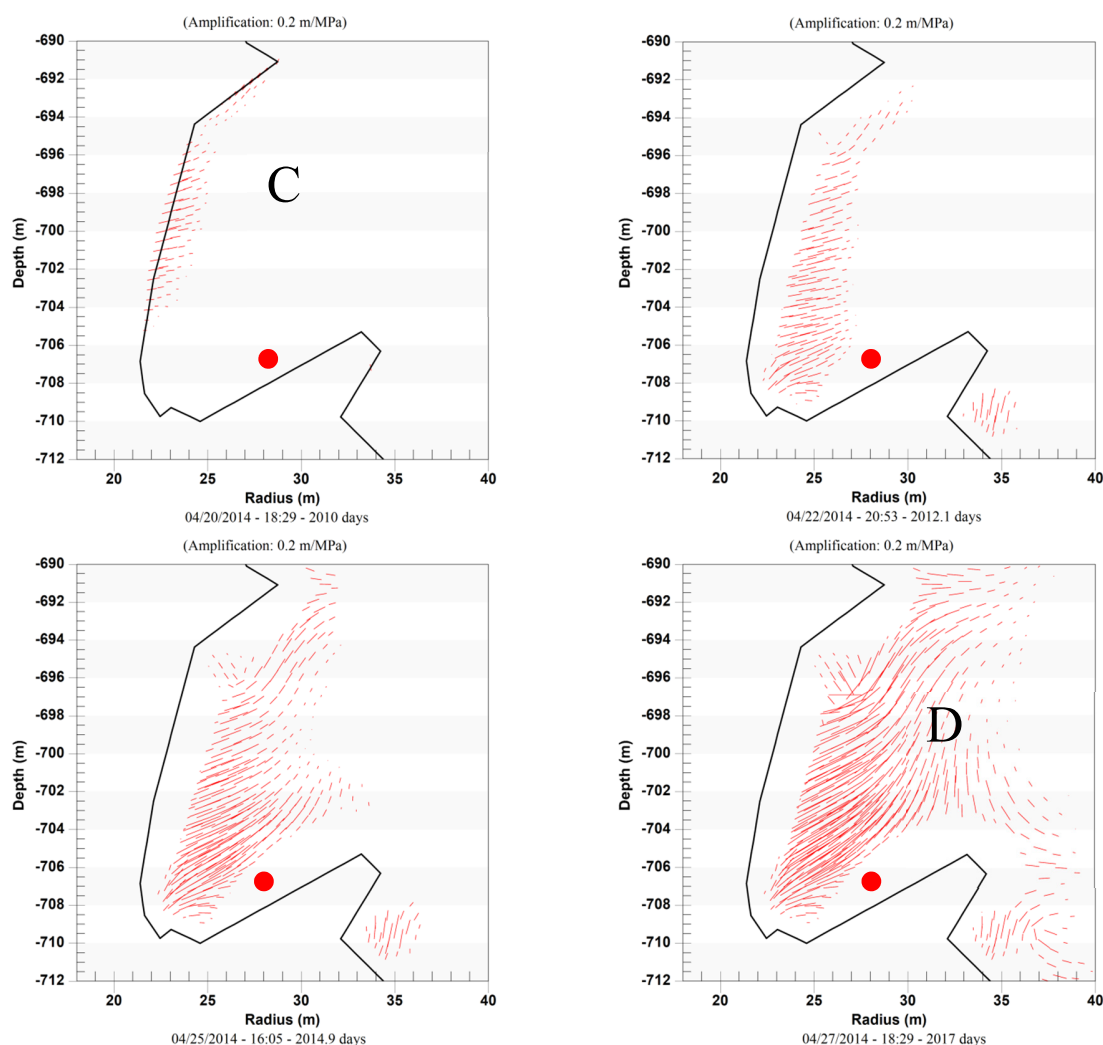


Figure 7.13. Contraintes effectives dans le bloc n°1 : Direction des possibles fractures pendant l'injection C-D.

4. Evolution de l'état des contraintes dans un bloc en surplomb.

Pour analyser l'état de contraintes dans le bloc n°1, un nœud est choisi. Dans le cas présent, le nœud est situé à 25,8 m de rayon et à 703 m de profondeur (le point rouge sur la Figure 7.7). La Figure 7.14 donne l'évolution du coefficient de sécurité FoS relatif à la dilatance au nœud considéré pendant la totalité de l'histoire du chargement. La dilatance apparaît à la fin de la détente B-C. Sur la Figure 7.15 on a tracé l'évolution de la contrainte effective au nœud considéré pendant la totalité de l'histoire du chargement. Les contraintes effectives de traction apparaissent rapidement dès le début de l'injection rapide. La Figure 7.16 montre l'évolution de l'état des contraintes dans le plan des invariants au point considéré. Le chemin suivi par l'état des contraintes pendant l'histoire du chargement est tracé avec 4 critères de dilatance : le critère de Spiers (1988), celui de Ratigan (1991) et deux critères de DeVries et al. (2006) respectivement en compression et en extension.

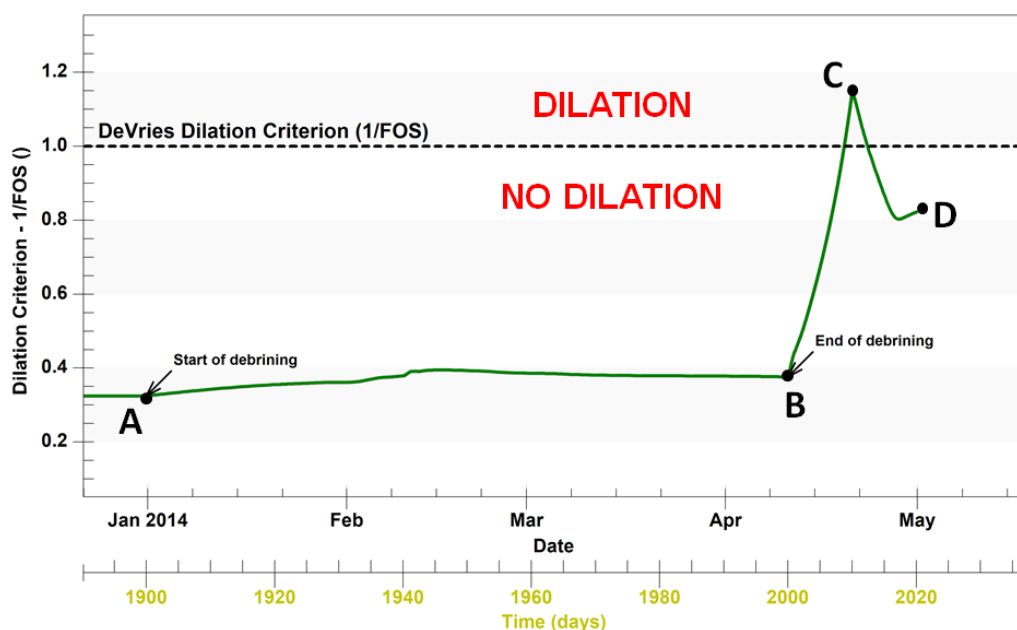


Figure 7.14. Critère de dilatance : évolution du coefficient de sécurité FoS au nœud du bloc n°1. Il n'y a pas de dilatance lorsque $FoS < 1$.

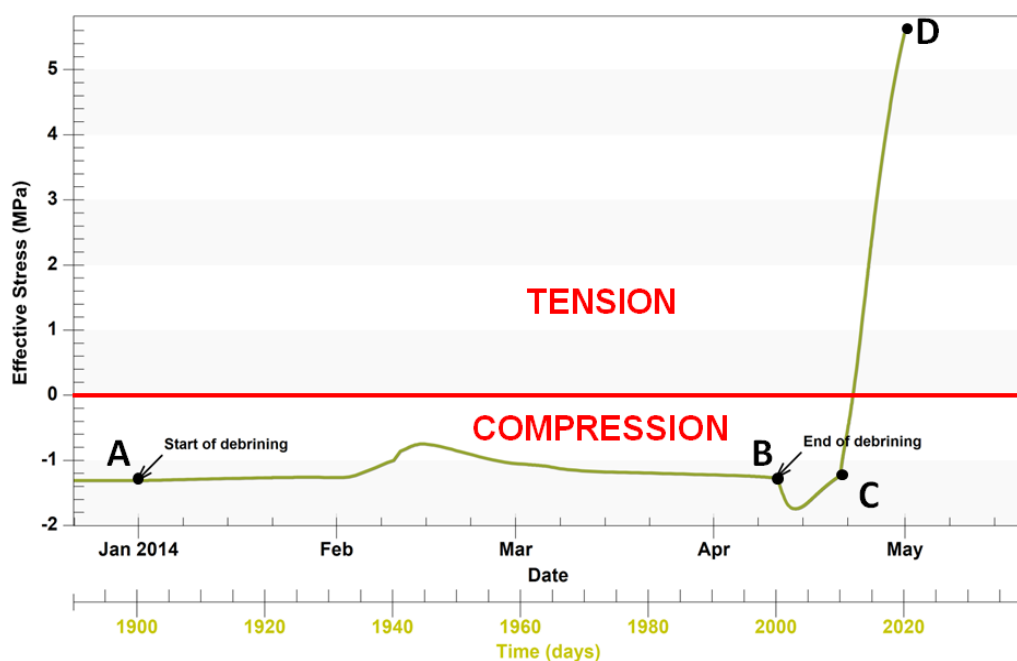


Figure 7.15. Evolution de la contrainte effective au nœud du bloc n°1. Le trait rouge délimite la zone en traction de la zone en compression

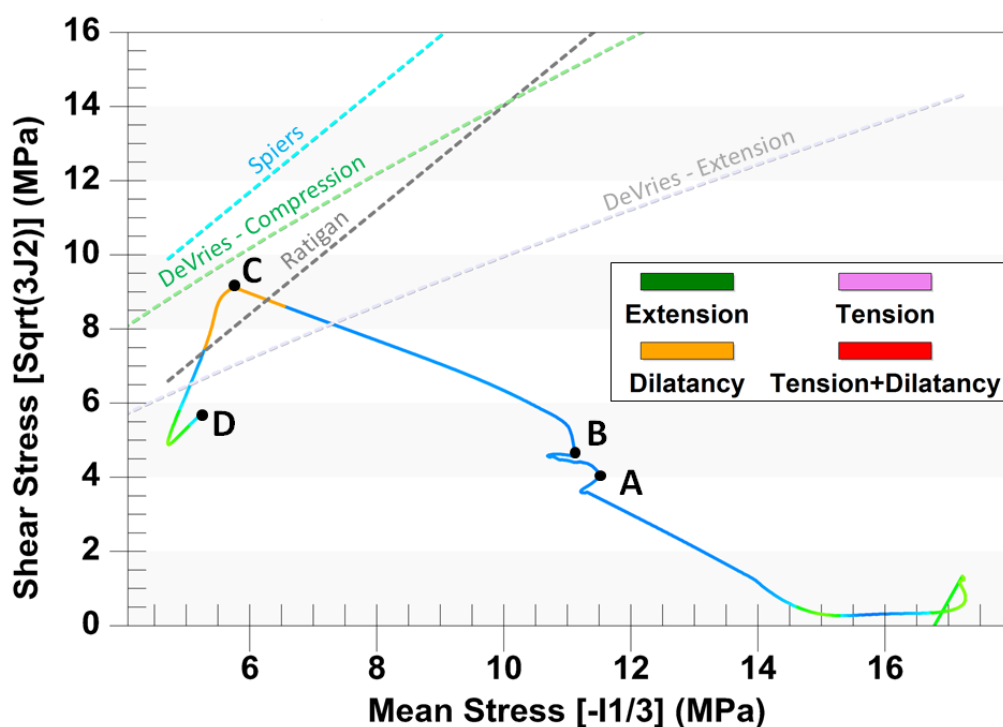


Figure 7.16. Evolution de l'état des contraintes dans le plan des invariants au nœud considéré du bloc n°1.

On observe que le nœud choisi du bloc n°1 devient dilatant un peu avant l'instant C, c'est-à-dire avant la fin de la détente BC.

5. Le cas de l'air lift

L'air lift est une opération parfois réalisée pour abaisser rapidement la pression de la cavité. Elle peut être réalisée pour casser les blocs surplombants instables. Un schéma de principe du processus de l'air lift est donné sur la Figure 7.17. L'air comprimé est injecté dans le tubage alors que la saumure est expulsée par l'espace annulaire. Lorsque l'air atteint le sabot du tubage, il remonte en bulles dans l'espace annulaire et allège la colonne de saumure. Une évolution simplifiée de la pression de la caverne au cours d'un air lift est illustrée sur la Figure 7.18 pendant laquelle on suppose que la pression de la cavité est abaissée de 8 MPa en une heure seulement.

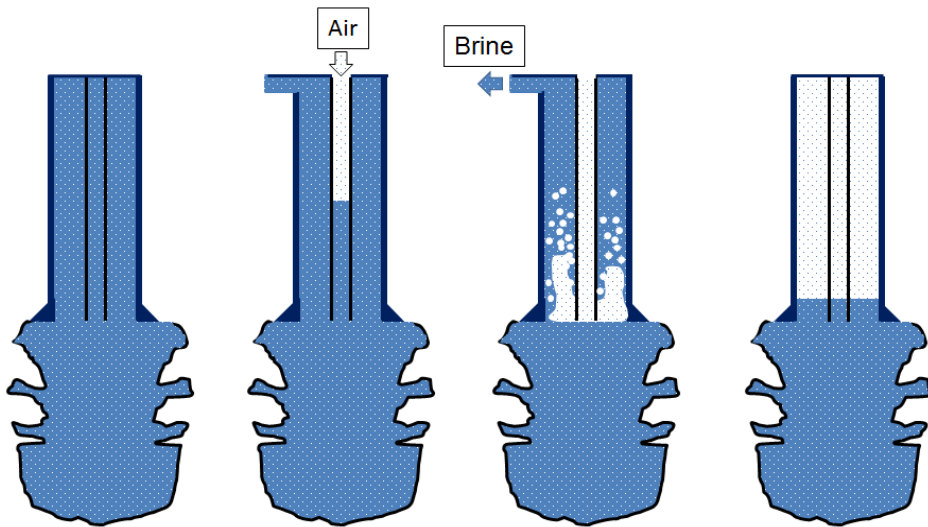


Figure 7.17. Schéma de principe de l'air lift.

La Figure 7.19 montre les isovaleurs du coefficient de sécurité lors de la détente provoquée par l'air lift. De larges zones dilatantes apparaissent dans les blocs en surplomb à la fin de la détente. Il faut noter que ces zones sont comparables à celles obtenues après 10 jours de soutirage à la même amplitude en considérant le même historique de pression.

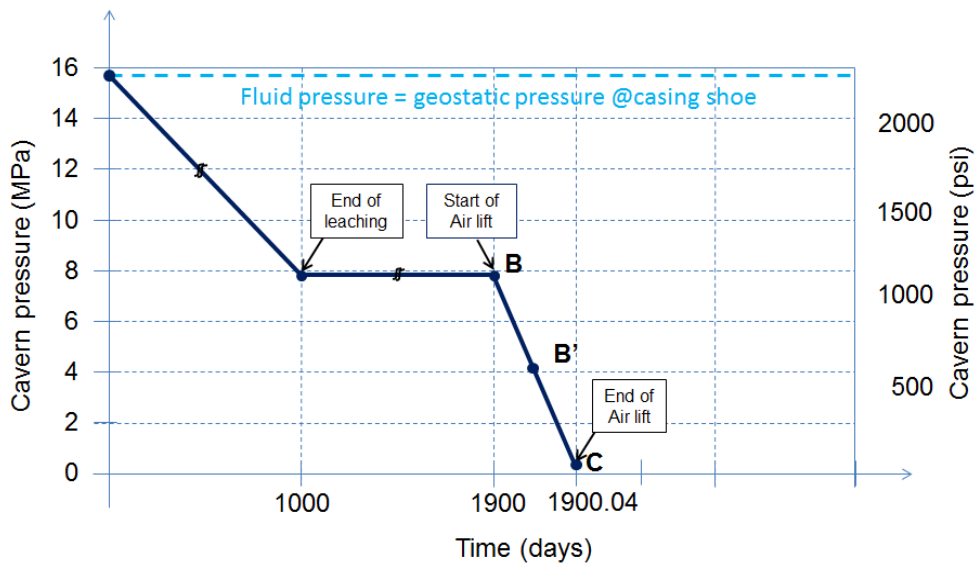


Figure 7.18. Evolution de la pression de cavité au sabot du cuvelage pendant l'air lift.

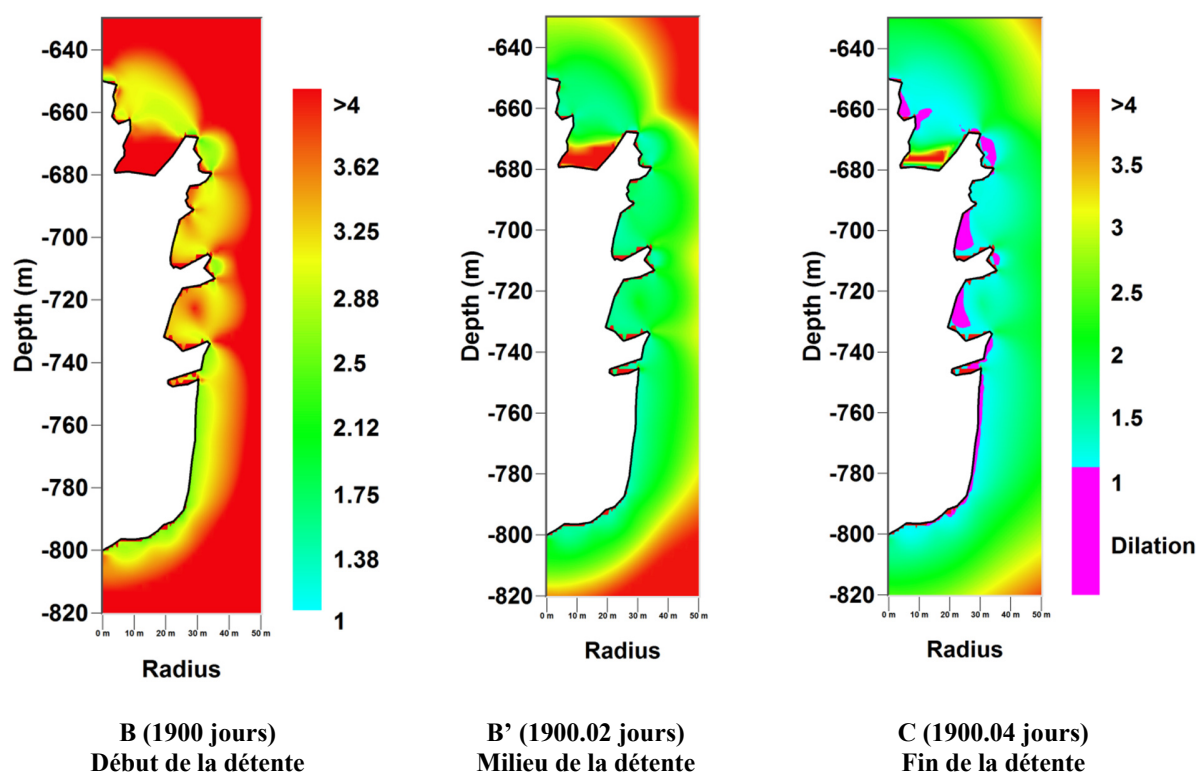


Figure 7.19. Dilatance : isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS) pendant l'air lift B–B'–C.

La Figure 7.20 présente les isovaleurs du critère de dilatance dans le bloc n°3.

Conclusions

Dans cette étude, on montre que la poussée d'Archimède pourrait expliquer la chute des blocs en surplomb pendant le premier remplissage. Pendant cette phase, la contrainte effective est pratiquement nulle dans le bloc et l'apparition de contrainte effective de traction sur la partie supérieure du bloc peut être observée. Etant donné que la zone en traction peut s'agrandir quand une fracture apparaît, ce processus est potentiellement instable. Si une fracture est ouverte de ce côté, sa propagation peut être accélérée, par opposition à une fissure créée dans la partie inférieure du bloc. L'apparition de la dilatance est également possible lorsque le premier remplissage est directement suivi d'un soutirage rapide. Cet effet peut aussi être observé lorsque la pression de la cavité est abaissée à la pression atmosphérique pendant les opérations de maintenance dans une installation de type CAES par exemple. Lors de l'injection rapide, le critère « pas de contrainte effective de traction en paroi de la cavité » reste pertinent pour évaluer l'épaisseur des zones qui sont sujettes à la rupture. Il a également été montré que l'apparition de la dilatance peut aussi être déclenchée lors d'un *air lift* et conduire à la chute des blocs.

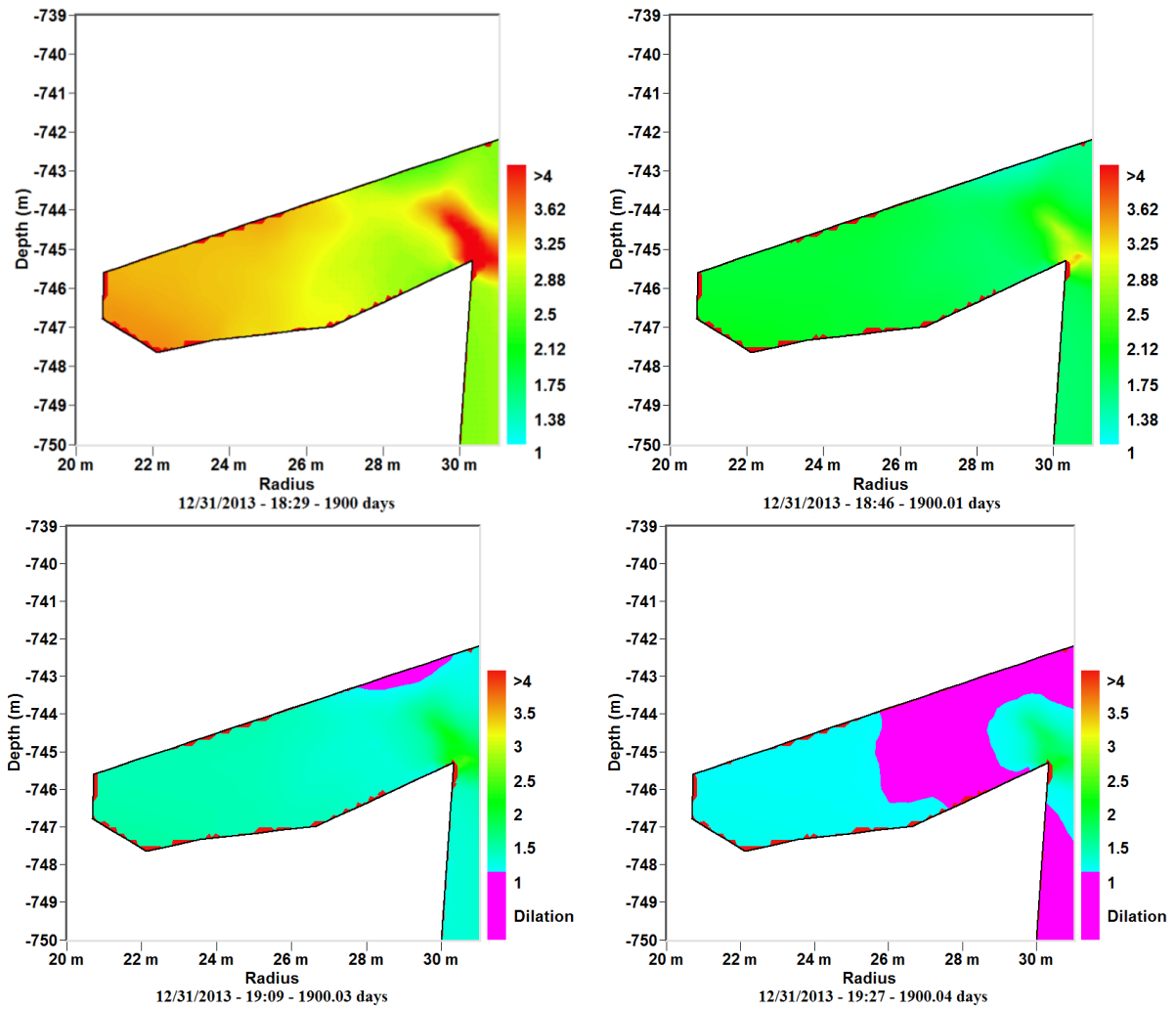


Figure 7.20. Critère de dilatance : isovaleurs du coefficient de sécurité (FoS) dans le bloc n°3 pendant l'air lift B-B'-C.

Annexe E. Principe d'Archimède appliqué aux cavités salines

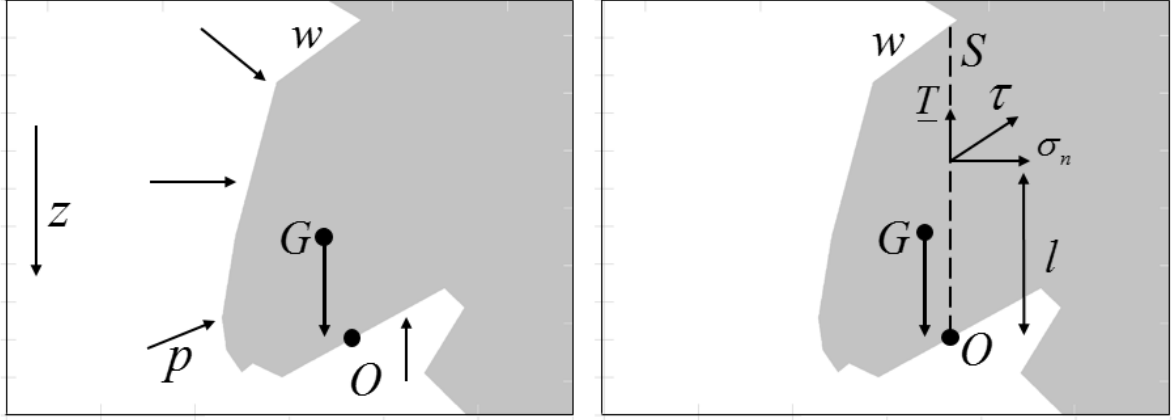


Figure E.1. Schéma de principe.

La pression p est appliquée sur la paroi de la caverne, $\underline{T} = -p\underline{n}$. Dans un solide, sur la ligne arbitraire S (en traits interrompus à droite de la **Error! Reference source not found.**), \underline{T} est le vecteur des contraintes. L'équilibre est donné par :

$$\int_{\Omega} \rho_{sel} \underline{g} d\Omega + \int_{w+S} -p\underline{n} dA + \int_S (\underline{T} + p\underline{n}) dA = 0 \quad (\text{E.1})$$

$$\int_{\Omega} \underline{OM} \wedge \rho_{sel} \underline{g} d\Omega + \int_w -\underline{OM} \wedge p\underline{n} dA + \int_S \underline{OM} \wedge \underline{T} dA = 0 \quad (\text{E.2})$$

En prenant pour exemple la première équation, où p le long de S est égal à p sur w à la même profondeur.

Etant donné que $\underline{grad}P = \rho_F \underline{g}$, où ρ_F est la masse volumique du fluide, alors

$$\int_{\Omega} (\rho_{sel} - \rho_F) \underline{g} d\Omega + \int_S (\underline{T} + p\underline{n}) dA = 0 \quad (\text{E.3})$$

$$\Omega (P_{sel} - P_F) \underline{g} + \int_S (\underline{T} + p\underline{n}) dA = 0 \quad (\text{E.4})$$

Et l'autre équation donne

$$\Omega (P_{sel} - P_F) \underline{OG} \wedge \underline{g} + \int_S \underline{OM} \wedge (\underline{T} + p\underline{n}) dA = 0 \quad (\text{E.5})$$

Pour simplifier, on prend une ligne verticale. On peut distinguer la contrainte de cisaillement $\tau \underline{e}_z$ de la contrainte effective normale $\sigma_n + p = \underline{n}T + p$. L'équation suivante peut être vérifiée :

$$\Omega (\rho_{sel} - \rho_F) \underline{g} + \int_S \tau dA = 0 \quad (\text{E.6})$$

$$\Omega(\rho_{sel} - \rho_F)g + \int_S (\sigma_n + P)dA = 0 \quad (E.7)$$

La contrainte normale effective, $p + \sigma_n$ (qui n'est pas nécessairement principale) est une intégrale nulle, ce qui veut dire qu'il y a en même temps des tractions et des compressions.

Le cisaillement vertical équilibre le poids. Il est de plus en plus grand en moyenne lorsque la taille du hors-profile augmente.

De plus,

$$\Omega(\rho_{sel} - \rho_F)d = \int l(\sigma_n + p)dA \quad (E.8)$$

On peut conclure que la contrainte horizontale est une traction dans la partie supérieure et qu'elle augmente sensiblement (double) lorsque la saumure est remplacée par le gaz, car la masse volumique du fluide ρ_F devient quasiment nulle.

Chapitre 8 : Essais de fluage cycliques du sel gemme en extension

Introduction

La détermination des propriétés mécaniques du sel soumis à des chargements cycliques permet de fournir ou d'ajuster les paramètres du dimensionnement des cavités salines sous sollicitation de type HFGSSC⁹⁹ ou AA-CAES¹⁰⁰. Dans le cadre du projet SACRE¹⁰¹ du programme STOCK-E 2010¹⁰² de l'ANR¹⁰³, des essais mécaniques ont été réalisés sur des éprouvettes de sel gemme au laboratoire. Ces éprouvettes de sel gemme proviennent de la mine de Bokeloh en Allemagne et de la mine d'Avery Island aux Etats-Unis. Le comportement rhéologique du sel est supposé élasto-viscoplastique et très sensible aux variations de température. Le choix de faire des essais en extension au cours desquels la pression de confinement est supérieure à la force axiale est argumenté. Dans ce chapitre, on s'intéresse à la déformation irréversible différée du sel sous chargement cyclique. Pour ce faire, des essais uniaxiaux sont réalisés en vue de caractériser l'éprouvette de sel du point de vue de sa géométrie, de ses propriétés élastiques, de ses résistances à la compression simple et à la traction simple ; ensuite des essais de triaxiaux de fluage en extension sont effectués. La majorité des essais sont réalisés suivant les recommandations du CFMR¹⁰⁴ et de l'ISRM¹⁰⁵. L'éprouvette de sel gemme est donc soumise jusqu'à la rupture à des cycles de chargement au cours desquels varie la force axiale, la pression de confinement étant fixée. Dans le programme expérimental, on enregistre le déplacement axial, le déplacement radial, la température et le déviateur de contrainte. La méthode expérimentale, les matériaux et les équipements utilisés sont décrits ; quelques résultats sont ensuite interprétés et, enfin, les difficultés rencontrées et les perspectives scientifiques sont présentées.

1. Revue de la littérature

Le sel gemme est certainement la roche la plus étudiée en laboratoire en raison de ses multiples applications. Cependant, les premiers essais de laboratoire sous sollicitations cycliques sur le sel gemme ont été réalisés lors des études de faisabilité des premiers CAES entre 1972 et 1984. L'état de l'art ne permettait pas encore de bien circonscrire la question et beaucoup de questions ouvertes demeuraient en plus des difficultés particulières que posent les essais de laboratoire sur le sel¹⁰⁶. Avec les nouveaux développements théoriques et expérimentaux de la mécanique des matériaux, le fluage cyclique, la rupture, la dilatance, et la fatigue sont mieux compris.

Les essais de fluage sur le sel sont généralement réalisés en compression $0 > \sigma_\theta = \sigma_r > \sigma_z$ si σ_{zz} est la contrainte axiale supposée uniforme, σ_r et σ_θ les contraintes radiales et orthoradiales appliquées sur le pourtour de l'éprouvette cylindrique qui sont égales à l'opposé de la pression du fluide de confinement. Cependant, l'essai triaxial en « extension », $0 > \sigma_z > \sigma_\theta = \sigma_r$ qui est rarement utilisé, présente un intérêt particulier pour révéler les effets d'un chargement cyclique en cavité saline. En effet, lorsque la pression du gaz dans la cavité est faible, la contrainte normale σ_n est sensiblement moins compressive que les deux contraintes tangentielles. L'essai en extension permet une meilleure compréhension et une

⁹⁹ High Frequency Gas Salt Storage Cavern.

¹⁰⁰ Advanced Adiabatic Compressed Air Energy Storage.

¹⁰¹ Stockage d'Air Comprimé pour le Réseau Electrique.

¹⁰² Stockage innovant de l'énergie.

¹⁰³ Agence Nationale de la Recherche.

¹⁰⁴ Comité Français de Mécanique des Roches.

¹⁰⁵ Société Internationale de Mécanique des Roches.

¹⁰⁶ Voir Wawersik et Preece (1984) et Guessous et al. (1988).

évaluation plus complète du fluage jusqu'à la rupture, ce qui a un effet significatif sur le calcul de la stabilité à long terme des cavités salines (Thoms et Martinez, 1978). La déformation différée du sel engendrée par les chargements cycliques a été étudiée par plusieurs auteurs¹⁰⁷.

Dresen et Lux (2011) ont réalisé des essais de fluage cyclique en compression entre 5 et 20 MPa pendant une durée allant de 2 à 60 jours sur des éprouvettes de sel provenant de deux mines allemandes. Dans leurs expériences, ils ont observé que le fluage transitoire n'apparaît qu'au chargement initial de la contrainte déviatorique et que sous chargement cyclique, aucun fluage transitoire significatif n'est noté. Pour eux, le chargement répété ne produira pas de dommage structurel tant qu'il se situe sous la résistance à l'endommagement (le critère de dilatance) mesurée lors d'essais monotones rapides. En variant plusieurs fois la contrainte déviatorique, aucun fluage transitoire significatif n'est observé malgré la diminution significative du fluage stationnaire. Ils concluent que pour des cycles journaliers ou mensuels, le sel peut être considéré comme un matériau avec mémoire.

Bauer et al. (2010) ont observé pendant les chargements cycliques en compression des changements significatifs de la déformation volumique moyenne au cours d'un cycle et du module de Young. La Figure 8.1 présente l'érouissage du sel, c'est-à-dire l'évolution de la déformation de l'éprouvette, pendant un essai cyclique. Dans cet essai, la contrainte de confinement est de 20,7 MPa et l'éprouvette est cyclée de 8,8 à 4,4 MPa pendant 32 jours en raison d'environ 4 cycles par jour. On observe que la déformation axiale moyenne augmente avec le temps alors que la déformation volumique moyenne augmente dans un premier temps puis diminue avec le temps. Ils ont montré que les chargements cycliques, même de faible amplitude, provoquent des microfissurations dans le sel qu'ils ont détectés par émission acoustique. Pour eux, le module de Young déterminé pendant les décharges diminue légèrement avec le temps suite à une augmentation de la déformation axiale, du cycle de chargement, et après une période de faible variation pendant laquelle le module est resté le même ou a augmenté.

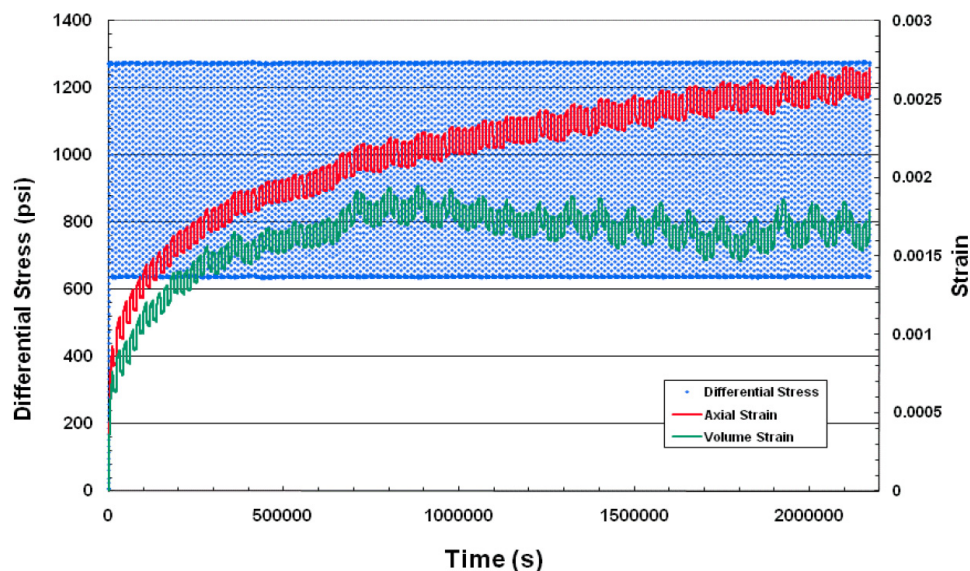


Figure 8.1. Contrainte déviatorique, déformation axiale et déformation volumique en fonction du temps pour l'essai 3 (Bauer et al., 2010).

A la suite d'essais de fluage cyclique en compression qui ont été réalisés pour le compte du SMRI, Mellegard (2013) a effectué des essais de fluage cyclique en extension sur du sel d'Avery Island, voir

¹⁰⁷ Senseny (1981), Thoms et Gehle (1982), Matei et Critescu (2000), Allemandou et Dusseault (1996), Fuenkajorn et Phueakphum (2009), Düsterloh et Lux (2010), Bauer et al. (2010, 2011), Arnold et al. (2011), Dresen et Lux (2011), Düsterloh et al. (2012), Mellegard (2013)...

Figure 8.2. Sur cette figure on a tracé à gauche le chargement cyclique c'est-à-dire les évolutions des contraintes axiales et de confinement et à droite on a tracé les résultats obtenus en terme d'évolutions de déformations axiale, radiale et volumique. Dans cet essai qui a duré un peu plus d'un mois, la période des cycles était de 2 jours. L'objectif était d'évaluer l'effet que peut avoir ce changement d'état de contrainte (compression/extension) sur le comportement du sel sous chargement cyclique. Dans ces essais, il observe que la déformation volumique reste proche de zéro (Figure 8.2), ce qui indique que les éprouvettes ne se dilatent pas. Il conclut que la charge cyclique en extension n'est pas plus propice aux dommages que la charge cyclique en compression, du moins pour le sel et les conditions expérimentales considérés.

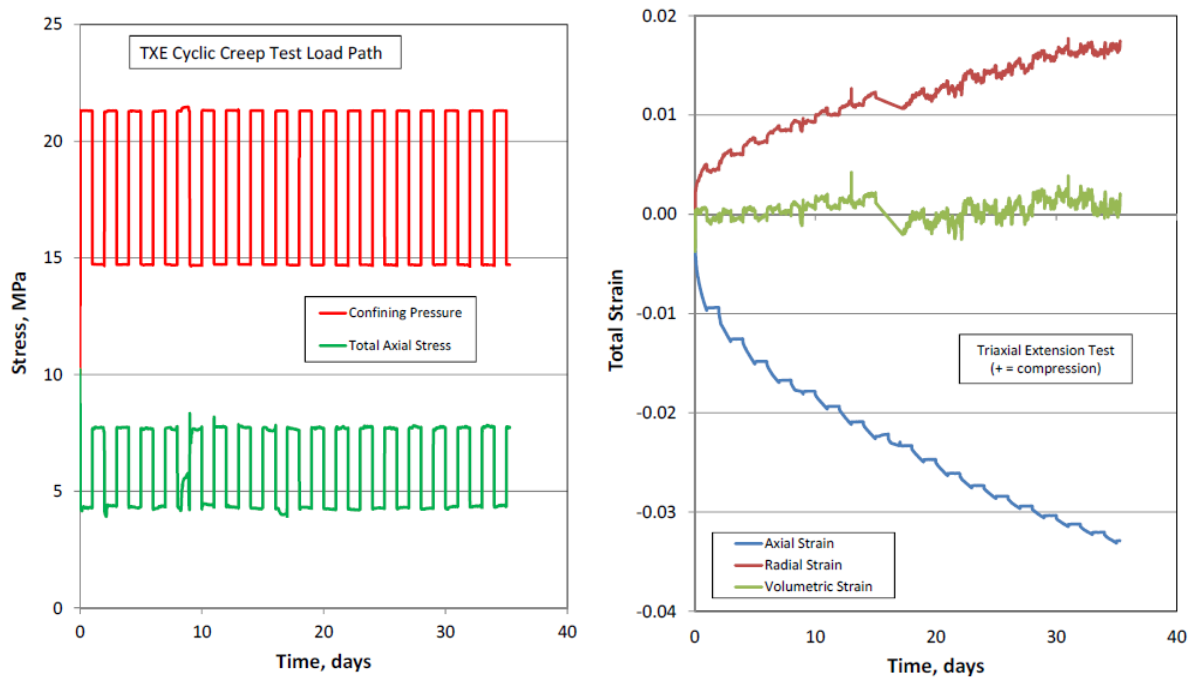


Figure 8.2. Chargement imposé et résultats de l'essai triaxial cyclique en extension (Mellegard, 2013).

2. Equipements, Matériaux et Méthodes

2.1. Equipements

Pour réaliser des essais triaxiaux cycliques sur le sel gemme, on dispose de machines triaxiales avec une gamme de force comprise entre 5 kN et 25 kN pour des tailles d'éprouvettes cylindriques allant de 50 à 10 mm de hauteur et de rayon. Ces machines sont principalement constituées d'une presse triaxiale classique, d'une cellule triaxiale et d'une chaîne de mesure. La presse asservie permet de réaliser l'essai triaxial cyclique en extension, contrôlé en contrainte axiale ou en déformation axiale. La cellule triaxiale accueille en son sein une éprouvette de sel préalablement conditionnée pour l'essai. Elle est placée sur le plateau de la presse. Un vérin directement posé sur la face supérieure de l'éprouvette permet d'appliquer la force axiale. La mise en pression de la cellule remplie d'huile permet d'appliquer la contrainte de confinement. La chaîne de mesure permet l'acquisition des données. Le système de mesure est principalement constitué de cinq capteurs : un extensomètre pour la mesure du déplacement axial, une jauge circonférentielle pour la mesure du déplacement radial, un capteur de force axiale, un capteur de pression de confinement et un thermocouple pour la mesure de la température. A la sortie de ce système, les paramètres mesurés sont envoyés au système d'acquisition. L'association d'un ordinateur

permet la commande des paramètres de chargement en fonction du type d'essai ainsi que leur suivi via un logiciel spécifique conçu sous Labview®. Les précisions du système de mesure sont de $\leq 0,1\%$ pleine échelle¹⁰⁸ et $\leq 0,1\%$ pleine échelle pour la mesure de la force axiale. Les résolutions sont l'ordre de 16 bits ($\pm 0,15 \mu\text{m}$) en déplacement et de 16 bits¹⁰⁹ pour la force. La fréquence d'échantillonnage est de 1 Hz. Le module de pilotage et d'acquisition de données par ordinateur possède 8 voies ($\pm 10\text{V}$) et un convertisseur A/D 16 bits. La fréquence d'acquisition des données dépend de la durée des essais, elle est de un point toute les 15 minutes pour les essais de fluage cyclique.

2.2. Matériaux (sels et provenance)

Le sel de Bokeloh : l'entreprise allemande Kali und Salz GmbH a fourni plusieurs blocs de sel extraits de la mine de potasse Sigmund Hall Kalibergwerk. Cette mine est située dans le dôme de sel de Bokeloh appartenant à la formation saline du Zechstein. Les blocs irréguliers qui ont été sélectionnés pour les essais provenaient d'une galerie à 1 150 mètres de profondeur. Le sel de Bokeloh est appelé en abrégé « BK » dans les codes des éprouvettes. Il est de couleur rose clair et ses grains sont fins et homogènes.

Le sel d'Avery Island : le bureau d'étude américain RESPEC a également fourni plusieurs blocs de sel, extraits de la mine de sel d'Avery Island en Louisiane aux Etats-Unis. Cette mine est l'une des plus anciennes au monde encore exploitée et est située dans le dôme de sel d'Avery Island sur la côte du Golfe du Mexique. Les blocs retenus pour l'expérience sont prélevés à 274 m de profondeur. Le sel d'Avery Island est appelé en abrégé « AI » dans les codes des éprouvettes. Il a une apparence plus claire que le sel de Bokeloh car il comporte moins de 2% d'impuretés.

2.3. Méthodes

2.3.1. Préparation et montage des éprouvettes

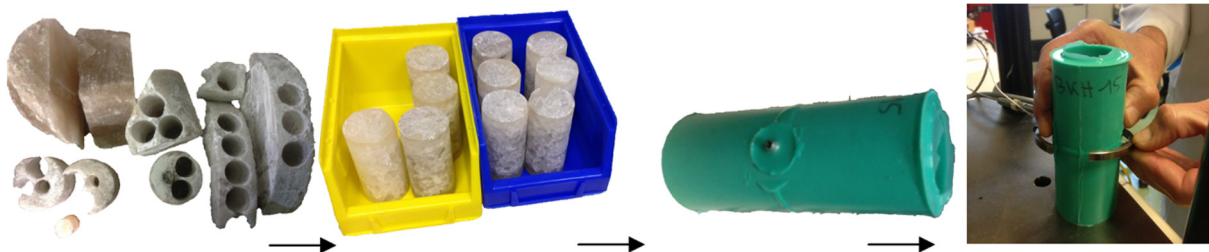


Figure 8.3. Préparation des éprouvettes.

A partir des blocs irréguliers de sel gemme, les éprouvettes sont carottées à l'air comprimé. L'air comprimé évacue la chaleur due aux frottements d'usinage afin de protéger l'outil et l'éprouvette. Après le carottage, les éprouvettes sont sciées afin de supprimer les zones proches des faces¹¹⁰ de l'éprouvette soumises à des effets de bord¹¹¹. Ensuite, une rectifieuse permet d'obtenir un bon état de planéité et de parallélisme des faces. Les éprouvettes obtenues ont une forme cylindrique avec un élanement de 2 ; soit un diamètre moyen de 36 mm et une hauteur moyenne de 72 mm¹¹². Leur masse moyenne est de 160 grammes. La géométrie simple de l'éprouvette (de forme cylindrique) donne une distribution de contraintes qui permet une comparaison avec des calculs analytiques et numériques. Lors du montage,

¹⁰⁸ Ou $\pm 5 \text{ mm}$ pour la mesure du déplacement.

¹⁰⁹ Donc $< 0,4 \text{ N}$ pour un capteur de 10 kN.

¹¹⁰ Inférieure et supérieure.

¹¹¹ Réarrangement granulaire en surface.

¹¹² Sauf pour l'essai brésilien où l'élanement est de 0,2.

une membrane en silicone est préfabriquée pour accueillir en son sein l'éprouvette et les bras d'acquisition du capteur radial. Les faces sont collées sur les talons pendant l'essai en extension. La Figure 8.3 présente quelques étapes de la préparation des éprouvettes.



Figure 8.4. Une vue des presses triaxiales utilisées pour les essais de fluage au laboratoire.

2.3.2. Les essais uniaxiaux

a) L'essai de compression simple

Dans cet essai, l'éprouvette de sel gemme est placée entre les plateaux de la presse triaxiale et la force axiale est augmentée jusqu'à rupture de l'éprouvette. La valeur maximale de la force axiale F_c appliquée permet de calculer la résistance à la compression :

$$R_c = \frac{F_c}{S} \quad (8.1)$$

Où S est l'aire de la section de l'éprouvette sur laquelle est appliquée la force.

L'élancement recommandé est compris entre 2 et 2,5. On a retenu un élancement de 2 parce que la distribution des contraintes au centre de l'éprouvette paraît être moins perturbée que si l'élancement était de 2,5. L'essai est conduit à partir d'un chargement monotone croissant de déplacement axial imposé de 0,005 mm/s. Les recommandations de l'ISRM et du CFMR n'imposent pas de vitesse pour cet essai, mais conseillent une durée d'essai compris entre cinq minutes à quelques dizaines de minutes de manière à ne pas induire d'effets différés.

Avec l'essai de compression simple, il est aussi facile de calculer les constantes élastiques du matériau. En utilisant les pentes des droites contrainte-déformation axiale et de la courbe déformation radiale – déformation axiale ; explicités comme suit dans le domaine élastique :

$$\sigma_z = E_s \varepsilon_z \quad (8.2)$$

$$\varepsilon_r = -\nu_s \varepsilon_z \quad (8.3)$$

b) L'essai brésilien

Il existe deux méthodes régulièrement utilisées pour mesurer la résistance à la traction des roches : l'essai de traction directe et l'essai de traction indirecte ou essai brésilien. L'essai brésilien est le plus simple, raison pour laquelle il existe un mode opératoire et une norme assez précis. Cet essai consiste à rompre une éprouvette cylindrique en appliquant la charge suivant deux génératrices opposées, voir Figure 8.5. Cette compression doit s'exercer par l'intermédiaire d'un carton d'épaisseur millimétrique, pour gommer les irrégularités éventuelles des génératrices du cylindre. L'essai brésilien ne peut être considéré comme un essai de traction valable qu'à condition d'interposer un carton entre l'éprouvette et les plateaux de la presse (Tourenq et Denis, 1970). La vitesse de mise en charge appliquée à l'éprouvette recommandée par la SIMR est de 0,2 kN/s. La Figure 8.5 montre une éprouvette de sel avant et après l'essai brésilien.

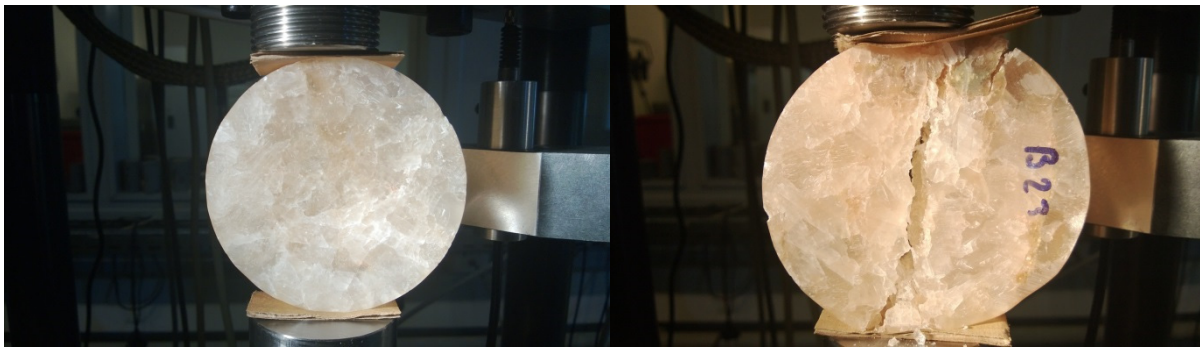


Figure 8.5. Essais brésilien sur éprouvette de sel gemme (photo)

Dans la mesure où la loi de Hooke est vérifiée, la rupture s'amorce au centre de l'éprouvette. Elle est franche, verticale et se produit rigoureusement suivant le plan diamétral de l'éprouvette. L'élançement de l'éprouvette pour cet essai brésilien est de 0,2, ce qui veut dire que la hauteur de l'éprouvette est égale au 1/5 du diamètre. Pour des milieux fissurés, si on interpose le carton et que les caractéristiques géométriques susmentionnées sont vérifiées pour l'éprouvette, les valeurs de résistance obtenues via l'essai brésilien doivent être les mêmes que celles obtenues lors de l'essai de traction directe (Tourenq et Denis, 1970).

A l'issue de cet essai, une formule simple permet de déterminer la résistance à la traction :

$$R_t = \frac{2F_c}{\pi DH} \quad (8.4)$$

Où R_t est la résistance à la traction ; F_c est la charge à la rupture (N) ; D est le diamètre de l'éprouvette et H est la hauteur ou l'épaisseur de l'éprouvette. On peut également calculer la déformation diamétrale à la rupture ε_z au cours de l'essai :

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta D}{D} \quad (8.5)$$

Où ΔD est l'écrasement vertical de l'éprouvette et D est le diamètre initial de l'éprouvette. L'état des contraintes au centre de l'éprouvette, au moment de la rupture est représenté par une contrainte de compression verticale σ_z qu'on peut aussi calculer :

$$\sigma_z = \frac{6F_c}{\pi DH} \quad (8.6)$$

2.3.3. Les essais triaxiaux

a) La phase de confinement isostatique

Landanyi (1981) et DeVries et Mellegard (2010) ont montré qu'il était important de ménager une phase de confinement isostatique avant les essais de fluage. En effet, les éprouvettes confinées pendant 10 jours à 20 MPa commencent à se dilater (apparition d'une déformation viscoplastique irréversible) à des niveaux de contraintes d'environ 12% plus élevées que celles qui ont été conditionnées en 1 jour et d'environ 21% supérieures à celles qui n'avaient pas été confinées. Les éprouvettes non confinées se dégradent donc plus rapidement que les éprouvettes confinées et cumulent plus de déformations irréversibles avec le temps. En effet, pendant la phase de préparation, les éprouvettes peuvent être légèrement endommagées.

Le confinement isostatique se fait à température ambiante ($\sim 20^\circ\text{C}$). C'est un essai préalable qui consiste à conserver l'éprouvette de sel gemme sous contraintes (axiale et radiale) constantes et égales pendant une certaine durée avant de commencer les essais cycliques. En principe, la contrainte radiale (σ_r) et la contrainte axiale (σ_a) doivent être appliquées simultanément à l'éprouvette. L'atteinte de la consigne isostatique est effectuée par paliers afin de ne pas risquer de créer des déviateurs importants dans l'éprouvette. La suite des essais de fluage se faisant en extension, l'éprouvette est collée sur ses deux faces au piston et au plateau de la presse. La polymérisation de la colle peut être ressentie sur la mesure du déplacement axial, raison pour laquelle la colle doit être de très fine épaisseur (si possible invisible à l'œil nu).

Sous réserve d'un essai parfaitement réalisé et si le comportement est parfaitement élastique linéaire alors les déformations axiale et radiale sont égales :

$$\varepsilon_z = \varepsilon_r = \frac{1-2\nu_s}{E_s} \sigma_z \quad (8.7)$$

Pour une roche initialement fissurée, il est possible d'observer une légère différence entre les déformations axiale et radiale à l'acquisition, mais à la fin de l'essai, quand le chargement est élevé, la vitesse de déformation volumique sera :

$$\dot{\varepsilon}_v = \frac{\dot{V}}{V} = \dot{\varepsilon}_z + 2\dot{\varepsilon}_r = 3 \frac{1-2\nu_s}{E_s} \dot{\sigma}_z \quad (8.8)$$

b) Le fluage cyclique en extension

Dans les essais triaxiaux cycliques en extension, la force axiale varie tandis que la pression de confinement est fixée. Cette dernière est supérieure à la valeur absolue de la contrainte axiale. Dans ce programme, l'amplitude de la contrainte axiale est variable (variations de 1 à 5 MPa, voir Figure 8.6) et la pression de confinement est fixée à 12 MPa par exemple. Les cycles expérimentaux sont inspirés des études de pré-dimensionnement réalisées par notre partenaire du projet SACRE (EDF) qui propose grâce à des simulations technico-économiques, le temps de charge et de décharge d'un CAES de manière à maximiser la rentabilité de l'installation. Les cycles sont sinusoïdaux et ont une période de 8 heures (soit 4 heures de charge et 4 heures de décharge). Pour réaliser un essai de fluage cyclique en extension, on décharge l'éprouvette depuis son chargement isostatique initial jusqu'à un chargement en extension où la force axiale appliquée est égale (au signe près) à la pression moyenne du cycle souhaité. Ensuite on

cycle entre deux valeurs minimale et maximale de la contrainte axiale par exemple entre 8 MPa et 11 MPa.

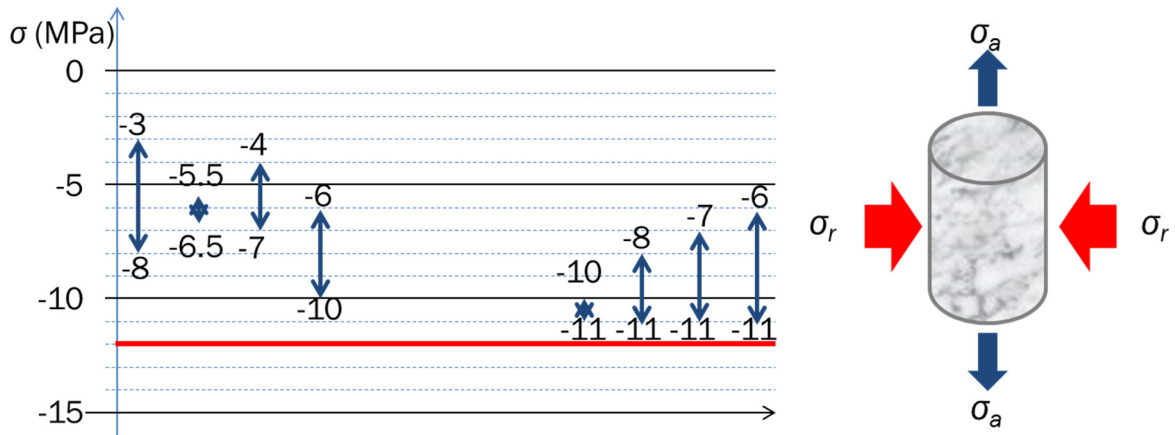


Figure 8.6. Amplitude des cycles de chargement en contrainte axiale réalisés.

3. Analyse théorique de l'essai

Comme précisé précédemment, on enregistre principalement la force axiale imposée à l'éprouvette F_c , la pression de confinement P_c , le déplacement axial u_z , et le déplacement radial u_r . Les capteurs donnent des grandeurs toutes positives et c'est lorsqu'on analyse ces données qu'il faut choisir une convention de signe pour une certaine cohérence dans les résultats et interprétations futurs. C'est ainsi qu'on utilise la convention de la mécanique des milieux continus. Une rigueur dans le vocabulaire est nécessaire ici car elle permet par exemple de bien distinguer les mots représentant des phénomènes observés et rapportés à des grandeurs usuelles d'interprétation (contraintes, déformation, déplacement). La contrainte sera donc positive en cas de traction et négative dans le cas de la compression. Pour les déformations, on privilégie les termes « contraction » pour une valeur négative et « dilatation » pour une grandeur positive. Et pour les déplacements, il s'agira des « allongements » lorsque la valeur sera positive et des « raccourcissements » pour toute valeur négative. Pour prédire le signe des différentes déformations avant d'observer la réponse de l'éprouvette, on a jugé utile de faire une analyse.

Particulièrement, pour les déplacements, il suffisait de noter la valeur exacte de la variation à chaque instant. Ce qui permettait aisément d'obtenir Δh et Δr à chaque instant et pour chaque type de sollicitation par la formule :

$$\Delta h = u_z - u_z^0 \quad (8.9)$$

$$\Delta r = u_r - u_r^0 \quad (8.10)$$

u_z^0 et u_r^0 étant respectivement les valeurs affichées par les capteurs en cours de sollicitation et à chaque début de sollicitation (isostatique, cyclique ou de relaxation pure). Ce qui veut dire que l'origine n'est pas la même pour chacune de ces phases.

A partir des variations Δh et Δr obtenues ci-dessus et des caractéristiques géométriques de chaque éprouvette, notamment sa hauteur initiale h_0 et son rayon r_0 , on a utilisé les formules ci-dessous pour calculer :

- La déformation axiale :

$$\varepsilon_z = \Delta h / h_0 \quad (8.11)$$

- La déformation radiale :

$$\varepsilon_r = \Delta r / r_0 \quad (8.12)$$

- La déformation volumique :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_z + 2\varepsilon_r \quad (8.13)$$

- La déformation déviatorique :

$$\varepsilon_q = \frac{2}{3}(\varepsilon_z - \varepsilon_r) \quad (8.14)$$

Pour calculer les différentes valeurs des contraintes, on utilise les formules suivantes :

Pour la contrainte axiale, puisqu'il s'agit d'une compression, elle est égale à l'opposé du rapport de la force axiale réellement mesurée (F_c) sur la surface (S) de l'éprouvette :

$$\sigma_z = -\frac{F_c}{S} \quad (8.15)$$

Pour la contrainte de confinement supposée uniforme sur toute la surface latérale de l'éprouvette, en notant qu'il s'agit également d'une compression :

$$\sigma_r = \sigma_\theta = -P_c \quad (8.16)$$

Ensuite le déviateur de contrainte, qui permet de piloter l'essai :

$$\sqrt{3J_2} = |\sigma_z - \sigma_r| = \left| -\frac{F_c}{S} + P_c \right| \quad (8.17)$$

La contrainte moyenne :

$$I_1/3 = (\sigma_z + 2\sigma_r)/3 = (-F_c/S - 2P_c)/3 \quad (8.18)$$

D'après la loi de Hooke, le comportement élastique linéaire d'un matériau peut s'écrire suivant cette loi de comportement mettant en relation la déformation et les contraintes dans l'éprouvette.

$$\begin{cases} \varepsilon_z = \frac{1+\nu_s}{E_s}\sigma_z - \frac{\nu_s}{E_s}(\sigma_z + \sigma_r + \sigma_\theta) \\ \varepsilon_r = \frac{1+\nu_s}{E_s}\sigma_r - \frac{\nu_s}{E_s}(\sigma_z + \sigma_r + \sigma_\theta) \end{cases} \quad (8.19)$$

Pour un chargement axisymétrique, $\sigma_r = \sigma_\theta$

$$\begin{cases} \varepsilon_z = \frac{1}{E_s} \sigma_z - \frac{2\nu_s}{E_s} \sigma_r \\ \varepsilon_r = -\frac{\nu_s}{E_s} \sigma_z + \frac{1-\nu_s}{E_s} \sigma_r \end{cases} \quad (8.20)$$

Pour un chargement isotrope tel que $\sigma_0 < 0$ et $\sigma_r = \sigma_z = \sigma_\theta = \sigma_0$

$$\varepsilon_z = \varepsilon_r = \frac{1-2\nu_s}{E_s} \sigma_0 < 0 \quad (8.21)$$

Donc

$$\varepsilon_v = \varepsilon_z + 2\varepsilon_r = 3 \frac{1-2\nu_s}{E_s} \sigma_0 < 0 \quad (8.22)$$

Puis en extension, on diminue progressivement l'intensité de la contrainte axiale σ_z avec toujours $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_0 < \sigma_z < 0$ et la variation des déformations est égale à :

$$\begin{cases} \Delta\varepsilon_z = \frac{1}{E_s} (\sigma_z - \sigma_0) > 0 \\ \Delta\varepsilon_r = -\frac{\nu_s}{E_s} (\sigma_z - \sigma_0) < 0 \end{cases} \quad (8.23)$$

$$\Delta\varepsilon_v = \frac{1-2\nu_s}{E_s} (\sigma_z - \sigma_0) > 0 \quad (8.24)$$

On suppose que $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^{el} + \dot{\varepsilon}^{vp}$. Supposons maintenant un chargement non cyclique en extension qui ne provoque pas de dilatance. Le fluage se fait alors avec :

$$\dot{\varepsilon}_a^{vp} + 2\dot{\varepsilon}_r^{vp} = 0 \quad (8.25)$$

On a donc

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_z & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_r & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_r \end{pmatrix}; \quad \underline{\underline{s}} = \begin{pmatrix} 2(\sigma_z - \sigma_r)/3 & 0 & 0 \\ 0 & -(\sigma_z - \sigma_r)/3 & 0 \\ 0 & 0 & -(\sigma_z - \sigma_r)/3 \end{pmatrix}; \quad \sqrt{3J_2} = |\sigma_z - \sigma_r|$$

Suivant la loi de comportement de Munson-Dawson on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} \dot{\varepsilon}_a^{vp} \\ \dot{\varepsilon}_r^{vp} \\ \dot{\varepsilon}_\theta^{vp} \end{pmatrix} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) (\sigma_z - \sigma_r)^n \begin{pmatrix} \sigma_z - \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & -(\sigma_z - \sigma_r)/2 & 0 \\ 0 & 0 & -(\sigma_z - \sigma_r)/2 \end{pmatrix} \quad (8.26)$$

Avec A , Q , R étant les paramètres de la loi de comportement. Dans ce cas,

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_z > 0 \\ \dot{\varepsilon}_r = \dot{\varepsilon}_\theta = -\frac{1}{2}\dot{\varepsilon}_z < 0 \end{cases} \quad (8.27)$$

En fait, cette vitesse constante (*steady state*) est atteinte après un certain temps au cours d'un essai monotone car au début on est dans un régime transitoire. Par ailleurs, quand on commence les cycles, $\sigma_a = \sigma_m + \Delta\sigma \cos \omega t$, on peut attendre que se superpose à la déformation viscoplastique une réponse élastique additionnelle :

$$\begin{cases} \Delta\dot{\varepsilon}_z = \frac{\Delta\dot{\sigma}}{E_s} \cos \omega t \\ \Delta\dot{\varepsilon}_r = -\frac{\nu_s}{E_s} \Delta\dot{\sigma} \cos \omega t \\ \Delta\dot{\varepsilon}_v = \frac{1-2\nu_s}{E_s} \Delta\dot{\sigma} \cos \omega t \end{cases} \quad (8.28)$$

La difficulté avec ces essais est qu'on ne peut préjuger la nature de la réponse à la sollicitation cyclique, on peut seulement supposer qu'elle ait la forme $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^{vp} + \frac{\Delta\dot{\sigma}}{E} \cos \omega t$ où $\dot{\varepsilon}^{vp}$ n'a pas forcément la même forme que dans les essais monotones classiques. Un des buts des essais est aussi de détecter comment on s'écarte de l'évolution élastique.

4. Résultats expérimentaux et interprétations

Dans cette partie, quelques résultats sont présentés et interprétés.

4.1. Caractérisation des éprouvettes

4.1.1. Résistance à la compression uniaxiale

Le comportement du sel gemme sous compression uniaxiale ne se différencie pas de celui des autres roches. Tout commence par une première phase pendant laquelle les fissures préexistantes sont resserrées, suivie de la phase élastique, puis de la phase de dilatance où s'initient et se développent de nouvelles fissures et à la fin de laquelle on arrive à la rupture. La résistance à la compression simple est calculée à partir de la section initiale de l'éprouvette. La résistance à la compression simple obtenue des éprouvettes provenant des mines de Bokeloh et d'Avery Island est respectivement de 27 MPa et de 21 MPa. Ces résultats sont bien comparables à ceux présents dans la littérature.

4.1.2. Résistance à la traction uniaxiale (essai brésilien)

L'essai brésilien a été réalisé sur six éprouvettes de sel. La résistance à la traction obtenue des éprouvettes provenant des mines de Bokeloh et d'Avery Island est respectivement de 0,9 MPa et de 1 MPa. Ces résultats sont comparables à ceux présents dans la littérature.

4.2. Essais triaxiaux cyclique en extension

L'éprouvette de sel est logée dans une membrane en silicone étanche et placée dans une cellule triaxiale. Elle est ensuite soumise à une pression isotrope comme expliqué à la section 2.3.3. En raison des caractéristiques géométriques de l'éprouvette de sel, 12 MPa de confinement ont été retenus après

plusieurs tentatives au-dessus de cette valeur qui ont abouti à une rupture difficile à expliquer. Ce chargement est néanmoins compatible avec l'ordre de grandeur des contraintes naturelles dans un massif entre 500 et 600 m de profondeur. La charge axiale est ensuite cyclée entre une valeur minimale et une valeur maximale. L'essai et les mesures sont semblables à ceux de l'essai uniaxial. Les essais triaxiaux permettent aussi de caractériser la perméabilité de la roche saline et leur comportement face à une pression importante de saumure, un aspect qui n'a pas été exploré.

4.2.1. Chargement isostatique

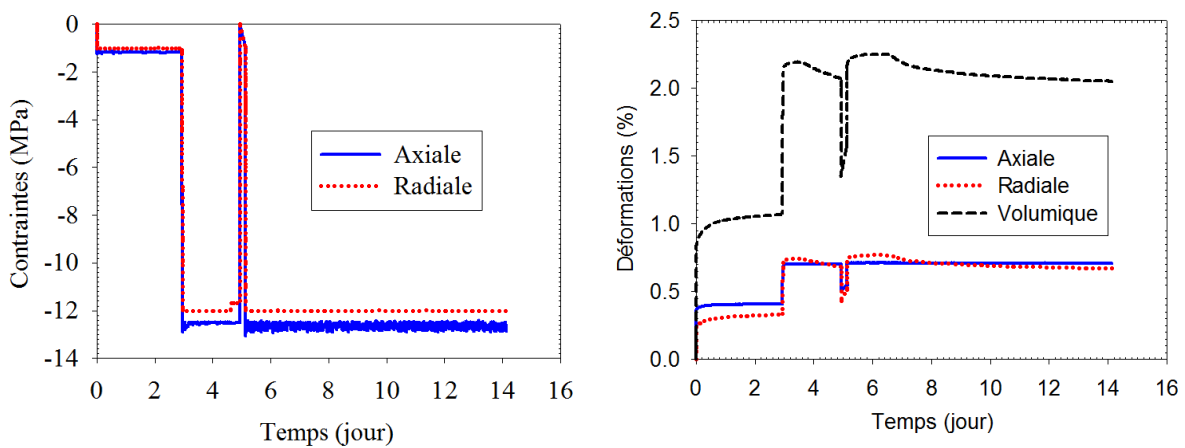


Figure 8.7. Eprouvette AI12 – en confinement isostatique, on applique un cycle de charge/décharge/charge.

Lorsque l'éprouvette de sel gemme est soumise à un chargement triaxial isostatique, elle se déforme de façon élastique. Dans cet essai, on mesure le déplacement axial et radial de l'éprouvette et on calcule la déformation volumique $\varepsilon_v = \varepsilon_z + 2\varepsilon_r$. La Figure 8.7 présente les résultats d'un essai de confinement isostatique réalisé sur l'éprouvette AI13 qui a duré 8 jours et où on obtient à la fin une déformation axiale égale à la déformation radiale, comme dans l'analyse théorique. D'ailleurs, au 5^{ème} jour, on a décidé de réaliser un cycle rapide de charge/décharge afin de confirmer que l'éprouvette est toujours dans le domaine de l'élasticité. Cependant, il est important que les vitesses de chargement de la contrainte axiale et de la pression de confinement soient égales au début de l'essai lorsqu'on va de 0 MPa à 12 MPa. Dans le cas contraire, il peut y avoir un déviateur de contrainte qui perturbe la mesure des déplacements comme on peut le voir à la demi-journée sur la Figure 8.8. Cependant, il est tout à fait possible de vérifier l'élasticité linéaire par un cycle rapide de chargement/déchargement, la réponse en déformation est suffisante pour le montrer.

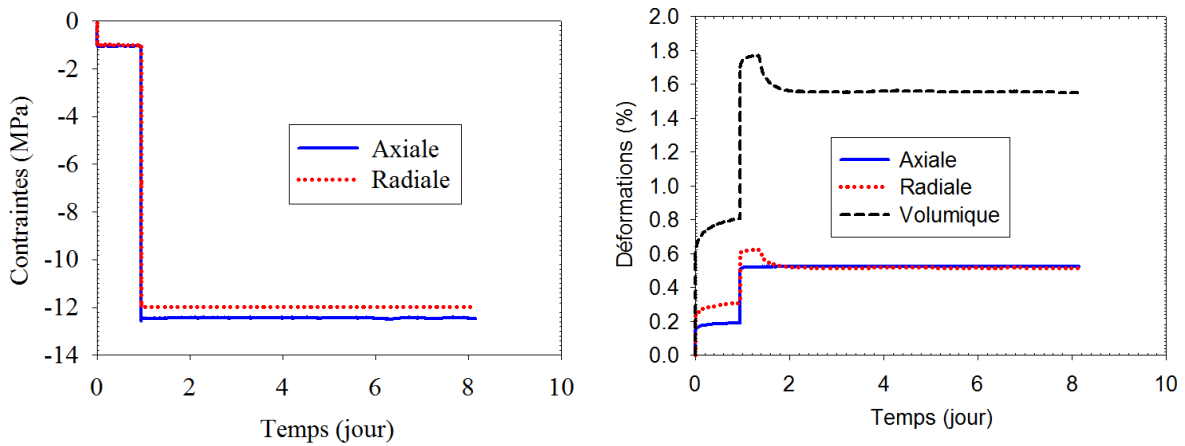


Figure 8.8. Epreuve AI13 – Confinement isostatique.

Les essais de confinement isostatique ont duré en moyenne 18 jours pour les éprouvettes de sel d’Avery Island et 4 jours pour les éprouvettes de sel de Bokeloh. On rappelle que pendant un confinement isostatique dans la cellule triaxiale, les trois contraintes axiale, radiale et circonférentielle appliquées à l’éprouvette sont égales.

$$\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z \quad (8.29)$$

4.2.2. La recherche de la dilatance instantanée

Dans le cas du sel, la dilatance est l’augmentation de la déformation volumique viscoplastique sous l’effet d’un chargement compressif croissant. Elle signale l’initiation et le développement d’une microfissuration dans le sel. Elle est mesurée en laboratoire au moyen d’essais rapides (l’apparition de la dilatance est supposée ne dépendre que de l’état de contrainte). La dilatance est d’abord nulle ; le seuil d’apparition de la dilatance pour une contrainte moyenne donnée permet d’écrire le critère de dilatance. Ce dernier est aussi un critère de résistance à long terme ; quand on applique une charge qui sort du domaine non dilatant, il risque d’y avoir un fluage tertiaire au moins à terme. Les critères d’apparition de la dilatance sont en révision pour s’adapter aux chargements cycliques. Quelques critères de dilatance sont présentés en annexe B.

Des essais dits de « recherche de dilatance instantanée » ont été réalisés sur 8 éprouvettes de sel gemme. La procédure consistait, en suivant une consigne de vitesse rapide à relâcher directement la contrainte axiale (et donc la charge déviatorique) après la phase de confinement. La variation de contrainte était alors estimée entre la valeur de la pression isostatique initiale et une contrainte minimale à partir de laquelle la vitesse de déformation volumique totale change de signe. Cet essai de décharge était accompagné d’une remontée à la pression isostatique initiale en quelques minutes (typiquement 2 – 10 min). L’essai est donc constitué d’un cycle rapide, non symétrique, supposé purement élastique de charge/décharge de l’éprouvette. Dans cet essai on recherche, en suivant l’évolution des vitesses de déformation axiale et volumique, la valeur de la contrainte axiale pour laquelle l’éprouvette se déforme de façon irréversible. Le récapitulatif des données de l’essai de recherche de dilatance instantanée est donné dans le **Tableau 8.1**.

Tableau 8.1. Données de l’essai dit de « recherche de dilatance instantanée ».

Sel de Bokeloh			Sel d’Avery Island		
N°	Date de l’essai	Durée de l’essai (min)	N°	Date de l’essai	Durée de l’essai (min)
BK11	21/06/12	02	AI01	24/09/12	4,0

BK12	10/07/12	12	AI02	24/09/12	3,6
BK13	02/08/12	05	AI04	18/09/12	4,7
BK14	24/09/12	-	AI05	14/09/12	2,5

4.2.3. Chargement cyclique

Pendant l'essai de fluage cyclique, l'éprouvette est soumise à des séquences de cycles au cours desquelles la contrainte axiale appliquée varie autour d'une valeur moyenne non nulle. Sur la Figure 5, l'éprouvette se rompt après 45 jours soit 135 cycles. L'examen des éprouvettes cassées montre des lignes d'arrêts autour de la zone de rupture. Les phénomènes observés pendant un chargement cyclique sont : l'influence du déviateur cyclique sur l'apparition de la rupture et le critère de rupture.

Dans ces essais, on obtient la rupture après un certain nombre de cycles qui est d'ailleurs difficile à définir à l'avance. On se doute que ce soit $tr\epsilon^{vp} \neq 0$ pour des états de contraintes bien en deçà du critère dilatatant.

La déformation observée est la somme d'une déformation moyenne qui évolue lentement plus une déformation élastique instantanée. Dans la déformation moyenne, on voit une évolution transitoire puis une accélération (certainement dû au fluage tertiaire). Mais il y a de la dilatance aussi.

Le fluage peut être défini comme une augmentation des déformations (axiale et radiale) moyennes malgré la stabilisation de la pression. La réponse expérimentale comporte trois étapes qui sont bien visibles sur la Figure 8.9 : le fluage transitoire où la vitesse des déformations décroît avec le temps ; le fluage stationnaire où la vitesse des déformations est constante au cours du temps ; le fluage tertiaire où la vitesse de déformation augmente avec le temps.

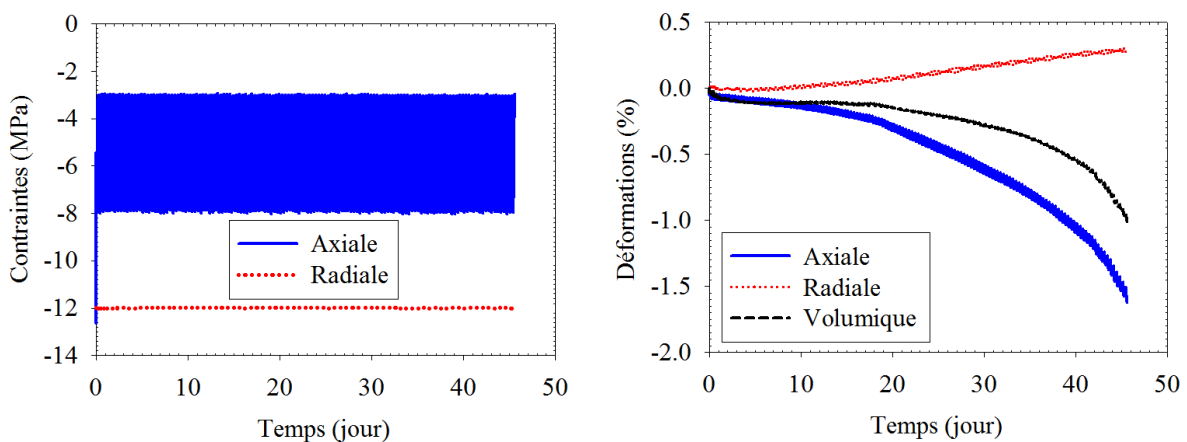


Figure 8.9. Epreuve BK01 – Courbes du chargement et des résultats en déformations obtenues.

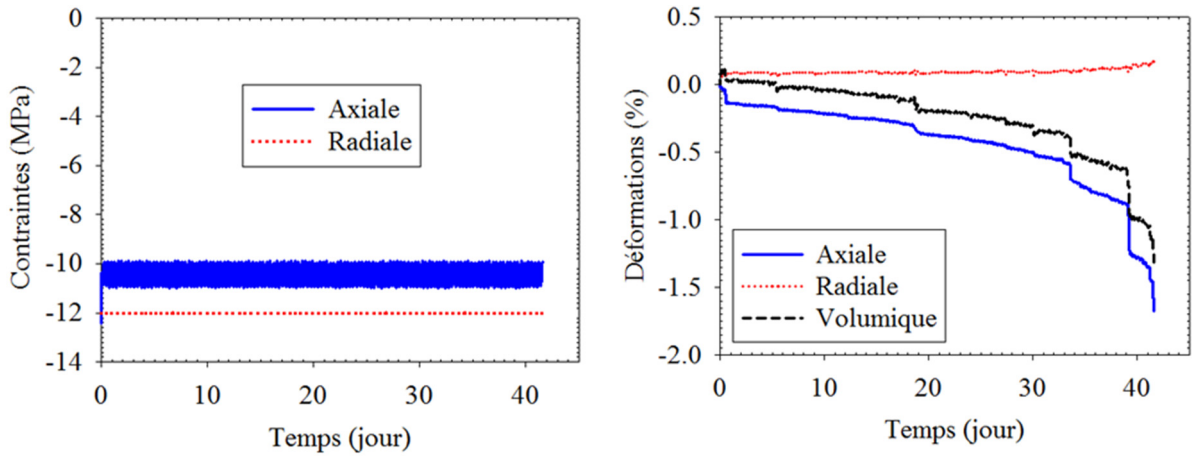


Figure 8.10. Eprouvette US11 – Courbes du chargement et des résultats en déformations obtenues.

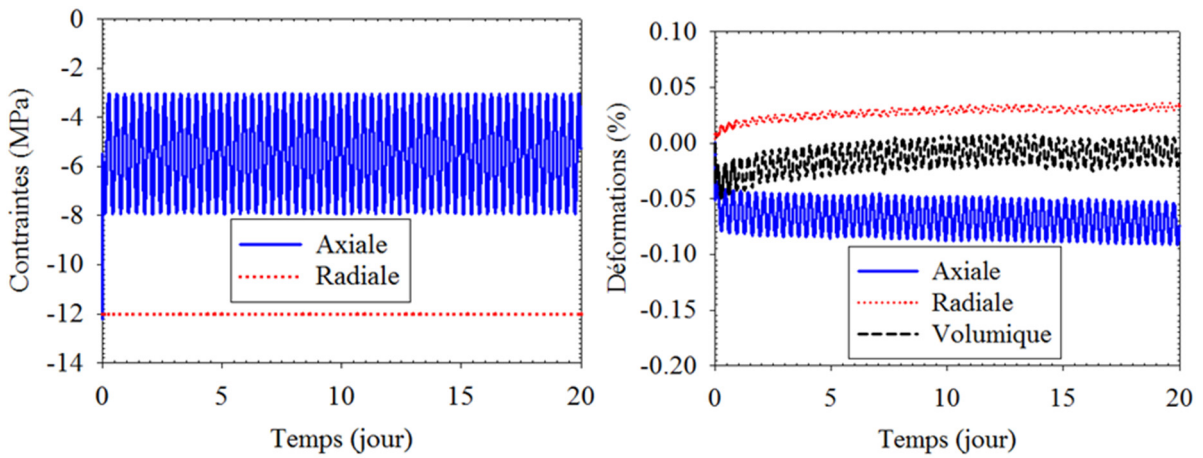


Figure 8.11. Eprouvette BK02 – Courbes du chargement et des résultats en déformations obtenues.

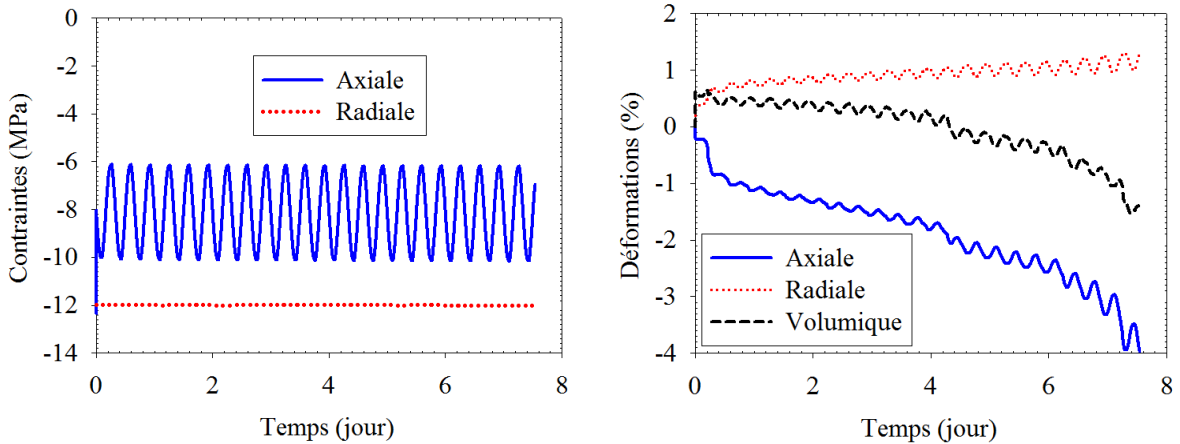


Figure 8.12. Eprouvette BK13 – Courbes du chargement et des résultats en déformations obtenues.

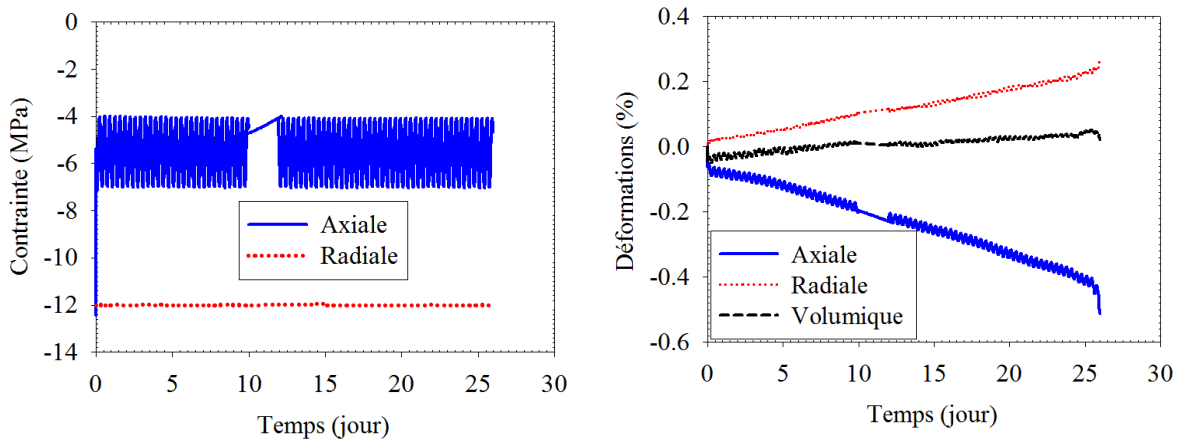


Figure 8.13. Epreuve BK14 – Courbes du chargement et des résultats en déformations obtenues.

4.2.4. La fatigue de l'éprouvette

La fatigue de l'éprouvette est le processus ou l'ensemble de mécanismes au cours desquels les propriétés locales de l'éprouvette se détériorent jusqu'à la rupture. Pendant les essais de fluage, la fatigue de l'éprouvette qui se manifeste dès la première application d'un déviateur de contrainte (différence entre la contrainte axiale et la pression de confinement) survient en moyenne au-delà de 1% de la déformation axiale et la rupture se produit à environ 1,5% de la déformation axiale. Les effets de la variation de l'amplitude des cycles de chargement sont aussi observés selon qu'on soit au-dessus ou en-dessous d'une contrainte déviatorique limite. Les résultats montrent que, au-dessus de cette contrainte limite, le matériau est plus stable à faible amplitude de la contrainte déviatorique qu'à grande amplitude, tandis qu'en-dessous de cette contrainte limite, le matériau est beaucoup moins stable pour de faibles amplitudes du déviateur. Le chargement cyclique entraîne la rupture, même à faibles valeurs du déviateur.

La fatigue est un mode de rupture différé qui se produit lorsque l'éprouvette est soumise à des chargements cycliques, et cela même pour des contraintes inférieures à sa limite d'élasticité et à des températures faibles. Il existe 3 domaines principaux pour les mécanismes de rupture par fatigue : le domaine de fatigue oligo-cyclique (faible nombre de cycles), le domaine de fatigue à grand nombre de cycles et le domaine de l'endurance. La configuration dans laquelle ont été réalisés les essais de fluage cyclique porte à 500 le nombre de cycle maximal atteint avant rupture.

Dans le cas des métaux, à chaque domaine de la courbe de Wöhler ou courbe S-N qui définit la contrainte appliquée en fonction du nombre de cycle à la rupture, est associé une méthode de calcul de la durée de vie du matériau. Soit $\Delta\sigma$, l'amplitude de contrainte du cycle de chargement $\Delta\sigma = \sigma_{\max} - \sigma_{\min}$; R , le rapport de charge $R = \sigma_{\min} / \sigma_{\max}$ et N , le nombre de cycles à la rupture pour chaque type de sollicitation $(\Delta\sigma, R)$. On a tous les éléments pour tracer, la courbe S-N qui donne la demi-amplitude de contrainte $\tilde{\sigma} = \Delta\sigma/2$ en fonction de N pour divers rapports de charge. Les courbes de Wöhler donnent le nombre de cycles à rupture en fonction de la demi-amplitude $\tilde{\sigma} = \Delta\sigma/2$ de contraintes, pour un rapport de charge $R = -1$.

Tableau 8.2. Sel de Bokeloh - Récapitulatif des résultats obtenus des essais cycliques.

Code	σ_{\min}	σ_{\max}	$\tilde{\sigma}$	R	N	T_{moy}^{\pm}	T_{\min}^{\pm}	T_{\max}^{\pm}
BK01	3	8	2,5	0,375	138	22,62	22,2	23,2
BK02	3	8	2,5	0,375	337	22,91	21,1	23,5
BK03	5,5	6,5	0,5	0,846	132	22,91	22,5	23,6
BK04	5,5	6,5	0,5	0,846	165	22,61	22,2	23,1
BK05	4	7	1,5	0,571	427	22,40	20,3	23,2
BK07	3	8	2,5	0,375	187	22,67	20,7	23,7
BK08	5,5	6,5	0,5	0,846	230	23,44	21,6	24,3
BK09	5,5	6,5	0,5	0,846	272	23,52	22,3	24,2
BK13	6	10	2	0,6	42	23,46	22,3	24,3
BK14	4	7	1,5	0,571	81	22,50	22,2	23
BK17	5,5	6,5	0,5	0,846	60	22,27	21,9	22,7
BK30	4	7	1,5	0,571	276	22,11	19,5	23,9

Tableau 8.3. Sel d'Avery Island - Récapitulatif des résultats obtenus des essais cycliques.

Code	σ_{\min}	σ_{\max}	$\tilde{\sigma}$	R	N	T_{moy}^{\pm}	T_{\min}^{\pm}	T_{\max}^{\pm}
US07	5,5	6,5	0,5	0,846	129	22,50	22,2	22,9
US11	10	11	0,5	0,909	126	22,68	19,8	23,1
US12	8	11	1,5	0,727	540	22,33	18,1	24
US15	3	8	2,5	0,375	71	22,78	19,7	23,3
US16	7	11	2	0,636	33	23,22	23	23,8
US21	8	11	1,5	0,727	240	22,34	20	23,4
US30	7	11	2	0,636	299	22,36	19,7	24,1
US32	5,5	6,5	0,5	0,846	90	22,01	21,1	23,9

Les éprouvettes BK04 et BK08 de la Figure 8.14 ont un même historique de chargement. Elles ont été préalablement soumises à un confinement isostatique de $\sigma_0 = -12$ MPa pendant 18h, avant d'être soumises à l'essai triaxial cyclique en extension. La courbe de contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale montre que la fatigue de l'éprouvette se fait ressentir autour de 1% de déformation axiale et la rupture survient autour de 1,5% de déformation axiale.

Par la suite, on observe les effets de la variation de l'amplitude des cycles de chargement, selon qu'on soit au-dessus ou en-dessous d'une certaine contrainte déviatorique limite. On observe qu'au-dessus de cette contrainte limite, le sel est plus stable pour de faibles valeurs de l'amplitude du chargement (Figure 8.15) alors que en-dessous de cette valeur, le sel est moins stable (Figure 8.16).

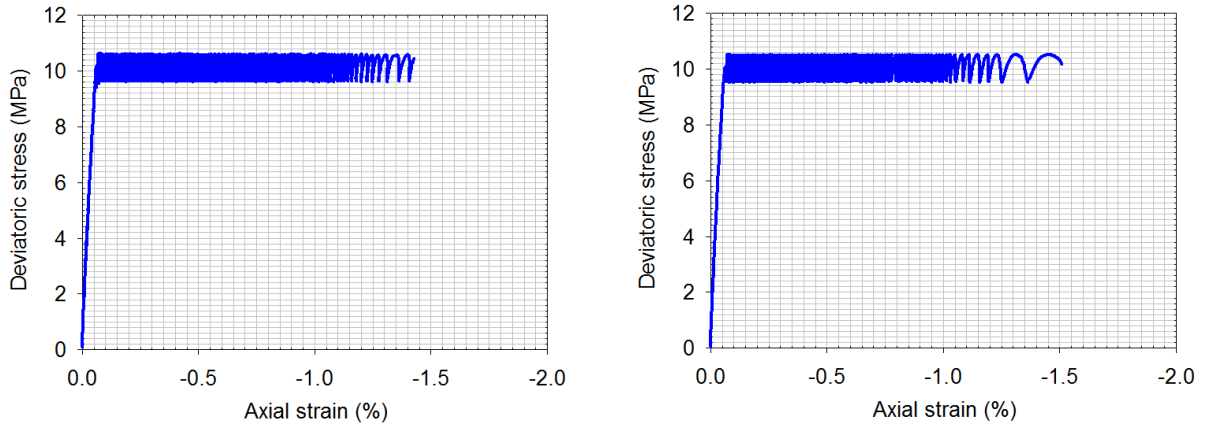


Figure 8.14. Epreuve BK08 (à gauche) et BK04 (à droite) – Evolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale.

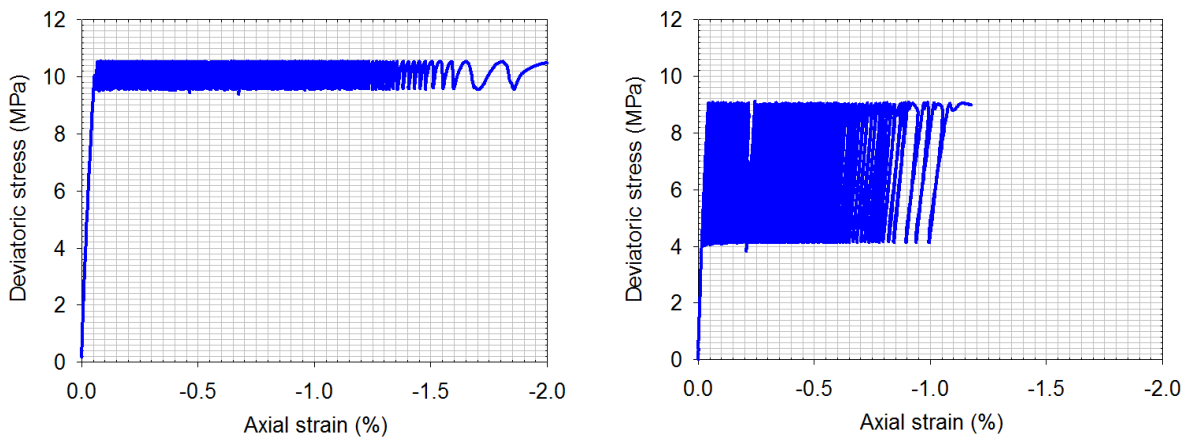


Figure 8.15. Epreuve BK09 (à gauche) et BK07 (à droite) – Evolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale.

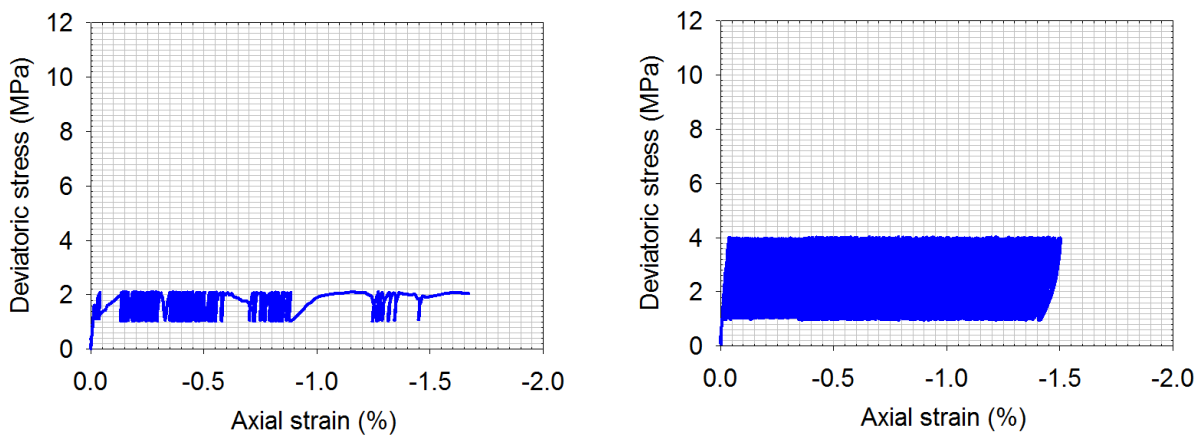


Figure 8.16. Epreuve AI11 (à gauche) et AI12 (à droite) – Evolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale.

5. Perspectives : Essais thermomécaniques

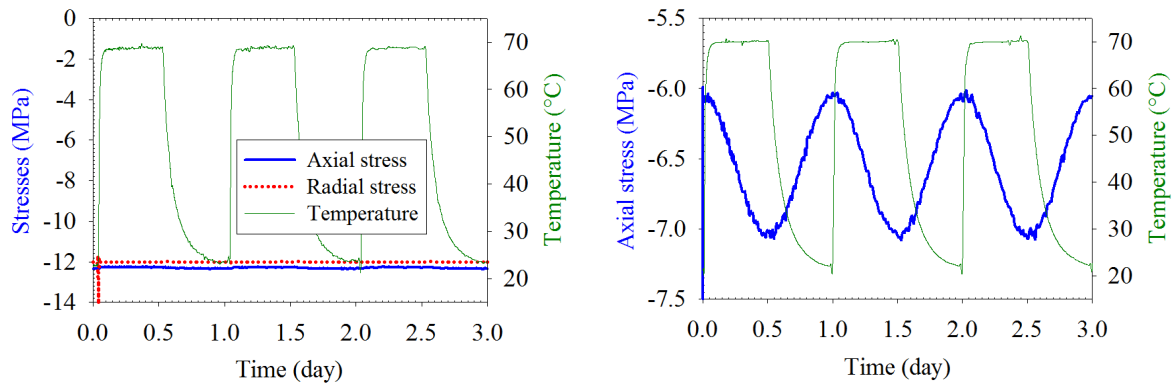


Figure 8.17. Premiers jours de deux chargements thermomécaniques appliqués aux éprouvettes BK16 (à gauche) et BK34 (à droite).

Dans cette section, on présente sommairement les essais couplés thermomécaniques qui ont été conçus à la suite de la campagne de fluage en extension. Dans ces essais, l'huile de confinement de la cellule triaxiale est chauffée pour effectuer le chargement thermique de l'éprouvette. L'objectif de ces essais était d'évaluer qualitativement l'influence des cycles de températures couplés ou non aux cycles de pression sur une éprouvette de sel gemme en laboratoire. Avec de tels essais, on montre qu'en plus de la vitesse de chargement, la température est un paramètre important lorsqu'on étudie le fluage cyclique du sel gemme. En effet, pour une même vitesse de chargement, l'élévation de température pourrait provoquer une activation plus aisée des mécanismes de glissement. Les résultats de ces essais ne seront pas présentés dans cette thèse. La plage de température des cavités salines ($<100^{\circ}\text{C}$) est retenue. Il s'agit principalement de deux types d'essais : l'essai n°1 ou essai préliminaire où l'éprouvette demeure en confinement isostatique du point de vue du chargement mécanique, lorsqu'un chargement cyclique en température d'amplitude 50°C et de période 12 h est appliqué, à gauche de la Figure 8.17. Et l'essai n°2 où des cycles de températures et de pression sont simultanément appliqués à l'éprouvette de sel, à droite de la Figure 8.17.

Pour l'essai n°1, on pense que le chargement en température a un effet direct sur l'amplitude des déformations et qu'il est possible de mettre en évidence les déformations thermiques induites. En effet, une variation uniforme de température ΔT sur une éprouvette chargée en contrainte a pour effet d'engendrer une dilatation supplémentaire ε^{th} . Les contraintes étant stabilisées, on a donc $\dot{\varepsilon}_v^{\text{th}} = +3\alpha\dot{T}$. Cette consigne est difficile à obtenir en laboratoire, car il faudrait s'assurer que l'éprouvette de sel ne soit pas préalablement endommagée et que lors de la mise en confinement isostatique, aucun déviateur de contrainte n'ait été mesuré. Cet essai permet aussi de mesurer le coefficient de dilatation thermique du sel.

L'essai n°2 est difficile à interpréter avec un nombre réduit d'essais. Lorsque le chargement cyclique est à la fois thermique et mécanique, le régime transitoire est difficile à évaluer. En effet, quel que soit le régime, le coefficient de dilatation thermique s'il est homogène dans toute l'éprouvette, le reste. Pendant la phase transitoire, la température n'est pas homogène dans toute l'éprouvette, son évolution est régie par la conduction $\partial T/\partial t = k_s \Delta T$, le temps caractéristique $a^2/k_s = 7,2 \text{ min}^{113}$ - comme la

¹¹³ $a = 36 \text{ mm}$ et $k_s = 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

température n'est pas homogène, la déformation $\varepsilon^{th} = \alpha_s \Delta T$ ne l'est non plus. Il faut donc un nombre important d'essais.

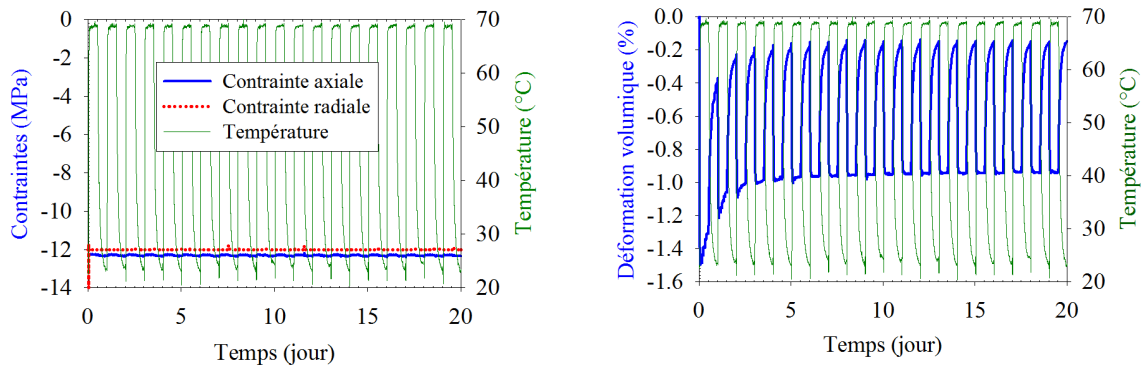


Figure 8.18. Eprouvette BK16 – Chargement cyclique en température pendant le confinement mécanique isostatique.

6. Difficultés rencontrées

Ces essais de fluage en extension sur le sel gemme font partie des premiers du genre. Plusieurs difficultés ont été rencontrées pendant la campagne et ont parfois conduit à réviser les procédures expérimentales. Parmi ces difficultés on peut citer : l'application des recommandations pour les essais normalisés, la taille des éprouvettes et le capteur diamétral.

- Les essais uniaxiaux, triaxiaux et de fluage sont normalisés et lors de l'application des recommandations de ces essais, on est très souvent confronté à des difficultés propres à notre environnement expérimental qui peuvent déboucher sur une révision plus ou moins importante du mode opératoire prédéfini.
- En effet, plus les dimensions de l'éprouvette sont petites, plus on a des chances de la fissurer lors de son carottage, rendant ainsi difficile la détermination des modules d'élasticité. L'hypothèse de l'homogénéité et de l'isotropie prise pour interpréter les résultats n'est donc pas toujours valide.
- Lorsqu'on utilise une petite cellule triaxiale, la mesure du déplacement diamétral de l'éprouvette dans une cellule triaxiale pressurisé car cette mesure est délicate et difficile.

Conclusions

Le sel gemme est certainement la roche la plus étudiée en laboratoire, mais son étude expérimentale reste délicate et difficile. L'effet de variations de contraintes modérées mais répétées un très grand nombre de fois pose un problème difficile car, le sel étant un matériau dont la viscosité est très prononcée, les essais sont longs. De plus, il faut en principe étudier l'effet des cycles à la fois sur les lois de comportement du matériau et sur les critères d'endommagement. Un programme expérimental qui explore, au cours d'essais de longue durée, la gamme des contraintes moyennes et des amplitudes des cycles envisageables dans un CAES générique, serait d'une ampleur colossale (Aubertin, 1996 ; Thoms et Gehle, 1988). On s'est donc concentré sur l'analyse des effets des cycles sur le critère de dilataance du sel, dont l'apparition est considérée comme un précurseur de l'apparition de la rupture. Ce choix est d'ailleurs celui de la plupart des auteurs¹¹⁴ mais on a choisi de réaliser des essais de fluage

¹¹⁴ Düsterloh et al. (2012), Bauer et al. (2010), Arnold et al. (2011).

cyclique « en extension » - le confinement latéral sur l'éprouvette est supérieur à la contrainte axiale appliquée sur les faces inférieure et supérieure – plus difficiles à conduire mais plus représentatifs de l'état de contraintes du sel à la paroi d'une caverne.

Conclusions et perspectives

La demande en gaz naturel sans cesse croissante a conduit à réexaminer la stabilité mécanique des cavités salines soumises à des variations rapides de pression. Aussi, avec la masse importante d'installations solaires et éoliennes à travers le monde, la question du stockage de l'énergie renouvelable est devenue critique d'autant plus que cette énergie est intermittente. Le stockage de l'énergie renouvelable (air et hydrogène) est aujourd'hui envisagé dans les cavités salines. Il apparaissait primordial de mettre en évidence les effets des nouveaux modes d'exploitation sur la stabilité mécanique des cavités salines servant au stockage de l'énergie.

Dans une exploitation saisonnière, les variations de pression en cavité sont lentes et les transferts de chaleur entre le gaz et le massif de sel sont suffisants pour limiter les variations de température en cavité dues aux compressions/détentes. Cependant, lorsque la fréquence des cycles d'exploitation augmente, ces transferts thermiques ont moins de temps pour s'effectuer, induisant alors des variations de température en cavité plus importantes. Ces dernières modifient l'état de contraintes du sel autour de la cavité et aboutissent en cas de refroidissement excessif, à de la traction et de la dilatance dans les premiers mètres au voisinage de la paroi, violant ainsi deux critères classiques utilisés lors des études de stabilité des cavités salines. De multiples éléments indiquent que cet endommagement reste localisé en paroi et que la stabilité globale de l'ouvrage n'est pas remise en cause.

L'objectif de cette thèse était d'analyser la stabilité mécanique des cavités salines soumises à des chargements rapides et répétés. Pour ce faire, l'évolution thermodynamique du gaz dans la cavité, la pénétration du front froid, la formation de fractures thermiques, les effets d'un soutirage rapide, d'une injection rapide et des cycles journaliers ont été analysés ainsi que le comportement du sel soumis à une sollicitation thermique et mécanique en laboratoire.

Pour l'analyse thermodynamique du gaz stocké dans la cavité, le comportement du gaz à l'échelle locale a d'abord été décrit avant son intégration au volume complet de la cavité. Sur la base des mesures réelles et du calcul numérique on a montré que la température et la pression du gaz dans la cavité pouvaient être considérées uniformes dans toute la caverne à un instant donné. Ceci a permis de construire un modèle thermodynamique capable de simuler les évolutions des principaux paramètres du comportement du gaz stocké dans la cavité. Avec ce modèle, on a été capable d'expliquer correctement l'évolution de la température du gaz dans la cavité pendant un soutirage de gaz (contrôlé) à Régina au Canada, et pendant un cycle journalier d'exploitation à Huntorf en Allemagne.

Une solution simplifiée a été proposée pour calculer l'évolution de la pression du gaz, de la température et des vitesses au cours d'une éruption dans une cavité de stockage de gaz. Un second modèle a été développé pour simuler l'écoulement du gaz dans le puits pendant une éruption. Il a été montré que, en général, l'écoulement est de Fanno¹¹⁵ lorsque la pression du gaz dans la caverne est élevée et qu'il est normal lorsque la pression de la cavité est basse. La validation de ce second modèle est difficile : pour des raisons pratiques évidentes, peu de paramètres peuvent être mesurés avec précision lors d'une éruption. En couplant ce modèle thermodynamique d'écoulement du gaz dans le puits à celui développé précédemment dans la cavité, la durée de l'éruption de Moss Bluff a aussi été rétro-calculée correctement. Les vitesses d'air calculées étaient aussi compatibles avec le vol balistique de briques observé au cours de l'éruption de Kanopolis, comme cela a été prouvé par van Sambeek (2009).

¹¹⁵ On atteint la vitesse du son à la surface.

L'exploitation dite « agressive » des cavités salines de stockage de gaz naturel implique des chutes de pression rapides accompagnées d'un refroidissement et de contraintes tangentielles de traction qui peuvent engendrer des fractures. Celles-ci ne sont toutefois pas favorables au développement d'un écaillage généralisé des parois. Des vérifications expérimentales *in situ* ont été réalisées. En fait, la détente rapide engendre un refroidissement important, jusqu'à quelques dizaines de °C à la fin du soutirage. Le refroidissement engendre à la paroi des cavernes des contraintes additionnelles de traction tangentielle, jusqu'à 1 MPa par °C de refroidissement. Ces contraintes s'ajoutent aux contraintes compressives créées par les effets mécaniques de la détente. Les contraintes nettes, somme de ces deux effets, sont rarement des tractions mais fréquemment des tractions effectives¹¹⁶. Des fractures peuvent alors s'ouvrir. Elles sont vraisemblablement peu profondes, car la détente du gaz ne modifie la température du sel que sur une profondeur réduite à la paroi. De plus, les fractures sont perpendiculaires à la paroi ; au contraire des contraintes engendrées par un réchauffement, elles ne tendent pas à découper à la paroi d'une cavité, des écailles susceptibles de se détacher.

Cette étude a été complétée par une étude expérimentale, où les effets d'un refroidissement intense ont été étudiés en laboratoire à l'échelle microscopique comme et à l'échelle macroscopique. A l'échelle microscopique, on a pu observer au MEB l'apparition et le développement de quelques fissures sur une pastille de sel. A l'échelle macroscopique, on n'a pas pu observer à l'œil nu¹¹⁷ les fissures. Le dimensionnement de l'essai avait prévu que l'ouverture cumulée des fractures serait faible (0,3 mm). Seul un post-traitement des images a permis d'évaluer les effets (bien que faibles) du refroidissement en termes de déformation sur une petite partie du bloc sélectionnée. La conductance à l'interface sel-air n'était pas très grande ; aussi, il est probable que le courant d'air organisé n'était aussi pas assez énergétique pour diminuer significativement la résistance thermique à l'interface air-sel.

Ensuite, on a démontré que des contraintes effectives de traction peuvent être générées en paroi de cavité, à la suite d'une injection rapide de fluide. Ces sollicitations rapides peuvent donc conduire à une micro fracturation et à l'augmentation de la perméabilité dans une zone autour de la paroi de la cavité qu'on a estimée numériquement. Cette zone est épaisse lorsque la variation de pression est rapide et lorsque la cavité a été laissée au repos pendant un temps très long avant sollicitation. Lorsque cette zone est trop épaisse, l'étanchéité de la cavité de la cavité peut être remise en cause et la sécurité du produit stocké aussi. Après avoir traité les questions du soutirage rapide et de l'injection rapide, on a voulu regarder le cas d'une cavité saline soumise à des cycles de pression de période courte.

Pour l'étude des effets des cycles journaliers sur le comportement mécanique de la cavité saline, deux cavités réelles ont été choisies de commun accord avec nos partenaires du projet SACRE. Plusieurs critères de stabilité ont été utilisés dans cette étude. On peut citer entre autre : la perte de volume ou vitesse de perte de volume limitée ; la subsidence limitée ; la zone dilatante limitée ; la zone en traction limitée ; la zone en traction effective limitée et le déviateur de contrainte. Le déviateur des contraintes est important pour évaluer les zones où il est susceptible d'augmenter brusquement en comparaison de l'évolution de la contrainte moyenne si on le considère comme étant une sorte de moyenne des cisaillements possibles. Le critère en contrainte effective est aussi vérifié ; Il n'y a pas ou très peu de contrainte effective de traction en paroi de cette cavité. Elles apparaissent pendant les cycles mais sont très localisées en paroi de cavité et leur épaisseur n'excède pas le mètre. Elles sont aussi concentrées dans les hors profil non convexes. Les périodes de maintenance pendant lesquelles la pression du gaz dans la cavité est abaissée à la pression atmosphérique ne sont pas favorables à la stabilité des parois de la cavité. Car pendant les périodes de maintenance, une zone de dilatance en

¹¹⁶ La contrainte effective est définie ici comme la plus petite contrainte compressive plus la pression du gaz.

¹¹⁷ Observation directe ou sur images enregistrées.

paroi est créée, la contrainte déviatorique est effectivement élevée en paroi de la caverne ; les contraintes effectives de traction demeurent aussi très localisées. Les deux cavités qu'on a étudiées dans ce chapitre peuvent être utilisées pour le stockage de l'air comprimé aux fins de production de l'électricité.

On a montré que la poussée d'Archimède pouvait expliquer la chute des blocs en surplomb pendant le premier remplissage. En fait, pendant cette phase, la contrainte effective est pratiquement nulle dans le bloc et l'apparition de contrainte effective de traction sur la partie supérieure du bloc peut être observée. Etant donné que la zone de traction peut s'agrandir quand une fracture apparaît, ce processus est potentiellement instable. Si une fracture est ouverte en partie supérieure, la propagation peut être accélérée, par opposition à une fissure existante dans la partie inférieure du bloc. L'apparition de la dilatance est également pertinente pour expliquer la chute des blocs lorsque le premier remplissage est suivi d'un soutirage rapide. Cet effet peut aussi être observé lorsque la pression de la cavité est abaissée à la pression atmosphérique pendant les opérations de maintenance dans une installation de type CAES par exemple. Lors de l'injection rapide, le critère « pas de contrainte effective de traction en paroi de la cavité » reste pertinent pour évaluer l'épaisseur des zones qui sont sujettes à la rupture. L'analyse de l'endommagement par apparition et développement de la dilatance conduit à penser que la chute des blocs en surplomb peut aussi être provoquée lors d'une opération d'*air lift*. Cependant, les inconvénients de l'écaillage dépendent beaucoup des circonstances.

Une campagne d'essais de laboratoire a été réalisée sur des éprouvettes cylindriques de sel gemme provenant des mines de sel de Bokeloh en Allemagne et d'Avery Island en Louisiane. La limite de l'endurance des éprouvettes soumises à des sollicitations cycliques est évaluée sur la courbe de déformation après un certain nombre de cycle. On observe au fur et à mesure des cycles, la fatigue de l'éprouvette qui est le processus ou l'ensemble de mécanismes au cours desquels, les propriétés locales de l'éprouvette se détériorent jusqu'à la rupture. Pendant ces essais, la fatigue de l'éprouvette se manifeste dès l'application d'un déviateur des contraintes¹¹⁸ survient en moyenne au-delà de 1% de la déformation axiale et la rupture se produit à environ 1,5% de la déformation axiale. Les effets de la variation de l'amplitude des cycles de chargement sont aussi observés selon qu'on est au-dessus ou en dessous d'une certaine contrainte déviatorique limite. Les résultats montrent que, au-dessus de cette contrainte limite, le matériau est plus stable à faible amplitude du déviateur qu'à grande amplitude, tandis qu'en-dessous de cette contrainte limite, le matériau est beaucoup moins stable pour de faible amplitude du déviateur. Le chargement cyclique en extension sur des éprouvettes de sel gemme entraîne la rupture des dites éprouvettes après un nombre de cycle limité, même à faibles valeurs du déviateur de contrainte.

A l'issue des précédentes analyses, on peut dire que dans les limites maximale et minimale de pression de service, les chargements cycliques même rapides ne sont pas plus catastrophiques pour la stabilité des cavités salines que lors d'un chargement issue d'une exploitation saisonnière.

¹¹⁸ Différence entre la contrainte axiale et la pression de confinement.

Références bibliographiques

Air Liquide (2012) – Gas encyclopedia [online]. <<http://encyclopedia.airliquide.com>>.

Alberta Energy and Utilities Board (2002) – *BP Canada energy company: ethane cavern well fires, Fort Saskatchewan, Alberta, August/September 2001*. EUB post incident report, April, 25p.

Allais L., Bornert M., Bretheau T. et Caldemaison D. (1994) – Experimentation characterization of the local strain field in a heterogeneous elastoplastic material. *Acta Metallurgica et Materialia*, 42:11, 3865-3880.

Allemandou X., Chemin P., le Guen C., van Hasselt B., Billiote J., Deveughele M., du Mouza J. et le Cleach J. M. H. (1991) – Study during thermo mechanical tests of the textural evolution and of the micro mechanisms of rock salt deformations (Bressan Basin). *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.

Argüello Jr. J. G. et Rath J. (2012) – SIERRA mechanics for coupled multiphysics modeling of salt repositories. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris, France. Bérest, Ghoreychi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 413-423.

Arnold R. D., DeVries K. L., Nieland J. D. et Tiruneh H. (2011) – Cyclic fatigue effects on mechanical properties of salt. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, 51-64.

Asgari A., Ramezanzadeh A., Jalali S. M. S. et Brouard B. (2012) – Stability analysis of natural gas storage caverns in salt formations. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Bremen, Germany, 177-194.

ATG (1986) – *Stockages souterrains de gaz (Underground Gas Storages)*. Association technique de l'industrie du gaz en France, Paris, France. Manuel pour le transport et la distribution du gaz, titre 13.

Aubertin M., Gill D. E. et Ladanyi B. (1991a) – Laboratory validation of a unified viscoplastic model for rock salt. *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.

Aubertin M., Gill D. E. et Ladanyi B. (1991b) – Some phenomenological attributes of a new viscoplastic model for rock salt. *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.

Baar C. A. (1977) – *Applied Salt-Rock Mechanics*. Developments in geotechnical engineering, 16-A. Elsevier Science Ltd, Amsterdam, vol. 1, ISBN-13: 978-0-444-41500-4, 302 p.

Bahr H. A., Weiss H. J., Bahr U., Hofman M., Fischer G., Lampensherf S. et Balke H. (2010) – Scaling behavior of thermal chock crack patterns and tunneling cracks driven by cooling or drying. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* (58), n°9, ISSN: 0022-5096, 1411-1421.

Bannach A. et Klafki M. (2009) – *Strassfurt shallow cavern abandonment field test*. Research Report prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, RR 2009-01, 77 p.

Bauer S. et Sobolik S. (2009) – Pressure cycling in compressed air and natural gas storage in salt: Tracking stress states and cavern closure using 3-D finite element code. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Krakow, Poland, 129-136.

- Bauer S., Broome S. et Bronowski D. (2010) – Experimental deformation of salt in cyclic loading. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Grand Junction, Colorado, 185-196.
- Bauer S., Broome S., Bronowski D., Rinehart A. et Ingraham M. D. (2011) – Experimental deformation of salt in cyclic loading, insights from acoustic emission measurements. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, 33-49.
- Bérest P. (2013) – The mechanical behavior of salt and salt caverns. *Proc. ISRM International Symposium: Rock Mechanics for Resources, Energy and Environment*, Wroclaw, Poland. Kwasniewski and Lydzba (eds.), Taylor and Francis Group London, ISBN 978-1-138-00080-3, 17-29.
- Bérest P. (2014) – L'étanchéité des puits pétroliers, cas des cavernes de stockage de dans le sel. *Proc. JNGG: observer, modéliser, décider*, Beauvais, France, Article 145.
- Bérest P. et Blum P. A. (1993) – *In situ* tests in salt caverns. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 353-362.
- Bérest P. et Brouard B. (1998) – A tentative classifications of salts according to their creep properties. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, New Orleans, Louisiana, 18-38.
- Bérest P. et Brouard B. (2003) – Safety of salt caverns used for underground storage. *Oil & Gas Science and Technology Journal – Revue IFP Energies Nouvelles*, vol. 58, n°3, DOI: 10.2516/ogst:2003023, 361-384.
- Bérest P., Bergues J. et Brouard B. (1999b) – Review of static and dynamic compressibility issues relating to deep underground salt caverns. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 36, issue 8, DOI: 10.1016/S0148-9062(99)00062-5, 1031-1049.
- Bérest P., Bergues J., Brouard B., Durup G. et Guerber B. (1999a) – Une mesure de la perméabilité et du fluage d'une caverne dans le sel. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Series IIA, Earth and Planetary Science*, Paris, France, vol. 329, issue 2, DOI: 10.1016/S1251-8050(99)80211-0, 103-108.
- Bérest P., Bergues J., Brouard B., Durup J.G. et Guerber B. (2001a) – A salt cavern abandonment test. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 38, issue 3, DOI: 10.1016/S1365-1609(01)00004-1, 357-368.
- Bérest P., Blum P. A., Charpentier J. P., Gharbi H. et Valès F. (2005) – Very slow creep tests on rock samples. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 42, issue 4, DOI: 10.1016/j.ijrmms.2005.02.003, 569-576.
- Bérest P., Brouard B. et de Greef V. (2001b) – *Executive summary salt permeability testing: The influence of permeability and stress on hollow salt samples*. Research report n° 2001-8 prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, 25 p.
- Bérest P., Brouard B. et Karimi-Jafari M. (2008) – The effect of small deviatoric stresses on cavern creep behavior. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Galveston, Texas, 295-310.
- Bérest P., Brouard B., Djizanne H. et Hévin G. (2013) – Thermomechanical effects of a rapid depressurization in a gas cavern. *Proc. 3rd Sino-German Conference and excursion*, Hou, Germany. *Acta Geotechnica*, vol. 9, issue 1, DOI 10.1007/s11440-013-0233-8, ISSN 1861-1125, 181-186.

- Bérest P., Brouard B., Feuga B. et Karimi-Jafari M. (2008) – The 1873 collapse of the Saint-Maximilien panel at the Varangéville salt mine. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 45, issue 7, DOI:10.1016/j.ijrmms.2007.10.007, 1025-1043.
- Bérest P., Brouard B., Feuga B. et Karimi-Jafari M. (2010) – L'effondrement de 1873 à la mine de Varangéville. *Revue Française de Géotechnique*, n°131/132: 2^{ième} et 3^{ième} trimestre, ISBN : ISSN-0181-0529, 105-107.
- Bérest P., Brouard B., Karimi-Jafari M. (2007) – Modélisation numérique de l'effondrement de 1873 à la mine de Varangéville. Rapport des Recherches réalisés par le LMS et Brouard Consulting pour GEODERIS, 107p.
- Bérest P., Charpentier J. P. et Blum P. A. (1999c) – Creep of a rock under small loading. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Washington, District of Columbia, 11-24.
- Bérest P., Djizanne H., Brouard B. et Frangi A. (2013) – A simplified solution for gas flow during a blowout in an H₂ or air storage cavern. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Lafayette, Louisiana, 125-138.
- Bérest P., Djizanne H., Brouard B. et Hévin G. (2012) – Rapid depressurizations: can they lead to irreversible damage? *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Regina, Canada, 63-83.
- Bérest P., Djizanne H., Brouard B. et Hévin G. (2013) – Effects of a rapid depressurization in a salt cavern. *Proc. 3rd ISRM Symposium, Rock Characterisation, Modelling and Engineering Design Methods*, Sinorock, Shangaï, China. Feng, Hudson et Tang (eds.), CRC Press, ISBN 978-1-13-800057-5, 653-658.
- Bérest P., Ghorechi M., Fauveau M. et Lebitoux P. (1986) – Mechanisms of creep in gas storage caverns: effect of gravity forces. *Proc. 27th U.S. Symposium on Rock Mechanics (USRMS)*, Tuscaloosa, Alabama, 789-794.
- Bérest P., Karimi-Jafari M., Brouard B. et Durup G. (2006) – Brine warming in a sealed cavern: what can be done ? *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Rapid City, South Dakota, 61-80.
- Blum W. et Fleischman C. (1988) – On the deformation-mechanism map of rock salt. *Proc. Mechanical Behavior of Salt II*, Hannover, Germany. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, ISBN 0-87849-071-X, 7-22.
- Boley B. A. et Weiner J. H. (1997) – *Theory of thermal stresses*. Dover Publications, Mineola, New York, ISBN-13: 978-0486695792, 608 p.
- Breunese J. N., van Eijs R. M. H. E., De Meer S. et Kroon I. C. (2003) – Observation an prediction of the relation between salt creep and land subsidence in solution mining: the Barradeel case. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Chester, United Kingdom, 38-57.
- Brouard B. (1998) – *Sur le comportement des cavites salines etude théorique et experimentation in situ*. Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 253 p.
- Brouard B., Bérest P. et Karimi-Jafari M. (2007) – Onset of tensile effective stresses in gas storage caverns. *Proc. SMRI Fall Technical conference*, Halifax, Canada, 119-135.

- Brouard B., Bérest P., Caligaris C., Frangi A., Hévin G. et Pichery T. (2006b) – Numerical Computations of the Mechanical Behavior of Cemented casing Submitted to Large and Fast Pressure Variations. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Rapid City, South Dakota, 217-232.
- Brouard B., Bérest P., de Greef V., Béraud J.F., Lheur C. et Hertz E. (2013) – Creep closure rate of a shallow salt cavern at Gellenoncourt, France. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 62, DOI: 10.1016/j.ijrmms.2012.12.030, 42-50.
- Brouard B., Bérest P., Djizanne H. et Frangi A. (2012) – Mechanical stability of a salt cavern submitted to high-frequency cycles. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris, France. Bérest, Ghoreychi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 381-389.
- Brouard B., Bérest P., Karimi-Jafari M., Rokahr R. B., Staudtmeister K., Zander-Schiebenhöfer D., Fourmaintraux D., de Laguérie P. You T. (2006b) – Salt-cavern abandonment field test in Carresse. Research report prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, RR 2006-01, 96 p.
- Brouard B., Frangi A. et Bérest P. (2011) – Mechanical stability of a cavern submitted to high frequency cycles. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, 99-116.
- Brouard B., Karimi-Jafari M., Bérest P. et Durup G. (2007) – Pressure build-up in a sealed cavern: the effect of a gas blanket. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Basel, Switzerland, 179-190.
- Brouard B., Karimi-Jafari M., Bérest P. et Frangi A. (2006a) – Using LOCAS software to better understand the behavior of salt caverns. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Brussels, Belgium, 273-288.
- Brouard Consulting et RESPEC (2013) – *Analysis of cavern MB#1 Moss Bluff blowout data*. Research Report n°2013-01 prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, 197 p.
- Brückner D., Minkley W. et Lindert A. (2012) – The improved IfG gas storage cavern design concept. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris, France. Bérest, Ghorechi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 391-398.
- Brückner D., Popp T. et Schreiner W. (2005) – Geotechnical experiences in flooding underground openings in salt formations. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Nancy, France, 25-45.
- Carlaw H. S. et Jaeger J. C. (1959) – *Conduction of heat in solids*. Oxford University Press, Amen House, London E.C.4, 2nd ed., ISBN-13: 978-0198533689, 247 p.
- Chan K. S., Brodsky N. S., Fossum A. F., Bodner S. R. et Munson D. E. (1994) – Damage-induced non associated inelastic flow in rock salt. *International Journal of Plasticity*, vol. 10, issue 6, 623-642.
- Chan K. S., Munson D. E., Bodner S. R. et Fossum A. F. (1996) – Inelastic flow behavior of argillaceous salt. *International Journal of Damage Mechanics*, vol. 5, issue 3, DOI: 10.1177/105678959600500305, 292-314.
- Chen J. W., Yang C. H., Li Y. P et Yin X. Y. (2007) – The engineering thermal analysis for natural gas storage in deep salt formation. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Hanover, Germany. Wallner, Lux, Minkley et Hardy (eds.), Taylor and Francis Group, ISBN 13: 978-0-415-44398-2, 401-406.
- Cole R. (2002) – The long term effects of high pressure natural gas storage on salt caverns. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Banff, Canada, 75-97.

- Colomé J. D. et Monardez C. (2011) – Potasio Río Colorado pilot cavern creep modeling using FLAC3D. comparative analysis with values obtained from sonar mapping and pressure measurements inside the cavern. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, 147-159.
- Cosenza P. et Ghoreychi M. (1999) – Effects of very low permeability on the long-term evolution of a storage cavern in rock salt. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 36, issue 4, DOI: 10.1016/S0148-9062(99)00018-2, 527-533.
- Cosenza P., Ghoreychi M. et Bazargan-Sabet B. (1998) – *In situ* gas brine permeability measurement in salt. Series on rock and soil mechanics. *Proc. Mechanical Behavior of Salt IV*, Montreal, Canada. Aubertin et Hardy (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-103-, 3-16.
- Critescu N. D. et Hunsche U. (1998) – *Time Effects in rock mechanics*. Wiley, 1st edition, New York. Materials Modeling and computation, ISBN-13: 978-0471955177, 350 p.
- Critescu N. et Hunsche U. (1991) – A constitutive equation for salt. *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.
- Crossley N. G. (1996) – Salt cavern integrity evaluation using downhole probes: A Transgas perspective. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Cleveland, Ohio, 21-54.
- Crotogino F., Mohmeyer K. U. et Scharf R. (2001) – Huntorf CAES: more than 20 years of successful operation. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Orlando, Florida, 351-362.
- De Vries K. L. (1988) – *Viscoplastic laws for Avery Island salt*. Report prepared by RESPEC, Rapid City, South Dakota, for Stone and Webster Engineering Corporation.
- DeVries K. L. (2006) – Geomechanical analyses to determine the onset of dilation around natural gas storage caverns in bedded Salt. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Brussels, Belgium, 131-150.
- DeVries K. L. et Mellegard K. D. (2010). Effect of specimen preconditioning on salt dilation onset. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Leipzig, Germany, 59-65.
- DeVries K. L., Callahan G. D. et Mellegard K. D. (2005) – Numerical simulations of natural gas storage caverns in bedded salt. *Proc. 40th U.S. Symposium on Rock Mechanics (USRMS): Rock Mechanics for Energy, Mineral and Infrastructure Development in the Northern Regions*, Anchorage, Alaska. Chen, Huang, Zhou et Tinucci (eds.), ARMA/USRMS, 734-744.
- DeVries K. L., Fossum A. F., Callahan G. D., Munson D. E. et Chan K. S. (1994) – *Simulation of damage evolution near excavations in natural salt deposits*. Research Report RSI-262-94-038 supported by U.S. Department of Energy (DOE), 49 p.
- Devries K. L., Mellegard K. D. et Callahan G. D. (2003) – Cavern design using a salt damage criterion: proof-of-concept research final report. *Proc. SMRI Technical Conference*, Houston, Texas, 1-18.
- DeVries K. L., Mellegard K. D. et Callahan G. D. (2004) – Laboratory testing in support of a bedded salt failure criterion. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Wichita, Kansas, 153-176.
- Djizanne H. et Valli P. (2014) – Fluage du sel gemme sous sollicitations cycliques. *Proc. JNGG: observer, modéliser, décider, Beauvais*, France, Article n°154.

- Djizanne H., Bérest P. et Brouard B. (2012) – Effets mécaniques d'une détente dans une caverne de stockage de gaz. *Proc. JNGG Espaces urbains, ruraux, souterrains et littoraux*, Bordeaux, France, vol. 2, 715-722.
- Djizanne H., Bérest P. et Brouard B. (2012) – Tensile effective stresses in hydrocarbon storage caverns. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Bremen, Germany, 223-240.
- Djizanne H., Bérest P. et Brouard B. (2014) – Mechanical stability of a salt cavern used for compressed air energy storage. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, San Antonio, Texas, 31-51.
- Djizanne H., Bérest P., Brouard B. et Frangi A. (2014) – Blowout in gas storage caverns. *Oil and Gas Science Technology – Revue IFP Energies Nouvelles*, DOI : 10.2516/ogst/2013208.
- Doe T. et Osnes J. (2006) – *In situ* stress and permeability tests in the Hutchinson salt and the overlying shale, Kansas. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Rapid City, South Dakota, 181-213.
- Dresen R. et Lux K.-H. (2011) – Method for design of salt cavern with respect to high frequency cycling of storage gas. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, 65-82.
- Dreyer W. E. (1977) – Cold and cryogenic storage of petroleum products. *Proc. 1st International Symposium, Storage in Excavated Rock Caverns*, Stockholm, Sweden. Bergman (ed.), Rockstore, ISBN: 978-1-4832-8406-4, 237-249.
- Dürr K., Graefe V., Liedtke L. et Meister D. (1983) – Evaluation of salt rock pillar stability utilizing numerical calculations, mine survey and *in situ* rock mechanics measurements. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Cleveland, Ohio. Schreiber et Harner (eds.), Rock Mechanical investigation for storage caverns in salt, Salt Institute, vol. 1, 463-479.
- Durup J. G. (1994) – Long term tests for tightness evaluations with brine and gas in salt. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Hannover, Germany.
- Düsterloh U. et Lux K.-H. (2010) – Some geomechanical aspects of compressed air energy storage (CAES) in salt caverns. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Leipzig, Germany, 15-27.
- Düsterloh U. et Lux K.-H. (2012) – Impact of lab tests on rock salt for an economical optimization of salt caverns. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VII*, Paris, France. Bérest, Ghoreychi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor & Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 343-352.
- Düsterloh U., Lerche S. et Lux K.-H. (2012) – Cyclic loading effects on damage and healing properties of rock salt from Avery Island Louisiana 250 days cyclic loading tests and numerical back analysis. *Proc. SMRI fall Technical Conference*, Bremen, Germany, 3-31.
- Ehgartner B. L. et Sobolik S. R. (2002) – *3-D Cavern Enlargement Analyses*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND2002-0526, 34 p.
- Eickemeier R., Paar W. A. et Wallner M. (2002) – Assessment of subsidence and cavern convergence with respect to brine field enlargement. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Banff, Alberta, Canada, 161-178.
- Eickermeier R., Heusermann S. et Paar W. A. (2005) – Hengelo brine field: FE analysis of stability and integrity of inline pillars. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Syracuse, New York, 189-201.

- Foh S., Novil M., Rockar E. et Randolph P. (1979) – *Underground hydrogen storage final report [salt caverns, excavated caverns, aquifers and depleted fields]*. Research report prepared by Brookhaven National Laboratories, Upton, New York, DOI: 10.2172/6536941, 283 p.
- Fokker P. A. (1995) – *The behavior of salt and salt caverns*. PhD Thesis of the Delft University of Technology, Netherlands, 143 p.
- Fokker P. A., Kenter C. J. et Rogaar H. P. (1993) – The effect of fluid pressures on the mechanical stability of (rock) salt. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 75-82.
- Fossum A. F. et Fredrich J. T. (2002) – *Salt mechanics primer for near-salt and sub-salt deepwater gulf of Mexico field developments*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND 2002-2063, 67 p.
- Fredich J. T., Fossum A. F. et Hickman R. J. (2007) – Mineralogy of deepwater gulf of Mexico salt formations and implications for constitutive behavior. *Journal of Petroleum Science and Engineering* 57, DOI:10.1016/j.petrol.2006.11.006, 254-374.
- Fredrich J. T., Coblenz D., Fossum F. D. et Thorne B. J. (2003) – Stress perturbations adjacent to salt bodies in the deepwater gulf of Mexico. *Proc. SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, Denver, Colorado, SPE 84554.
- Fuenkajorn K. et Phueakphum D. (2009) – Effects of cyclic loading on the mechanical properties of Maha Sarakham salt. *Suranaree Journal of Science and Technology*, Thailand, 16(2), 91-102.
- Ghoreychi M., Daupley X. et Laoufa F. (2012) – Creep and damage impact on long-term stability of underground structures in salt formations. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris, France. Bérest, Ghorechi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 283-291.
- Gilhaus A. (2007) – Natural gas storage in salt caverns: present status, developments and future trends in Europe. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Basel, Switzerland, 69-87.
- Guerber B. et Durup J. G. (1996) – A few applications of the utilisation of a 3-D geomechanical code for underground storage cavern design and stability studies. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, Texas, 11 p.
- Günther R. M. et Salzer K. (2012) – Advanced strain-hardening approach: a powerful creep model for rock salt with dilatancy, strength and healing. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris, France. Bérest, Ghoreychi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 13-22.
- Hagoort J. (1994) – Simulation of production and injection performance of gas storage caverns in salt formations, *SPE journal*, n°26654, DOI: 10.2118/26654-PA, 278-282.
- Hardy Jr. R. H. (1982) – Basic studies associated with the design of salt caverns for the storage of pressurized fluids. *Proc. ISRM International Symposium*, Aachen, Germany, Eurock, 903-921.
- Hardy Jr. R. H., Chabannes C. R. et Mrugala M. (1983) – Laboratory and theoretical studies relative to the design of salt caverns for the storage of natural gas. *Proc. 6th International Symposium on Salt*,

Toronto, Ontario. Schreiber et Harner (eds.), *Rock Mechanical investigation for storage caverns in salt*, Salt Institute, vol. 1, 385-416.

Health and Safety Executive (2008) – *An appraisal of underground gas storage technologies and incidents, for the development of risk assessment methodology*. Research Report prepared by the British Geological Survey, RR605, 350 p.

Heath S. A. et Benefield R. K. (2010) – High frequency gas storage operation using downhole instrumentation. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Leipzig, Germany, 109-124.

Herrmann W., Wawersik W. R. et Lauson H. S. (1980) – *A model for transient creep of southeastern New Mexico rock salt*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND80-2172, 47 p.

Heusermann S. (1996) – Measurements of initial rock stress at the Asse Salt mine. *Proc. Mechanical Behavior of Salt III*, Palaiseau, France. Ghoreychi, Bérest, Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-071-X, 101-114.

Heusermann S., Lux K.-H. et Rokahr R. B. (1982) – *Entwicklung mathematisch-mechanischer Modelle zur Beschreibung des Stoffverhaltens von Salzgestein in Abhängigkeit von der Zeit und von der Temperatur auf der Grundlage von Laborversuchen. Schlufibericht zum Forschungsvorhaben ET 2011 A*, Institut für Unterirdisches Bauen, Universität Hannover, 434 p (en allemand).

Heusermann S., Rolfs O. et Schmidt U. (2003) – Nonlinear finite-element analysis of solution mined storage caverns in rock salt using the LUBBY2 constitutive model. *Computers and Structures*, 81, Elsevier Science Ltd, DOI:10.1016/S0045-7949(02)00415-7, 629-638.

Hévin G., Caligaris C. et Durup J. G. (2007) – Deep salt cavern abandonment: a pilot experiment. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Halifax, Nova Scotia, Canada, 15-25.

Hilbert L. B. et Saraf V. K. (2008) – Salt mechanics and casing deformation in solution-mined gas storage operations. *Proc. 42nd U.S. Rock Mechanics Symposium and 2nd U.S.-Canada Rock Mechanics Symposium*, San Francisco, ARMA, 383-394.

Homand F. et Duffaut P. (2000) – *Manuel de mécanique des roches*. Tome 1: Les fondements ; Science de la terre et de l'environnement, CFMR. Les presses de l'Ecole des Mines de Paris, ISBN: 2-911762-23-1, 265 p.

Hugout B. (1988) – Mechanical behavior of salt cavities *in situ* tests model for calculating the cavity volume evolution. *Proc. Mechanical Behavior of Salt II*, Hannover, Germany. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-071-X, 291-310.

Hunsche U. E. (1984) – Results and interpretation of creep experiments on rock salt. *Proc. Mechanical Behavior of Salt I*, Pennsylvania. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-045-0, 159-167.

Hunsche U. E. (1991) – Strength of rock salt at low mean stresses. *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.

Hunsche U. E. (1993) – Failure behavior of rock salt around underground cavities. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 59-65.

- Hunsche U., Plischke I., Nipp H.-K. et Albrecht H. (1983) – An *in situ* creep experiment using a large rock salt pillar. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Toronto, Ontario. Schreiber et Harner (eds.), Rock mechanical investigation for storage caverns in salt, vol. 1, Salt Institute, 437-454.
- Karimi-Jafari M. (2007) – *Sur le Comportement transitoire des cavités salines profondes*. Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 220 p.
- Karimi-Jafari M., Bérest P. et Brouard B. (2006) – Some aspects of the transient behavior of salt caverns. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Rapid City, South Dakota, 253-270.
- Karimi-Jafari M., Bérest P. et Brouard B. (2007) – Thermal effects in salt caverns. *Proc SMRI Spring Technical Conference*, Basel, Switzerland, 165-177.
- Karimi-Jafari M., Bérest P., van Sambeek L., Brouard B. et Bazargan B. (2005) – Behavior interpretation of mechanical integrity tests. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Nancy, France, 153-173.
- Karimi-Jafari M., Gatelier N., Brouard B., Bérest P. et Djizanne H. (2011) – Multi-cycle gas storage in salt caverns. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, York, United Kingdom, 141-159.
- Kelsall P. C. et Nelson J. W. (1983) – Geologic and engineering characteristics of gulf region salt domes applied to underground storage and mining. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Toronto, Ontario. Schreiber et Harner (eds.), Rock mechanical investigation for storage caverns in salt, Salt Institute, vol. 1, 519-544.
- Klafki M. et Wagler T. (2001) – Thermodynamic simulator KAVTEC for optimisation of gas storage operation in salt caverns. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Orlando, Florida, 285-300.
- Klafki M., Wagler T., Grosswig S. et Kneer A. (2003) – Long-term downhole fibre optic temperature measurements and CFD-modeling for investigation of different gas cavern operating modes. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Chester, United Kingdom, 179-189.
- Klimkowski L. (2008) – *Deliverability of gas in salt cavern storage*. Diploma thesis, NTNU, Faculty of Engineering Science and Technology, Department of Petroleum Engineering and Applied geophysics, 70 p.
- Kneer A., Irmer A., Riegel H. et Klafki M. (2002) – Application of a CFD-code for modeling of 3D-flow processes in salt caverns during gas withdrawal. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Bad Ischl, Austria, 197-209.
- Krieg R. D. (1984) – *Reference stratigraphy and rock properties for the Waste Isolation Pilot Plant (WIPP) project*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND83-1908, 58 p.
- Krieter M. et Dresen R. (2011) – Influence of a gas cavern's surface area on thermodynamic behavior and operation. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, York, United Kingdom, 179-187.
- Kunstman A. S., Urbanczyk K. M. et Gaska K. (2004) – Pressure and temperature changes at the wellhead of natural gas cavern: long term computer simulation compared with field data. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Berlin, Germany, 207-224.

- Kushnir R., Dayan A. et Ullman A. (2012a) – Thermodynamic models for the temperature and pressure variations within adiabatic caverns of compressed air energy storage plants. *Journal of Energy Resources Technology*, vol. 134/021901-10, DOI: 10.1115/1.4005659, 10p.
- Kushnir R., Dayan A. et Ullman A. (2012b) – Temperature and pressure variations within compressed air energy storage caverns. *International Journal of Heat and Mass Transfert*, vol. 55, issue 22-23, DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.05.055, 5616-5630.
- Landau L. et Lifchitz E. (1971) – *Mécanique des fluides*. MIR (ed.), 669 p.
- Lee C. F., Tsui K. K. et Tsai A. (1982) – Thermomechanical response of a disposal vault in a high horizontal stress field. *Proc. IRSM Symposium*, Aachen, Witke (ed.), Balkema, 961-969.
- Lemaitre J. (1971) – *Sur la détermination des lois de comportement des matériaux élasto viscoplastiques*. Thèses de Doctorat d'Etat, Université de Paris IX, Orsay, France, Onera Publishers.
- Lestringant C., Bérest P. et Brouard B. (2010) – Thermo-mechanical effects in compressed air storage (CAES). *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Leipzig, Germany, 29-44.
- Lux K.-H. et Dresen R. (2012) – Design of salt caverns for high frequency cycling of storage gas: Proceedings, *Proc. Mechanical Behavior of Salt VII*, Paris, France. Bérest, Ghoreychi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor & Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 371-380.
- Lux K.-H., Düsterloh U. et Wolters R. (2006) – Long-term behavior of sealed brine-filled cavities in rock salt mass- A new approach for physical modeling and numerical simulation. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Rapid City, South Dakota, 105-133.
- Lux K.-H., Hou Z. et Düsterloh U. (1998) – Some new aspects in modeling of cavern behavior and safety analysis. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Roma, Italy, 359-389.
- Ma L., Liu X., Xu H., Yang S. et Wang Z. (2011) – Stability analysis of salt rock gas storage cavern under uncontrolled blowout. *Rock and Soil Mechanics*, vol. 32, n°9, ISSN: 1000-7598, CN: 42-1199/O3, 2791-2798 (en chinois).
- Maruyama T. (1964) – Static elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium. *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, vol. 42, 289-368.
- Mellegard K. D. (2013) – *High frequency cavern cycling ; phase 2-B: extensional cyclic fatigue testing of salt*. Research Report prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, RR2013-2, 27 p.
- Mellegard K. D. et Osnes J. D. (2001) – Storage of chilled natural gas in salt caverns: laboratory testing at refrigerated temperatures. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Orlando, Florida, 321-350.
- Mellegard K. D. et Senseny P. E. (1981) – *Exponential-time creep law for Avery Island salt*. Research report prepared by RESPEC, Rapid City, South Dakota, for the Office of Nuclear Waste Isolation, Battelle Memorial Institute, Columbus, Ohio, ONWI-329.
- Mellegard K. D., Pfiefler T. W. et Senseny P. E. (1983) – Constitutive behavior of salina salt from the cleveland mine. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Toronto, Ontario. Schreiber et Harner (eds.), Rock Mechanical investigation for storage caverns in salt, Salt Institute, vol. 1, 481-486.

- Menzel W. et Schreiner W. (1983) – Results of rock mechanical investigations for establishing storage caverns in salt formations. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Toronto, Ontario. Schreiber et Harner (eds.), Rock Mechanical investigation for storage caverns in salt, Salt Institute, vol. 1, 501-510.
- Minkley W. et Menzel W. (1996) – Local instability and system instability of room and pillar fields in potash mining. *Proc. Mechanical Behavior of Salt III*, Palaiseau, France. Ghoreychi, Bérest, Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-071-X, 497-510.
- Minkley W. et Mühlbauer J. (2007) – Constitutive models to describe the mechanical behavior of salt rocks and the imbedded weakness planes. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Hanover, Germany. Wallner, Lux, Minkley et Hardy (eds.), Taylor and Francis Group, ISBN 13: 978-0-415-44398-2, 119-127.
- Minkley W., Lindert A. et Brückner D. (2011) – The improved IfG gas storage cavern design concept. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, York, United Kingdom, 205-217.
- Morgan H. S. et Wawersik W. R. (1990) – The use of thick-walled hollow cylinder creep tests for evaluating flow criteria for rock salt. *Proc. 7th International Congress on Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany, 303-310.
- Mrugala M. J. et Bishop W. (1989) – Performance of a two-caverns storage system using finite element method. *Proc. 30th U.S. Symposium on Rock Mechanics (USRMS)*, Morgantown, West Virginia, ARMA, 689-696.
- Munson D. E. (1979) – *Preliminary deformation-mechanism map for salt*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND79-0076, 44 p.
- Munson D. E. (1997) – Constitutive model of creep in rock salt applied to underground room closure. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 34, n°2, DOI: 10.1016/S0148-9062(96)00047-2, 233-247.
- Munson D. E. (1998) – *Analysis of multistage and other creep data for domal salts*. Technical Report. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND98-2276, 60 p.
- Munson D. E. (1999a) – Correlation of creep behavior of domal salts. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Las Vegas, Nevada, 3-27.
- Munson D. E. (1999b) – *Multi-mechanism deformation parameters of domal salts using transient creep parameters*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND99-2104, 50 p.
- Munson D. E. et Dawson P. R. (1979) – *Preliminary deformation mechanisms map for salt (with application to WIPP)*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND79-0076, 37 p.
- Munson D. E. et Dawson P. R. (1982) – *A transient creep model for salt during stress loading and unloading*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND82-0962. 60 p.

- Munson D. E. et Dawson P. R. (1984) – Salt constitutive modeling using mechanism maps. *Proc. Mechanical Behavior of Salt I*, Pennsylvania. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-045-0, 717-737.
- Munson D. E. et DeVries K. L. (1991) – Development and validation of a predictive technology for creep closure of underground rooms in salt. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, SAND90-1147, 127-134.
- Munson D. E., Bauer S., Rautman C., Ehgartner B. et Sattler A. (2003) – *Analysis of the massive salt fall in Big Hill cavern 103*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND2003-0703, 35 p.
- Munson D. E., Chan K. S. et Fossum A. F. (1999) – Fracture and healing of rock salt related to salt caverns. *SMRI Spring Technical Conference*, Las Vegas, Nevada, 67-89.
- Munson D. E., DeVries K. L., Fossum A. F. et Callahan G. D. (1993) – Extension of the M-D model for treating stress drops in salt. *Proc. Mechanical Behavior of Salt III*, Palaiseau, France. Ghoreychi, Bérest, Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-071-X, 31-44.
- Munson D. E., Ehgartner B., Bauer S., Rautman C. et Myers R. (2004) – Analysis of a salt fall in Big Hill Cavern 103, and a preliminary concept of salt dome structure. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Wichita, Kansas, 57-72.
- Munson D. E., Fossum A. F. et Senseny P. E. (1989) – Approach to first principles model prediction of measured WIPP *in situ* room closure in salt. *Proc. 3rd U.S. Symposium on Rock Mechanics*, Morgantown, West Virginia. Khair et Peng (eds.), ARMA, 673-680.
- Nair K. et Deere D. U. (1969) – Creep behavior of salt in triaxial extension tests. *Proc. 3rd International Symposium on Salt*, Cleveland, Ohio. Salt Institute, vol. 2, 208-215.
- Nakhamkin M., Swensen E. et Mehta B. (1990) – Analysis of temperature transients of underground air storage in a salt dome during CAES plant operation. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Paris, France.
- Nieland J. D. (2004) – *Salt cavern thermal simulator version 2.0 user's manual*. RSI-1760, prepared by RESPEC, Rapid City, South Dakota, for Gas Technology Institute, Des Plaines, Illinois.
- Nieland J. D. (2008) – Salt cavern thermodynamics: comparison between hydrogen, natural gas, and air Storage. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Galveston, Texas, 215-234.
- Nieland J. D. et Ratigan J. L. (2006) – Geomechanical evaluation of two gulf coast natural gas storage caverns. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Brussels, Belgium, 61-89.
- Norton H. F. (1929) – *Creep of steel at high temperature*. Mc-Graw-Hill, New York, 67 p.
- Odqvist F. K. G. et Hult J. A. H. (1962) – *Kriechfestigkeit metallischer werkstoffe*. Springer Velerlag, Berlin, Germany, ISBN-13: 978-3642524332, 316 p (en allemand).
- Odru P. (2013) – *Le stockage de l'énergie*. Dunod, 2^{ième} édition, UniversSciences, 6977060, ISBN 978-2-10-070209-1, 180 p.

- Osnes J. D. (1994) – Thermal analyses of natural gas stored in solution-mined caverns. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, Texas.
- Park B. Y. et Ehgartner B. L. (2012a) – Expansion analyses of strategic petroleum reserve in Bayou Choctaw: revised locations. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris, France. Bérest, Ghorechi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 331-339.
- Passaris E. et McCusker P. (2012) – The significance of anisotropic geostatic stress field concerning the Hilltop Farm gas storage caverns in Cheshire, United Kingdom. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Bremen, Germany, 209-221.
- Pellizaro C., Bergeret G., Leadbetter A. et Charnavel Y. (2011) – Thermomechanical behavior of Stublach gas storage caverns. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, York, United Kingdom, 161-178.
- Pfiefle T. W., Mellegard K. D. et Senseny P. E. (1981) – *Constitutive properties of salt from four sites*. Report prepared by RESPEC, Rapid City, South Dakota, for the Office of Nuclear Waste Isolation, Battelle Memorial Institute, Columbus, Ohio, ONWI-314, 93 p.
- Popp T., Brückner D. et Wiedemann M. (2007) – The gas frac scenario in rock salt: implications from laboratory investigations and field studies. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Basel, Switzerland 287-305.
- Pouya A. (1991) – A micro-macro approach of rock salt fissuration. *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.
- Pouya A. (1991a) – Correlation between mechanical behavior and petrological properties of rock salt. *Proc. 32nd U.S. Symposium on Rock Mechanics*, Rotterdam, Netherlands, Balkema, 385-392.
- Pouya A. (1991b) – *Comportement rhéologique du sel gemme - application à l'étude des excavations souterraines*. Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Marne la vallée, France, 246 p.
- Quast P. (1983) – L'installation de Huntorf : plus de trois années de fonctionnement de cavernes à air comprimé. *Annales des Mines*, 190^{ème} année, n°5-6, mai-juin, 93-102.
- Quast P. et Crotofino F. (1979) – Initial experience with the compressed air energy storage (CAES) project of Nordwestdeutsche Kraftwerke AG (NWK) at Huntorf West Germany. *Proc. SMRI Technical Conference*, January, Mexico City.
- Quast P. et Lorenzen H. (1979) – The Huntorf 290-MW CAES power plant: design construction and commissioning of underground facilities. *Erdöl-Erdgas-Zeitschrift*, 95(3), 90-95.
- Raju M. et Khaitan S. H. (2012) – Modeling and simulation of compressed air storage in caverns : a case study of the Huntorf plant. *Applied Energy*, 89, DOI:10.1016/j.apenergy.2011.08.019, 474–481.
- Ratigan J. L. et Blair R. (1994) – Temperature logging in drillholes in domal Salt. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Hannover, Germany.
- Ratigan J. L., Nieland J. D., Chen R., Mellegard K. D. et Pfiefle T. W. (1995) – Numerical Modeling of Weeks Island subsidence and laboratory testing of Weeks Island salt. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, New Orleans, Louisiana.

- Ratigan J. L., van Sambeek L. L., DeVries K. L. et Nieland J. D. (1991) – *The influence of seal design on the development of the disturbed rock zone in the WIPP alcove seal tests*. Research report, prepared by RESPEC, Rapid City, South Dakota, for Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, RSI-0400.
- Rittenhour T. P. et Heath S. A. (2012) – Moss Bluff cavern 1 blowout. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Bremen, Germany, 119-130.
- Rocard Y. (1967) – *Thermodynamique*. Masson et Cie, Editeurs, deuxième édition revue et augmentée, Paris, France, 563 p.
- Rokahr R. B. et Staudmeister K. (1983) – Creep rupture criteria for rock salt. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Toronto, Ohio. Schreiber et Harner (eds.), Rock Mechanical investigation for storage caverns in salt, Salt Institute, vol. 1, 455-462.
- Rokahr R. B. et Staudmeister K. (1993) – Rock mechanical study of the load-bearing behavior of a gas cavern in rock salt after a blow out. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 477-482.
- Rokahr R. B., Hauck R., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (2000) – The results of the pressure build-up test in the brine filled cavern Etzel K102. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, San Antonio, Texas, 89-104.
- Rokahr R. B., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (1994) – Development of a new criterion for the determination of the maximum permissible internal pressure for gas storage caverns in rock salt. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, Texas.
- Rokahr R. B., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (1997) – *Development on a new criterion for the determination of the maximum permissible internal pressure for gas storage caverns in rock salt*. Research report prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, n° 97-0001-SMRI, 53 p.
- Rokahr R. B., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (2003) – High pressure cavern analysis. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, 88-113.
- Rokahr R. B., Staudmeister K. et Zapf D. (2008) – Influence of different loading histories on the rock mechanical behavior of a gas cavern at shallow depth. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Porto, Portugal, 41-58.
- Rokahr R. B., Staudmeister K. et Zapf D. (2011) – Rock mechanical design for a planned gas cavern field in the Preesall project area, Lancashire, United Kingdom. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, York, United Kingdom, 189-203.
- Rokahr R., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (1998) – Rock mechanical determination of the maximum internal pressure for gas storage caverns in rock salt. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Roma, Italy, 455-486.
- Rokahr R., Staudmeister K., Zander-Schiebenhöfer D. et Johansen J. I. (2007) – *In situ* test with a gas storage cavern as a basis for optimization. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Basel, Switzerland, 133-143.

- Rokhar R., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (2004) – Application of a continuum damage model for cavern design case study: Atmospheric pressure. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Wichita, Kansas, 37-55.
- Rokhar R. B., Hauck R., Staudmeister K. et Zander-Schiebenhöfer D. (2002) – High pressure cavern analysis. Research report prepared for the SMRI, Clarks Summit, Pennsylvania, n°2002-2-SMRI, 314 p.
- Rummel F., Benke K. et Denzau H. (1996) – Hydraulic Fracturing stress measurements in the Krummhörn gas storage field, Northwestern Germany. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, 1-20.
- Schmidt T. (1993) – Fracture tests for determining primary stress conditions in salt deposits provide clues to the rock mechanics of salt caverns. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 135-140.
- Schulz R., Denzau H. et Benke K. (2011) – Introduction of a continuum damage method (CDM) for FEM calculations of fractures mechanisms in rock salt. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Roma, Italy.
- Schulze O. (1991) – Effect of humidity on the creep behavior of rock salt. *Proc. 7th International Congress for Rock Mechanics*, Workshop 5 "Salt mechanics", Aachen, Germany.
- Senseny P. E. (1984) – Creep properties of four rock salts. *Proc. Mechanical Behavior of Salt II*, Hannover, Germany. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, ISBN 0-87849-071-X, 431-444.
- Senseny P. E. (1986) – *Triaxial compression creep tests on salt from the waste isolation pilot plant*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND85-7261, 77 p.
- Serata S. et Cundey T. E. (1979) – Design variables in solution cavities for storage of solids, liquids and gases. *Proc. 5th International Symposium on Salt*, Hamburg, Germany. The Northern Ohio Geological Society Inc. Pub, vol. 2, 80-65643, 161-170.
- Sicsic P. et Bérest P. (2014) – Thermal cracking following a blowout in a gas storage cavern. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, vol. 71, DOI: 10.1016/j.ijrmms.2014.07.014, 320-329.
- Skaug N., Ratigan J. et Thompson M. (2010) – Natural gas cavern inventory assessment: a new approach. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Grand Junction, Colorado, 303-313.
- Sobolik S. R. et Ehgartner B. L. (2006) – *Analysis and casing fracture mechanisms during cavern integrity testing for SPR salt cavern*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAN2006-1974, 50 p.
- Sobolik S. R. et Ehgartner B. L. (2012) – Analyzing large pressure changes on the stability of large-diameter caverns using the M-D model. *Proc. Mechanical Behavior of Salt VI*, Paris France. Bérest, Ghorechi, Hadj-Hassen et Tijani (eds.), Taylor and Francis Group, London, ISBN 978-0-415-62122-9, 321-329.

- Sobolik S. R., Bean J. E. et Ehgartner B. L. (2010) – Application of the multi-mechanism deformation model for three-dimensional simulations of salt behavior for the Strategic Petroleum Reserve. *Proc. 44th U.S. Rock Mechanics Symposium and 5th U.S.-Canada Rock Mechanics Symposium*, Salt Lake City, Utah, ARMA, 403-415.
- Spiers C. J. et Carter N. L. (1998) – Microphysics of rock salt flow in nature. *Proc. Mechanical Behavior of Salt IV*, Montreal, Canada. Aubertin et Hardy (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-103-1, 115-128.
- Spiers C. J., Peach C. J., Brzesowsky R. H., Schutjens P. M., Liezenberg J. L. et Zwart H. J. (1988) – *Long term rheological and transport properties of dry and wet salt rocks*. EUR 11848 prepared for Commission of European Communities, by University of Utrecht, Netherlands.
- Staudmeister K. et Rokahr R. B. (1994) – Laboratory tests within the scope of rock mechanical investigations of solution mined caverns in rock salt mass. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Hannover, Germany.
- Staudmeister K. et Schmidt T. (2000) – Comparison of different methods for the estimation of primary stresses in rock salt mass with respect to cavern design. *Proc. 8th International Symposium on Salt*, Hague, Netherlands. Elsevier Science Publishers, vol. 1, ISBN 0-444-50065-0, 331-335.
- Staudmeister K. et Zapf D. (2010) – Rock mechanical design of gas storage caverns for seasonal storage and cyclic operations. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Grand Junction, Colorado, 197-213.
- Staudmeister K. et Zapf D. (2012) – Thermo-mechanical behavior of a gas storage cavern under high frequency operations. *Proc. ISRM International Symposium*, Stockholm, Sweden, *Eurock*.
- Staudmeister K., Leuger B. et Zapf D. (2012) – Design load cases for gas storage caverns. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, Bremen, Germany, 195-208.
- Staudmeister K., Zapf D. et Leuger B. (2011) – The influence of different loading scenarios on the thermo mechanical behavior of a gas storage cavern. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Galveston, Texas, 83-97.
- Steinberger A., Civan F. et Hughes R. G. (2002) – Phenomenological inventory analysis of underground gas storage in salt caverns. *Proc. SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, San Antonio, Texas, SPE paper n°77346.
- Stone C. M., Holland J. F., Bean J. E. et Arguello J. G. (2010) – Coupled thermal-mechanical analyses of a generic salt repository for high level waste. *Proc. 44th U.S. Rock Mechanics Symposium and 5th U.S.-Canada Rock Mechanics Symposium*, Salt Lake City, Utah, ARMA, 180-190.
- Tek R. M. (1996a) – Practical use of alternative cushion gas in salt cavity storage, part I – Advantages and Design Features. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, Texas, 16 p.
- Tek R. M. (1996b) – Practical use of alternative cushion gas in salt cavity storage, part II – Pressure and Content Performance. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Houston, Texas, 20 p.
- Tek R. M. (1996c) – *Natural gas underground storage: inventory and deliverability*, Penn Well Publishing Co, ISBN10 0-87814-614-8, 433 p.

- Thoms R. L. et Gehle R. M. (1983) – Borehole Tests to Predict Cavern Performance. *Proc. 6th International Symposium on Salt*, Cleveland, Ohio. Schreiber et Harner (eds.), Rock Mechanical investigation for storage caverns in salt, Salt Institute, vol. 2, 27-33.
- Thoms R. L. et Martinez J. D. (1978) – *Preliminary long-term stability criteria for compressed air energy storage caverns in salt caverns*. Report prepared for Battelle Pacific Northwest Laboratories, Richland, Washington, 8-54804-A-L, EY-76-C-06-1830, 90 p.
- Thorel (1994) – *Plasticité et endommagement des roches ductiles : Application au sel gemme*. Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Marne la Vallée, France, 274 p.
- 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, France, 188 p.
- Tijani M., Hadj-Hassen F. et Gatelier N. (2009) – Improvement of Lemaitre's creep law to assess the salt mechanical behavior for a large range of the deviatoric stress. *Proc. 9th International Symposium on Salt*, Beijing, China. Gold Wall Press, Sha Zuoliang (ed.), ISBN 978-7-80251-213-9, 135-147.
- Tourenq C. et Denis A. (1970) – *La résistance à la traction des roches*. Rapport de recherches N°4. Préparé par le LCPC (devenu IFFSTAR), Février, RR04, 41 p.
- Uraï J. L., Spiers C. J., Peach C. J., Franssen R. C. M. W. et Liezenberg J. L. (1987) – Deformation mechanisms operating in naturally deformed halite rocks as deduced from microstructural investigations, *Geologie en Mijnbouw*, 66, 165-176.
- Van Eijs R. M. H. E., Pöttgens J. J. E., Breunese J. N. et Duquesnoy A. J. H. M. (2000) – High convergence rates during deep salt solution mining in the northern part of the Netherlands. *Proc. 8th International Symposium on Salt*, Hague Netherland. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, vol. 1, ISBN 0-444-50065-0, 237-242.
- Van Sambeek L. L. (1993) – Evaluating cavern tests and subsurface subsidence using simple numerical models, *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 433-439.
- Van Sambeek L. L. (2000) – Subsidence modeling and the use of the SMRI SALT_SUB SID software. *Proc. SMRI Fall Technical Class and Technical Conference*, San Antonio, Texas, 11-21.
- Van Sambeek L. L. (2009) – Natural compressed air storage: a catastrophe at a Kansas salt mine. *Proc. 9th International Symposium on Salt*, Beijing, China. Gold Wall Press, Sha Zuoliang (ed.), vol. 1, ISBN 978-7-80251-213-9, 621-632.
- Van Sambeek L. L., Ratigan J. L. et Hansen F. D. (1993) – Dilatancy of rock salt in laboratory test. *Proc. 34th U.S. Symposium on Rock Mechanics*, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI. Haimson (ed.), *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, Pergamon Press, vol. 30, n° 7, DOI: 10.1016/0148-9062(93)90015-6, 735-738.
- Von Vogel P. et Marx C. (1985) – Berechnung von blowoutraten in Erdgassonden, *Erdoel-Erdgas*, 101.Jg, Heft 10, 311-316 (en allemand).

- Vouille G., Tijani S. M. et de Grenier F. (1984) – Experimental determination of the rheological behavior of Tersanne rock salt. *Proc. Mechanical Behavior of Salt I*, Pennsylvania. Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-045-0, 407-420.
- Walden S., Gaertner R. et Schultz K. F. (2001) – Thermal influences on salt formation during solution mining in the case of a gas storage cavern in Bremen, Germany. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Orlando, Florida, 375-392.
- Wallner M. (1983) – Stability calculations concerning a room and pillar design in rock salt. *Proc. 5th ISRM Congress*, Melbourne, Australia, 9-15.
- Wallner M. (1984) – Analysis of thermomechanical problems related to the storage of heat producing radioactive wastes. *Proc. Mechanical Behavior of Salt I*, Pennsylvania. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, ISBN 0-87849-045-0, 739-763.
- Wallner M. (1986) – Frac-pressure risk in rock salt. *Proc. SMRI Autumn Technical Conference*, Okura, Amsterdam, 15 p.
- Wallner M. et Eickemeier R. (2001) – Subsidence and fractures caused by thermo-mechanical effects. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Orlando, Florida, 363-371.
- Wallner M. et Paar W. A. (1997) – Risk of progressive pressure build up in a sealed cavity. *Proc. SMRI Fall Technical Conference*, El Paso, Texas, 177-188.
- Wallner M. et Paar W. A. (2000) – Optimized layout for Hengelo brine field cavities. *Proc. 8th International Symposium on Salt*, Hague, Netherland. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, ISBN 0-444-50065-0, vol. 1, 343-348.
- Wallner M. et van Vliet A. (1993) – Assessment of surface subsidence above a cavity field resulting from cavity diameter enlargement. *Proc. 7th International Symposium on Salt*, Kyoto, Japan. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, vol. 1, ISBN 0-444-89143-9, 489-496.
- Wawersik W. R. (1984) – Alternatives to a power-law creep model for rock salt at temperatures below 160°C. *Proc. Mechanical Behavior of Salt II*, Hannover, Germany. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, ISBN 0-87849-071-X, 103-128.
- Wawersik W. R. et Preece D. S. (1984) – Creep testing of salt: procedures, problems and suggestions. *Proc. Mechanical Behavior of Salt I*, Pennsylvania. Hardy et Langer (eds.), Trans Tech Pub, Clausthal-Zellerfeld, Germany, ISBN 0-87849-045-0, 421-449.
- Wawersik W. R. et Stone C. M. (1989) – A characterization of pressure records in inelastic rock demonstrated by hydraulic fracturing measurements in salt. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, vol. 26, issue 6, DOI: 10.1016/0148-9062(89)91442-3, 613-627.
- Wawersik W. R. et Zeuch D. H. (1984) – *Creep and creep modeling of three domal salts: a comprehensive update*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND84-0568, 93 p.
- Wawersik W. R., Holcomb D. J. et Hannum D. W. (1980) – *Quasi-static and creep data for dome salt from Bryan Mound, Texas*. Research report prepared by Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, SAND809-1434, 50 p.

You T., Henrion H., Vouille G., Tijani S. M. et Nunez F. J. (1996) – 3D geomechanical simulations of leached cavern: are they mandatory? *Proc. Eurock*, Barla (ed.), Balkema, Rotterdam, ISBN 90 5410 843 6, 1139-1152.

Zapf D., Staudtmeister K. et Rokahr R. B. (2012) – Analysis of thermal induced fractures in salt. *Proc. SMRI Spring Technical Conference*, Regina, Saskatchewan, Canada, 47-61.

Quatrième de couverture (Résumé et Abstract)

Résumé

Les cavités salines servant au stockage souterrain de grandes quantités de gaz naturel sont très sollicitées en raison des besoins énergétiques croissants. Le stockage des énergies renouvelables est aussi envisagé dans ces cavités sous forme d'air comprimé et d'hydrogène. Ces cavités qui sont plus sollicitées qu'auparavant, sont aussi soumises à des opérations d'injection et de soutirage rapides. Ces nouveaux modes d'exploitation soulèvent des problèmes mécaniques, illustrés en particulier par l'écaillage et les chutes de blocs en paroi de cavité. En fait, aux sollicitations purement mécaniques liées aux variations de la pression du gaz, se superposent des variations de température répétées de plusieurs dizaines de degrés Celsius qui occasionnent, notamment à la détente, des contraintes additionnelles de traction susceptibles d'engendrer des fractures à la paroi des cavernes dont l'évolution peut être dangereuse. Les lois de comportement mécanique du sel gemme (élasto-viscoplastique, non linéaire et thermosensible) et les critères de rupture et d'endommagement existants permettent d'analyser le comportement des cavités salines et du sel gemme sous l'effet de chargements nouveaux. Cette étude s'inscrit dans le domaine de la thermomécanique des roches et contribue à l'analyse des effets de nouveaux modes d'exploitation sur la stabilité mécanique des cavités salines. Dans un premier temps, la démarche a consisté à concevoir et à valider sur des cas réels un modèle thermodynamique du comportement du gaz dans la cavité. Ce modèle a permis de d'analyser l'éruption dans des cavités salines de stockage de gaz. Ensuite, le couplage thermomécanique a permis d'analyser les effets d'une détente rapide, d'une injection rapide et de cycles journaliers sur la stabilité des cavernes. Sur le plan expérimental, on a recherché au laboratoire les conditions d'apparition et de développement de fissures sur une pastille et sur un bloc de sel. Le fluage d'éprouvettes de sel gemme en extension a aussi été analysé.

Abstract

Salt caverns used for the underground storage of large volumes of natural gas are in high demand given the ever-increasing energy needs. The storage of renewable energy is also envisaged in these salt caverns for example, storage of compressed air and hydrogen mass storage. In both cases, salt caverns are more solicited than before because they are subject to rapid injection and withdrawal rates. These new operating modes raise new mechanical problems, illustrated in particular by sloughing, and falling of overhanging blocks at cavern wall. Indeed, to the purely mechanical stress related to changes in gas pressure variations, repeated dozens of degrees Celsius of temperature variation are superimposed; causes in particular during withdrawal, additional tensile stresses whom may lead to fractures at cavern wall; whose evolution could be dangerous. The mechanical behavior of rock salt is known: it is elasto-viscoplastic, nonlinear and highly thermo sensitive. The existing rock salt constitutive laws and failures and damages criteria have been used to analyze the behavior of caverns under the effects of these new loading. The study deals with the thermo mechanics of rocks and helps to analyze the effects of these new operations modes on the structural stability of salt caverns. The approach was to firstly design and validate a thermodynamic model of the behavior of gas in the cavern. This model was used to analyze blowout in gas salt cavern. Then, with the thermo mechanical coupling, to analyze the effects of rapid withdrawal, rapid injection and daily cycles on the structural stability of caverns. At the experimental level, we sought the optimal conditions to the occurrence and the development of cracks on a pastille and a block of rock salt. The creep behavior of rock salt specimens in triaxial extension also was analyzed.