



Contribution à l'étude du transport de matière et de la rhéologie dans les sols non saturés à différentes températures

Frédéric Jamin

► To cite this version:

Frédéric Jamin. Contribution à l'étude du transport de matière et de la rhéologie dans les sols non saturés à différentes températures. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2003. Français. NNT: . tel-00006051

HAL Id: tel-00006051

<https://theses.hal.science/tel-00006051>

Submitted on 10 May 2004

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

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

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Spécialité

Mécanique, Génie Mécanique et Génie Civil

Formation Doctorale

Mécanique des Matériaux et des Milieux Complexes, des Structures et des Systèmes

École Doctorale

Information, Structures et Systèmes

Contribution à l'étude du
transport de matière et de la rhéologie
dans les sols non saturés à différentes températures

Par

Frédéric JAMIN

Le 17 Décembre 2003 devant le jury composé de :

MM. A. CHRYSOCHOOS	Professeur, Université Montpellier II	Président
J.M. FLEUREAU	Professeur, École Centrale de Paris	Rapporteur
L. LALOU	Directeur de Recherche, EPFL Lausanne	Rapporteur
T. LASSABATÈRE	Ingénieur-Chercheur, EDF	Examineur
C. SAIX	Professeur, Université Montpellier II	Directeur de thèse
M.S. EL YOUSOUFI	Maître de Conférences, Université Montpellier II	Co-Directeur de thèse

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Spécialité

Mécanique, Génie Mécanique et Génie Civil

Formation Doctorale

Mécanique des Matériaux et des Milieux Complexes, des Structures et des Systèmes

École Doctorale

Information, Structures et Systèmes

Contribution à l'étude du
transport de matière et de la rhéologie
dans les sols non saturés à différentes températures

Par

Frédéric JAMIN

Le 17 Décembre 2003 devant le jury composé de :

MM. A. CHRYSOCHOOS	Professeur, Université Montpellier II	Président
J.M. FLEUREAU	Professeur, École Centrale de Paris	Rapporteur
L. LALOU	Directeur de Recherche, EPFL Lausanne	Rapporteur
T. LASSABATÈRE	Ingénieur-Chercheur, EDF	Examineur
C. SAIX	Professeur, Université Montpellier II	Directeur de thèse
M.S. EL YOUSOUFI	Maître de Conférences, Université Montpellier II	Co-Directeur de thèse

Avant propos

Ce mémoire est l'aboutissement de trois années de recherche effectuées au sein de l'équipe Milieux Hétérogènes du Laboratoire de Mécanique et Génie Civil de l'Université Montpellier II. Je remercie Messieurs Olivier Maisonneuve, Professeur à l'Université Montpellier II, et René Motro, Professeur à l'Université Montpellier II, successivement Directeur du LMGC, de m'avoir accueilli dans le laboratoire.

En acceptant de présider le jury de soutenance, Monsieur André Chrysochoos, Professeur et Responsable de la formation doctorale, me fait un honneur auquel je suis très sensible. Je tiens à lui exprimer ici ma vive gratitude.

Je remercie très sincèrement Messieurs Jean-Marie Fleureau, Professeur à l'École Centrale de Paris, et Lyesse Laloui, Directeur de Recherches à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Je suis également très sensible à la présence de Monsieur Thierry Lassabatère, Ingénieur-Chercheur à l'Électricité De France, qui a bien voulu participer à ce jury en qualité d'examineur.

Cette étude a été réalisée sous la direction de Messieurs Christian Saix, Professeur à l'Université Montpellier II, et Saïd El Youssoufi, Maître de conférences à l'Université Montpellier II. C'est avec plaisir que j'ai travaillé et appris à leurs côtés, non pas en simple étudiant de thèse mais en véritable acteur de la recherche. Je tiens à leur témoigner toute ma gratitude pour leurs aides et leurs soutiens au cours de ce travail tant au niveau expérimental que théorique.

Je tiens à remercier également Messieurs Jean-Claude Bénet, Professeur à l'Université Montpellier II et Responsable de l'équipe Milieux Hétérogènes, et Fabien Cherblanc, Maître de Conférence à l'Université Montpellier II, pour m'avoir orienté concernant l'écriture du modèle de transport d'eau avec prise en compte du changement de phase. J'ai particulièrement apprécié les diverses discussions lors de la mise en forme de cette partie.

La partie expérimentale, surtout la mise au point des différents dispositifs expérimentaux, n'aurait pas pu aboutir sans les aides précieuses de techniciens de grande qualité à savoir Messieurs Alain Clary, Gérard Denaeyer et Gilles Camp. Je les remercie pour leur dévouement.

Je garderai un très agréable souvenir des autres membres de l'équipe et du laboratoire ainsi que du personnel du département Génie Civil de l'IUT de Nîmes qui m'ont accueilli et soutenu tout au long de cette thèse. Je ne peux évidemment pas les citer tous mais je tiens à remercier particulièrement Mesdames Martine Pallot et Reine Bonnet-Causse sans qui le bon déroulement de mes charges d'enseignement et de recherche n'auraient pas pu s'effectuer dans de bonnes conditions.

Je remercie chaleureusement mon amie Sophie pour m'avoir supporté mais surtout assisté énergiquement pendant ces trois années de thèse, aussi bien de jour comme de nuit (week-end compris), tant que pour la mise en place des différents dispositifs expérimentaux que de la relecture de ce manuscrit. Merci également à toute la famille Jamin-Lebourg et la belle-famille Dubouilh qui m'ont soutenu. Merci à mes grands-parents Beucher pour leurs soutiens moral et financier sans quoi je n'aurais pas pu poursuivre l'enseignement universitaire en DEA.

Je n'oublie pas également les personnes de l'IUT de Saint-Nazaire et de l'École Centrale de Nantes qui ont favorisé mon initiation à la recherche au cours de mon DEA. Je tiens particulièrement à remercier Messieurs Pierre Thomas, Professeur à l'IUT de Saint-Nazaire et Directeur du département Génie Civil, Abderahmane Khalifa, Maître de Conférence à l'IUT de Saint-Nazaire, Jean Benoit, Professeur à l'Université de New Hampshire (États Unis), Jacques Lamirault, Maître de Conférence à l'École Centrale de Nantes et Responsable de l'option « Ouvrages et Structures » du DEA Génie Civil, et Juan Martinez, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Rennes et Responsable du DEA Génie Civil. Je remercie Monsieur Gérard Valentin, Professeur à l'Université de Bordeaux I et Responsable de la Licence et de la Maîtrise de Génie Civil, sans qui je n'aurais peut-être pas poursuivi mes études jusqu'au doctorat.

Enfin, une petite pensée à tous les enseignants (école, collège, lycée et université) qui m'ont appris, depuis mon jeune âge, à lire, à écrire, à compter et à réfléchir sans quoi, aujourd'hui, je ne serais pas en mesure de rendre ce présent rapport. Par avance, je m'excuse auprès d'eux pour les quelques inévitables fautes d'orthographe, de grammaire et de conjugaison.

« Lorsqu'un théoricien trouve un résultat nouveau,
Personne n'y croit, sauf lui !

Lorsqu'un expérimentateur trouve un résultat nouveau,
Tout le monde y croit, sauf lui ! »

J. Lemaître & J.L. Chaboche, *Mécanique des matériaux solides*, Bordas, Paris, 1985.

Sommaire

Résumé	XI
Notations	XIII
Introduction générale	1
I. Modélisation du transport de matière et rhéologie des sols non saturés	5
I.1. Description d'un sol non saturé	7
I.1.1. Phénomènes pris en compte dans cette étude	7
I.1.2. Hypothèses simplificatrices	8
I.1.3. Conventions et notations	9
I.1.4. Variables d'analyse	10
I.2. Équations de bilans	14
I.2.1. Bilans de masses	16
I.2.2. Bilan de quantité de mouvement	17
I.2.3. Bilan d'énergie totale (Premier principe de la thermodynamique)	18
I.2.4. Bilan d'entropie (Deuxième principe de la thermodynamique)	22
I.3. Lois de transport	25
I.3.1. Loi de conduction de la chaleur (Loi de Fourier)	26
I.3.2. Loi de filtration de la phase liquide (Loi de Darcy généralisée)	27
I.3.3. Loi de filtration de la phase gazeuse (Loi de Darcy généralisée)	28
I.3.4. Loi de diffusion du constituant vapeur (Loi de Fick)	29
I.3.5. Loi de changement de phase liquide-vapeur	30

I.4.	Comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés	33
I.4.1.	Variables décrivant l'état de contraintes d'un sol non saturé	34
I.4.2.	Consolidation mécanique à suctions constantes	37
I.4.3.	Consolidation hydrique à contraintes mécaniques constantes	38
I.4.4.	Les modèles de surface de charge	40
I.5.	Conclusions de la partie I	46
II.	Matériaux et dispositifs expérimentaux	49
II.1.	Le sable limoneux argileux	51
II.1.1.	Analyse minéralogique, courbe granulométrique et limites d'Atterberg	53
II.1.2.	Essai Proctor	54
II.1.3.	Caractéristiques de résistance au cisaillement	54
II.1.4.	Conductivité hydraulique	55
II.1.5.	Conductivité thermique	56
II.2.	L'argile plastique	57
II.2.1.	Analyse minéralogique, sédimentométrie et limites d'Atterberg	57
II.2.2.	Densitométrie	58
II.2.3.	Conductivité hydraulique	58
II.3.	L'appareil Triaxial Thermique	59
II.3.1.	Amélioration de la régulation des contraintes principales verticale et radiale	61
II.3.2.	Amélioration de la régulation en succion	64
II.3.3.	Amélioration de la régulation en température	66
II.3.4.	Amélioration de la chaîne de mesures du changement de volume de l'échantillon	67
II.3.5.	Mesure des variations de volume d'eau de l'échantillon	72
II.4.	La plaque de pression et le banc de sorption en température	75
II.4.1.	La plaque de pression en température	75
II.4.2.	Le banc de sorption en température	77
II.5.	Conclusions de la partie II	80

III.	Étude du transport d'eau à différentes températures	81
III.1.	Éléments théoriques sur le transport d'eau	82
III.1.1.	Modélisation du transport d'eau	84
III.1.2.	Modèle « global » de transport d'eau	89
III.2.	Approche « globale » du transport d'eau	93
III.2.1.	Principe de l'étude	93
III.2.2.	Résultats pour l'argile plastique	97
III.2.3.	Résultats pour le sable limoneux argileux	101
III.2.4.	Détermination d'un coefficient de transport « global »	105
III.2.5.	Discussions	109
III.3.	Détermination et modélisation de la courbe caractéristique	110
III.3.1.	Présentation générale d'une courbe caractéristique sol-eau	111
III.3.2.	Résultats obtenus à la plaque de pression et au banc de sorption en température	113
III.3.3.	Modélisations des courbes caractéristiques	117
III.4.	Détermination d'un coefficient relatif de perméabilité	126
III.4.1.	Approche par les essais de désaturation	126
III.4.2.	Approche par la courbe caractéristique	129
III.4.3.	Comparaisons et discussions des résultats expérimentaux	137
III.5.	Conclusions de la partie III	140
IV.	Étude de la surface de charge à différentes températures	143
IV.1.	Influence de la température sur la consolidation d'un sol	144
IV.1.1.	Consolidation thermique d'un sol	144
IV.1.2.	Effet de la température sur les indices de compression et de gonflement d'un sol	149
IV.1.3.	Effet de la température sur la contrainte de préconsolidation d'un sol	153
IV.1.4.	Effet de la température sur la droite d'état critique	156
IV.1.5.	Modèles de surface de charge en thermo-mécanique en conditions saturées	158
IV.1.6.	Discussions	161

IV.2.	Études expérimentales	162
IV.2.1.	Principe des études expérimentales	162
IV.2.2.	Résultats en conditions saturées	166
IV.2.3.	Résultats en conditions non saturées	175
IV.2.4.	Modélisation de la surface de charge	182
IV.2.5.	Discussions sur le caractère thermo-extensif de la surface de charge	188
IV.3.	Conclusions de la partie IV	191
	Conclusion générale	193
	Références bibliographiques	197
	Annexes	
I.A.	Modèle de transport de matière et d'énergie des sols non saturés	207
II.A.	Mise au point de la chaîne de mesure et de régulation de la température	227
II.B.	Mise au point de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol	235
III.A.	Modélisations des isothermes par le modèle de GAB	255
III.B.	Quelques modélisations de la courbe caractéristique	259
III.C.	Quelques expressions du coefficient relatif de perméabilité des sols non saturés	261
III.D.	Variation de la succion avec le degré de saturation et la température	263

Résumé

Les résultats de cette recherche concernent trois volets :

Le volet théorique (partie I) présente une modélisation générale du comportement thermo-hydro-mécanique de sols non saturés. Le modèle prend en compte la déformation du squelette, la filtration des phases liquide et gazeuse, la diffusion de vapeur, la conduction de chaleur et le changement de phase liquide-vapeur. Cette modélisation est utilisée pour décrire le transport d'eau dans un sol non saturé en favorisant les phénomènes de filtration de liquide, de diffusion de vapeur d'eau et de changement de phase d'eau liquide-vapeur.

Le volet instrumental (partie II) porte sur la réalisation d'un banc de sorption et d'un dispositif de type plaque de pression en température. Ces matériels permettent de réaliser des essais de désaturation et de déterminer la courbe caractéristique sol-eau. Un autre aspect concerne la rénovation d'un appareil triaxial thermique en le dotant d'une instrumentation plus adaptée à l'étude du comportement thermo-hydro-mécanique de sols non saturés.

Le volet expérimental est double. Le premier aspect (partie III), relatif à l'étude de la désaturation et à la détermination de la courbe caractéristique d'une argile plastique et d'un sable limoneux argileux à 20°C et 60°C, porte sur la détermination d'un coefficient de transport en phase liquide. Le second aspect (partie IV) s'intéresse à la représentation de surfaces de charge dans le cas du sable limoneux argileux non saturé à différentes températures. Cette surface de charge présente un caractère thermo-extensif dont on propose une modélisation et une interprétation physique.

Abstract

The results of this research concern three aspects:

The theoretical aspect (part I) presents a general modelling of thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated soils. The description takes into account skeleton deformation, liquid and gas phase's filtration, vapour diffusion, heat conduction and liquid-vapour phase change. This modelling is used to describe the water transport in unsaturated soils by favouring the three phenomena of liquid filtration, vapour diffusion and liquid-vapour phase change.

The instrumental aspect (part II) concerns the realization of sorption device and Richard's cell in temperature. These materials allow to realize desaturation experiments and to determine soil-water characteristic curve. Another aspect concerns the development of a thermal triaxial apparatus by adding a specific instrumentation more adapted to study the thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated soils.

The experimental aspect is double. The first (part III), concerning desaturation study and characteristic curve determination of a plastic clay and a clayey silty sand at 20°C and 60°C, allows to determine a liquid phase transport coefficient. The second (part IV) is related to the representation of yield surfaces in the case of unsaturated clayey silty sand at different temperatures. This yield surface presents a thermo-extensive nature of which a modelling and a physical interpretation are proposed.

Notations

Lettres Latines

C	Cohésion apparente du sol	[Pa]
C_e	Apport d'eau au constituant vapeur d'eau	[kg.s ⁻¹ .m ⁻³]
C_l	Apport en liquide au constituant vapeur	[kg.s ⁻¹ .m ⁻³]
d^{kj}	Tenseur taux de déformation eulérien	[/]
D_v	Coefficient phénoménologique de transport diffusif de la vapeur	[s]
D^*	Coefficient de transport apparent par diffusion de la vapeur	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
e	Densité massique d'énergie interne du milieu	[J.kg ⁻¹]
e_i	Densité massique d'énergie interne du constituant i	[J.kg ⁻¹]
e	Indice des vides	[/]
E	Energie interne	[J]
f^j	Actions mécaniques de surface	[Pa]
F^j	Forces de volume	[m.s ⁻²]
F_e	Coefficient phénoménologique de transport convectif de l'eau	[K.m ³ .s.kg ⁻¹]
F_l	Coefficient phénoménologique de transport convectif d'un liquide	[K.m ³ .s.kg ⁻¹]
F^*	Coefficient de transport apparent par filtration de l'eau	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
g^j	Accélération de la pesanteur	[m.s ⁻²]
g	Densité d'enthalpie libre massique du milieu	[J.kg ⁻¹]
g_i	Densité d'enthalpie libre massique du constituant i	[J.kg ⁻¹]
G^*	Coefficient de transport « global » de l'eau	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
h	Densité d'enthalpie massique du milieu	[J.kg ⁻¹]
h_i	Densité d'enthalpie massique du constituant i	[J.kg ⁻¹]
HR	Humidité Relative	[/]
J_a^k	Flux de diffusion du constituant air par rapport à la phase gazeuse	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
J_e^k	Flux de filtration de l'eau par rapport au squelette	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
J_g^k	Flux de filtration de la phase gazeuse par rapport au squelette	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
J_l^k	Flux de filtration de la phase liquide par rapport au squelette	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
J_v^k	Flux de diffusion du constituant vapeur par rapport à la phase gazeuse	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
k_r	Coefficient relatif de perméabilité	[/]
k	Constante rendant compte de l'augmentation de la cohésion avec la succion	[/]
K	Energie cinétique	[J]
K_s	Perméabilité à la Darcy en conditions saturées	[m.s ⁻¹]
K_{ns}	Perméabilité à la Darcy en conditions non saturées	[m.s ⁻¹]
L_{Ce}	Coefficient phénoménologique de changement de phase eau-vapeur	[kg.K.s.m ⁻⁵]
L_{Cl}	Coefficient phénoménologique de changement de phase liquide-vapeur	[kg.K.s.m ⁻⁵]
m	Masse totale	[kg]
m_i	Masse du constituant i	[kg]
M	Pente de la droite d'état critique	[/]
M_i	Masse molaire du constituant i	[kg.mol ⁻¹]

OCR	OverConsolidation Ratio	[/]
p_a^*	Pression du constituant air	[Pa]
p_e^*	Pression de l'eau	[Pa]
p_g^*	Pression de la phase gazeuse	[Pa]
p_i^*	Pression du constituant i	[Pa]
p_l^*	Pression de la phase liquide	[Pa]
p_v^*	Pression du constituant vapeur	[Pa]
$p^{véq}$	Pression de vapeur à l'équilibre thermodynamique	[Pa]
$p_{vs}(T)$	Pression de vapeur saturante à la température T	[Pa]
p	Contrainte mécanique nette moyenne	[Pa]
p^c	Contrainte mécanique nette moyenne de référence	[Pa]
$p_0(0)$	Contrainte isotrope de préconsolidation en conditions saturées	[Pa]
$p_0(s)$	Contrainte isotrope de préconsolidation en conditions non saturées	[Pa]
$p_0(0,T)$	Contrainte isotrope de préconsolidation saturées à la température T	[Pa]
$p_0(s,T)$	Contrainte isotrope de préconsolidation non saturées à la température T	[Pa]
$p_s(s)$	Paramètre rendant compte de l'augmentation cohésion avec la succion	[Pa]
p'	Contrainte mécanique effective moyenne	[Pa]
$p_0'(0)$	Contrainte isotrope de préconsolidation en conditions saturées	[Pa]
$p_0'(s)$	Contrainte isotrope de préconsolidation en conditions non saturées	[Pa]
$p_0'(0,T)$	Contrainte isotrope de préconsolidation saturées à la température T	[Pa]
$p_0'(s,T)$	Contrainte isotrope de préconsolidation non saturées à la température T	[Pa]
P^j	Quantité de mouvement	[kg.m.s ⁻¹]
q	Contrainte mécanique déviatorique	[Pa]
q^j	Flux de chaleur par conduction	[J.m ⁻² .s ⁻¹]
Q	Taux de chaleur reçu	[J.s ⁻¹]
r_p	Rayon du tube capillaire	[m]
R_m	Rayon du ménisque capillaire	[m]
R	Constante des gaz parfaits	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
s	Densité massique d'entropie du milieu	[J.K ⁻¹ .kg ⁻¹]
s_i	Densité massique d'entropie du constituant i	[J.K ⁻¹ .kg ⁻¹]
s	Succion ($= p_g^* - p_e^*$)	[Pa]
s_0	Succion initiale	[Pa]
s_e	Succion d'entrée d'air	[Pa]
s_L	Succion limite	[Pa]
s_p	Paramètre du modèle de Fredlund & Xing (1994)	[Pa]
s_r	Succion résiduelle	[Pa]
S	Entropie	[J.K ⁻¹]
S_r	Degré de saturation	[/]
S_{res}	Degré de saturation résiduel	[/]
t	Temps	[s]
T	Température	[K]
$v(x)$	Vitesse d'écoulement à la Darcy de l'eau	[m.s ⁻¹]
$v_e(x)$	Vitesse d'écoulement réelle de l'eau	[m.s ⁻¹]
v_i^k	Vecteur vitesse du constituant i	[m.s ⁻¹]
w	Teneur en eau	[/]
w_L	Limite de liquidité	[/]

w_r	Teneur en eau résiduelle	[/]
w_s	Teneur en eau de saturation	[/]
W	Puissance des efforts extérieurs	[J.s ⁻¹]
x_s^k	Vecteur position actuelle d'une particule solide	[m]
X_s^k	Vecteur position de référence d'une particule solide	[m]

Lettres Grecques

β	Coefficient de dilatation thermique de l'eau	[/]
δ^{jk}	Symbole de Kronecker	[/]
ΔX	Variation d'une grandeur X	[/]
ε_v	Déformation volumique	[/]
ϕ	Dissipation volumique du milieu	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
ϕ_1	Dissipation associée au phénomène de conduction thermique	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
ϕ_2	Dissipation associée au phénomène de filtration de la phase liquide	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
ϕ_3	Dissipation associée au phénomène de filtration de la phase gazeuse	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
ϕ_4	Dissipation associée au phénomène de diffusion du constituant vapeur	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
ϕ_5	Dissipation associée au phénomène de changement de phase	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
ϕ_6	Dissipation intrinsèque	[J.m ⁻³ .s ⁻²]
γ_i^k	Accélération phénoménologique du constituant i	[m.s ⁻²]
κ	Indice de compression élastique	[/]
$\lambda(0)$	Indice de compression plastique en conditions saturées	[/]
$\lambda(s)$	Indice de compression plastique en conditions non saturées	[/]
θ	Angle de mouillage	[°]
θ_i	Fraction volumique du constituant i	[/]
ρ	Masse volumique apparente humide	[kg.m ⁻³]
ρ_i	Masse volumique apparente du constituant i	[kg.m ⁻³]
ρ_i^*	Masse volumique spécifique du constituant i	[kg.m ⁻³]
ρ_{res}	Masse volumique apparente résiduelle de l'eau	[kg.m ⁻³]
ρ_{sat}	Masse volumique apparente de l'eau à saturation	[kg.m ⁻³]
σ^{jk}	Tenseur de contraintes de Cauchy	[Pa]
σ_i^{jk}	Tenseur de contraintes attaché au constituant i	[Pa]
σ_z	Contrainte totale verticale	[Pa]
σ_x	Contrainte totale radiale	[Pa]
$\sigma_z - \sigma_x$	Contrainte déviatorique en conditions triaxiales de révolution	[Pa]
$\sigma_z - p_g^*$	Contrainte nette verticale	[Pa]
$\sigma_x - p_g^*$	Contrainte nette radiale	[Pa]
$(\sigma_z - p_g^*)_L$	Contrainte nette verticale limite	[Pa]
σ_s	Tension superficielle	[Pa.m]
ψ	Densité d'énergie libre massique du milieu	[J.m ⁻³]
ψ_i	Densité d'énergie libre massique du constituant i	[J.m ⁻³]
Ω	Volume total	[m ³]
Ω_i	Volume de la phase i	[m ³]

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Ce travail présente une contribution à l'étude du transport d'eau et de la rhéologie dans le cas de sols non saturés à différentes températures. Il s'intègre dans une thématique de recherche plus vaste intitulée « Thermo-hydro-mécanique des milieux granulaires » développée au sein du Laboratoire de Mécanique et Génie Civil de l'Université Montpellier II.

Les sols tiennent une place importante dans notre environnement en tant que support de multiples activités. Les transports de matière qui s'y produisent ou encore leurs déformations et ruptures sont autant de problèmes qui mobilisent de nombreux chercheurs dans les domaines des sciences du sol, de l'environnement et de la géotechnique. Dans le cas des sciences du sol, le développement et la pérennité des espèces végétales (arbres, plantes, etc.) reposent sur l'alimentation continue en eau chargée d'éléments nutritifs. Dans les zones arides ou semi-arides, les problèmes de gestion des ressources fait appel à la modélisation du transport de matière pour lutter contre la désertification. Dans le cas de la géotechnique, il est communément admis que la présence d'eau dans les couches superficielles doit être prise en compte dans les différents calculs de dimensionnement des ouvrages au contact du sol. Pour ce dernier cas, la maîtrise de la rhéologie des sols saturés et non saturés est un problème de première importance pour le constructeur. En effet, il s'agit de prévoir les déformations qui constituent, lorsqu'elles sont excessives, un vecteur de désordres se traduisant par l'endommagement voire la ruine de constructions. Ces désordres peuvent se traduire dans les cas extrêmes par des glissements de terrain, liés le plus souvent à des phénomènes d'écoulements d'eau, conduisant à des ruptures d'ouvrages divers (barrages, digues, etc.). Il apparaît alors évident que l'étude du couplage entre le transport de matière et la rhéologie est un passage obligé afin de proposer des outils de prévision fiables mis à la disposition des domaines cités ci-dessus.

Dans le cas de l'étude du transport d'eau dans les sols, la littérature est relativement abondante selon que le matériau est saturé ou non saturé mais le domaine de teneur en eau reste souvent restreint. Il est effectivement rare de voir une étude impliquant les transports d'eau couvrant tous les domaines hydriques de l'état saturé à l'état quasiment sec. Dans le cas de l'étude de la rhéologie des sols saturés et non saturés, la littérature propose de nombreux modèles permettant de prévoir le comportement des sols sous l'action d'une désaturation ou d'un remouillage.

Toutefois, dans le cas où l'on est en présence de variations de température importantes, ces outils sont à revisiter à la lumière de l'influence de la température sur les différents phénomènes de transport en rapport avec le comportement mécanique des sols et ce en conditions non saturées. Les études portant sur l'influence de la température sur le comportement mécanique des sols saturés ont pris un essor considérable depuis plusieurs décennies. Actuellement, ces recherches s'articulent le plus souvent autour des problèmes occasionnés par le stockage de déchets radioactifs en formations géologiques profondes, mais les applications peuvent concerner tous les milieux poreux soumis à des gradients thermiques d'origines diverses (structures géothermiques). Dans le cas de sols à faible profondeur, on peut citer l'enfouissement de câbles électriques à haute tension, le stockage de déchets divers et notamment domestiques. À ces profondeurs, l'hypothèse d'un sol complètement saturé n'est pas toujours admissible et il faut alors prendre en compte le degré de saturation.

Par conséquent, l'étude des couplages thermo-hydro-mécaniques dans les sols est indispensable pour la compréhension et l'atténuation de ces phénomènes. C'est en partie le pari pris dans ce travail de thèse qui s'attache à apporter un éclairage nouveau sur l'influence de la température sur certains aspects du transport d'eau et de la rhéologie dans un sol non saturé. L'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution à l'étude de ces couplages thermo-hydro-mécaniques.

La **partie I** est consacrée à la modélisation du transport de matière et à la rhéologie des sols non saturés. Dans une description macroscopique, les sols sont considérés comme la superposition de quatre milieux continus : le squelette solide, l'eau liquide, la vapeur d'eau et l'air. Les phénomènes pris en compte dans cette étude sont la déformation du squelette solide, la conduction de chaleur, la filtration des phases liquide et gazeuse, la diffusion de vapeur et d'air au sein de la phase gazeuse et le changement de phase liquide-vapeur. À partir du second principe de la thermodynamique, l'écriture de l'inégalité de Clausius-Duhem permet d'obtenir les lois phénoménologiques de transport : loi de Fourier (conduction de chaleur), loi de Darcy généralisée (filtration de phases), loi de Fick (diffusion) et la loi de changement de phase. L'écriture de cette inégalité fait également apparaître un terme dissipatif lié au comportement thermo-hydro-mécanique. L'étude du comportement thermo-poro-élastique en imposant la nullité de ce terme dissipatif a été l'objectif de nombreux travaux. Dans le but d'établir une loi de comportement thermo-poro-élastoplastique, on s'intéresse ici à l'évolution de la surface de charge sous l'effet de la température pour un sol non saturé. On se propose enfin, dans un dernier paragraphe, de donner les éléments décrivant l'état de contraintes dans les sols et de présenter les modélisations de la surface de charge pour les sols non saturés en conditions isothermes.

La **partie II** est consacrée à la présentation des matériaux et à la description des dispositifs expérimentaux utilisés pour étudier les couplages thermo-hydro-mécaniques. Deux types de sols ont servi de support aux différentes études expérimentales, le sable limoneux argileux et l'argile plastique. Les dispositifs expérimentaux, l'appareil triaxial thermique, la plaque de pression en température et le banc de sorption en température sont décrits. On s'attache à donner les modifications et les améliorations apportées à l'appareil triaxial thermique. La plaque de pression et le banc de sorption, quant à eux, ont été mis au point pour permettre la caractérisation hydrique des sols. On donne les principes de fonctionnement de ces dispositifs.

La **partie III** est consacrée à l'étude du transport d'eau à différentes températures. On s'intéresse dans cette partie à l'influence de la température sur le comportement hydrique des sols non saturés. Dans cet objectif, deux approches ont été utilisées. La première, appelée approche « globale », est issue des lois de transport d'eau établies lors de la modélisation du transport de matière. Elle permet de déterminer un coefficient de transport « global » d'eau sur la quasi-totalité du domaine hydrique. La seconde, appelée approche par la courbe caractéristique, est empruntée aux travaux réalisés par Fredlund et al. (1994). Elle permet de déterminer un coefficient relatif de perméabilité tant que la phase liquide reste continue. À partir de ces résultats, on propose une comparaison de ces deux approches.

La **partie IV** est consacrée à l'étude de la surface de charge à différentes températures. On s'intéresse dans cette partie à l'influence de la température sur le comportement mécanique des sols saturés et non saturés et plus particulièrement à l'évolution de la surface de charge avec la température. Dans cet objectif, une revue bibliographique a été entreprise. Elle montre qu'une augmentation de température affecte sensiblement le comportement thermo-hydro-mécanique et, qu'en particulier, elle réduit le domaine élastique, zone pour laquelle la stabilité des ouvrages est assurée. Ces études ont été entreprises principalement dans le cas des argiles. Ici, l'originalité de ce travail est d'étudier l'influence de la température sur un sol grenu (sable limoneux argileux). On présente les résultats expérimentaux obtenus avec l'appareil triaxial thermique et on propose une interprétation des tendances observées par des considérations microscopiques.

Une conclusion permet de faire la synthèse des différents résultats obtenus au cours de ce travail à la fois sur l'aspect transport de matière et sur l'aspect rhéologie. Des perspectives, à court et moyen termes, permettront de souligner quelques priorités relatives à la poursuite de ce travail, à la fois sur les plans instrumental, expérimental et théorique.

PARTIE I

Modélisation du transport de matière et rhéologie des sols non saturés

I. Modélisation du transport de matière et rhéologie des sols non saturés

En règle générale, pour comprendre les phénomènes observables, il faut s'intéresser à leurs sources, points de départ qui conduisent à leurs naissances. En toute rigueur, l'approche à l'échelle atomique est l'échelle fondamentale dans l'explication et la compréhension des phénomènes physiques. Cependant, il est difficile de pousser l'analyse dans le cas de milieux poreux, à ce degré de détail ; tant la géométrie et la diversité des phénomènes sont complexes. Pour ces raisons, il paraît toujours judicieux de choisir une échelle adaptée à l'étude envisagée.

Pour ce qui concerne les milieux poreux, il existe deux échelles couramment adoptées. D'une part, l'échelle dite « microscopique » et, d'autre part, l'échelle dite « macroscopique ». La première permet d'étudier les phénomènes à l'échelle des pores et ainsi de mettre en évidence les mécanismes élémentaires qui s'y développent. La seconde permet de considérer le milieu poreux tel un milieu hétérogène pouvant être défini, à l'échelle de l'observation, comme la superposition de milieux continus distincts en équilibre localement et en interaction mutuelle globalement au sein d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER). C'est cette dernière échelle qui sera considérée par la suite. Néanmoins, on fera appel à l'échelle microscopique pour tenter d'expliquer certains résultats expérimentaux.

À l'échelle macroscopique, on peut distinguer deux approches. D'une part, l'approche par macroscopisation [Whitaker, 1999] qui permet de définir des variables de description d'un milieu multiphasique dispersé par la prise de moyenne de variables microscopiques. D'autre part, l'approche phénoménologique [Truesdell & Toupin, 1960] qui consiste à appliquer les principes de la Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI) et de la Mécanique des Milieux Continus (MMC) afin d'établir les relations qui régissent les phénomènes observables. C'est cette dernière approche qui sera adoptée dans cette étude.

Dans cette partie, on présente les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes liés au transport de matières et à la rhéologie des sols non saturés. Cette partie s'appuie essentiellement sur la base d'une revue bibliographique ciblée et des travaux antérieurs au sein du Laboratoire de Mécanique et Génie Civil. Tout d'abord, on s'attachera à la description d'un sol non saturé en présentant les variables et les paramètres décrivant l'état d'un sol. Ensuite, on établira un modèle de transfert de matière et d'énergie dans un sol non saturé en prenant en compte l'influence simultanée des actions thermique, hydrique et mécanique par une approche phénoménologique. Puis, on développera les lois de transport découlant des relations phénoménologiques obtenues par cette modélisation. Enfin, on présentera les travaux effectués et les modélisations proposées par différents auteurs sur le comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés.

I.1. Description d'un sol non saturé

Un sol non saturé est un milieu triphasique constitué d'une phase solide, d'une phase liquide et d'une phase gazeuse. Ces phases peuvent être, elles-mêmes, considérées comme constituées d'un ou de plusieurs composants chimiques différents que l'on désignera naturellement par le terme « constituant ». Dans cette étude, le sol est considéré comme la superposition de quatre milieux continus en interaction (figure I.1.1). Il comprend une phase solide constituée de grains solides formant le squelette poreux, une phase liquide occupant partiellement l'espace poral et une phase gazeuse composée par un mélange d'air et de vapeur.

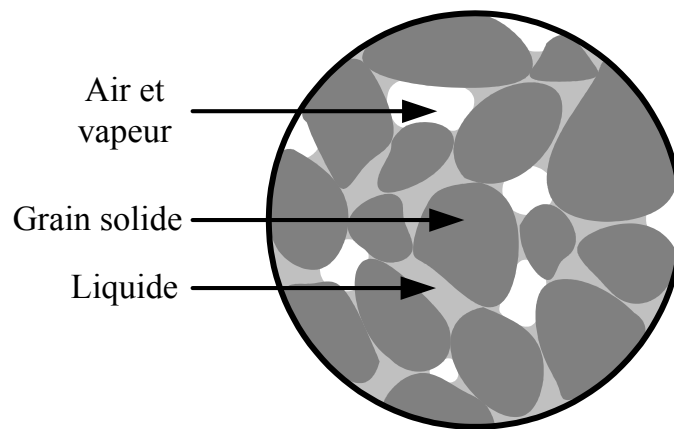


Figure I.1.1 : Représentation schématique d'un sol non saturé.

I.1.1. Phénomènes pris en compte

On s'intéresse dans cette étude aux cinq interactions ci-dessous pouvant agir au sein du Volume Élémentaire Représentatif (figure I.1.2) :

- Déformation du squelette,
- Conduction de chaleur : le phénomène de conduction s'attache aux échanges de chaleur entre les phases solide, liquide et gazeuse et au sein de ces phases,
- Filtration des phases à travers le squelette solide : le phénomène de filtration caractérise le mouvement des phases liquide et gazeuse à travers le squelette poreux,
- Diffusion de constituants au sein de la phase gazeuse : le phénomène de diffusion se rapporte au mouvement de l'air et de la vapeur au sein de la phase gazeuse,
- Changement de phase liquide-vapeur : le phénomène de changement de phase correspond au passage d'un état liquide à l'état vapeur (réciproquement d'un état vapeur à l'état liquide) du constituant liquide (réciproquement vapeur).

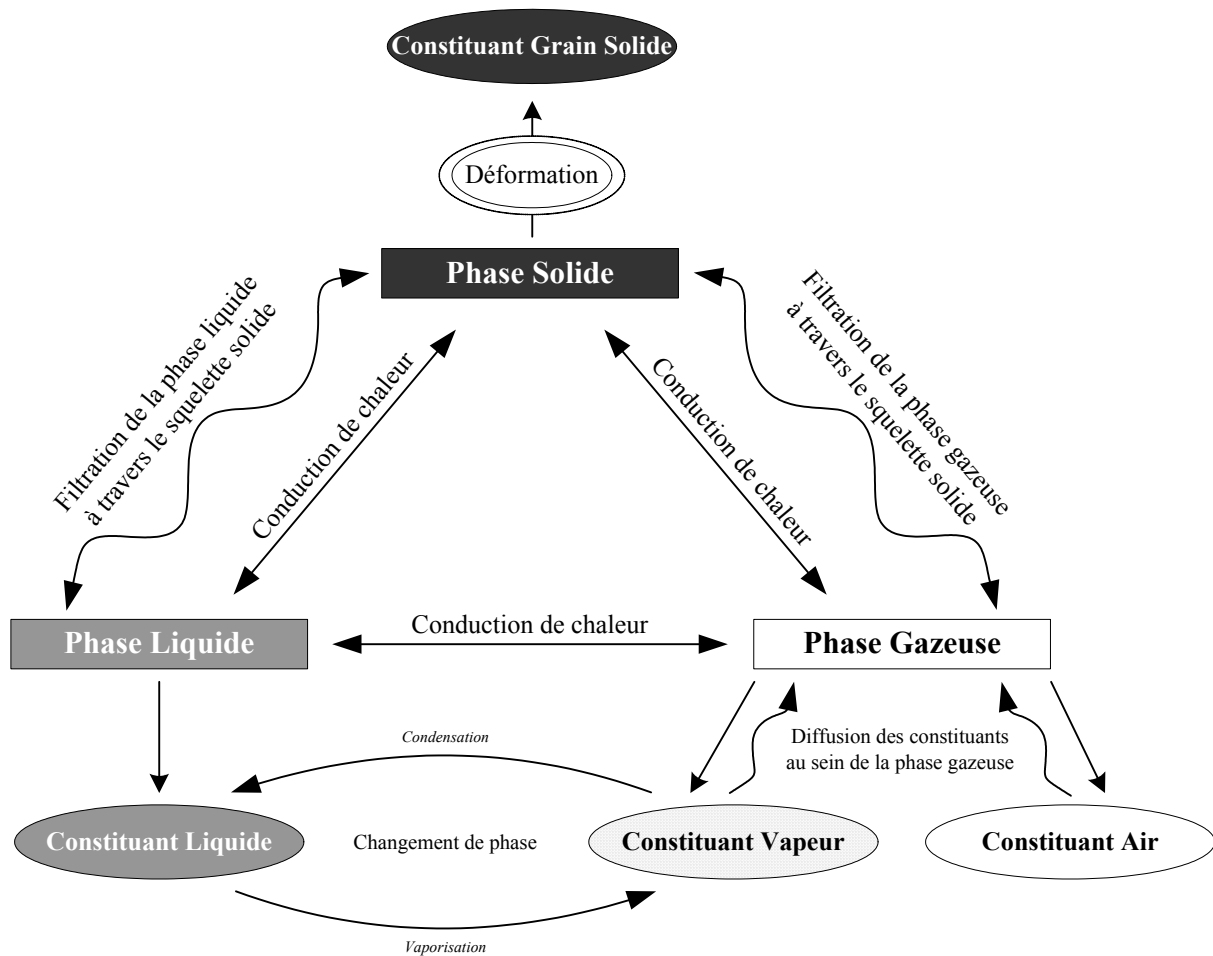


Figure I.1.2 : Phénomènes pris en compte dans cette étude.

I.1.2. Hypothèses simplificatrices

Dans cette étude, on admet les hypothèses suivantes :

- La température est localement identique dans toutes les phases qui sont finement imbriquées,
- Les constituants liquide, air et vapeur se comportent comme des fluides parfaits. Cette hypothèse implique que l'état de contraintes macroscopique des phases fluides peut-être décrit par l'intermédiaire des pressions à l'échelle des pores,
- La matière ne donne lieu à aucune réaction chimique. Seul le changement de phase liquide-vapeur sera pris en compte. Cette hypothèse implique que les phénomènes de dissolution, de cristallisation, etc. ne sont pas pris en compte.

I.1.3. Conventions et notations

Afin de simplifier les notations, on adopte la convention de sommation implicite d'Einstein. Les exposants j et k sont utilisés pour les composantes d'une variable vectorielle (j ou k) ou d'une variable tensorielle (jk ou kj). Comme il a été signalé en introduction, le sol peut être considéré comme la superposition de quatre milieux continus (les constituants solide, liquide, air et vapeur). Par souci de simplification, on occultera la nature de la phase à laquelle appartient le constituant qui sera identifié par un indice i . Cet indice sera noté s pour le constituant solide, l pour le constituant liquide, a pour le constituant air et v pour le constituant vapeur. Pour une grandeur X attachée à un constituant i , on notera X_i une variable scalaire, X_i^k la $k^{\text{ième}}$ composante d'une variable vectorielle et X_i^{kj} la $kj^{\text{ième}}$ composante d'une variable tensorielle.

La dérivation, le gradient et la divergence d'une grandeur X_i attachée à un constituant i seront symbolisés par les opérateurs suivants :

$\frac{d_i X_i}{dt}$, la dérivation de la grandeur X_i par rapport au temps suivant le mouvement du

constituant i ,

$(X_i)_{,k}$, la $k^{\text{ième}}$ composante du gradient de la variable scalaire X_i ,

$(X_i^k)_{,j}$, la $kj^{\text{ième}}$ composante du gradient de la variable vectorielle $\vec{X}_i$,

$(X_i^k)_{,k}$, la divergence de la variable vectorielle $\vec{X}_i$,

$(X_i^{kj})_{,k}$, la $j^{\text{ième}}$ composante de la divergence de la variable tensorielle $\overline{\overline{X}}_i$.

Avec ces conventions et notations, le théorème de la divergence (théorème d'Ostrogradsky) s'écrira :

$$\oint_{\Gamma} X_i^k n^k d\Gamma = \int_{\Omega} (X_i^k)_{,k} d\Omega, \text{ pour une variable vectorielle,}$$

$$\oint_{\Gamma} X_i^{jk} n^k d\Gamma = \int_{\Omega} (X_i^{jk})_{,k} d\Omega, \text{ pour une variable tensorielle.}$$

I.1.4. Variables d'analyse

Pour modéliser le comportement d'un sol sous l'effet de chargements thermo-hydro-mécaniques, il convient de définir toutes les variables d'état et tous les paramètres nécessaires à la description thermodynamique du milieu.

A- Masses volumiques

Tout d'abord, on présente les variables d'état associées aux variations massiques de chaque constituant à l'intérieur du VER (tableau I.1). Ici, il convient de distinguer deux définitions de masses volumiques :

- La première, appelée masse volumique apparente du constituant i (notée ρ_i) qui représente la masse de matière associée à chaque constituant i par unité de volume total Ω ,
- La seconde, appelée masse volumique spécifique du constituant i (notée ρ_i^*) qui représente la masse de matière associée à chaque constituant i par unité de volume Ω_i du constituant i .

En notant m_s , m_l , m_a et m_v respectivement les masses solide, liquide, air et vapeur ainsi que m_g la masse gazeuse, on peut écrire les relations suivantes (avec $\Omega_a = \Omega_v = \Omega_g$) :

Eléments	Masse volumique apparente ρ_i	Masse volumique spécifique ρ_i^*
Solide (s)	$\rho_s = \frac{m_s}{\Omega}$	$\rho_s^* = \frac{m_s}{\Omega_s}$
Liquide (l)	$\rho_l = \frac{m_l}{\Omega}$	$\rho_l^* = \frac{m_l}{\Omega_l}$
Air (a)	$\rho_a = \frac{m_a}{\Omega}$	$\rho_a^* = \frac{m_a}{\Omega_a} = \frac{m_a}{\Omega_g}$
Vapeur (v)	$\rho_v = \frac{m_v}{\Omega}$	$\rho_v^* = \frac{m_v}{\Omega_v} = \frac{m_v}{\Omega_g}$
Gaz (g=a+v)	$\rho_g = \rho_a + \rho_v$	$\rho_g^* = \rho_a^* + \rho_v^*$
VER	$\rho = \sum_i \rho_i$	

Tableau I.1 : Définition des différentes masses volumiques.

On définit également les fractions volumiques θ_i associées à chaque constituant i par :

$$\theta_i = \frac{\Omega_i}{\Omega} = \frac{\rho_i}{\rho_i^*} \quad (\text{I. 1})$$

B- Variables cinématiques

Il convient également de définir les variables cinématiques et de déformation du sol. Dans cette étude, on s'intéresse plus particulièrement à la déformation du squelette solide. Pour cette raison, la description macroscopique adoptée privilégie la cinématique du squelette et, par conséquent, les mouvements des fluides interstitiels sont définis par rapport à ce dernier ([Biot, 1972], [Coussy, 1991], [Lassabatère, 1994] et [Devillers, 1998]). À l'instant t , le vecteur position d'une particule solide, assimilée à un point du domaine, est décrit par la transformation :

$$x_s^k = x_s^k(\vec{X}_s, t) \quad (\text{I. 2})$$

où x_s^k est la $k^{\text{ième}}$ composante du vecteur position actuel fonction du vecteur position $\vec{X}_s$ de référence et du temps t .

La cinématique d'une particule solide est décrite à partir de la donnée de la vitesse $v_s^k(\vec{X}_s, t)$ de la particule du squelette coïncidant avec le point géométrique par son vecteur de position (I. 2) à chaque instant t :

$$v_s^k(\vec{X}_s, t) = \frac{d_s x_s^k(\vec{X}_s, t)}{dt} \quad (\text{I. 3})$$

On définit le tenseur « taux de déformation eulérien » d^{kj} du squelette solide dans le cas de transformations infinitésimales par :

$$d^{kj} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_s^k}{\partial x_s^j} + \frac{\partial v_s^j}{\partial x_s^k} \right) \quad (\text{I. 4})$$

Le choix de privilégier le squelette du point de vue de la cinématique du milieu conduit à décrire le mouvement des fluides interstitiels en termes de mouvements relatifs au squelette [Lassabatère, 1994]. On note alors v_l^k et v_g^k les composantes des vitesses apparentes moyennes respectivement des phases liquide et gazeuse au sein du VER. Le phénomène physique associé à la filtration des phases liquide et gazeuse, par rapport au mouvement du squelette, est décrit par [Devillers, 1998] :

➤ Le flux de filtration J_l^k de la phase liquide par rapport au mouvement du squelette :

$$J_l^k = \rho_l (v_l^k - v_s^k) \quad (\text{I. 5})$$

➤ Le flux de filtration J_g^k de la phase gazeuse par rapport au mouvement du squelette :

$$J_g^k = \rho_g (v_g^k - v_s^k) \quad (\text{I. 6})$$

I.1. Description d'un sol non saturé

De même, on note v_a^k et v_v^k les composantes des vitesses apparentes moyennes respectivement des constituants air et vapeur au sein de la phase gazeuse. Le phénomène physique associé à la diffusion des constituants air et vapeur, par rapport au mouvement de la phase gazeuse, est décrit par [Devillers, 1998] :

➤ Le flux de diffusion J_a^k du constituant air par rapport au mouvement de la phase gazeuse :

$$J_a^k = \rho_a (v_a^k - v_g^k) \quad (\text{I. 7})$$

➤ Le flux de diffusion J_v^k du constituant vapeur par rapport au mouvement de la phase gazeuse :

$$J_v^k = \rho_v (v_v^k - v_g^k) \quad (\text{I. 8})$$

La vitesse apparente moyenne de la phase gazeuse v_g^k est définie comme étant la vitesse barycentrique massique de ses constituants air et vapeur :

$$\rho_g v_g^k = \rho_a v_a^k + \rho_v v_v^k \quad (\text{I. 9})$$

Par conséquent, étant données les définitions des flux de diffusion de l'air (I. 7) et de la vapeur (I. 8), la relation (I. 9) conduit à :

$$J_a^k + J_v^k = 0 \quad (\text{I. 10})$$

Les accélérations apparentes des constituants sont définies par les dérivées suivant le mouvement des constituants [Devillers, 1998] :

$$\gamma_i^k(\vec{x}_i, t) = \frac{d_i v_i^k(\vec{x}_i, t)}{dt} = \frac{\partial v_i^k(\vec{x}_i, t)}{\partial t} + v_{i,j}^k v_i^j \quad (\text{I. 11})$$

C- Variables thermodynamiques

On introduit les variables thermodynamiques énergie interne et entropie.

La densité massique d'énergie interne d'un constituant i est notée e_i . La densité volumique d'énergie interne d'un constituant i est par définition le produit $\rho_i e_i$. La densité volumique d'énergie interne étant une variable extensive, la densité volumique d'énergie interne totale est donnée par :

$$\rho e = \sum_i \rho_i e_i \quad (\text{I. 12})$$

La densité massique d'entropie d'un constituant i est notée s_i . La densité volumique d'entropie d'un constituant i est par définition le produit $\rho_i s_i$. La densité volumique d'entropie étant une variable extensive, la densité volumique d'entropie totale est donnée par :

$$\rho s = \sum_i \rho_i s_i \quad (\text{I. 13})$$

I.2. Équations de bilans

Ce paragraphe est consacré à l'écriture des différents bilans des variables extensives : masses, quantité de mouvement, énergie totale et entropie. Pour exprimer les équations de bilans, il faut être en mesure d'évaluer la variation dans le temps infinitésimal dt d'une grandeur physique attachée à tous les constituants contenus à l'instant t dans un volume Ω [Coussy, 1991].

Considérons une grandeur physique $F(t)$ et sa densité volumique $f(x,t)$ associée, on a alors la relation suivante :

$$F(t) = \int_{\Omega} f(x,t) d\Omega \quad (\text{I. 14})$$

Soient également le taux de densité volumique R échangé avec l'extérieur et le taux de densité surfacique r échangé avec l'extérieur à travers la frontière du domaine Ω . Alors, l'équation générale des bilans s'écrit sous la forme :

$$\frac{DF(t)}{Dt} = \int_{\Omega} R d\Omega + \int_{\Gamma} r d\Gamma \quad (\text{I. 15})$$

La nature additive de la densité volumique $f(x,t)$ permet de l'écrire comme la somme des densités $f_i(x,t)$ associées à chaque constituant i contenu dans le volume Ω . Par conséquent, la dérivée matérielle d'une grandeur $F(t)$ pendant le temps infinitésimal Dt est égale à la somme des dérivées matérielles des quantités de cette grandeur attachées aux constituants dans leurs mouvements respectifs. Mathématiquement, on écrit :

$$\frac{DF(t)}{Dt} = \frac{D}{Dt} \left[\int_{\Omega} \left(\sum_i f_i(x,t) \right) d\Omega \right] = \sum_i \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f_i(x,t)}{\partial t} + (f_i v_i^k)_{,k} \right) d\Omega \quad (\text{I. 16})$$

Dans le cas particulier de cette étude, le sol est composé de grains solides, d'un liquide, d'air et de vapeur, on peut donc écrire :

$$\begin{cases} f(x,t) = f_s(x,t) + f_l(x,t) + f_a(x,t) + f_v(x,t) \\ f_g(x,t) = f_a(x,t) + f_v(x,t) \end{cases} \quad (\text{I. 17})$$

Les dérivées totales par rapport au temps sont toutes définies par rapport aux particules du squelette solide du Volume Élémentaire Représentatif. On utilise alors les relations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{d_s f_i(x,t)}{dt} = \frac{\partial f_i(x,t)}{\partial t} + (f_i(x,t))_{,k} v_s^k \\ \frac{d_s f_i(x,t)}{dt} + f_i(x,t) v_{s,k}^k = \frac{\partial f_i(x,t)}{\partial t} + (f_i(x,t) v_s^k)_{,k} \end{cases} \quad (\text{I. 18})$$

Ainsi, la dérivée matérielle d'une grandeur $F(t)$ par rapport aux particules du squelette solide s'exprime sous la forme (annexe I.A.1) :

$$\begin{aligned} \frac{DF(t)}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\frac{d_s f(x,t)}{dt} + f(x,t) v_{s,k}^k \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_l(x,t) \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_g(x,t) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left(f_v(x,t) \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_a(x,t) \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I. 19})$$

La décomposition de la densité $f(x,t)$ permet de mettre en évidence tous les phénomènes pris en compte. En effet, d'après la forme de la relation (I.19), la dérivée matérielle d'une intégrale de volume s'interprète comme la somme de cinq termes. Le premier terme représente la dérivée matérielle de toute la grandeur physique $F(t)$ considérée, attachée aux particules du squelette solide. Les deuxième et troisième termes expriment des flux de filtration des phases liquide et gazeuse dans leurs mouvements relatifs au squelette solide. Les quatrième et cinquième termes traduisent des flux de diffusion de la vapeur et de l'air dans leurs mouvements relatifs à la phase gazeuse. Par la suite, cette équation générale de la dérivée matérielle d'une grandeur $F(t)$ servira à développer les équations de bilans de masses, de quantité de mouvement, d'énergie totale et d'entropie.

I.2. Équations de bilans

I.2.1. Bilans de masses

Dans cette étude, le volume Ω de masse m contient, à l'instant t , la masse m_s de squelette solide, la masse m_l de liquide, la masse m_a d'air et la masse m_v de vapeur. Chacune de ces grandeurs physiques est associée respectivement aux masses volumiques apparentes solide ρ_s , liquide ρ_l , air ρ_a et vapeur ρ_v . En présence de changement de phase entre l'état liquide et l'état vapeur, on notera C_l l'apport de masse du constituant liquide au constituant vapeur par unité de temps et de volume du milieu. Grâce à la relation (I. 19), on peut écrire les équations de bilan de masse de chacun des constituants (annexe I.A.2).

Pour la masse solide :

$$\frac{d_s \rho_s}{dt} + \rho_s v_{s,k}^k = 0 \quad (\text{I. 20})$$

Pour la masse liquide :

$$\frac{d_s \rho_l}{dt} + \rho_l v_{s,k}^k + J_{l,k}^k + C_l = 0 \quad (\text{I. 21})$$

Pour la masse d'air :

$$\frac{d_s \rho_a}{dt} + \rho_a v_{s,k}^k + \left(\rho_a \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + J_{a,k}^k = 0 \quad (\text{I. 22})$$

Pour la masse de vapeur :

$$\frac{d_s \rho_v}{dt} + \rho_v v_{s,k}^k + \left(\rho_v \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + J_{v,k}^k - C_l = 0 \quad (\text{I. 23})$$

Les relations (I. 20) à (I. 23) conduisent au bilan de masse totale :

$$\frac{d_s \rho}{dt} + \rho v_{s,k}^k + J_{l,k}^k + J_{g,k}^k = 0 \quad (\text{I. 24})$$

Les relations (I. 22) et (I. 23) conduisent au bilan de masse de la phase gazeuse :

$$\frac{d_s \rho_g}{dt} + \rho_g v_{s,k}^k + J_{g,k}^k - C_l = 0 \quad (\text{I. 25})$$

I.2.2. Bilan de quantité de mouvement

Soit P^j la quantité de mouvement définie par :

$$P^j = \int_{\Omega} \left(\sum_i \rho_i v_i^j \right) d\Omega = \int_{\Omega} \left(\rho_s v_s^j + \rho_l v_l^j + \rho_a v_a^j + \rho_v v_v^j \right) d\Omega \quad (\text{I. 26})$$

Par ailleurs, en vue d'établir le bilan de quantité de mouvement, on doit définir les actions existantes au niveau du domaine Ω . Une hypothèse classique en Mécanique des Milieux Continus consiste à considérer que les efforts extérieurs agissant sur ce domaine sont, d'une part, des forces de volume F^j par unité de masse et, d'autre part, des forces de surface f^j par unité de surface. Les forces f^j sont des actions locales de contact produites sur la surface infinitésimale $d\Gamma$ de l'élément de volume Ω . Le bilan de quantité de mouvement se traduit par :

$$\frac{DP^j}{Dt} = \int_{\Omega} \rho F^j d\Omega + \int_{\Gamma} f^j d\Gamma \quad (\text{I. 27})$$

À l'aide de la définition de la dérivée matérielle (I.19) et des bilans de masses (I.20) à (I.25), on aboutit à la relation suivante (annexe I.A.3) :

$$\begin{aligned} \frac{DP^j}{Dt} = & \int_{\Omega} \left[\rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} \right] d\Omega + \int_{\Omega} \left[(J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j \right] d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left[\left(\frac{J_l^j J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} \right] d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I. 28})$$

Si n^k est le vecteur unitaire normal extérieur à la surface $d\Gamma$, on peut montrer l'existence du tenseur de contraintes totales de Cauchy σ^{jk} tels que ([Germain, 1974] et [Coussy, 1991]) :

$$\sigma^{jk} n^k d\Gamma = f^j d\Gamma \quad (\text{I. 29})$$

I.2. Équations de bilans

En transformant l'intégrale de surface en intégrale de volume (théorème de la divergence), on obtient l'équation de bilan de quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \rho F^j + \sigma^{jk}{}_{,k} = \rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} + (J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j \\ + \left(\frac{J_l^j J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} \end{aligned} \quad (\text{I. 30})$$

Cette relation (I.30) fait apparaître le bilan de quantité de mouvement d'un milieu continu simple appliqué au squelette. On trouve également les termes traduisant l'influence du mouvement relatif aux phases liquide et gazeuse par rapport au mouvement du squelette et des constituants air et vapeur par rapport au mouvement de la phase gazeuse.

I.2.3. Bilan d'énergie totale (Premier principe de la Thermodynamique)

Le bilan d'énergie totale est obtenu en appliquant le premier principe de la thermodynamique au système matériel contenu dans le volume Ω à l'instant t : « *Pour tout domaine matériel Ω du système considéré et dans les évolutions réelles, la dérivée matérielle de l'énergie totale est égale à la somme des puissances des efforts extérieurs exercés sur le système et du taux de chaleur reçu par le système* » [Coussy, 1991]. En notant K l'énergie cinétique, E l'énergie interne, W la puissance des efforts extérieurs et Q le taux de chaleur reçu, l'expression du premier principe s'écrit :

$$\frac{D(K + E)}{Dt} = W + Q \quad (\text{I. 31})$$

Par la suite, les différents termes de cette expression (I.31) sont développés séparément (annexe I.A.4).

A- Énergie cinétique

L'énergie cinétique K est définie par :

$$2K = \int_{\Omega} \left(\sum_i \rho_i v_i^j v_i^j \right) d\Omega = \int_{\Omega} \left(\rho_s v_s^j v_s^j + \rho_l v_l^j v_l^j + \rho_a v_a^j v_a^j + \rho_v v_v^j v_v^j \right) d\Omega \quad (\text{I. 32})$$

À l'aide de la définition de la dérivée matérielle (I.19) et des bilans de masses (I.20) à (I.25), on arrive à l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \frac{DK}{Dt} = & \int_{\Omega} \left[\rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} \right] v_s^j d\Omega + \int_{\Omega} \left[(J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j \right] v_s^j d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left[\left(\frac{J_l^j J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} \right] v_s^j d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left[J_l^j \gamma_l^j + J_g^j \gamma_g^j + J_a^j \gamma_a^j + J_v^j \gamma_v^j \right] d\Omega - \frac{1}{2} \int_{\Omega} \left[\frac{J_l^j J_l^j}{\rho_l \rho_l} - \left(\frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{\rho_v \rho_v} \right) \right] C_l d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I. 33})$$

B- Énergie interne

L'énergie interne E est définie par :

$$E = \int_{\Omega} \left(\sum_i \rho_i e_i \right) d\Omega = \int_{\Omega} (\rho_s e_s + \rho_l e_l + \rho_a e_a + \rho_v e_v) d\Omega \quad (\text{I. 34})$$

À l'aide de la définition de la dérivée matérielle (I.19) et des bilans de masses (I.20) à (I.25), on établit l'expression suivante :

$$\frac{DE}{Dt} = \int_{\Omega} \left[\rho \frac{d_s e}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} e \right] d\Omega + \int_{\Omega} \left[(e_l J_l^k)_{,k} + (e_g J_g^k)_{,k} + (e_a J_a^k)_{,k} + (e_v J_v^k)_{,k} \right] d\Omega \quad (\text{I. 35})$$

C- Puissance des efforts extérieurs

La puissance des efforts extérieurs exercés sur le volume Ω peut être décomposée en une somme de puissances associées à chaque constituant i du VER de la façon suivante :

$$W = \int_{\Omega} \left(\sum_i \rho_i v_i^j F^j \right) d\Omega + \int_{\Gamma} \left(\sum_i v_i^j f^j \right) d\Gamma \quad (\text{I. 36})$$

I.2. Équations de bilans

Sous la forme (I.29), le tenseur des contraintes totales de Cauchy ne fait pas la distinction entre les contraintes supportées par les éléments constitutifs du volume Ω . Si on admet que les efforts surfaciques sont repris en moyenne par les constituants du milieu suivant la fraction volumique qu'ils occupent, on peut adopter la décomposition du tenseur de contraintes comme suit [Coussy, 1991] :

$$\sigma^{jk} = \frac{\rho_s}{\rho_s^*} \sigma_s^{jk} + \frac{\rho_l}{\rho_l^*} \sigma_l^{jk} + \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \sigma_a^{jk} + \frac{\rho_v}{\rho_v^*} \sigma_v^{jk} \quad (\text{I. 37})$$

Un tenseur de contraintes σ_i^{jk} pour un constituant i peut être décomposé de la manière suivante :

$$\sigma_i^{jk} = S_i^{jk} + \Pi_i^{jk} \quad (\text{I. 38})$$

où S_i^{jk} et Π_i^{jk} sont respectivement les parties sphérique et déviatorique du tenseur de contraintes σ_i^{jk} .

En ce qui concerne les fluides (liquide, gaz, air et vapeur), le tenseur des contraintes peut se mettre sous la forme [Germain, 1986] :

$$\sigma_i^{jk} = -p_i^* \delta^{jk} + \Pi_i^{jk} \quad \forall i=l,g,a,v \quad (\text{I. 39})$$

avec p_i^* la contrainte moyenne à l'échelle des pores déterminée complètement par l'état thermodynamique, δ^{jk} le symbole de Kronecker (1 pour $j=k$ et 0 pour $j \neq k$) et Π_i^{jk} le tenseur déviatorique rendant compte des effets de la viscosité du constituant i . La présence du signe « moins » devant la contrainte moyenne est liée à la convention de signe de la Mécanique des Milieux Continus qui impose la traction positive.

Étant donnée l'hypothèse que les fluides sont supposés parfaits, l'équation (I.39) devient :

$$\sigma_i^{jk} = -p_i^* \delta^{jk} \quad \forall i=l,g,a,v \quad (\text{I. 40})$$

On peut alors écrire la puissance des efforts extérieurs sous la forme :

$$\begin{aligned} W = & \int_{\Omega} (\rho v_s^j + J_l^j + J_g^j) F^j d\Omega + \int_{\Omega} (\sigma^{jk} v_s^j)_{,k} d\Omega \\ & - \int_{\Omega} \left(\frac{p_l^*}{\rho_l^*} J_l^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_g^*}{\rho_g^*} J_g^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_a^*}{\rho_a^*} J_a^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_v^*}{\rho_v^*} J_v^k \right)_{,k} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I. 41})$$

D- Taux de chaleur reçu

Le taux de chaleur reçu Q par le milieu en l'absence de chaleur extérieure au système s'exprime classiquement par le flux de chaleur par conduction q^j à la surface $d\Gamma$ du volume considéré.

$$Q = - \int_{\Gamma} q^j n^j d\Gamma = - \int_{\Omega} (q^j)_{,j} d\Omega \quad (\text{I. 42})$$

E- Bilan d'énergie totale

L'écriture des lois de la thermodynamique nécessite une hypothèse supplémentaire. En effet, la thermodynamique classique a pour objectif de comparer uniquement des états d'équilibre d'un système sans se préoccuper des transformations continues du système en mouvement qui constitue l'intérêt de la Mécanique des Milieux Continus. Le terme « thermodynamique » prête à confusion dès lors que l'on étudie des systèmes en mouvement ne pouvant être définis qu'à l'équilibre. La problématique est alors : « Comment modéliser un système en évolution ne connaissant a priori que ses états d'équilibre ? ».

L'hypothèse de l'état local répond au problème en supposant que, bien que le système soit en mouvement, les évolutions peuvent être assimilées à une succession d'états d'équilibres [Huet, 1979]. Sous l'hypothèse de l'état local et grâce à l'application des transformations de Legendre appliquées à la fonction d'état énergie interne massique, on définit un nouveau potentiel thermodynamique (la densité d'enthalpie massique $h_i(e_i, p_i^*)$) qui est, par construction, une fonction d'état [Guggenheim, 1965] :

$$h_i(e_i, p_i^*) = e_i + \frac{p_i^*}{\rho_i^*} \quad (\text{I. 43})$$

À l'aide des quatre développements (I.33), (I.35), (I.41), (I.42) et de l'équation de bilan de quantité de mouvement (I.30), on déduit l'équation générale de bilan d'énergie totale (I.44). Ce bilan tient compte de la définition de l'enthalpie massique (I.43) des constituants i et de celle du taux de déformation (I.4).

$$\begin{aligned} \sigma^{jk} d^{jk} - q^j_{,j} = & \left(\rho \frac{d_s e}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} e \right) + \left((h_l J_l^k)_{,k} + (h_g J_g^k)_{,k} + (h_a J_a^k)_{,k} + (h_v J_v^k)_{,k} \right) \\ & + (J_l^j (\gamma_l^j - F^j) + J_g^j (\gamma_g^j - F^j) + J_v^j (\gamma_v^j - \gamma_a^j)) \\ & - \frac{1}{2} C_l \left(\frac{J_l^j J_l^j}{\rho_l \rho_l} - \left(\frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{\rho_v \rho_v} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{I. 44})$$

I.2.4. Bilan d'entropie (Second principe de la Thermodynamique)

Le bilan d'entropie est donné par l'application du second principe de la thermodynamique (ou inégalité de Clausius-Duhem) : « *Il existe un repérage universel de température, fonction positive, appelée température absolue et notée T , et une fonction de l'état thermodynamique du système étudié, fonction additive et appelée entropie, telles que pour tout système matériel Ω du système considéré et à tout instant t , la dérivée matérielle de l'entropie contenue dans le sous système est supérieure ou égale au taux d'entropie* » [Coussy, 1991]. En notant S l'entropie, l'expression du second principe s'écrit :

$$\frac{DS}{Dt} \geq - \int_{\Omega} \left(\frac{q^j}{T} \right)_{,j} d\Omega \quad (\text{I. 45})$$

L'entropie S est définie par :

$$S = \int_{\Omega} \left(\sum_i \rho_i s_i \right) d\Omega = \int_{\Omega} (\rho_s s_s + \rho_l s_l + \rho_a s_a + \rho_v s_v) d\Omega \quad (\text{I. 46})$$

À l'aide de la définition de la dérivée matérielle (I.19) et des bilans de masses (I.20) à (I.25), on établit la relation suivante (annexe I.A.5) :

$$\frac{DS}{Dt} = \int_{\Omega} \left[\rho \frac{ds}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} s \right] d\Omega + \int_{\Omega} \left[(s_l J_l^k)_{,k} + (s_g J_g^k)_{,k} + (s_a J_a^k)_{,k} + (s_v J_v^k)_{,k} \right] d\Omega \quad (\text{I. 47})$$

En raison du postulat de l'état local supposé vérifié pour tout fluide $i=l, g, a$ et v appartenant à l'élément de volume Ω considéré et en choisissant de décrire le problème thermodynamique par les variables d'état de pression p_i^* et de température T (variables externes contrôlables), on utilise les définitions des densités d'énergie libre massique $\psi_i(e_i, T)$ et d'enthalpie libre massique $g_i(p_i^*, T)$ dans les développements théoriques [Guggenheim, 1965] :

$$\psi_i(e_i, T) = e_i - Ts_i \quad (\text{I. 48})$$

$$g_i(p_i^*, T) = h_i - Ts_i = e_i + \frac{p_i^*}{\rho_i} - Ts_i \quad (\text{I. 49})$$

Pour ce qui concerne l'enthalpie libre massique $g_i(p_i^*, T)$, on a les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial g_i}{\partial p_i^*} \right)_{T, e_i} = \frac{1}{\rho_i^*} \\ \left(\frac{\partial g_i}{\partial T} \right)_{p_i^*, e_i} = -s_i \quad \forall i=l, g, a, v \\ g_{i,k} = -s_i T_{,k} + \frac{p_{i,k}^*}{\rho_i^*} \end{array} \right. \quad (\text{I. 50})$$

À l'aide de la définition des potentiels thermodynamiques (I.48) et (I.49), du bilan d'énergie totale (I.44) et des bilans de masses (I.20) à (I.25), on obtient l'expression suivante :

$$\begin{aligned} & -\frac{d_s \rho \psi}{dt} + (\rho_l g_l + \rho_g g_g - \rho \psi) v_{s,k}^k - \rho s \frac{d_s T}{dt} + g_l \frac{d_s \rho_l}{dt} + g_a \frac{d_s \rho_a}{dt} + g_v \frac{d_s \rho_v}{dt} + \sigma^{jk} d^{jk} \\ & - J_l^j \left(\frac{p_{l,j}^*}{\rho_l^*} - F^j + \gamma_l^j \right) - J_g^j \left(\frac{p_{g,j}^*}{\rho_g^*} - F^j + \gamma_g^j \right) - J_v^j \left(\frac{p_{v,j}^*}{\rho_v^*} + \gamma_v^j - \left(\frac{p_{a,j}^*}{\rho_a^*} + \gamma_a^j \right) \right) \\ & + C_l \left(g_l + \frac{J_l^j J_l^j}{2 \rho_l \rho_l} - \left(g_v + \frac{J_g^j J_g^j}{2 \rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{2 \rho_v \rho_v} \right) \right) - \frac{q^j T_{,j}}{T} \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{I. 51})$$

Cette équation traduit la dissipation ϕ par unité de volume du milieu initial. Dans cette étude, le bilan d'entropie (I.51) fait apparaître six termes dissipatifs de natures différentes :

➤ Une dissipation intrinsèque ϕ_l faisant intervenir l'entropie massique s , l'enthalpie libre massique g et la densité massique d'énergie libre ψ :

$$\begin{aligned} \phi_l = & -\frac{d_s \rho \psi}{dt} + (\rho_l g_l + \rho_g g_g - \rho \psi) v_{s,k}^k - \rho s \frac{d_s T}{dt} \\ & + g_l \frac{d_s \rho_l}{dt} + g_a \frac{d_s \rho_a}{dt} + g_v \frac{d_s \rho_v}{dt} + \sigma^{jk} d^{jk} \end{aligned} \quad (\text{I. 52})$$

➤ Une dissipation ϕ_2 associée au phénomène de conduction de chaleur dans le milieu :

$$\phi_2 = -\frac{q^j T_{,j}}{T} \quad (\text{I. 53})$$

I.2. Équations de bilans

- Une dissipation ϕ_3 associée au phénomène de filtration de la phase liquide :

$$\phi_3 = -J_l^j \left(\frac{p_{l,j}^*}{\rho_l^*} - F^j + \gamma_l^j \right) \quad (\text{I. 54})$$

- Une dissipation ϕ_4 associée au phénomène de filtration de la phase gazeuse :

$$\phi_4 = -J_g^j \left(\frac{p_{g,j}^*}{\rho_g^*} - F^j + \gamma_g^j \right) \quad (\text{I. 55})$$

- Une dissipation ϕ_5 associée au phénomène de diffusion des constituants air et vapeur au sein de la phase gazeuse :

$$\phi_5 = -J_v^j \left(\frac{p_{v,j}^*}{\rho_v^*} + \gamma_v^j - \left(\frac{p_{a,j}^*}{\rho_a^*} + \gamma_a^j \right) \right) \quad (\text{I. 56})$$

- Une dissipation ϕ_6 associée au phénomène de changement de phase entre l'état liquide et l'état vapeur :

$$\phi_6 = C_l \left(g_l + \frac{J_l^j J_l^j}{2\rho_l \rho_l} - \left(g_v + \frac{J_g^j J_g^j}{2\rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{2\rho_v \rho_v} \right) \right) \quad (\text{I. 57})$$

Ces dissipations seront utilisées par la suite pour établir les relations phénoménologiques qui définissent la loi de comportement thermo-hydro-mécanique (I.52) et les lois de transport de matière ((I.53) à (I.57)).

I.3. Lois de transport

Le taux de production interne d'entropie ϕ/T associé à la dissipation ϕ par unité de volume peut être interprété comme la somme de produits de forces thermodynamiques, notées F_p^j , par les flux généralisés, notés J_p^j , relatifs à chaque phénomène p pris en compte.

$$\frac{\phi}{T} = \sum_p F_p^j J_p^j \quad (\text{I. 58})$$

La force thermodynamique F_p^j , qui est associée au $p^{\text{ième}}$ phénomène particulier, est considérée comme l'action principale qui provoque le phénomène. Le flux généralisé J_p^j , qui est la manifestation apparente du phénomène p , peut être perçu comme l'effet induit par l'ensemble des forces.

Les lois de transport sont obtenues à partir des relations phénoménologiques (I.53) à (I.57). Ces relations peuvent être mises en évidence en admettant qu'au voisinage de l'équilibre, les flux et les forces ne sont pas indépendants puisque ces relations s'annulent identiquement à l'équilibre. On admet alors qu'il existe une relation linéaire qui exprime chaque flux en fonction de chacune des forces thermodynamiques susceptibles de les engendrer. Cependant, pour un système isotrope à l'équilibre, cette approximation linéaire n'est possible que dans le cas où les flux et les forces sont de même nature tensorielle. Ce résultat, issu directement de l'algèbre tensorielle, est plus connu sous l'appellation de loi ou principe de Curie [Lebon & Mathieu, 1981]. On obtient alors une relation dite phénoménologique :

$$J_p^j = L_p^{jk} F_p^j + \sum_{n \neq p} L_n^{jk} F_n^j \quad (\text{I. 59})$$

où L_p^{jk} est le tenseur des coefficients phénoménologiques propres au phénomène prépondérant p considéré et L_n^{jk} le tenseur des coefficients phénoménologiques de couplages dus aux phénomènes $n \neq p$. F_p^j et F_n^j correspondent respectivement à la force prépondérante et aux forces de couplages engendrant le flux J_p^j .

Précisons qu'une telle écriture nécessite également que les forces et les flux soient linéairement dépendants. Établies dans un contexte précis, les conditions de réciprocité ou relations d'Onsager (1931) permettent de limiter le nombre de ces coefficients en soumettant les effets croisés à une symétrie $L_n^{jk} = L_n^{kj}$ pour tous les phénomènes n .

I.3. Lois de transport

Dans cette étude, étant donnée la complexité du problème, on admet que seule la force prépondérante F_p^j engendre le flux J_p^j . Cette hypothèse de découplage des phénomènes impose que soient satisfaites des inégalités plus fortes que celle demandée par le seul second principe de la thermodynamique. L'inégalité de Clausius-Duhem implique que la dissipation totale ϕ doit être supérieure ou égale à zéro alors que le découplage induit que chaque dissipation ϕ_p doit être supérieure ou égale à zéro. En d'autres termes, on suppose, par exemple, que le gradient de température n'aura aucune influence sur le transport des constituants et réciproquement, les gradients de pressions interstitielles n'auront aucune influence sur la conduction de chaleur. D'après la relation (I.59), ceci se traduit par :

$$J_p^j = L_p^{jk} F_p^j \quad (\text{I. 60})$$

Compte tenu de ces hypothèses, on peut développer les différentes relations phénoménologiques apparaissant dans l'équation de bilan d'entropie (I.51). Par la suite, on admet que les propriétés physiques du sol sont isotropes :

$$L_p^{jk} = L_p \delta^{jk} \quad (\text{I. 61})$$

où L_p est un coefficient phénoménologique scalaire attaché au phénomène p .

I.3.1. Loi de conduction de la chaleur (Loi de Fourier)

La loi de conduction de chaleur se déduit de (I.53) en écrivant :

$$\frac{\phi_2}{T} = -\frac{T_{,j}}{T^2} q^j \quad (\text{I. 62})$$

La forme linéaire existante entre la force thermodynamique et le flux de conduction de chaleur est :

$$q^j = -L_q \frac{T_{,j}}{T^2} = -\lambda T_{,j} \quad (\text{I. 63})$$

où L_q est le coefficient phénoménologique lié à la conductivité thermique λ .

I.3.2. Loi de filtration de la phase liquide (Loi de Darcy généralisée)

La loi de filtration de la phase liquide à travers le squelette se déduit de (I.54) :

$$\frac{\phi_3}{T} = -\frac{I}{T} \left(\frac{p_{l,j}^*}{\rho_l^*} - F^j + \gamma_l^j \right) J_l^j \quad (\text{I. 64})$$

La forme linéaire existante entre la force thermodynamique et le flux de filtration de la phase liquide à travers le squelette est :

$$J_l^j = -\frac{L_l}{T} \left(\frac{p_{l,j}^*}{\rho_l^*} - F^j + \gamma_l^j \right) \quad (\text{I. 65})$$

où L_l est le coefficient phénoménologique lié au transport par filtration de la phase liquide.

Le terme γ_l^j correspond à l'accélération phénoménologique de la phase liquide. Ce terme permet de prendre en compte les différents régimes et domaines d'écoulements susceptibles de se produire au sein du sol. Dans le cadre de cette étude, on fait l'hypothèse que les accélérations de la phase liquide sont négligeables devant le terme de pression de la phase liquide. Le terme F^j correspond à la force engendrée par l'accélération de la pesanteur notée g^j .

On peut alors en déduire la loi de filtration de la phase liquide sous la forme :

$$J_l^j = -\rho_l \frac{F_l}{T} (p_{l,j}^* + \rho_l^* g^j) \quad (\text{I. 66})$$

avec F_l le coefficient phénoménologique lié au transport convectif relatif à la phase liquide défini par :

$$F_l = \frac{L_l}{\rho_l \rho_l^*} \quad (\text{I. 67})$$

I.3.3. Loi de filtration de la phase gazeuse (Loi de Darcy généralisée)

La loi de filtration de la phase gazeuse à travers le squelette se déduit de (I.55) :

$$\frac{\phi_4}{T} = -\frac{I}{T} \left(\frac{p_{g,j}^*}{\rho_g^*} - F^j + \gamma_g^j \right) J_g^j \quad (\text{I. 68})$$

La forme linéaire existante entre la force thermodynamique et le flux de filtration de la phase liquide à travers le squelette est :

$$J_g^j = -\frac{L_g}{T} \left(\frac{p_{g,j}^*}{\rho_g^*} - F^j + \gamma_g^j \right) \quad (\text{I. 69})$$

où L_g est le coefficient phénoménologique lié au transport par filtration de la phase gazeuse.

Le terme γ_g^j correspond à l'accélération phénoménologique de la phase gazeuse. Ce terme permet de prendre en compte les différents régimes et domaines d'écoulements susceptibles de se produire au sein du sol. Dans cette étude, on fait l'hypothèse que les accélérations de la phase gazeuse sont négligeables devant le terme de pression de la phase gazeuse. Le terme F^j correspond à la force engendrée par l'accélération de la pesanteur notée g^j .

On peut alors en déduire la loi de filtration de la phase gazeuse sous la forme :

$$J_g^j = -\rho_g \frac{F_g}{T} \left(p_{g,j}^* + \rho_g^* g^j \right) \quad (\text{I. 70})$$

avec F_g le coefficient phénoménologique lié au transport convectif relatif à la phase gazeuse défini par :

$$F_g = \frac{L_g}{\rho_g \rho_g^*} \quad (\text{I. 71})$$

I.3.4. Loi de diffusion du constituant vapeur (Loi de Fick)

La loi de diffusion des constituants air et vapeur au sein de la phase gazeuse se déduit de (I.56) :

$$\frac{\phi_5}{T} = -\frac{1}{T} \left(\frac{p_{v,j}^*}{\rho_v^*} + \gamma_v^j - \left(\frac{p_{a,j}^*}{\rho_a^*} + \gamma_a^j \right) \right) J_v^j \quad (\text{I. 72})$$

Les termes γ_v^j et γ_a^j correspondent aux accélérations phénoménologiques des constituants vapeur et air appartenant à la phase gazeuse. Dans cette étude, on fait l'hypothèse que ces accélérations sont négligeables devant le terme lié aux pressions à l'échelle des pores. La forme linéaire existante entre la force thermodynamique et le flux de diffusion est :

$$J_v^j = -\frac{L_v}{T} \left(\frac{p_{v,j}^*}{\rho_v^*} - \frac{p_{a,j}^*}{\rho_a^*} \right) \quad (\text{I. 73})$$

où L_v est le coefficient phénoménologique lié au transport par diffusion de la vapeur en phase gazeuse.

Sous l'hypothèse que les constituants air et vapeur sont assimilables à des gaz parfaits, on utilise la relation suivante :

$$\rho_i^* = \frac{p_i^* M_i}{RT} \quad \forall i=g,a,v \quad (\text{I. 74})$$

où R est la constante des gaz parfaits et M_i la masse molaire du constituant i considéré.

La pression de la phase gazeuse p_g^* étant supposée uniforme et constante et en considérant la loi de Dalton ($p_g^* = p_a^* + p_v^*$), on retrouve la loi de Fick pour la vapeur sous la forme :

$$J_v^j = -D_v \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{v,j}^* \quad (\text{I. 75})$$

avec D_v le coefficient phénoménologique lié au transport diffusif de la vapeur d'eau dans la phase gazeuse défini par :

$$D_v = \frac{M_g R}{M_l M_a} \frac{L_v}{p_v^*} \quad (\text{I. 76})$$

I.3.5. Loi de changement de phase liquide-vapeur

La loi de changement de phase d'un état liquide à l'état vapeur et réciproquement se déduit de (I.57) :

$$\frac{\phi_6}{T} = \frac{C_l}{T} \left(g_l + \frac{J_l^j J_l^j}{2\rho_l \rho_l} - \left(g_v + \frac{J_g^j J_g^j}{2\rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{2\rho_v \rho_v} \right) \right) \quad (\text{I. 77})$$

La forme linéaire existante entre la force thermodynamique et le flux de changement de phase est :

$$C_l = \frac{L_{Cl}}{T} \left(g_l + \frac{J_l^j J_l^j}{2\rho_l \rho_l} - \left(g_v + \frac{J_g^j J_g^j}{2\rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{2\rho_v \rho_v} \right) \right) \quad (\text{I. 78})$$

où L_{Cl} est le coefficient phénoménologique lié au changement de phase liquide-vapeur.

D'après la relation (I.49) et les définitions des masses volumiques (tableau I.1), la densité volumique d'énergie interne $\rho_i e_i$ d'un constituant i peut se mettre sous la forme :

$$\rho_i e_i \Omega = m_i g_i - p_i^* \Omega_i + T \rho_i s_i \Omega \quad (\text{I. 79})$$

De l'équation (I.79), en prenant en compte un volume macroscopique unité ($\Omega=1$), découlent deux autres relations [Guggenheim, 1965] et [Bénet, 1981] :

➤ Relation intégrale de Gibbs :

$$\rho_i e_i = m_i g_i - p_i^* \Omega_i + T \rho_i s_i \quad (\text{I. 80})$$

➤ Relation de Gibbs :

$$d(\rho_i e_i) = g_i dm_i - p_i^* d\Omega_i + T d(\rho_i s_i) \quad (\text{I. 81})$$

L'écriture de la différentielle totale exacte de la densité volumique d'énergie interne $\rho_i e_i$ (I.80) donne :

$$d(\rho_i e_i) = m_i dg_i + g_i dm_i - p_i^* d\Omega_i - \Omega_i dp_i^* + T d(\rho_i s_i) + \rho_i s_i dT \quad (\text{I. 82})$$

Par combinaison des relations (I.81) et (I.82), on retrouve la relation de Gibbs-Duhem sous la forme :

$$m_i dg_i - \Omega_i dp_i^* + \rho_i s_i dT = 0 \quad (\text{I. 83})$$

En phase liquide, lors d'une transformation isotherme ($dT=0$), la relation (I.83) peut se mettre sous la forme :

$$dg_l = \frac{dp_l^*}{\rho_l^*} \quad (\text{I. 84})$$

L'enthalpie libre massique, dans le cas du constituant liquide, peut alors s'écrire sous la forme :

$$g_l = g_l^+(T) + \frac{p_l^*}{\rho_l^*} \quad (\text{I. 85})$$

où $g_l^+(T)$ est une constante qui ne dépend que de la température.

En phase vapeur, lors d'une transformation isotherme ($dT=0$) et sous l'hypothèse que la vapeur se comporte comme un gaz parfait (I.74), l'enthalpie libre massique de ce constituant s'écrit :

$$dg_v = \frac{dp_v^*}{\rho_v^*} = \frac{RT}{M_l} \frac{dp_v^*}{p_v^*} \quad (\text{I. 86})$$

L'enthalpie libre massique, dans le cas du constituant vapeur, peut alors s'écrire sous la forme :

$$g_v = g_v^+(T) + \frac{RT}{M_l} \ln\left(\frac{p_v^*}{p^+}\right) \quad (\text{I. 87})$$

où $g_v^+(T)$ est une constante qui ne dépend que de la température et p^+ une pression de référence.

À l'état d'équilibre thermodynamique, où la pression de vapeur régnante est $p_{v\acute{e}q}^*$, les enthalpies libres massiques du liquide et de la vapeur sont égales. On peut alors écrire d'après (I.87) :

$$g_l = g_v^+(T) + \frac{RT}{M_l} \ln\left(\frac{p_{v\acute{e}q}^*}{p^+}\right) \quad (\text{I. 88})$$

où $p_{v\acute{e}q}^*$ est définie par :

$$p_{v\acute{e}q}^* = HR(w).p_{vs}(T) \quad (\text{I. 89})$$

I.3. Lois de transport

D'après les relations (I.87), (I.88) et (I.89), le flux de changement de phase (I.78) peut s'écrire sous la forme :

$$C_l = -\frac{L_{Cl}}{T} \left(\frac{RT}{M_l} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) + \left(\frac{J_g^j J_g^j}{2\rho_g \rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{2\rho_v \rho_v} - \frac{J_l^j J_l^j}{2\rho_l \rho_l} \right) \right) \quad (I. 90)$$

En prenant en compte les flux de filtration des phases liquide (I.66) et gazeuse (I.70) ainsi que le flux de diffusion de la vapeur (I.75), le flux de changement de phase (I.90) peut se mettre sous la forme :

$$C_l = -\frac{L_{Cl}R}{M_l} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) - \frac{L_{Cl}}{2T} \left(\left(\frac{F_g}{T} (p_{g,j}^* + \rho_g^* g^j) \right)^2 + \left(\frac{D_v}{\theta_g \rho_v^*} \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{v,j}^* \right)^2 - \left(\frac{F_l}{T} (p_{l,j}^* + \rho_l^* g^j) \right)^2 \right) \quad (I. 91)$$

où θ_g est la fraction volumique de la phase gazeuse définie en (I.1).

Ce paragraphe a présenté les lois de transport de matière dans un sol non saturé. On va s'intéresser, dans le paragraphe suivant, au comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés.

I.4. Comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés

Les principaux traits du comportement thermo-poro-élastoplastique peuvent être caractérisés à travers la donnée de :

- Une loi de comportement thermo-poro-élastique vis-à-vis des différentes variables de chargements. Ce comportement est le plus souvent non linéaire et les caractéristiques thermo-poro-élastiques dépendent des variables d'état.
- Une surface de charge, frontière dans l'espace des variables intensives du domaine élastique. L'évolution de cette surface de charge (écrouissage) en fonction des variables d'état est un problème de très grande importance qui reste largement ouvert. Ceci est dû à la complexité des matériaux sols et à leur diversité ainsi qu'aux limitations actuelles des techniques expérimentales adaptées. La conséquence en est qu'il existe relativement peu d'études sur le sujet et les conclusions de la littérature restent en grande partie disjointes quand elles ne soulèvent pas de contradictions flagrantes.
- Une règle d'écoulement thermo-poro-plastique qui décrit l'évolution du milieu au-delà de la surface de charge.

À partir de l'écriture de la dissipation intrinsèque (I.52), Coussy (1989 et 1991) a établi les équations du comportement thermo-poro-élastique dans un cadre général. Devillers et al. (1996) et Devillers (1998) se sont intéressés plus particulièrement à l'écriture de la loi thermo-poro-élastique dans le cas d'un sol non saturé en conditions œdométriques. L'objectif de leur étude était, d'une part, de justifier thermodynamiquement la loi de comportement thermo-hydro-mécanique proposée par Saix (1991) et, d'autre part, de donner des correspondances entre les indices de compression (thermique, hydrique et mécanique) apparaissant dans cette loi et les paramètres de la loi de comportement thermo-poro-élastique théorique.

Comme il a été signalé plus haut, l'établissement d'une loi de comportement thermo-poro-élastoplastique complète demande encore beaucoup d'investigations pour différents types de sols et différents chemins de chargements dans l'espace des variables intensives. Le point de départ permettant de caractériser le comportement élastoplastique est de donner les évolutions possibles de la surface de charge en fonction de la succion et de la température.

I.4. Comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés

Les études portant sur l'influence de la succion sur le comportement élastoplastique sont relativement avancées. On se propose dans ce paragraphe, de donner un aperçu sur les résultats les plus marquants dans ce cadre. On donnera, dans un premier temps, des indications sur les variables décrivant l'état de contraintes dans un sol non saturé. On s'intéressera, ensuite, à la consolidation mécanique à succions constantes et à la consolidation hydrique à contraintes constantes. De multiples variantes de surface de charge en non saturé existent dans la littérature. Une étude bibliographique détaillée sur les origines, les avantages et les inconvénients, peut être consultée dans la thèse de Geiser (1999). En ce qui concerne la présente étude, deux modèles ont été retenus pour l'illustration de cet aspect, le modèle de Barcelone [Alonso et al., 1990] et le modèle de Lausanne [Geiser, 1999]. Ils seront présentés par la suite.

Par ailleurs, l'introduction de la température a été volontairement reportée à la partie IV de façon à garder une certaine cohérence dans la présentation de l'évolution de la surface de charge en fonction de la température qui s'appuie sur des aspects expérimentaux présentés à la partie II.

I.4.1. Variables décrivant l'état de contraintes d'un sol non saturé

A- Concept de contraintes effectives

Dans le cas des sols saturés, Terzaghi (1936) a introduit pour la première fois le concept de contraintes effectives σ'^{jk} comme la différence entre le tenseur de contraintes totales σ^{jk} et la pression interstitielle $p_e^* \delta^{jk}$. Dans le cas des sols non saturés, les premières études se sont attachées à définir une contrainte effective de façon similaire en introduisant la pression de la phase gazeuse $p_g^* \delta^{jk}$. Bishop (1959) a proposé une expression de la contrainte effective en faisant intervenir la contrainte nette $(\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk})$ et la succion $(p_g^* - p_e^*) \delta^{jk}$:

$$\sigma'^{jk} = (\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk}) + \chi(p_g^* - p_e^*) \delta^{jk} \quad (I. 92)$$

où χ est un coefficient compris entre 0 (sol sec) et 1 (sol saturé).

Bishop & Donald (1961) ont réalisé des essais triaxiaux afin de comparer les résultats obtenus en conditions non saturées à succion constante à ceux d'essais saturés. Ils montrent alors que le coefficient χ est dépendant du degré de saturation S_r du sol. Par la suite, plusieurs auteurs ont confondu ce coefficient avec le degré de saturation dans la relation (I.92). Cependant, Jennings & Burland (1962) et Bishop & Blight (1963) montrent que ce

coefficient dépend également de l'état de contraintes appliqué au matériau. Ce sujet continue de susciter beaucoup d'intérêt chez les chercheurs travaillant sur les sols non saturés. D'autres expressions de la contrainte effective en non saturé ont été proposées ([Verbrugge, 1978], [Lassabatère, 1994] et [Loret & Khalili, 2002]).

B- Choix de variables indépendantes

Étant donnée la difficulté de définir une contrainte effective unique dans les sols non saturés, Coleman (1962) a suggéré d'utiliser un jeu de deux variables indépendantes pour représenter les contraintes au cours d'un essai triaxial. Par la suite, Matyas & Radhakrishna (1968) et Fredlund & Morgenstern (1976) ont adopté cette approche, en particulier en ce qui concerne la compressibilité et la consolidation des sols non saturés. Ainsi, Fredlund (1979) a montré qu'il existe trois choix possibles pour ces variables correspondant aux trois combinaisons utilisables entre σ^{jk} , $p_e^* \delta^{jk}$ et $p_g^* \delta^{jk}$:

$$\begin{aligned} (1) &\rightarrow [(\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk}); (p_g^* - p_e^*) \delta^{jk}] \\ (2) &\rightarrow [(\sigma^{jk} - p_e^* \delta^{jk}); (p_g^* - p_e^*) \delta^{jk}] \\ (3) &\rightarrow [(\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk}); (\sigma^{jk} - p_e^* \delta^{jk})] \end{aligned} \quad (I. 93)$$

En règle générale, la première combinaison est la plus utilisée pour décrire le comportement des sols non saturés et ceci pour deux raisons :

- La première est que la pression p_g^* est la plupart du temps maintenue à la pression atmosphérique ce qui simplifie l'expression de la contrainte nette $(\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk})$,
- La seconde est que la variable scalaire $(p_g^* - p_e^*)$, qui correspond à la succion, a une signification physique bien établie.

Les premiers travaux sur la consolidation des sols non saturés ([Matyas & Radhakrishna, 1968] et [Fredlund & Morgenstern, 1976]) se sont attachés à définir à partir d'un état initial caractérisé par (e_0, w_0) , des surfaces d'état de la forme :

$$\begin{cases} e = f[(\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk}); (p_g^* - p_e^*)] \\ w = g[(\sigma^{jk} - p_g^* \delta^{jk}); (p_g^* - p_e^*)] \end{cases} \quad (I. 94)$$

Ces auteurs en concluent que ces surfaces d'état ne peuvent être définies que pour des déformations et des variations de volume d'eau monotones. Par la suite, Fredlund (1979) propose une extension au cas non saturé de la courbe de compressibilité usuellement admise dans le cas saturé. Il présente deux relations exprimant respectivement la variation de l'indice

des vides $\Delta e = e - e_0$ et la variation de teneur en eau massique $\Delta w = w - w_0$ en fonction des variables contrainte nette et succion qui s'écrivent en conditions œdométriques où la contrainte nette verticale est notée $\sigma_z - p_g^*$:

$$\Delta e = -C_m \log \left[\frac{[\sigma_z - p_g^*]_f}{[\sigma_z - p_g^*]_i} \right] - C_h \log \left[\frac{[p_g^* - p_e^*]_f}{[p_g^* - p_e^*]_i} \right] \quad (\text{I. 95})$$

$$\Delta w = -D_m \log \left[\frac{[\sigma_z - p_g^*]_f}{[\sigma_z - p_g^*]_i} \right] - D_h \log \left[\frac{[p_g^* - p_e^*]_f}{[p_g^* - p_e^*]_i} \right] \quad (\text{I. 96})$$

où C_m et C_h sont respectivement les indices de compression mécanique et hydrique, D_m et D_h les indices de teneur en eau relatifs respectivement à la contrainte nette et à la succion.

C- Variables contraintes moyenne et déviatorique

De nombreux auteurs ont étudié l'influence de la succion sur la consolidation mécanique et l'influence de l'état de contraintes sur la consolidation hydrique. Afin d'étudier le comportement des sols, le jeu de variables couramment utilisé comporte, la contrainte nette moyenne p , la contrainte déviatorique q et la succion s définies, en conditions triaxiales de révolution, par :

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{3}(\sigma_1 + 2\sigma_3) - p_g^* \\ q &= \sigma_1 - \sigma_3 \\ s &= p_g^* - p_e^* \end{aligned} \quad (\text{I. 97})$$

où σ_1 et σ_3 correspondent respectivement aux contraintes principales majeure et mineure ($\sigma_2 = \sigma_3$) du tenseur de contraintes σ^{jk} ($\sigma^{jk} = 0$ pour $j \neq k$), verticale pour la première et radiale pour la seconde.

Dans ce contexte, plusieurs études sont réalisées dans des conditions isotropes qui correspondent à une contrainte déviatorique q nulle et une contrainte nette moyenne p qui devient égale à la contrainte nette isotrope souvent notée $\sigma_1 - p_g^*$.

I.4.2. Consolidation mécanique à succions constantes

Lors d'un chargement mécanique isotrope à différentes succions constantes, les résultats montrent généralement que le comportement volumique est marqué par deux tendances principales (figure I.4.1) ([Alonso et al., 1987], [Vicol, 1990], [Cui & Delage, 1996], [Chen et al., 1999], etc.) :

- Une augmentation de la limite élastique avec la succion. Cette limite est caractérisée par la pression de préconsolidation $p_0(s)$. Cette augmentation est principalement due à l'action de la succion sur les ménisques intergranulaires qui renforcent la cohésion du sol,
- Un raidissement avec l'augmentation de la succion principalement dans la zone où le comportement est plastique. Ce raidissement est caractérisé par une diminution de l'indice de compression plastique avec l'augmentation de la succion.

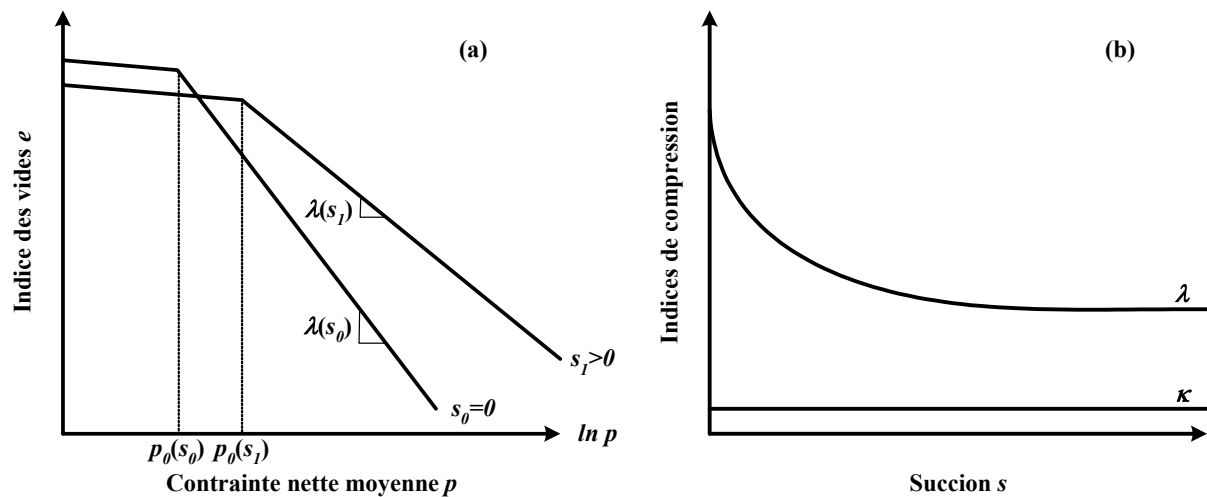


Figure I.4.1 : Influence de la succion sur (a) les courbes de compression mécanique et (b) les indices de compression élastique κ et plastique λ (d'après Alonso et al. (1987)).

Cependant, si l'augmentation de la contrainte de préconsolidation avec la succion est admise par tous, le raidissement avec la succion ne fait pas l'unanimité. En fait, cette évolution dépend, entre autres, de la nature du sol étudié [Cuisinier, 2002], du mode de compactage ([Wheeler & Sivakumar, 1995], [Sivakumar & Wheeler, 2000] et [Wheeler & Sivakumar, 2000]) et du chemin de chargement [Cui, 1993].

I.4.3. Consolidation hydrique à contraintes constantes

Lors d'un chargement hydrique à différentes contraintes constantes, les résultats montrent que l'état de contraintes initial est un élément déterminant ([Alonso et al., 1987] et [Fleureau, 1992]). Fleureau et al. (1993) ont effectué des essais de consolidation hydrique sur onze sols argileux. Les observations ont été les suivantes :

- **Dans le cas normalement consolidé**, il apparaît que les déformations sont irréversibles dans le domaine saturé, et réversibles dans le domaine non saturé (figure I.4.2 (a), (b) et (c)). Ils observent que la succion seuil, notée s_{sl} , définissant le passage d'un état plastique à l'état élastique est légèrement supérieure à la succion d'entrée d'air (figure I. 4.2 (c) et (d)) et peut-être corrélée à la limite de retrait w_{sl} . Cette limite de retrait est définie comme étant la teneur en eau du sol saturé correspondant à l'indice des vides final du sol après passage à l'étuve (figure I. 4.2 (a)).
- **Dans le cas surconsolidé**, si la contrainte de préconsolidation n'est pas trop élevée, les résultats montrent que le sol suit d'abord un chemin quasi-élastique au début du chargement et rejoint la courbe normalement consolidée dans le domaine saturé (figure I. 4.2 (b) et (d)).

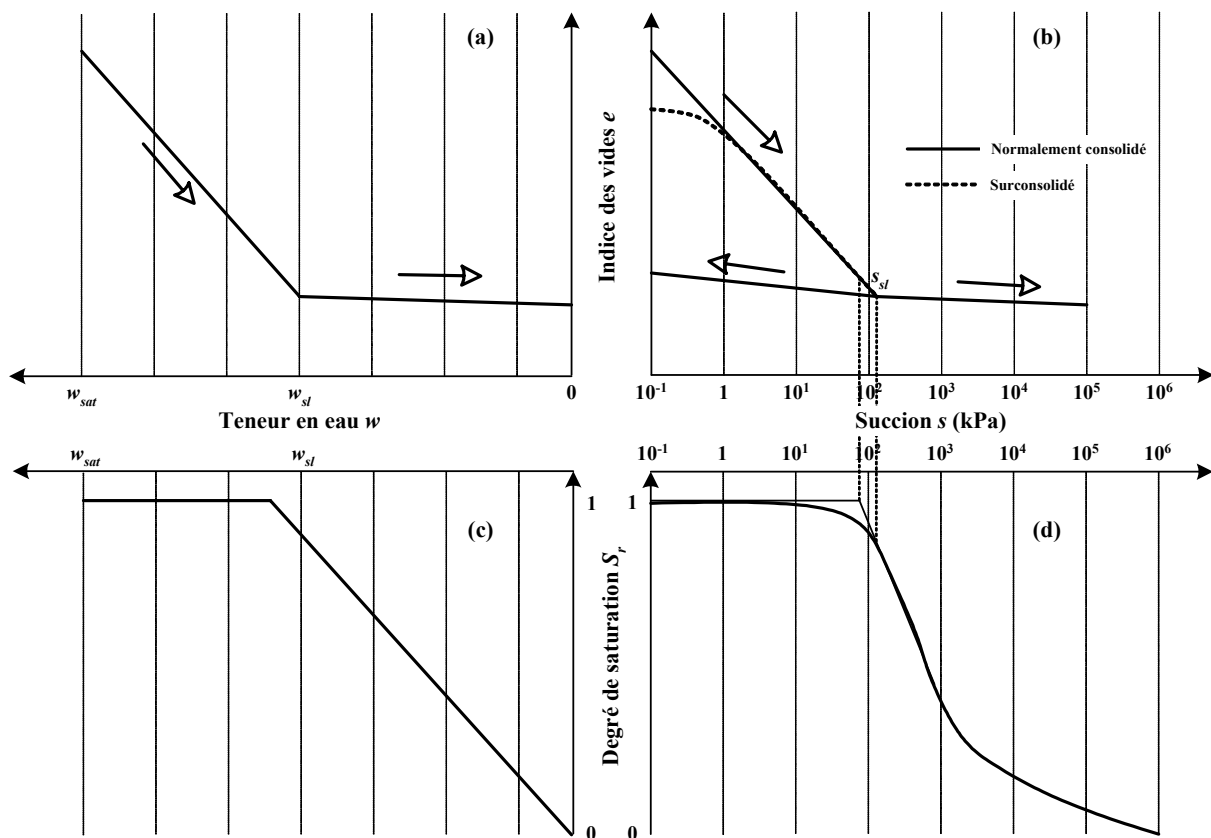


Figure I.4.2 : Schématisation du comportement obtenu par Fleureau et al. (1993). Evolution de l'indice des vides et du degré de saturation avec la teneur en eau ((a) et (c)), et la succion ((b) et (d)).

Dans le cas d'une kaolinite compactée, Alonso et al. (1987) montrent que, lors d'une consolidation hydrique proche de la saturation, le comportement est d'abord élastique jusqu'à une succion limite s_L puis devient plastique au-delà de cette valeur seuil. Ils interprètent cette succion limite comme étant la succion la plus forte qu'a connu le sol au cours de son histoire par analogie avec la contrainte limite de préconsolidation dans le cas d'un chargement mécanique (figure I.4.3). La figure I.4.2 (b) présentée par Fleureau et al. (1993) montre la même tendance sur la courbe en pointillés (cas surconsolidé). Ainsi, la phase plastique décrite par Alonso et al. (1990) serait similaire à la phase initiale irréversible observée par Fleureau et al. (1993) dans le cas des sols normalement consolidés. Le palier quasi-élastique, qui n'est mis pas en évidence par Alonso et al. (1990), devrait être alors obtenu pour des succions supérieures à la succion de retrait.

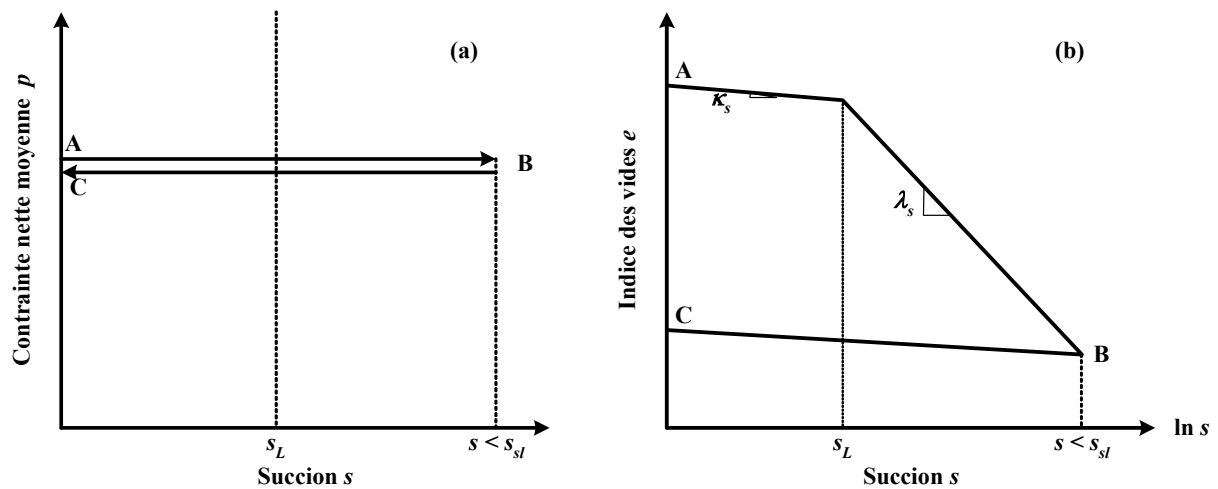


Figure I.4.3 : Schématisation du comportement proposé par Alonso et al. (1990).

Ces résultats mettent en évidence l'effet d'une densification mécanique sur la réponse du sol lors d'un chargement hydrique. Le compactage préalable d'un sol tend à repousser le point d'entrée d'air et la limite de retrait vers des valeurs de succions plus fortes.

I.4.4. Les modèles de surface de charge

De nombreux modèles élastoplastiques du comportement hydro-mécanique des sols ont été proposés. Dans cette étude, on s'est intéressé à deux modèles, celui de Barcelone [Alonso et al., 1990] et celui de Lausanne [Geiser, 1999]. On se propose dans ce paragraphe de présenter ces deux modèles de surface de charge.

A- Le modèle de Barcelone

Le modèle de Barcelone est une extension au cas non saturé du modèle de Cam-Clay Modifié développé à l'université de Cambridge [Roscoe & Burland, 1968] initialement pour les sols argileux (d'où le nom, Cam pour Cambridge et Clay pour argile).

Dans l'espace des contraintes (p, q, s) , ce modèle définit un domaine élastique délimité par deux surfaces de charge correspondantes au seuil élastique d'une part, lors d'un chargement mécanique à succions constantes et, d'autre part, lors d'un chargement hydrique à contraintes mécaniques constantes (figure I.4.4).

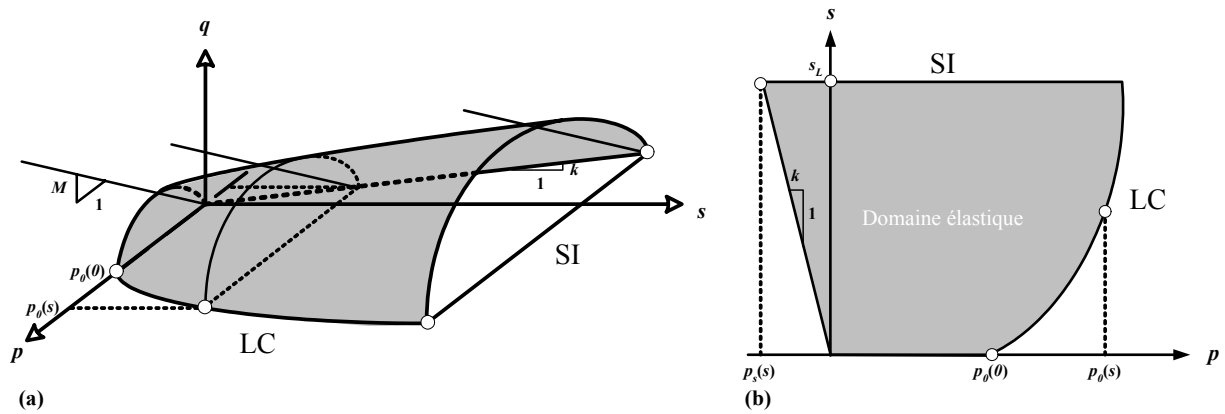


Figure I.4.4 : Schématisation de la surface de charge proposée par Alonso et al. (1990)
((a) dans l'espace (p, q, s) et (b) dans le plan (p, s)).

Surface de charge « mécanique »

L'équation de la première surface, dans l'espace des contraintes (p, q, s) , s'exprime par :

$$q^2 - M^2(p + p_s(s))(p_\theta(s) - p) = 0 \quad (\text{I. 98})$$

où M est la pente de la droite d'état critique, $p_s(s)$ et $p_\theta(s)$ sont deux paramètres du modèle dépendant de la succion s .

Le paramètre $p_0(s)$ est la contrainte de préconsolidation isotrope pour une succion s . Il permet de prendre en compte d'une part, l'augmentation de la pression de consolidation avec la succion lors d'un chargement mécanique (figure I.4.5 (a)) et, d'autre part, le phénomène d'effondrement sous charge mécanique observé lors du remouillage du sol (figure I.4.5 (b)). Dans le plan des contraintes (p,s) , cette fonction, nommée Loading-Collapse, est définie par :

$$\frac{p_0(s)}{p^c} = \left(\frac{p_0(0)}{p^c} \right)^{\frac{\lambda(0)-\kappa}{\lambda(s)-\kappa}} \quad (\text{I. 99})$$

où p^c est la pression de référence, $p_0(0)$ est la contrainte de préconsolidation isotrope en conditions saturées, κ est l'indice de gonflement (ou indice de compression élastique), $\lambda(s)$ et $\lambda(0)$ sont respectivement les indices de compression plastique à succion constante s pour le premier et à succion nulle (saturé) pour le second.

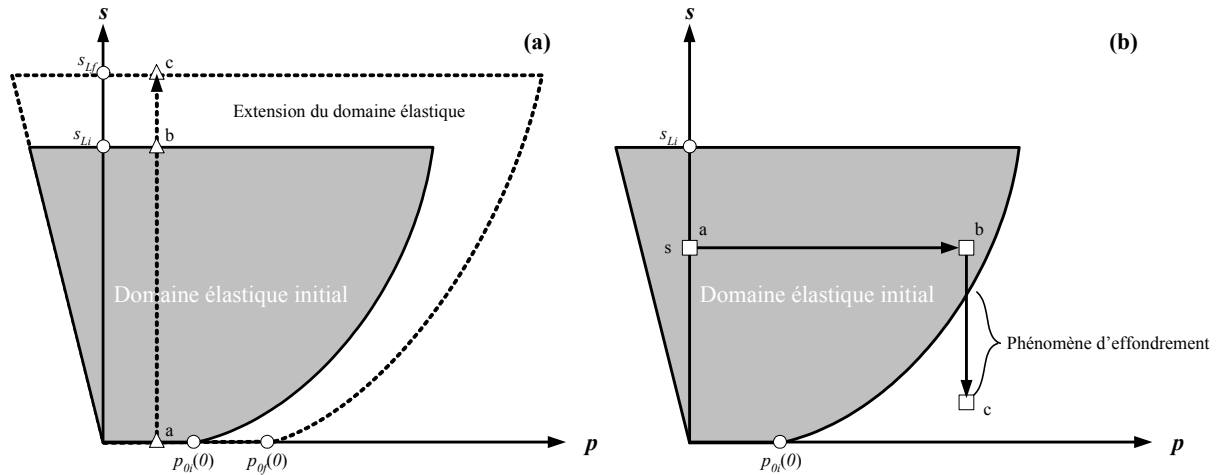


Figure I.4.5 : Schématisation de (a) l'extension du domaine élastique avec la succion et du (b) phénomène d'effondrement lors d'un remouillage sous charge.

Alonso et al. (1990) proposent la relation ci-dessous donnant l'évolution de l'indice de compression $\lambda(s)$ avec la succion :

$$\lambda(s) = \lambda(0) \left[(1-r)e^{-\beta s} + r \right] \quad (\text{I. 100})$$

avec r une constante égale au rapport $\lambda(s \rightarrow \infty)/\lambda(0)$ et β [kPa^{-1}] un paramètre contrôlant le taux d'augmentation de la raideur du sol avec la succion.

I.4. Comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés

Le paramètre $p_s(s)$ permet de prendre en compte l'augmentation de la cohésion apparente du sol avec la succion. Dans le plan des contraintes (p,s) , cette fonction est définie par :

$$p_s(s) = ks \quad (\text{I. 101})$$

avec k une constante. D'après Dangla (2002), il existe une relation entre la constante k et les caractéristiques mécaniques du sol de la forme :

$$k = \frac{C}{s \tan \phi} \quad (\text{I. 102})$$

où C est la cohésion apparente et ϕ l'angle de frottement interne du sol.

Surface de charge « hydrique »

La seconde surface permet de prendre en compte l'apparition des déformations plastiques au-delà d'un certain seuil de succion. Elle est définie par :

$$s - s_L = 0 \quad (\text{I. 103})$$

où s_L est la limite élastique en succion définie à la figure I.4.3 qui n'existe que pour un sol surconsolidé.

Cette surface de charge a été étendue aux cas des sols gonflants par Alonso et al. (1999). Cette extension, qui dépasse le cadre de cette étude, ne sera pas abordée ici ; le sol étudié dans ces travaux ne semble pas présenter un comportement gonflant. En effet, comme on le verra dans la partie II, sa fraction argileuse est très réduite.

B- Le modèle de Lausanne

Le modèle de Lausanne [Geiser et al., 1997], appelé $\delta_{1-unsat}$, est une extension au cas non saturé du modèle HISS (Hierarchical Single Surface) développé par Desai et al. (1991). Ce modèle, permettant de décrire le comportement des sols partiellement saturés, s'écrit à l'aide des trois invariants du tenseur des contraintes σ^{jk} . Ces trois invariants s'expriment, en conditions triaxiales de révolution, par :

$$\begin{aligned} J_1 &= \sigma_1 + 2\sigma_3 = 3p \\ J_{2D} &= \frac{1}{3}(\sigma_1 - \sigma_3)^2 = \frac{q^2}{3} \\ J_{3D} &= \frac{2}{27}(\sigma_1 - \sigma_3)^3 = \frac{2q^3}{27} \end{aligned} \quad (I. 104)$$

où J_1 est le premier invariant du tenseur des contraintes, J_{2D} et J_{3D} respectivement les second et troisième invariants du tenseur des contraintes déviatoires.

Ce modèle a la particularité de prendre en compte non plus la contrainte moyenne nette p mais la contrainte moyenne effective p' définie par :

$$p' = p + s \quad (I. 105)$$

Dans l'espace des contraintes (p', q, s) , ce modèle définit un domaine élastique délimité par deux surfaces de charge correspondants, d'une part, au seuil élastique lors d'un chargement mécanique à succions constantes et, d'autre part, au seuil élastique lors d'un chargement hydrique à contraintes mécaniques constantes (figure I.4.6).

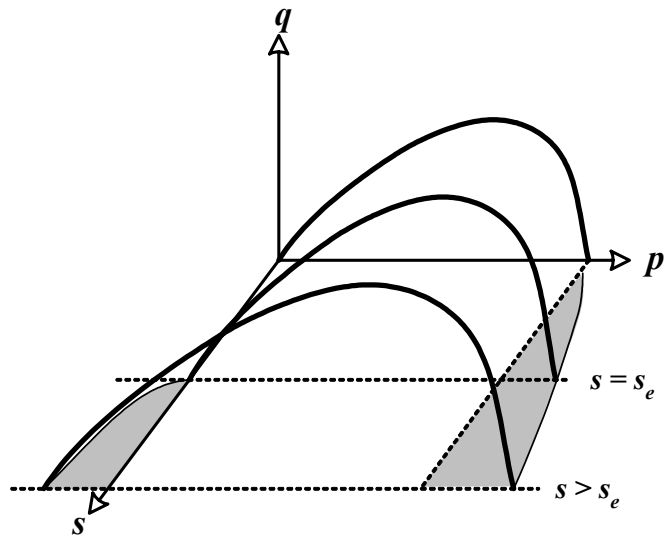


Figure I.4.6 : Schématisation de la surface de charge proposée par Geiser et al. (1997).

Surface de charge « mécanique »

L'équation de la première surface, dans l'espace des contraintes (p', q, s) , s'exprime par [Geiser, 1999] :

$$\frac{J_{2D}}{p_{atm}^2} - \left[-\alpha(s) \left(\frac{J'_I + R(s)}{p_{atm}} \right)^n + \gamma \left(\frac{J'_I + R(s)}{p_{atm}} \right)^2 \right] F_s = 0 \quad (I. 106)$$

où p_{atm} est la pression atmosphérique, $\alpha(s)$ est une fonction d'écrouissage, $R(s)$ est un paramètre rendant compte de l'augmentation de la cohésion en fonction de la succion, n est un paramètre qui détermine la contrainte à laquelle commence la dilatation, γ est un paramètre d'état ultime et F_s une fonction définie par :

$$F_s = \left(1 - \beta \frac{\sqrt{27}}{2} J_{3D} J_{2D}^{-3/2} \right)^{-1/2} \quad (I. 107)$$

où β est un paramètre d'état ultime déterminant la forme de la surface de charge dans l'espace $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$. Ce paramètre ne peut pas être estimé si l'on ne dispose que d'essais sur des chemins de compression.

La loi proposée par Desai et al. (1991) pour déterminer $\alpha(s)$ a été étendue par Geiser et al. (1997) au cas non saturé sous la forme :

$$\alpha(s) = \frac{a_I(s)}{\xi^{\eta_I}} \quad (I. 108)$$

avec $\xi = \int \left(d\varepsilon^{p^{ij}} d\varepsilon^{p^{ij}} \right)^{1/2}$

où ξ est la trajectoire des déformations plastiques $\varepsilon^{p^{ij}}$, η_I et $a_I(s)$ des paramètres d'écrouissage qui rendent compte de l'extension de la surface sous l'effet de la succion. L'évolution choisie du paramètre $a_I(s)$ est la suivante [Geiser et al., 2000] :

$$\begin{aligned} a_I(s) &= a_I(0) && \text{pour } s < s_e \\ a_I(s) &= a_I(0) \left[0,9e^{(-a_2(s-s_e))} + 0,1 \right] && \text{pour } s \geq s_e \end{aligned} \quad (I. 109)$$

avec a_2 un paramètre.

La loi d'évolution choisie pour le paramètre $R(s)$ qui représente l'intersection de la surface de charge avec l'axe des succions est donnée par [Geiser et al., 2000] :

$$\begin{aligned} R(s) &= R(0) && \text{pour } s < s_e \\ R(s) &= R(0) + R_I \sqrt{s} && \text{pour } s \geq s_e \end{aligned} \quad (I. 110)$$

avec R_I un paramètre d'évolution de la cohésion avec la succion.

Le paramètre n est obtenu à changement de volume nul par la relation suivante [Geiser, 1999] :

$$n = \frac{2}{1 - \left(\frac{J_{2D}}{J_{IS}^2} \right) \frac{1}{F_s \gamma}} \quad (\text{I. 111})$$

Le paramètre γ est déterminé à partir de l'angle de frottement interne ϕ et est égal à [Geiser, 1999] :

$$\gamma = \frac{4}{3F_s} \left(\frac{\sin \phi}{3 - \sin \phi} \right)^2 \quad (\text{I. 112})$$

Surface de charge « hydrique »

La seconde surface permet de prendre en compte l'apparition des déformations plastiques au-delà d'un certain seuil de succion. Elle est définie par :

$$F_2 = - \left[-\alpha \left(\frac{3s}{p_{atm}} \right)^n + \gamma \left(\frac{3s}{p_{atm}} \right)^2 \right] F_s = 0 \quad (\text{I. 113})$$

où p_{atm} est la pression atmosphérique, F_s la fonction définie en (I.107) et α un paramètre d'écrouissage défini par :

$$\alpha(s) = \frac{a_3}{\xi^{\eta_1}} \quad (\text{I. 114})$$

$$\text{avec } \xi = \int \left(d\varepsilon^{p^{ij}} d\varepsilon^{p^{ij}} \right)^{1/2}$$

avec a_3 un paramètre d'écrouissage hydrique.

I.5. Conclusions de la partie I

Dans cette partie, des modélisations de transport de fluides en conditions thermo-hydro-mécaniques et de la rhéologie dans les sols non saturés en conditions isothermes ont été passées en revues.

Dans un premier temps, on a mis en évidence les lois de transport de matière en corrélation avec les phénomènes pris en compte dans cette étude à savoir :

- Loi de conduction de chaleur (Loi de Fourier),
- Loi de filtration des phases liquide et gazeuse (Loi de Darcy généralisée),
- Loi de diffusion de vapeur (Loi de Fick),
- Loi de changement de phase liquide-vapeur.

À partir de ces relations, on analysera plus particulièrement le transport isotherme d'un liquide au sein d'un sol. Pour cela, en relation avec les bilans de masses liquide (I.21) et vapeur (I.23), on présentera dans la partie III un modèle de transport d'eau en tenant compte des lois de filtration de la phase liquide (I.66), de diffusion de la vapeur (I.75) et de changement de phase (I.91).

Dans un second temps, on a présenté les principaux résultats concernant le comportement hydro-mécanique des sols saturés et non saturés. L'objectif de cette étude étant d'étudier l'évolution de la surface de charge avec la température qui sera abordée à la partie IV, on a exposé les caractéristiques propres de deux modèles de surface de charge établis en conditions non saturées à savoir le modèle de Barcelone et le modèle de Lausanne.

Par la suite, la modélisation retenue sera celle d'Alonso et al. (1990) pour deux raisons objectivement liées :

- Ce modèle est l'un des plus utilisés dans le domaine abordé,
- Le nombre de paramètres à identifier est moins important que celui du modèle de Lausanne.

La deuxième raison a toute son importance dans le contexte des sols non saturés où les essais ont un caractère relativement délicat surtout dans des conditions non isothermes où les essais nécessitent des délais considérables comparés à la durée d'une thèse.

Cependant, de nombreux auteurs ([Fleureau, 1992], [Geiser, 1999] et [Jommi, 2000]) admettent de nombreuses limitations de ce modèle notamment celle d'utiliser la définition de la contrainte nette moyenne p qui pose des problèmes de passage entre l'état non saturé à l'état saturé.

PARTIE II

Matériaux et dispositifs expérimentaux

II. Matériaux et dispositifs expérimentaux

Cette partie est consacrée à la présentation des matériaux étudiés et des dispositifs expérimentaux utilisés.

Deux types de sols ont servi de support aux différentes études expérimentales, un sable limoneux argileux et une argile plastique. Le sable limoneux argileux est un matériau de référence étudié au Laboratoire de Mécanique et Génie Civil depuis 1981. Dans un premier temps, ce matériau a été utilisé dans le cadre d'un thème lié à l'exploitation thermique du sous-sol et plus particulièrement le stockage et la récupération de chaleur destinés à la climatisation de locaux ([Della Valle, 1982] et [Saix, 1987]). Par la suite, ce matériau a servi à une multitude d'études du comportement thermo-hydro-mécanique de sols non saturés ([Devillers, 1998], [Ruiz, 1998] et [Chammari, 2002]). Au cours des dernières années, il a été envisagé de tester les méthodes et outils développés pour des sols non saturés sur un matériau de type argileux qui présente des caractéristiques thermo-hydro-mécaniques très différentes et qui rapproche les études réalisées au LMGC du contexte de stockage de déchets radioactifs actuellement en pleine évolution. Le matériau choisi est une argile plastique en provenance d'une carrière située à Fournès dans le département du Gard.

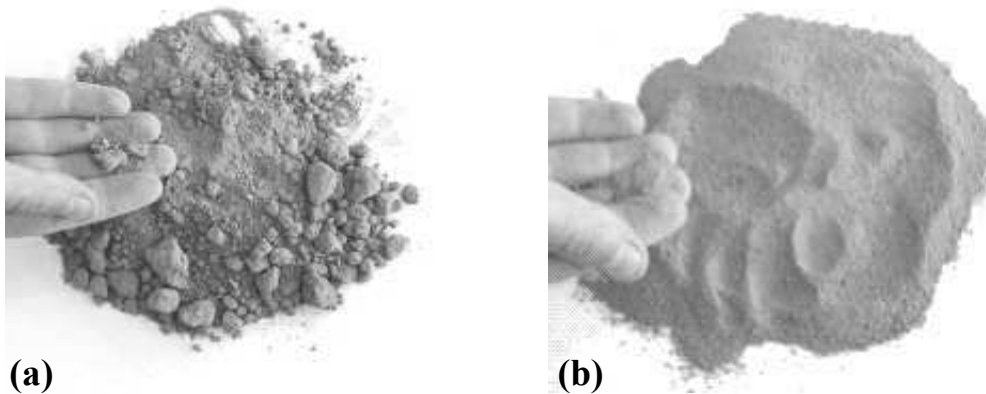
Le sable limoneux argileux et l'argile plastique feront l'objet d'une présentation détaillée dans les paragraphes suivants.

Par ailleurs, dans le but d'étudier le comportement mécanique sous des chargements hydriques et/ou thermiques et, en particulier, d'étudier le comportement mécanique du sable limoneux argileux, un appareil triaxial thermique a été utilisé. On trouve dans Fella (1987), Saix (1987), Saix & Jouanna (1990) et Devillers (1998) une description de cet appareil qui, depuis, a subi des modifications et des améliorations. L'état de l'appareil triaxial thermique correspondant aux travaux de Devillers (1998) sera brièvement décrit. Les critiques et améliorations apportées aux différentes chaînes de mesures seront ensuite présentées dans cette partie.

Parallèlement aux essais menés sur l'appareil triaxial thermique, des procédures expérimentales ont été mises au point afin de permettre la mesure du coefficient de transport d'eau sous les influences conjuguées de chargements hydrique et thermique. Deux dispositifs, qui seront également décrits par la suite, ont été réalisés pour ces études à savoir, la plaque de pression et le banc de sorption permettant des essais à différentes températures.

II.1. Le sable limoneux argileux

Le sable limoneux argileux est un sol prélevé sur les berges d'un affluent de l'Hérault à Saint-Gély-du-Fesc (34-France). Seule la fraction passant au tamis de deux millimètres est conservée pour la réalisation de tous les échantillons remaniés (photographies II.1).



Photographie II.1. Sable limoneux argileux avant (a) et après (b) tamisage à 2 mm.

Ce matériau a fait l'objet d'une étude concernant le stockage de chaleur sur une « aire d'essai » où a été mis en place un prototype d'installation de stockage de chaleur en nappe phréatique ([Della Valle, 1982] et [Saix, 1987]). La figure II.1.1 donne une coupe longitudinale du prototype. Celui-ci, d'un volume de l'ordre de 540 m^3 , a été réalisé par compactage de couches successives foisonnées de 20 cm d'épaisseur.

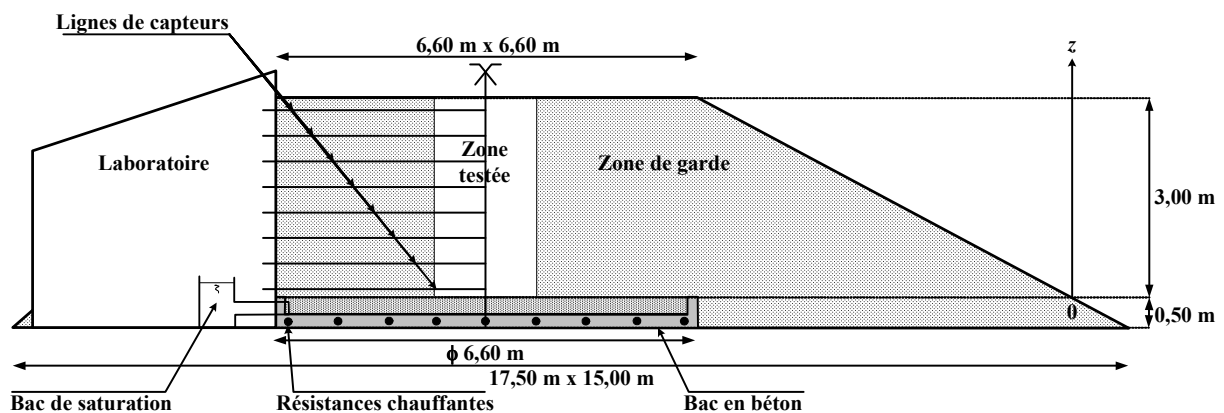


Figure II.1.1. Schématisation du prototype simulant un stockage de chaleur (d'après Saix (1987)).

II.1. Le sable limoneux argileux

Le mode opératoire utilisé lors de la réalisation du remblai a permis d'obtenir une masse volumique apparente sèche $\rho_s \approx 1500 \text{ kg.m}^{-3}$ pour chaque couche (figure II.1.2 (a)). La teneur en eau, mesurée dans chaque couche compactée, est comprise entre 15 et 18% (figure II.1.2 (b)). Après la réalisation du prototype, la couche de sable limoneux argileux a été mise en contact avec l'eau contenue dans le bac inférieur simulant une nappe phréatique. Un délai de deux mois a été nécessaire pour atteindre un état d'équilibre thermique, hydrique et mécanique. Le profil de teneur en eau au bout de ces deux mois est donné à la figure II.1.2 (b).

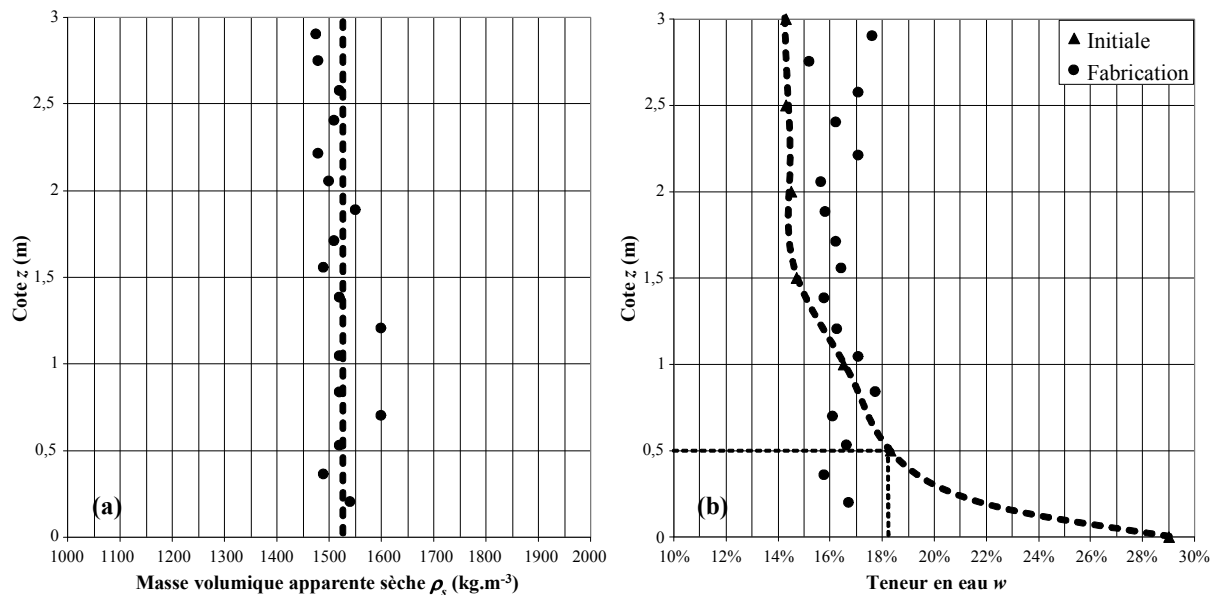


Figure II.1.2. Profils de masse volumique apparente sèche (a) [Della Valle, 1982] et de teneur en eau (b) de réalisation [Della Valle, 1982] et initiale [Saix, 1987].

Par la suite, les différents essais réalisés en laboratoire l'ont été dans les conditions du prototype, à savoir $\rho_s \approx 1500 \text{ kg.m}^{-3}$. Toutes les caractéristiques d'un échantillon du sable limoneux argileux seront alors données pour cette masse volumique apparente sèche. En ce qui concerne la teneur en eau des échantillons, elle est prise au voisinage de 18% (teneur en eau de fabrication du prototype comprise entre 15 et 18%). La donnée de la masse volumique apparente sèche et de la teneur en eau de fabrication au laboratoire amène à une teneur en eau de saturation voisine de 29% ce qui est équivalent à celle obtenue à la base du prototype (figure II.1.2 (b)).

On peut noter sur le profil de la teneur en eau initiale du prototype qu'une teneur en eau de 18% correspond à une succion de 5 kPa ($p_e^* = -0,5 \text{ mCE}$) (figure II.1.2 (b)). Cette succion de 5 kPa sera utilisée pour tous les essais à succion constante.

II.1.1. Analyse minéralogique, courbe granulométrique et limites d'Atterberg

L'analyse minéralogique (figure II.1.3) du sable limoneux argileux montre que les constituants solides de ce sol sont principalement de la calcite (50%), du quartz (40%) et de l'argile (10%). Compte tenu de la forte proportion de quartz, la masse volumique des grains solides (ou masse volumique spécifique sèche) est estimée à $\rho_s^* = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$ [Fella, 1987]. La fraction argileuse est essentiellement constituée de smectite, chlorite et phyllite.

L'analyse granulométrique (figure II.1.3) réalisée par tamisage à sec pour les fractions de diamètre supérieur à $80\mu\text{m}$ et l'analyse sédimentométrique pour les fractions de dimensions inférieures montrent que la taille moyenne des particules est voisine de $0,06 \text{ mm}$. Il s'agit d'un sol grenu (sable). Les coefficients d'uniformité (ou de Hazen) $C_u = D_{60}/D_{10}$ et de courbure $C_c = (D_{30})^2/(D_{10} \cdot D_{60})$, où D_{10} , D_{30} et D_{60} sont respectivement les ouvertures de tamis laissant passer 10, 30 et 60% en masse du sol, sont respectivement $C_u = 85$ et $C_c = 7,35$. Le coefficient de courbure étant supérieur à deux, la granulométrie de ce sol est dite étalée.

Les limites de consistance (ou limites d'Atterberg) sont la limite de liquidité $w_L = 25\%$ et l'indice de plasticité $I_p = 10,5\%$ (figure II.1.3).

Compte tenu de ces éléments, on peut considérer qu'il s'agit d'un sable limoneux argileux dont la fraction d'éléments fins s'apparente à un limon peu plastique.

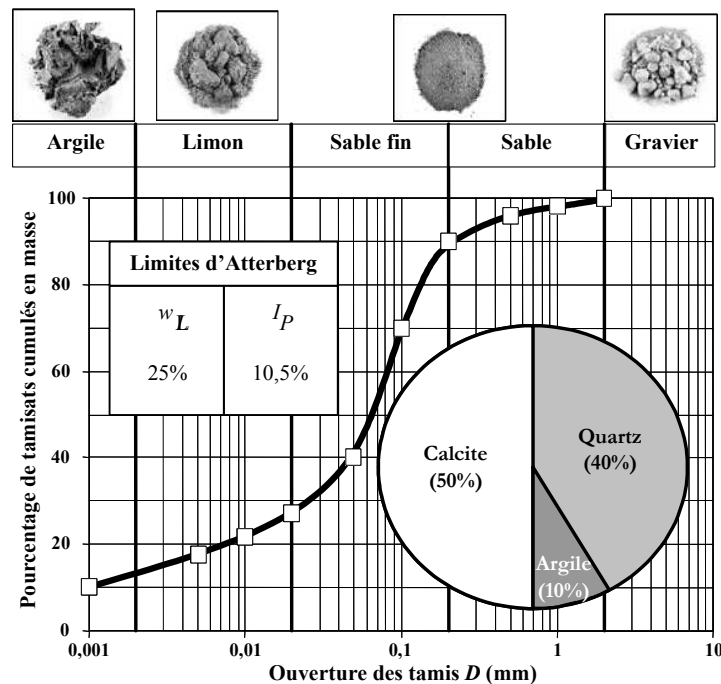


Figure II.1.3. Caractéristiques minéralogiques, granulométriques et limites d'Atterberg du sable limoneux argileux (d'après Devillers (1998)).

II.1.2. Essai Proctor

L'essai Proctor normalisé (figure II.1.4) donne une teneur en eau optimale de 14,8% pour atteindre une masse volumique apparente sèche de 1860 kg.m^{-3} . La courbe de saturation est représentée pour une masse volumique spécifique des grains $\rho_s^*=2650 \text{ kg.m}^{-3}$. Pour les conditions de réalisation des échantillons ($\rho_s=1500 \text{ kg.m}^{-3}$), la teneur en eau de saturation est 28,9%. Pour la teneur en eau de fabrication de 18%, le degré de saturation est 62,3 %.

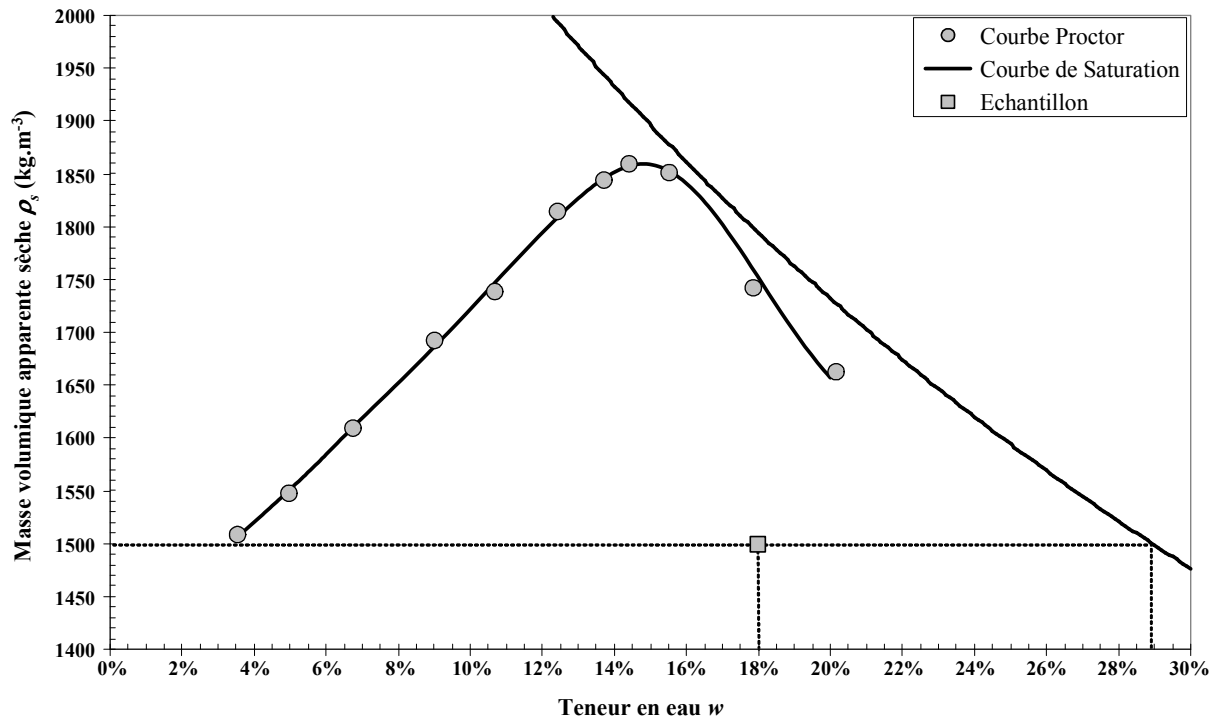


Figure II.1.4. Courbes de compactage et de saturation du sable limoneux argileux.

II.1.3. Caractéristiques de résistance au cisaillement

Des essais de cisaillement direct à la boîte de Casagrande ont été réalisés sur des échantillons de sable limoneux argileux ayant une masse volumique apparente sèche $\rho_s=1500 \text{ kg.m}^{-3}$ et une teneur en eau $w=18\%$. La vitesse de déformation imposée est $v=0,01 \text{ mm/min}$. Les résultats obtenus donnent une cohésion effective C' et un angle de frottement interne effectif ϕ' respectivement de 12 kPa et 28° (figure II.1.5).

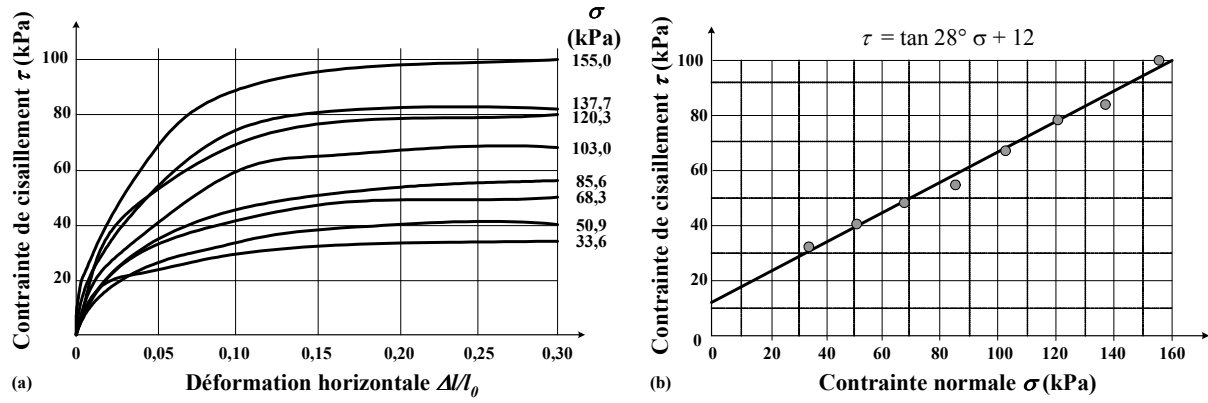


Figure II.1.5. Résultats des essais à la boîte de cisaillement pour le sable limoneux argileux.

II.1.4. Conductivité hydraulique

La conductivité hydraulique (ou coefficient de perméabilité) à saturation en eau K_s du sable limoneux argileux à température $T=20^\circ\text{C}$ est $K_s=1,36 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$ mesurée à l'œdomètre et $K_s=2,8 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$ mesurée au perméamètre. La valeur moyenne de $K_s=2 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$ est retenue.

En conditions non saturées, Bear et al. (1968) expriment le coefficient de perméabilité K_{ns} sous la forme :

$$K_{ns} = \left(\frac{S_r - S_{res}}{1 - S_{res}} \right)^\alpha K_s \quad (\text{II. 1})$$

avec S_r le degré de saturation et S_{res} le degré de saturation résiduelle (au-dessous duquel $K_{ns}=0 \text{ m.s}^{-1}$).

La conductivité hydraulique dépend de la texture du squelette à travers la perméabilité intrinsèque k , de la nature de la phase liquide et de la température T (en $^\circ\text{C}$) à travers la viscosité cinématique du liquide $\nu_e(T)$. Pour des phases solide et liquide quelconques, le coefficient de perméabilité s'écrit alors :

$$K_{ns}(T) = \left(\frac{S_r - S_{res}}{1 - S_{res}} \right)^\alpha \frac{\nu_e(20^\circ\text{C})}{\nu_e(T)} K_s(20^\circ\text{C}) \quad (\text{II. 2})$$

II.1. Le sable limoneux argileux

Dans le cas du sable limoneux argileux et de l'eau liquide, en utilisant les masses volumiques apparentes de l'eau à la place des degrés de saturation, $K_{ns}(T)$ prend la forme [Saix, 1987] :

$$K_{ns}(T) = 2.10^{-6} \left(\frac{\rho_e - \rho_{res}}{\rho_{sat} - \rho_{res}} \right)^3 \left(\frac{1 + 3,368.10^{-2}T + 2,2099.10^{-4}T^2}{1,762} \right) \quad (\text{II. 3})$$

avec ρ_{res} ($\approx 195 \text{ kg.m}^{-3}$) la masse volumique apparente résiduelle (au-dessous de laquelle $K_{ns}=0 \text{ m.s}^{-1}$ soit une teneur en eau résiduelle $w_{res}=13\%$), ρ_{sat} ($\approx 433,5 \text{ kg.m}^{-3}$) la masse volumique apparente de l'eau à saturation ($w_s=28,9\%$) et T la température en $^{\circ}\text{C}$.

II.1.5. Conductivité thermique

La conductivité thermique λ du sable limoneux argileux en conditions saturées est $\lambda=1,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

En conditions non saturées, Salomone & Kovacs (1984) ont effectué des séries de mesures sur un matériau de référence qui est une argile limoneuse. Les résultats expérimentaux montrent que, pour une masse volumique apparente sèche donnée, la conductivité thermique peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \lambda = A \log w + B \\ w = \frac{\rho_e}{\rho_s} \end{cases} \Rightarrow \lambda = A \log \rho_e + B' \quad (\text{II. 4})$$

avec A , B et $B' (=B - A \log \rho_s)$ trois constantes propres au matériau.

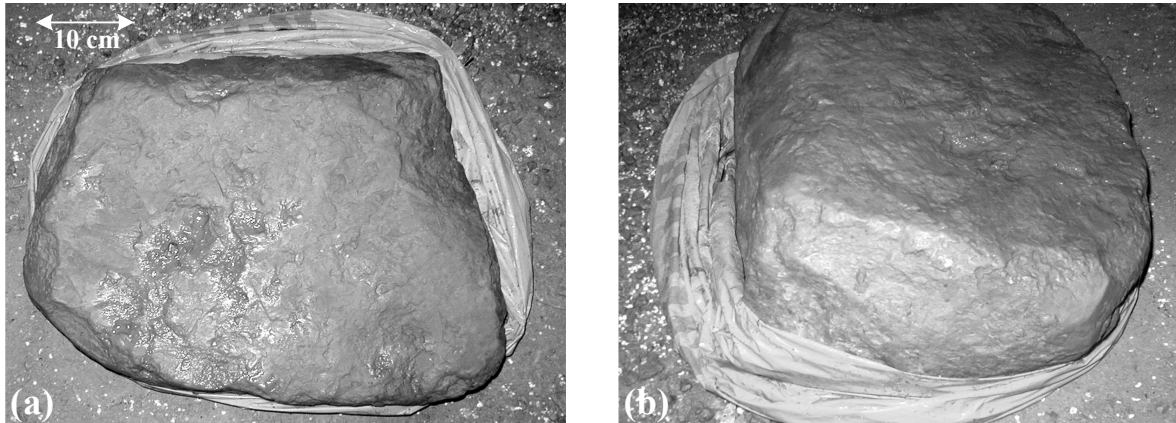
Généralement, les variations de conductivité thermique avec la température, pour des plages de température de l'ordre de quelques dizaines de degrés, sont négligées devant les variations dues aux changements de masse volumique apparente de l'eau.

Dans le cas du sable limoneux argileux, l'expression de la conductivité thermique en conditions non saturées est approchée par la relation [Saix, 1987] :

$$\lambda = 1,46 \log \rho_e - 2,16 \quad (\text{II. 5})$$

II.2. L'argile plastique

L'argile plastique, dénommée argile grise de Fournès, provient d'une carrière située près de Remoulins dans le Gard (30-France). L'argile est prélevée sur le site sous la forme de blocs conditionnés et conservés de façon à maintenir un degré de saturation proche de 100% (photographies II.2). Les échantillons testés sont carottés dans ces blocs d'argile.



Photographie II.2. Argile plastique vue du dessus (a) et de côté (b).

II.2.1. Analyse minéralogique, sédimentométrie et limites d'Atterberg

Une analyse minéralogique de l'argile grise de Fournès a été effectuée par spectrométrie infrarouge sur deux échantillons réduits en poudre. Seule une analyse qualitative de la composition de cette argile a été possible. Les constituants solides sont de la chlorite et/ou de la kaolinite, du quartz, de la calcite, du feldspath (plagioclases), du mica et de l'argile micacée.

Les résultats de l'analyse sédimentométrique montrent que la taille moyenne des particules se trouve aux alentours de $3\ \mu\text{m}$, il s'agit donc d'un sol fin (figure II.2.1). La limite de liquidité est $w_L = 38\%$ et l'indice de plasticité $I_p = 18\%$. Selon le diagramme de Casagrande, ce sol fin est une argile plastique de classe A2.

II.2. L'argile plastique

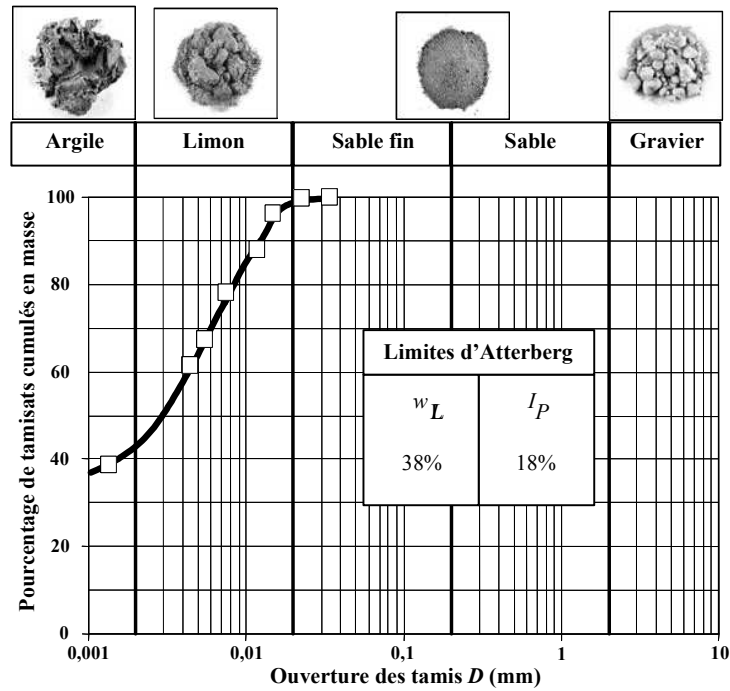


Figure II.2.1. Courbe sédimentométrique et limites d'Atterberg de l'argile plastique.

II.2.2. Densitométrie

Deux essais de densitométrie ont été réalisés in-situ afin de déterminer la masse volumique sèche de l'argile. Le principe de cette mesure consiste à prélever un échantillon sur le site de la carrière de Fournès en relevant la masse et le volume de sol recueilli. Le volume s'obtient en insérant une membrane étanche à l'intérieur de laquelle on injecte la quantité d'eau nécessaire pour épouser la forme du trou après prélèvement. Les résultats donnent une masse volumique apparente sèche $\rho_s = 1555 \text{ kg.m}^{-3}$ pour une teneur en eau mesurée $w = 23\%$.

II.2.3. Conductivité hydraulique

Pour une masse volumique apparente sèche $\rho_s = 1555 \text{ kg.m}^{-3}$, la conductivité hydraulique (ou coefficient de perméabilité) à saturation en eau K_s de l'argile plastique a été déterminée au perméamètre à la température $T = 20^\circ\text{C}$. Les six essais réalisés ont conduit à des valeurs de K_s comprises entre $8,55 \cdot 10^{-10}$ et $10,4 \cdot 10^{-10} \text{ m.s}^{-1}$. On retiendra une valeur moyenne $K_s = 9,8 \cdot 10^{-10} \text{ m.s}^{-1}$.

II.3. L'appareil triaxial thermique

L'appareil triaxial thermique permet l'étude du comportement thermo-hydro-mécanique de sols non saturés en conditions non isothermes. La figure II.3.1 donne le principe et la figure II.3.2 donne une vue d'ensemble de l'appareil tel qu'il a été utilisé par Devillers (1998).

L'échantillon de sol a un diamètre de 70 mm et une hauteur de 15 mm. Les variables expérimentales imposées sont, pour la mécanique, la contrainte de confinement isotrope σ_x et le déviateur $\sigma_z - \sigma_x$; pour l'hydrique, les pressions totales de la phase gazeuse p_g^* et de la phase liquide (eau) p_e^* et pour la thermique, la température T . Les variables expérimentales mesurées sont la variation de hauteur Δh et la variation de volume d'eau ΔV_e . On accède ainsi à la déformation verticale ε_z et à la variation de teneur en eau Δw .

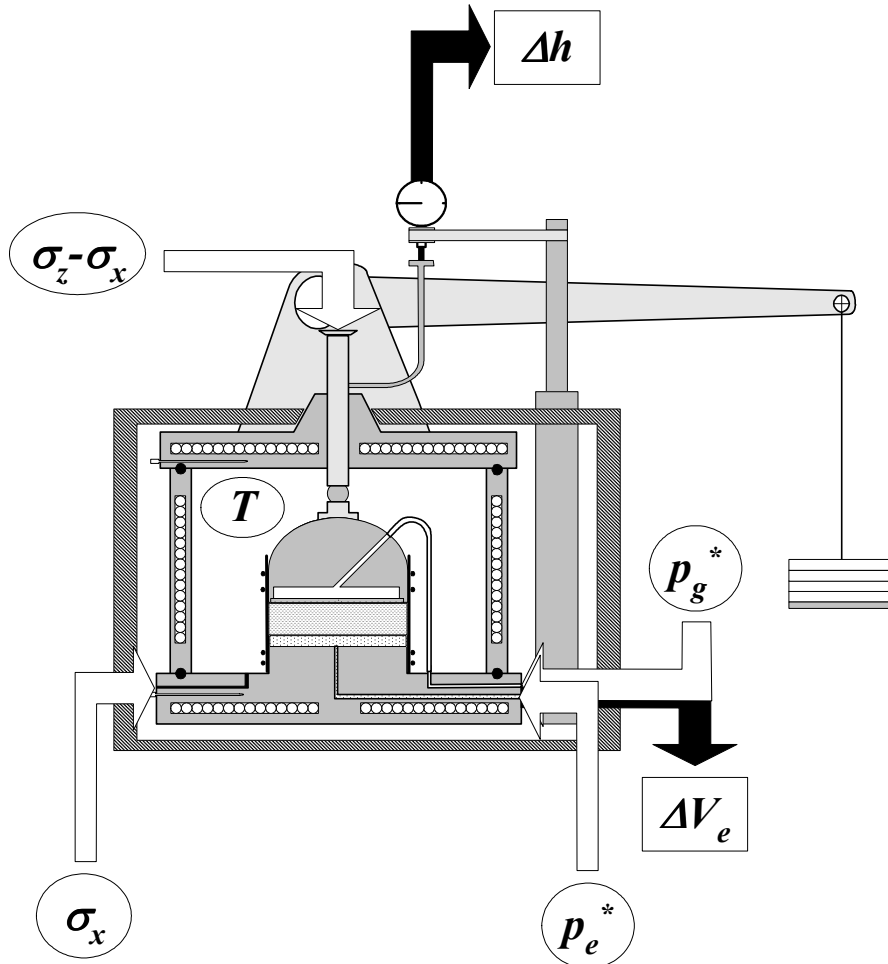


Figure II.3.1. Schéma de principe de l'appareil triaxial thermique (d'après Devillers (1998)).

On se propose, dans la suite, de présenter les critiques et améliorations apportées aux différentes chaînes de mesure en vue des applications spécifiques à la présente étude.

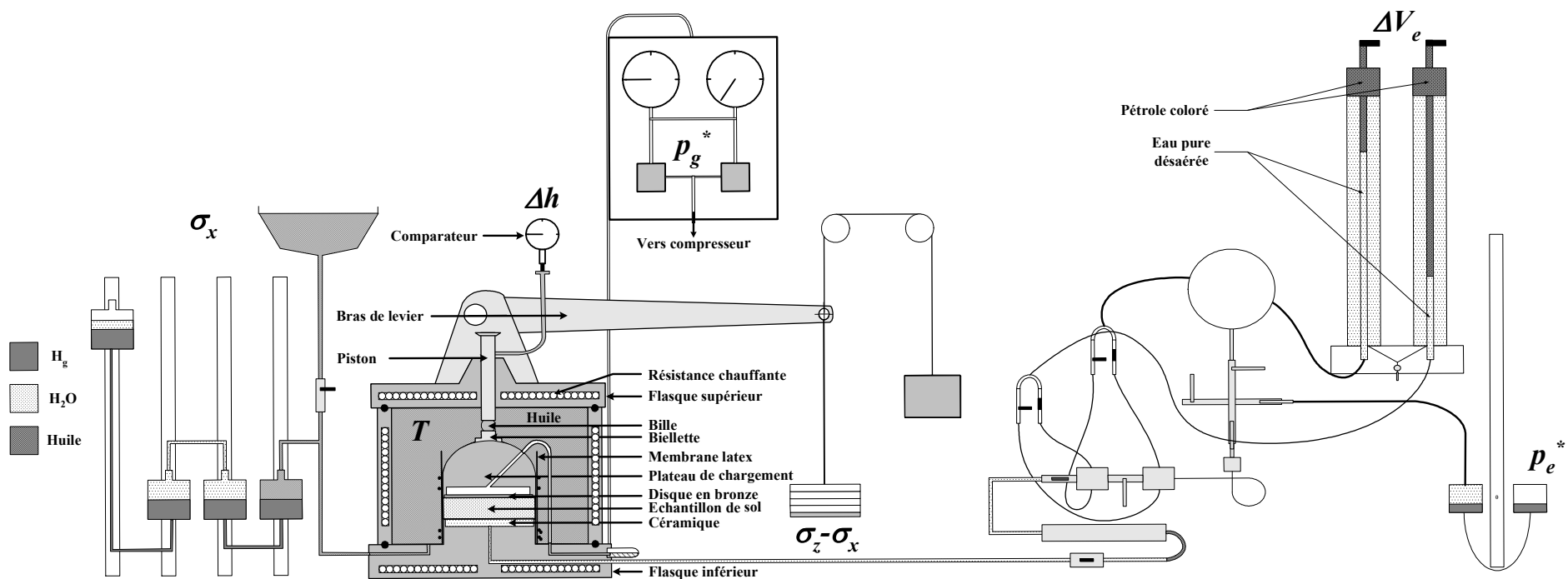


Figure II.3.2. Vue d'ensemble de l'appareil triaxial thermique (réalisée à partir de Devillers (1998)).

II.3.1. Amélioration de la régulation des contraintes principales verticale et radiale

Lors de son élaboration, le dispositif retenu pour imposer les contraintes mécaniques à l'échantillon de sol reposait sur l'application d'une pression isotrope à l'aide d'huile autour de l'échantillon et d'une force verticale par l'intermédiaire d'un système de bras de levier et de masses marquées ([Fella, 1987] et [Saix, 1987]). À l'aide de ce dispositif, la contrainte principale radiale σ_x est imposée par la mise en pression de l'huile et la contrainte principale verticale σ_z est imposée grâce au bras de levier et à la pression d'huile. Cette dernière était réalisée à l'aide d'un dispositif de colonnes à mercure contenu dans des réservoirs de grandes sections afin de compenser les variations de volume d'huile au cours de chargements thermiques. La force appliquée par le système de bras de levier était réalisée par l'intermédiaire d'un piston, centré verticalement dans le flasque supérieur par un guidage à billes, agissant sur le plateau de chargement (figure II.3.2). Afin de prendre en compte tous les frottements engendrés par le dispositif d'équilibrage du système de bras de levier et par les joints d'étanchéité dans le flasque supérieur, Fella (1987) a réalisé un étalonnage permettant de déterminer la relation entre la charge P appliquée à l'extrémité du bras de levier et la force verticale F_p engendrée au niveau de l'échantillon de sol. La relation expérimentale, qui tient compte de ces frottements, s'écrit [Fella, 1987] :

$$F_p = 14,82P - 1,54 \quad (\text{II. 6})$$

avec la force verticale F_p et la charge P exprimées en daN.

Ce système présentait les inconvénients suivants :

- L'utilisation d'huile nécessitait un délai de remplissage et de vidange non négligeable lors des montages et démontages de l'appareil,
- Il était difficile d'envisager un système de mesure de la déformation radiale qui a été supposée négligeable pour les chemins de chargement étudiés lors des essais réalisés,
- L'empilement des pièces métalliques (piston, bille, biellette et plateau de chargement) permettant l'application de la force verticale sur l'échantillon rendait impossible toute étude dans des conditions de chargement mécanique isotrope. Le déplacement du piston, empêché par la pression isotrope au niveau de la bille, ne suivait plus le déplacement vertical de l'échantillon de sol.

Afin de pallier ces inconvénients, deux modifications ont été introduites (figure II.3.3) :

- L'utilisation d'huile a été abandonnée au profit d'un circuit d'air comprimé à pression régulée. Deux détendeurs avec manomètres (un premier de 0 à 400 kPa et un second de 0 à 1700 kPa) permettent d'imposer une pression d'air avec une précision de 2,5 kPa pour le premier et de 50 kPa pour le second. Ce nouveau dispositif a conduit à l'utilisation de membranes néoprènes au lieu des membranes latex classiques qui sont apparues perméables à l'air,
- Un système de plateau de chargement et de piston solidaires, permettant de suivre la déformation verticale de l'échantillon, a été mis en place pour la réalisation de chargements mécaniques isotropes.

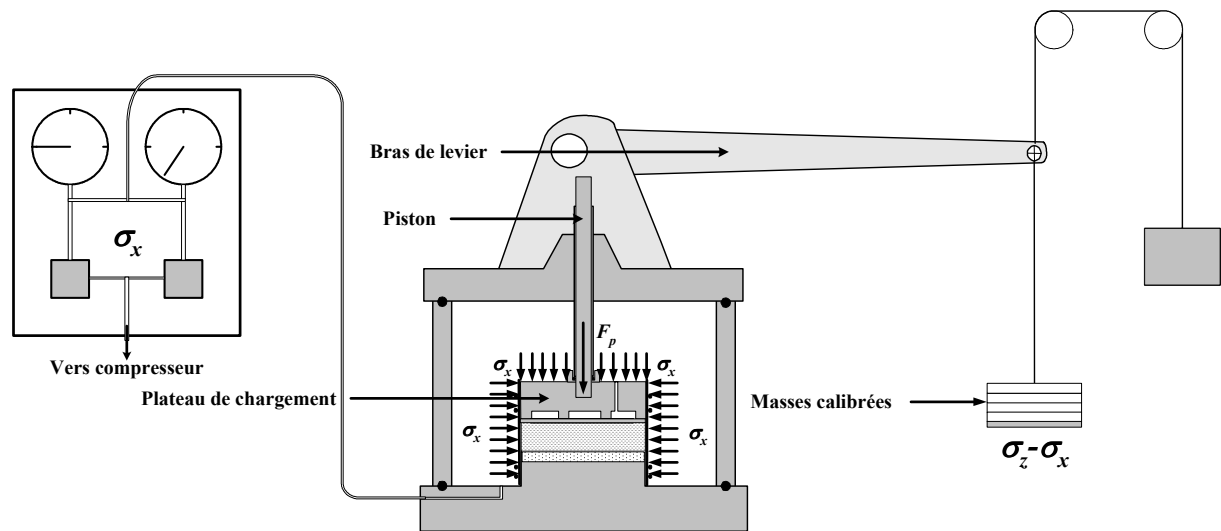


Figure II.3.3. Schéma de principe de l'application des contraintes mécaniques.

Pour ce nouveau dispositif de chargement, il existe une différence entre la surface de la section de l'échantillon et la surface de la section du plateau de chargement soumise à la contrainte isotrope σ_x . Pour maintenir un chargement isotrope, il est nécessaire d'appliquer une force verticale F_p . Dans ces conditions, la contrainte verticale σ_z a pour expression :

$$\sigma_z = \sigma_x \left(1 - \frac{S_p}{S_e} \right) + \frac{F_p}{S_e} \quad (\text{II. 7})$$

où S_e est la section de l'échantillon et s_p la section du piston (figure II.3.4). Dans le cas d'un chargement isotrope dans lequel $\sigma_x = \sigma_z$, la force verticale à appliquer est :

$$F_p = \sigma_x S_p \quad (\text{II. 8})$$

Dans le cas d'essais de consolidation hydrique à contrainte moyenne nette faible ou nulle, la force verticale à appliquer peut atteindre l'ordre de grandeur de la force de frottement due aux joints à lèvres qui assurent l'étanchéité au niveau du piston. Ceci peut induire des erreurs sur la mesure du déplacement qui est extérieure à la cellule.

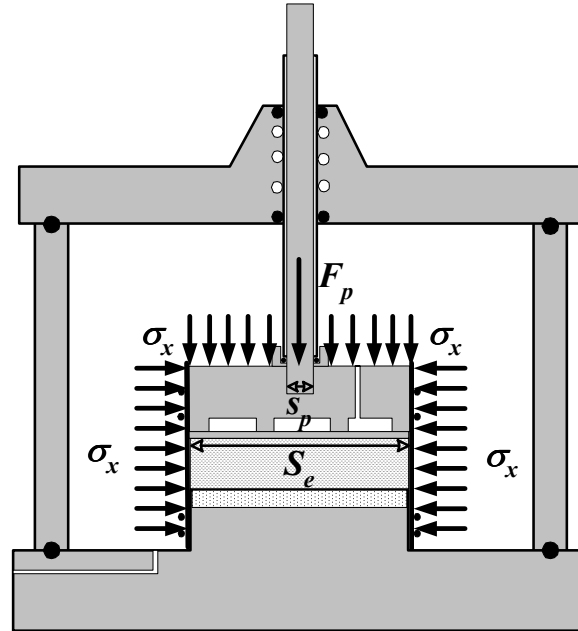


Figure II.3.4. Force de correction F_p pour le maintien d'un chargement isotrope.

Afin d'éliminer ce problème, un autre système, actuellement en cours de fabrication, permettra de réaliser la mesure du déplacement à l'intérieur même de la cellule. Le capteur sera fixé dans un tube substitué au piston, lui même fixé sur la cellule (figure II.3.5). La mesure sans contact permettra d'assurer un chargement isotrope sans les problèmes évoqués plus haut.

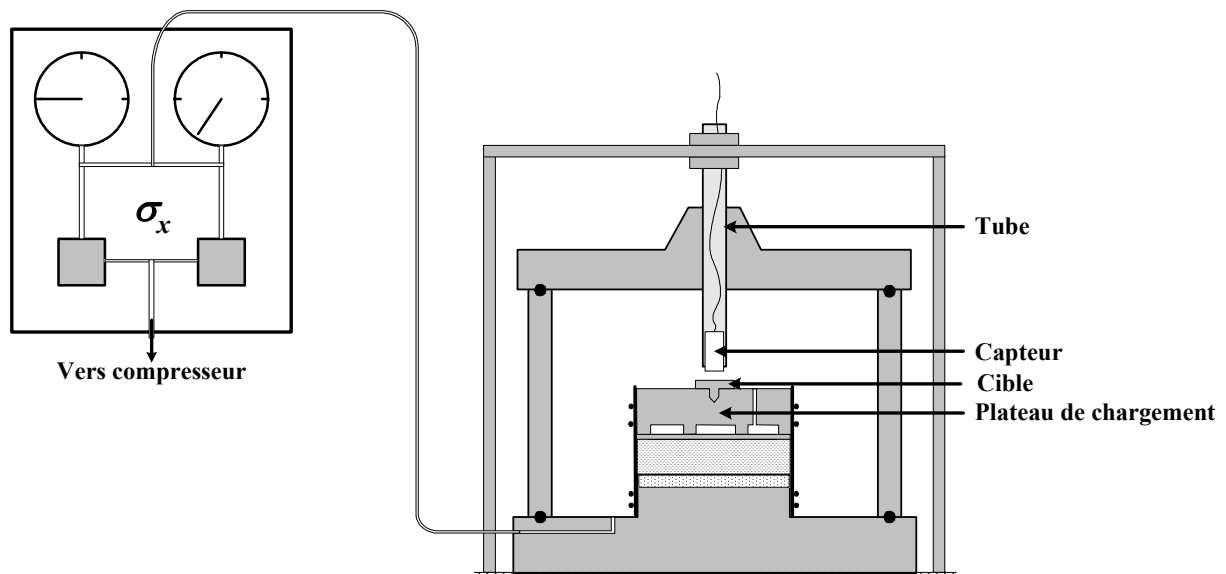


Figure II.3.5. Dispositif en cours de réalisation pour les essais en conditions isotropes.

II.3.2. Amélioration de la régulation en succion

Initialement, la succion était imposée par la méthode de la plaque tensiométrique qui consiste à mettre l'eau d'un échantillon sous tension au contact d'une céramique poreuse saturée et tout en maintenant la pression de la phase gazeuse égale à la pression atmosphérique ([Fella, 1987] et [Saix, 1987]). Par la suite, la méthode de surpression d'air a été choisie, compte tenu du protocole expérimental et des valeurs de la succion prises en compte dans cette étude [Devillers, 1998]. Le dispositif de régulation de la succion (figure II.3.2) comprend alors deux circuits permettant la régulation de la pression de la phase gazeuse p_g^* , d'une part, et la régulation de la pression de la phase liquide p_e^* , d'autre part.

Le dispositif de régulation de la pression de la phase gazeuse est composé de :

- Un circuit de régulation raccordé à une source d'air comprimé. Deux détendeurs avec manomètres (un premier de 0 à 50 kPa et un second de 0 à 400 kPa) permettent d'imposer une pression d'air avec une précision de 1 kPa pour le premier et de 2,5 kPa pour le second,
- Une réserve d'eau au niveau du flasque inférieur (donc à la température de l'essai), au-dessus de laquelle passe le circuit, permet de réduire au minimum les transferts en phase vapeur dus à un gradient de pression de vapeur saturante $p_{vs}(T)$ entre le circuit de régulation (à la température ambiante) et l'échantillon de sol (à la température de l'essai),
- Un tube souple, un plateau de chargement et un disque en bronze percé de trous de 1mm de diamètre permettent la liaison entre la phase gazeuse du sol et le gaz du circuit de régulation.

Malgré ce dispositif, pour certains essais, l'effet combiné de l'air sec en provenance de la source d'air comprimé et de la température s'est traduit par une vaporisation rapide de l'eau contenue dans la réserve au niveau du flasque inférieur.

Afin de pallier cet inconvénient, un dispositif supplémentaire permettant d'augmenter la pression de vapeur de l'air a été placé entre les manomètres et l'entrée dans la cellule de l'appareil triaxial thermique. Ce dispositif comporte deux réservoirs en série, le premier, dit « de sécurité », permet d'éviter que de l'eau ne pénètre dans les détendeurs, le second, dit « de saturation », dans lequel l'air barbote dans de l'eau pour se charger en vapeur d'eau.

Ce nouveau dispositif a permis également de mettre en évidence des fuites d'air dans le circuit de la pression de la phase gazeuse ou au niveau de l'échantillon. Dans le premier cas, une fuite dans le circuit de la pression de la phase gazeuse située à l'extérieur de la cellule, s'est manifestée par un « bulle à bulle » dans le réservoir de saturation. Dans le

second cas, une fuite au niveau de l'échantillon s'est manifestée par une montée d'eau dans le circuit entre le réservoir de saturation et le réservoir de sécurité. C'est notamment ce cas de figure qui a permis de constater que les membranes latex étaient perméables à l'air.

Le dispositif de régulation de la pression de la phase liquide est composé de :

- Deux réservoirs cylindriques, de grande section par rapport à la section du circuit, contenant du mercure, permettent d'imposer une pression d'eau qui sera nulle au cours de chaque essai ($p_e^* = 0$ kPa),
- Une céramique poreuse (pression d'entrée d'air de 500 kPa) permet d'assurer la liaison entre l'eau contenue dans le sol et l'eau du circuit de mesure.

Le schéma de principe du circuit de régulation de la succion est donné à la figure II.3.6.

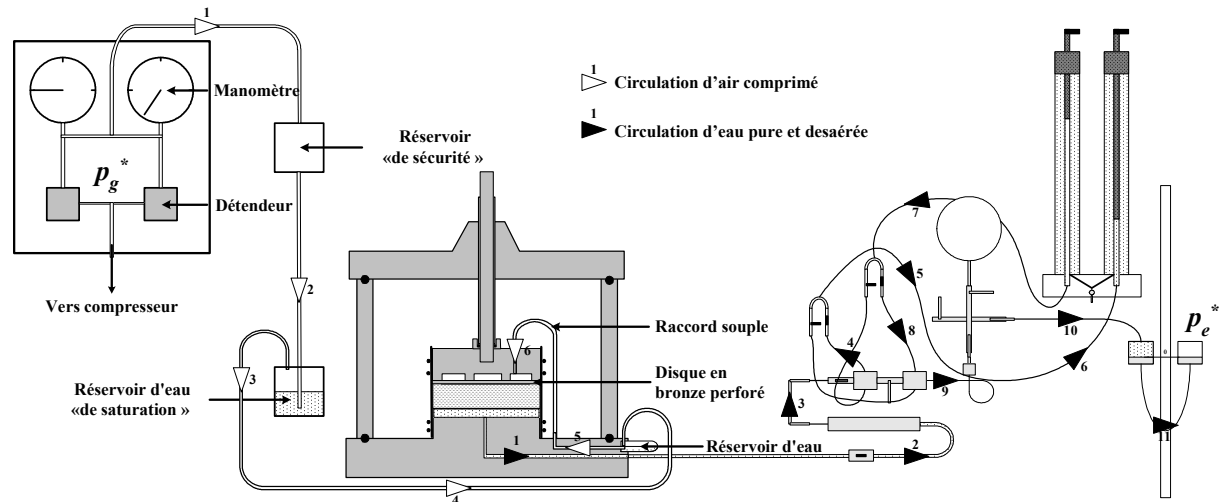


Figure II.3.6. Schéma de principe de l'application de la succion.

II.3.3. Amélioration de la régulation en température

L'application de la température est réalisée à l'aide de résistances chauffantes de type « thermocoax » noyées dans les parties massives de l'appareil triaxial thermique, c'est-à-dire le flasque inférieur, la paroi cylindrique et le flasque supérieur ([Fella, 1987] et [Saix, 1987]). Initialement, ces trois « thermocoax » avaient les mêmes résistances pour chaque élément du dispositif. Montés en série, ces « thermocoax » sont alimentés en 74 V par l'intermédiaire d'une régulation et d'un thermocouple (chromel/alumel) placé dans le flasque inférieur. Afin de limiter les gradients thermiques au sein de l'échantillon lors de chargements thermiques, dus à la différence de masse de matière à chauffer, une résistance dissipative de $220\ \Omega$ a été mise en place en parallèle avec la résistance du flasque supérieur. La mesure de la température (au dixième de degré près) est effectuée par deux sondes à résistance de platine, disposées dans les flasques inférieur et supérieur. Elles permettent de s'assurer de l'homogénéité de la température dans la cellule. Le calorifugeage est assuré par un caisson d'isolation en alliage léger contenant une épaisseur de laine de verre de 4 cm.

Suite à la détérioration successive de deux « thermocoax », celui du cylindre et celui du flasque supérieur, un schéma différent a été adopté. Le dimensionnement ainsi que les différents étalonnages sont détaillés dans l'annexe II.A.

Le nouveau dispositif permettant l'application de la température, représenté sur la figure II.3.7, est composé de :

- Trois résistances chauffantes de valeurs : $19,5\ \Omega$ au niveau du flasque inférieur, $21,6\ \Omega$ au niveau du cylindre et $11,8\ \Omega$ au niveau du flasque supérieur,
- Une résistance externe de $30\ \Omega$ mise en parallèle avec celle du cylindre et « une résistance externe variable » constituée de résistances de $10\ \Omega$ à $100\ \Omega$ mise en parallèle avec celle du flasque supérieur, permettent de limiter les gradients thermiques entre les différents éléments constituant l'appareil triaxial thermique et donc au sein de l'échantillon.

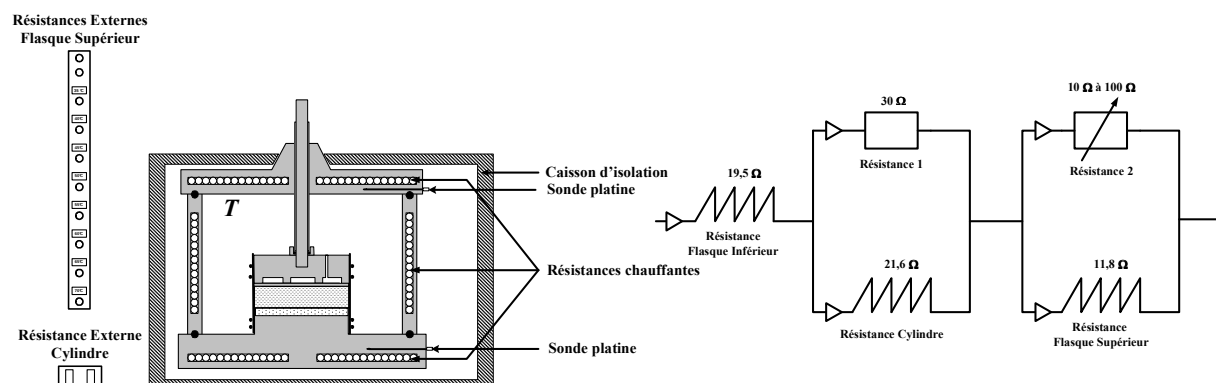


Figure II.3.7. Schéma de principe de l'application de la température.

II.3.4. Amélioration de la chaîne de mesure du changement de volume de l'échantillon

Initialement, la mesure des variations de hauteur de l'échantillon s'effectuait par l'intermédiaire du piston, à l'aide d'un comparateur au 1/1000 mm supporté par un pont avec colonnes en invar fixées sur le flasque inférieur ([Fella, 1987] et [Saix, 1987]). La mesure des variations de rayon de l'échantillon n'était pas effectuée.

L'évolution des chaînes de mesure a conduit à l'utilisation de systèmes de mesure de déplacement basés sur la variation d'un champ électromagnétique (capteurs Kaman[®]). Ces capteurs, associés à une cible en aluminium collée à l'échantillon et à un conditionneur, donnent une variation de tension électrique proportionnelle à la variation de la distance capteur-cible :

$$\Delta d = a \Delta U \quad (\text{II. 9})$$

où Δd est la variation de distance entre la tête du capteur et la cible, a , le coefficient de proportionnalité (avec $a \approx 1 \text{ mm/Volt}$) et ΔU , la variation de tension mesurée par un voltmètre. Un exemple de courbe d'étalonnage en place est donné à la figure II.3.8 pour le capteur de déplacement vertical dont la gamme de mesure est 0-2,5 mm.

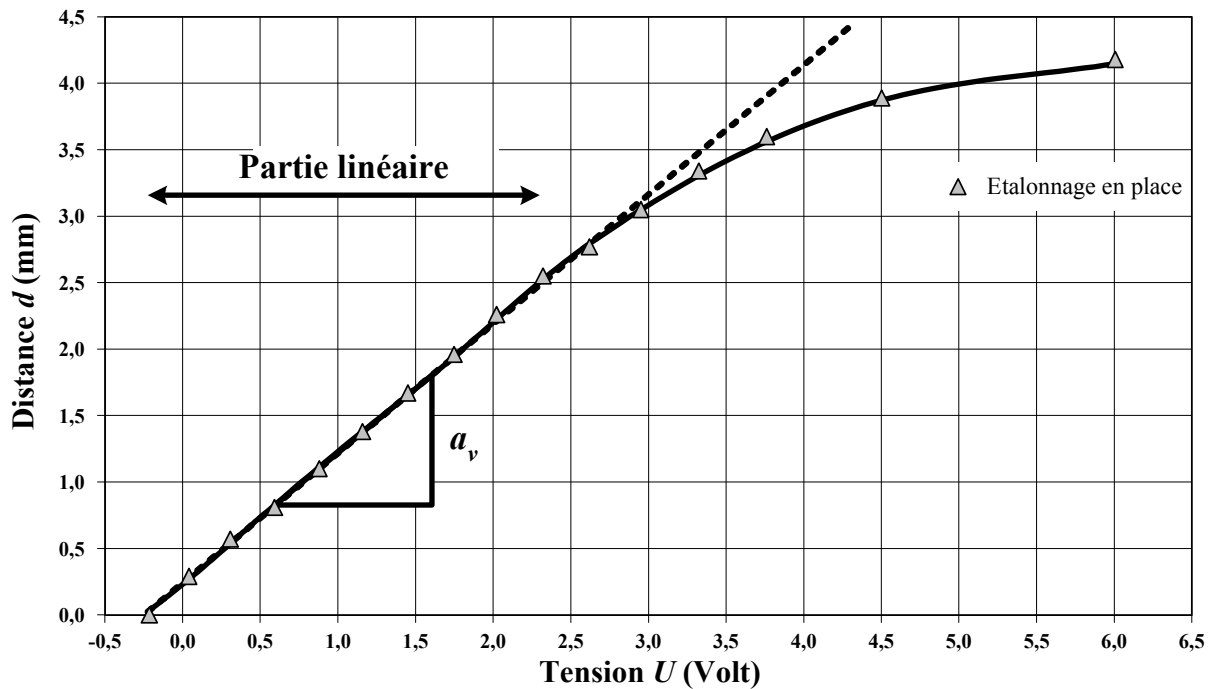


Figure II.3.8. Exemple de courbe d'étalonnage en place réalisée avec le capteur de déplacement vertical.

On obtient le même type de courbe pour le capteur de déplacement radial dont la gamme de mesure est 0-1 mm.

II.3. L'appareil triaxial thermique

Les variations de hauteur Δh et de rayon Δr sont données par les relations II.B.2 (Annexe II.B.) rappelées ici :

$$\begin{aligned}\Delta h &= a_v \Delta U_v \\ \Delta r &= a_r \Delta U_r\end{aligned}\tag{II. 10}$$

Pour des raisons de frottement de l'échantillon entre la céramique poreuse à l'eau en contact avec sa face inférieure et le disque poreux à l'air en contact avec sa face supérieure, on a déterminé une variation de rayon équivalent Δr_e . Sous l'hypothèse d'une déformation parabolique du rayon et avec les conditions aux limites représentées à la figure II.3.9, l'équation de cette parabole s'écrit :

$$f(y) = \left[1 - \left(\frac{2y}{h} \right)^2 \right] \Delta r\tag{II. 11}$$

avec Δr , la variation de rayon mesurée.

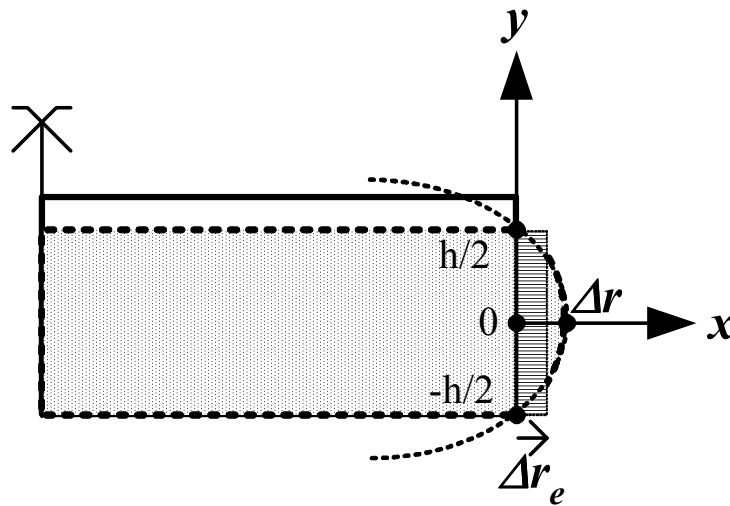


Figure II.3.9. Déformation radiale d'un échantillon de sol.

L'égalité des volumes de révolution engendrés par le rectangle de largeur Δr_e et par la portion de parabole située à droite de l'axe Oy donne la relation suivante :

$$\Delta r_e = \frac{2}{3} \Delta r\tag{II. 12}$$

Cette variation de rayon équivalent est supposée identique quel que soit le rayon. La déformation volumique ε_v et la variation de l'indice des vides Δe sont alors obtenues par la relation :

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta h}{h_0} + 2 \frac{\Delta r_e}{r_0} = \frac{\Delta e}{1 + e_0} \quad (\text{II. 13})$$

où h_0 , r_0 et e_0 sont respectivement la hauteur, le rayon et l'indice des vides initiaux de l'échantillon de sol.

La sensibilité de la mesure de la tension ΔU vis-à-vis de l'élévation de la température ΔT et du déviateur $\sigma_z - \sigma_x$ a été étudiée à travers un étalonnage des chaînes de mesure. Cet étalonnage permet de déterminer la correction ΔU^* à apporter à la tension mesurée ΔU_m afin d'accéder à la tension correspondant à la variation de hauteur ou de rayon de l'échantillon de sol ΔU . Le détail de cet étalonnage est donné en annexe II.B. On peut alors écrire :

$$\Delta U = \Delta U_m - \Delta U^* \quad (\text{II. 14})$$

L'influence des chargements mécanique et thermique sur la mesure de la variation de hauteur se traduit par :

$$\begin{aligned} \Delta U_v^*(\sigma_z - \sigma_x, \Delta T) = & \underbrace{\left(4,82.10^{-7} \Delta T^2 - 5,55.10^{-5} \Delta T + 7,10.10^{-2} \right)}_{\text{Terme dû au chargement mécanique}} \left(1 - e^{-(5,93.10^{-3} \Delta T + 2,89.10^{-3})(\sigma_z - \sigma_x)} \right) \\ & - \underbrace{\frac{3,04.10^{-3}}{1 + 2,55.e^{-1,44.10^{-1} \Delta T}} \Delta T}_{\text{Terme dû au chargement thermique}} \end{aligned} \quad (\text{II. 15})$$

avec ΔU_v^* la correction en Volt à apporter à la mesure de la variation de « tension verticale » ΔU_{vm} . Dans cette relation, la variation de température ΔT est exprimée en degré Celsius et la contrainte déviatorique $\sigma_z - \sigma_x$ en kPa. L'abaque de correction est donné à la figure II.3.10.

L'influence du chargement thermique sur la mesure de la variation de rayon se traduit par :

$$\Delta U_r^*(\Delta T) = \frac{5,55.10^{-2}}{1 + 48,46.e^{-8,64.10^{-2} \Delta T}} \quad (\text{II. 16})$$

avec ΔU_r^* la correction en Volt à apporter à la mesure de la variation de « tension radiale » ΔU_{rm} . Dans cette relation, la variation de température ΔT est exprimée en degré Celsius. L'abaque de correction est donné à la figure II.3.11.

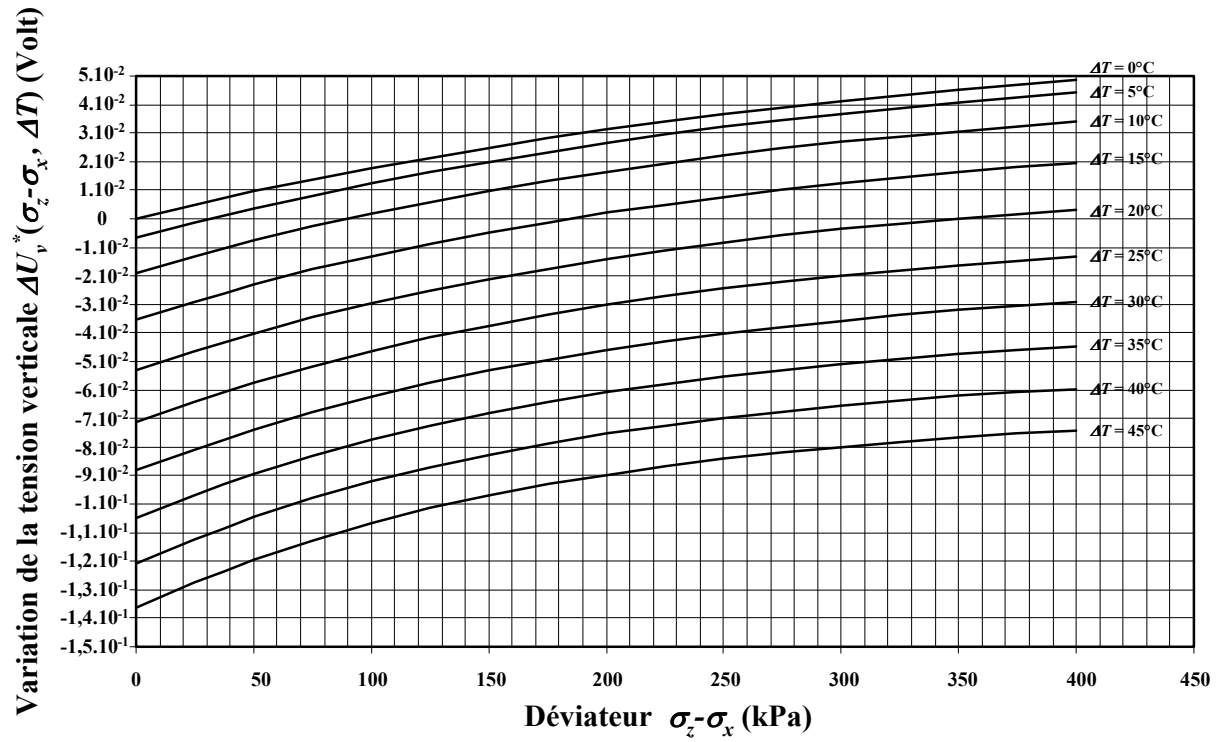


Figure II.3.10. Abaque d'étalonnage donnant la correction ΔU_v^*

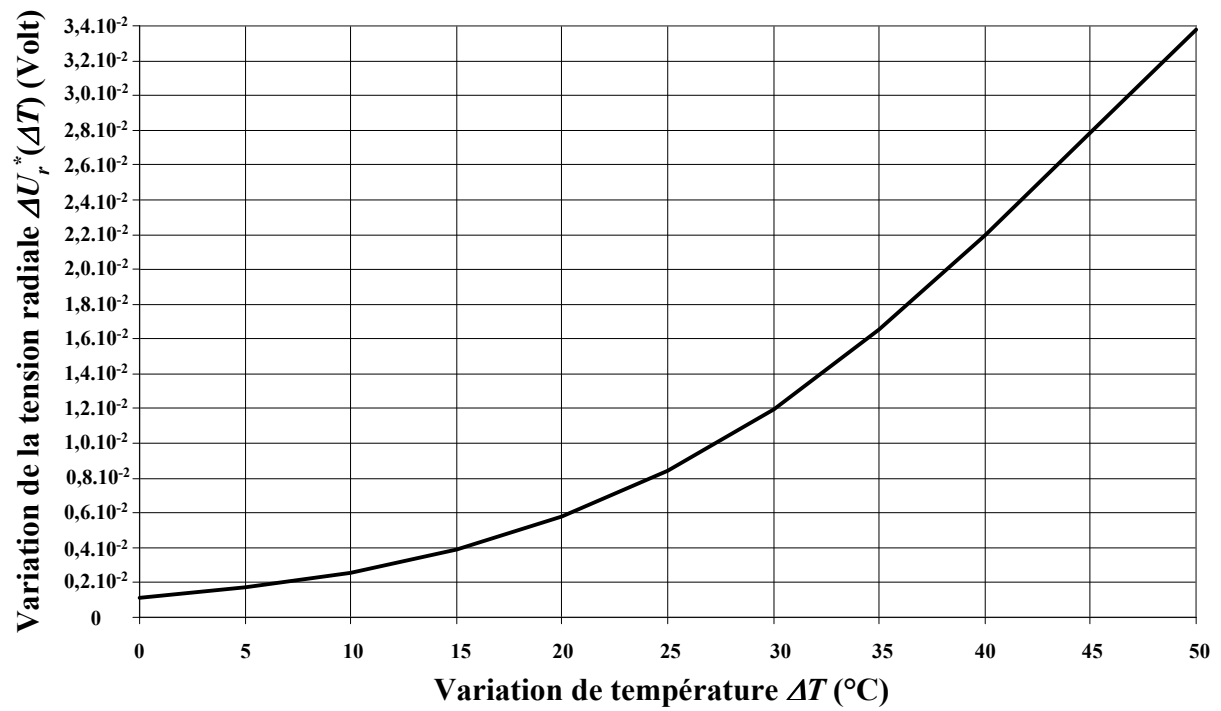


Figure II.3.11. Abaque d'étalonnage donnant la correction ΔU_r^*

Le schéma d'ensemble de la chaîne de mesure des variations de hauteur et de rayon d'un échantillon de sol (photographie II.3) est donné à la figure II.3.12.



Photographie II.3. Dispositif de mesure des variations de hauteur et de rayon de l'échantillon.

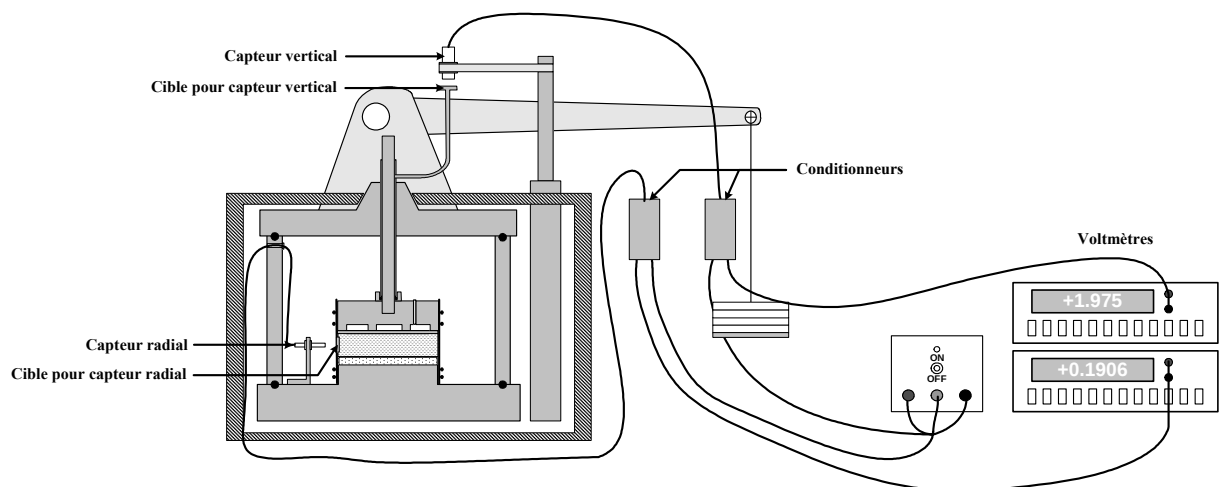


Figure II.3.12. Schéma de principe de mesure des déplacements.

II.3.5. Mesure des variations de volume d'eau de l'échantillon

La méthode employée pour mesurer les variations de la teneur en eau Δw au sein de l'échantillon de sol consiste à mesurer les variations de volume d'eau ΔV_e entrant ou sortant à travers la céramique poreuse placée à la base de l'échantillon ([Fella, 1987] et [Saix, 1987]). Le circuit de mesure, qui permet de quantifier cette variation de volume d'eau, est constitué de deux burettes graduées avec une précision de $0,05 \text{ cm}^3$, insérées à l'intérieur de deux tubes montés en série. La lecture s'effectue grâce au déplacement du ménisque séparant deux liquides non miscibles et de densités voisines (pétrole coloré et eau pure désaérée). Ce circuit de mesure est donné à la figure II.3.13.

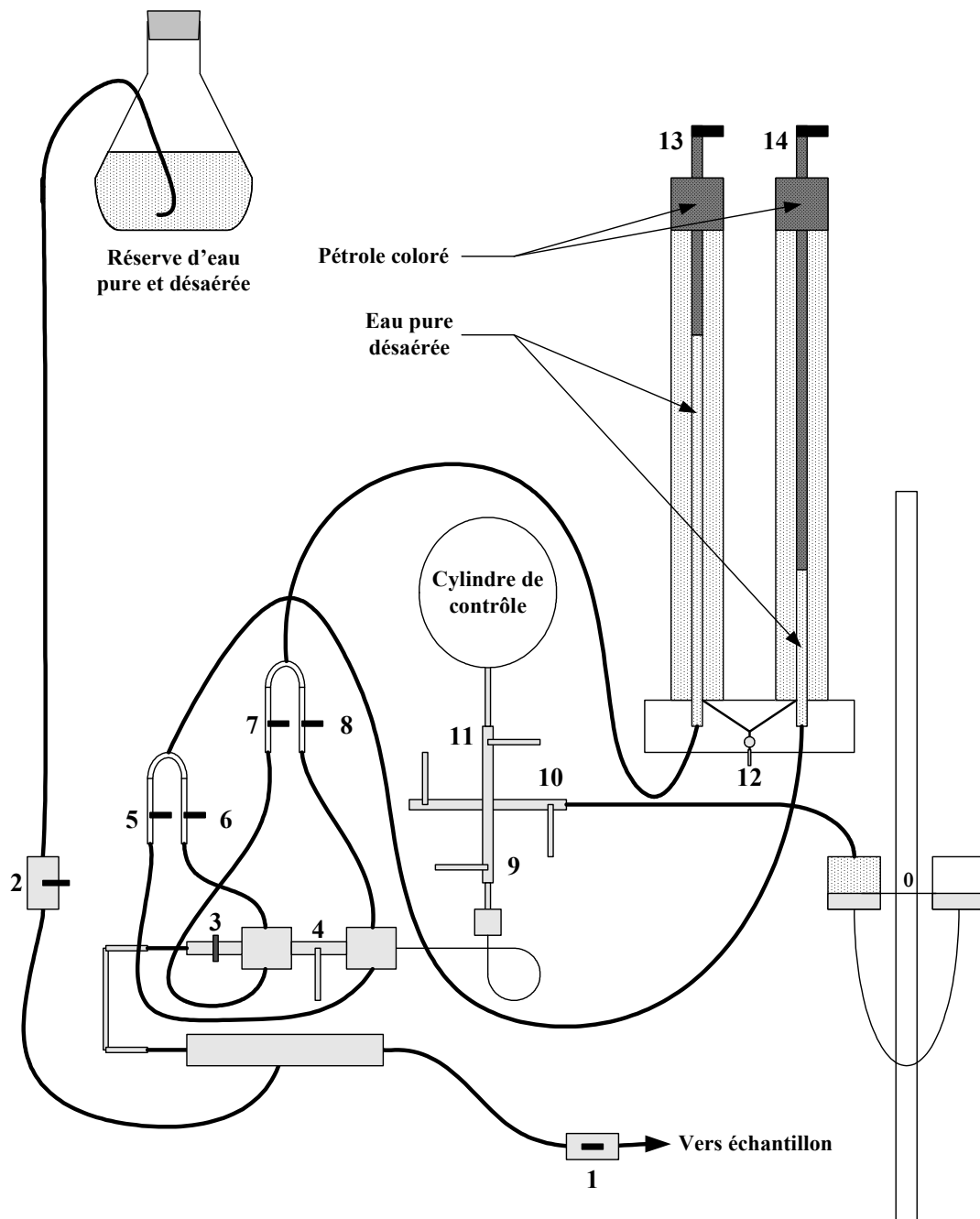


Figure II.3.13. Schéma du circuit de mesure des variations du volume d'eau de l'échantillon.

L'étalonnage en température du circuit de mesure des variations de volume d'eau de l'échantillon a conduit à la relation suivante qui transpose cet étalonnage à la variation de teneur en eau Δw [Fella, 1987] :

$$\Delta w = \frac{0,058 \Delta T^2 + 5,3 \Delta T - \Delta V_{em}}{m_s} \rho_e^*(20^\circ C) \quad (\text{II. 17})$$

avec ΔT la variation, à partir de l'ambiante, de la température en $^\circ\text{C}$, ΔV_{em} la variation de volume d'eau mesurée au cours de l'essai en cm^3 , m_s la masse sèche de sol en g et $\rho_e^*(20^\circ\text{C})$ la masse volumique spécifique de l'eau à 20°C en g.cm^{-3} .

La figure II.3.14 donne un schéma d'ensemble de l'appareil triaxial thermique tel qu'il a été utilisé pour réaliser les essais décrits dans la partie IV.

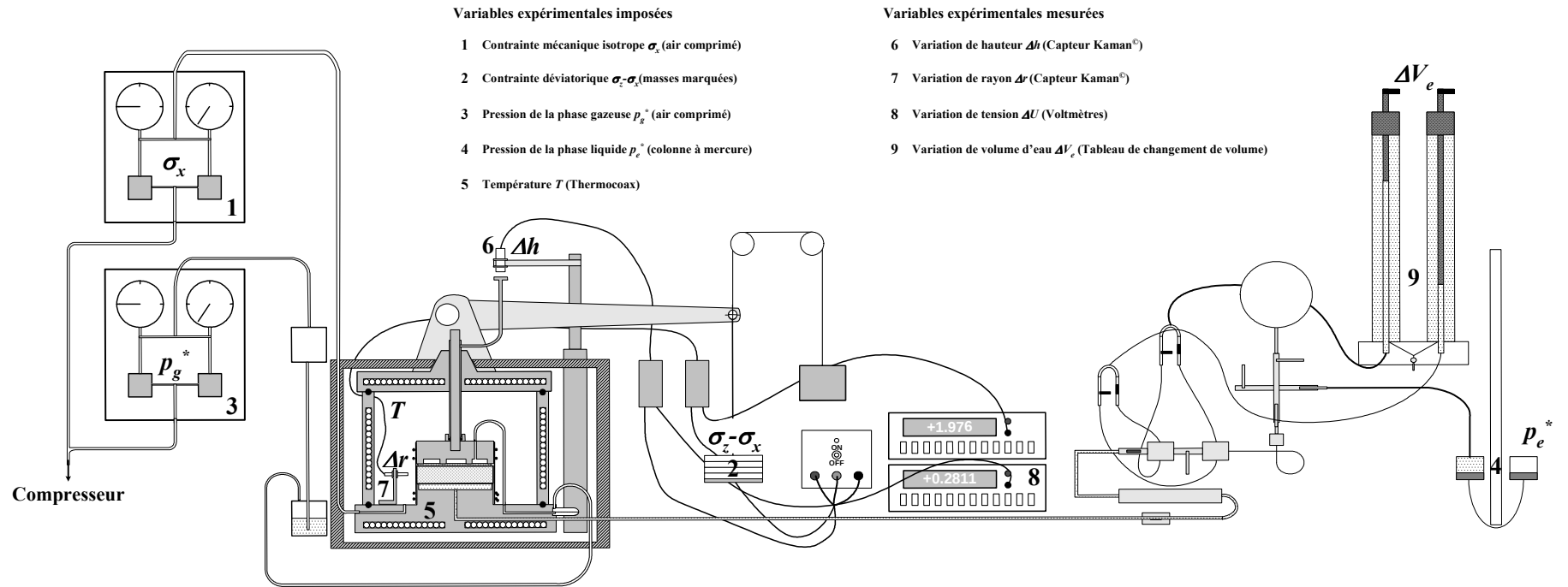


Figure II.3.14. Schéma de principe de l'appareil triaxial thermique actuel.

II.4. La plaque de pression et le banc de sorption en température

La plaque de pression en température et le banc de sorption en température permettent d'obtenir les courbes de rétention d'eau dans le domaine funiculaire, pour la première, et les courbes d'équilibre hygrosopique (isothermes de désorption et d'adsorption), pour le second, à différentes températures.

II.4.1. La plaque de pression en température

Le principe de la plaque de pression consiste à soumettre un échantillon de sol, qui se trouve en contact à sa base avec un liquide, à une succion constante et à mesurer sa teneur en eau correspondante à l'équilibre. Le schéma d'ensemble de la plaque de pression en température (photographie II.4), réalisée pour les besoins de cette étude, est donné à la figure II.4.1.



Photographie II.4. Vue d'ensemble du dispositif « plaque de pression en température ».

II.4. La plaque de pression et le banc de sorption en température

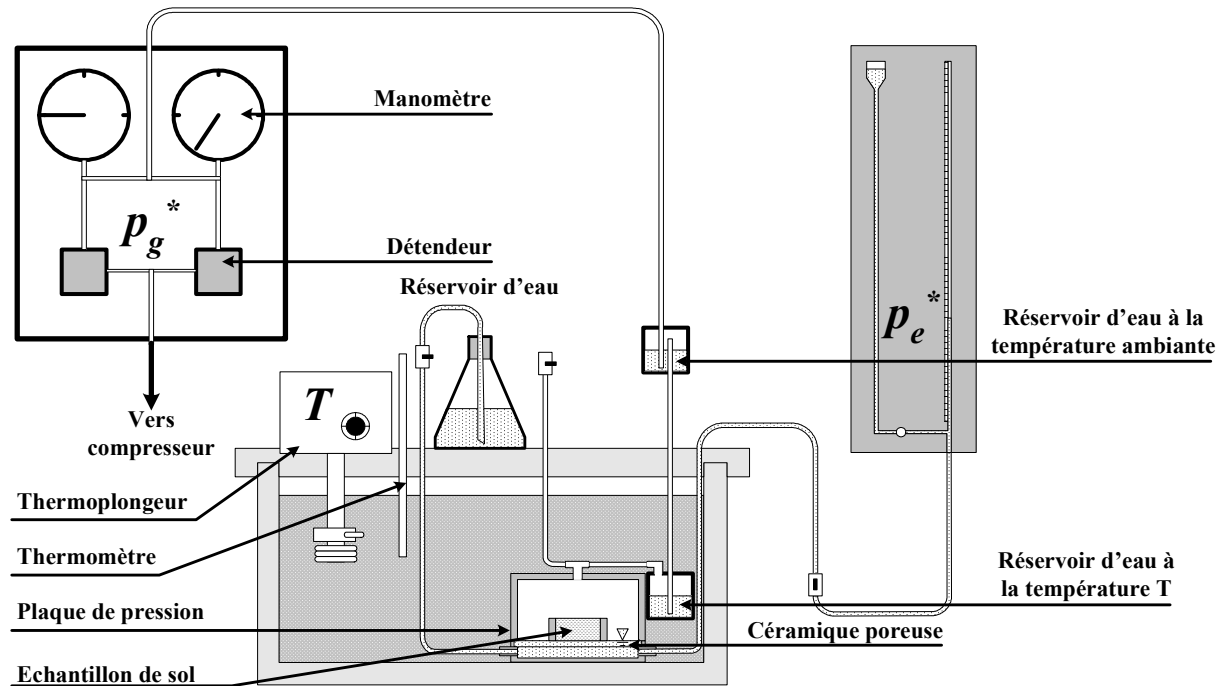


Figure II.4.1. Schéma de principe de la plaque de pression en température.

Ce dispositif comprend une cellule, un bac de régulation de la température et un système de régulation de la succion.

A- Cellule

L'échantillon de sol est disposé sur une céramique poreuse (pression d'entrée d'air 500 kPa) qui permet d'assurer la liaison entre l'eau contenue dans le sol et l'eau du circuit d'alimentation à la pression de la phase liquide p_e^* . Cette céramique constitue la base de la cellule où règne la pression de la phase gazeuse p_g^* .

B- Bac de régulation de la température

La cellule de la plaque de pression est plongée dans un bain thermostaté qui assure la régulation de la température par l'intermédiaire d'un thermoplongeur. La mesure et le contrôle de la température sont faits par l'intermédiaire d'un thermomètre plongé directement dans le bain. Le calorifugeage est assuré par des plaques de polystyrène extrudé.

C- Système de régulation de la succion

Le dispositif de régulation de la succion ($s = p_g^* - p_e^*$) fait appel à la méthode de surpression d'air. Il comprend deux circuits, le premier permettant la régulation de la pression de la phase gazeuse p_g^* et le second, permettant la mesure de la pression de la phase liquide p_e^* .

Le dispositif de régulation de la pression de la phase gazeuse est composé de :

- Un circuit, raccordé à une source d'air comprimé, comprenant deux détendeurs avec manomètres (un premier de 0 à 50 kPa et un second de 0 à 400 kPa) permettant d'imposer une pression d'air avec une précision de 1 kPa pour le premier et de 5 kPa pour le second. Ces valeurs peuvent être considérées comme les incertitudes absolues pour la succion dans les domaines considérés,
- Deux réserves d'eau, la première à l'extérieur du bain thermostaté (à température ambiante) et la seconde au niveau de la cellule (à la température de l'essai), permettent de réduire au minimum les transferts en phase vapeur dus à un gradient de pression de vapeur saturante $p_{vs}(T)$ entre le circuit de régulation (à température ambiante) et l'échantillon de sol (à la température de l'essai).

Le dispositif de mesure de la pression de la phase liquide est composé d'une burette graduée avec une précision de $0,05 \text{ cm}^3$, permettant de vérifier l'obtention d'un état d'équilibre et de mesurer une pression d'eau à la fin de chaque essai.

II.4.2. Le banc de sorption en température

Le principe du banc de sorption consiste à soumettre un échantillon de sol à une atmosphère régulée en vapeur d'eau et à mesurer sa teneur en eau correspondante à l'équilibre. Le schéma d'ensemble du banc de sorption en température (photographie II.5) est donné à la figure II.4.2.



Photographie II.5. Vue d'ensemble du dispositif « banc de sorption en température ».

II.4. La plaque de pression et le banc de sorption en température

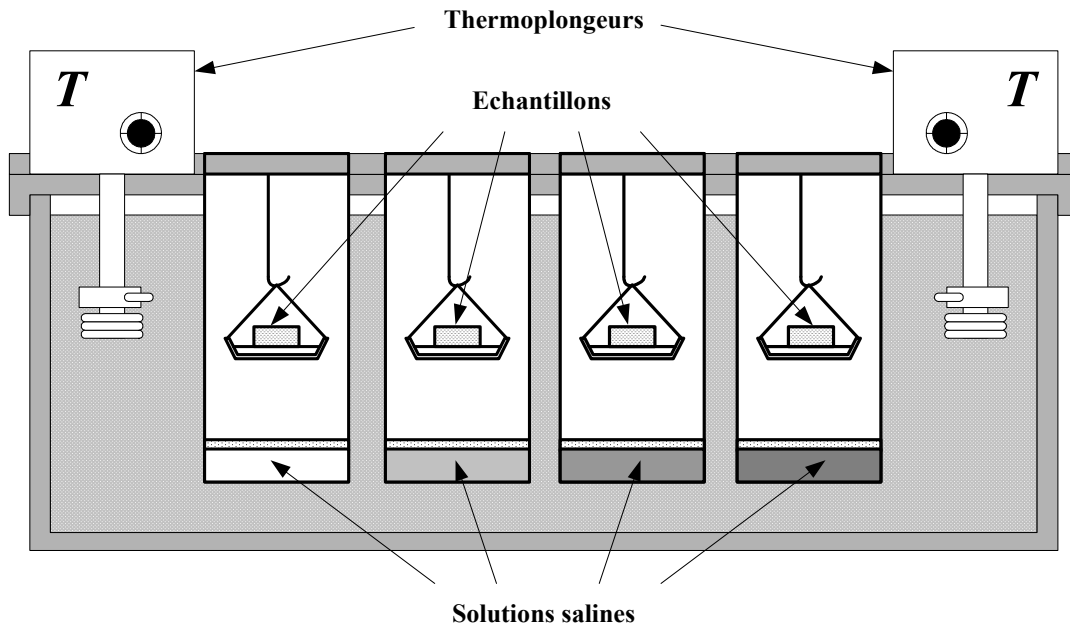


Figure II.4.2. Schéma de principe du banc de sorption en température.

La méthode utilisée est dite « méthode des solutions salines saturées ». Ces solutions permettent de créer des ambiances à humidité relative bien connues. Le tableau II. 1 donne les valeurs des humidités relatives obtenues à l'aide de différents sels utilisés en fonction de la température [Afnor, 1973].

Température	20°C	30°C	40°C	50°C	60°C
Hydroxide de potassium	9%	7%	6%	6%	6%
Chlorure de lithium	12%	12%	11%	11%	10%
Chlorure de magnésium	33%	33%	32%	31%	30%
Carbonate de potassium	44%	43%	42%	-	36%
Nitrate de magnésium	55%	52%	49%	46%	43%
Chlorure de sodium	76%	75%	75%	76%	76%
Chlorure de potassium	86%	85%	82%	81%	80%
Sulfate de potassium	97%	96%	96%	96%	96%

Tableau II.1. Solutions salines et humidités relatives correspondantes utilisées pour les essais de sorption (d'après Afnor (1973)).

L'échantillon de sol est suspendu dans une enceinte hermétique qui contient à sa base la solution saline saturée. L'ambiance à humidité relative HR permet d'imposer la succion s qui est calculée par la loi de Kelvin :

$$s = -\frac{\rho_e^* RT}{M_e} \ln(HR) \quad (\text{II. 18})$$

L'ensemble des enceintes hermétiques est plongé dans un bain thermostaté par l'intermédiaire de thermoplongeurs. Le calorifugeage est assuré par des plaques de polystyrène extrudé. Les humidités relatives et la température sont régulièrement contrôlées à l'aide d'un thermo-hygromètre. Les incertitudes absolues sont estimées à 0,01 pour l'humidité relative et à 0,1°C pour la température.

II.5. Conclusions de la partie II

Dans cette partie, les caractéristiques des sols de référence (sable limoneux argileux et argile plastique) ont été présentées. Les dispositifs expérimentaux permettant la caractérisation du comportement thermo-hydro-mécanique y ont été décrits.

Pour ce qui concerne l'appareil triaxial thermique, la rénovation de cet appareil a demandé près d'un an de réflexion, de réalisation et d'étalonnage. Aujourd'hui, le dispositif expérimental a subi des améliorations notables tant au niveau du contrôle des variables imposées (entrées) qu'au niveau de l'acquisition des variables mesurées (sorties).

Par ailleurs, deux autres dispositifs ont été élaborés à savoir la plaque de pression et le banc de sorption en température. Ces dispositifs expérimentaux seront utilisés afin d'établir les courbes caractéristiques sol-eau qui sont une connaissance indispensable pour comprendre l'action de la température sur le comportement hydro-mécanique des sols.

PARTIE III

**Étude du transport d'eau
à différentes températures**

III. Étude du transport d'eau à différentes températures

Cette partie est consacrée à l'étude du transport d'eau à différentes températures. On présente dans un premier temps un modèle général de transport d'eau prenant en compte les trois phénomènes de filtration de la phase liquide, de diffusion de la vapeur et de changement de phase liquide-vapeur.

Par la suite, deux campagnes d'essais expérimentaux sont présentées. Ces deux campagnes portent sur les deux sols de référence présentés en partie II et sont réalisées aux deux températures $T=20^{\circ}\text{C}$ et $T=60^{\circ}\text{C}$.

La première campagne concerne des essais de désaturation sans contrainte. La désaturation se fait dans une atmosphère régulée en humidité relative et en température. Les cinétiques et les profils de teneur en eau seront mesurés. Les résultats de cette campagne seront utilisés pour tester une loi « globale » de transport afin d'accéder à un coefficient de transport « global ». Ce coefficient sera relié au coefficient relatif de perméabilité dans le domaine funiculaire et au coefficient de diffusion dans le domaine hygroscopique.

La deuxième campagne concerne la détermination de la courbe caractéristique en température. On s'intéressera en particulier à l'influence de la température sur cette courbe. Par la suite, une relation théorique, exprimant la variation de teneur en eau en fonction de la variation de succion et de la variation de température, sera proposée. Cette relation sera utilisée pour évaluer l'influence de la température sur la courbe de rétention (domaine funiculaire) en comparaison avec les résultats expérimentaux.

Par ailleurs, les résultats des deux approches seront confrontés à travers le coefficient relatif de perméabilité issu des deux approches par des démarches indépendantes. Ce coefficient sera déterminé en fonction de la succion pour les sols choisis et les deux températures de l'étude.

III.1. Éléments théoriques sur le transport d'eau

De manière générale, il est possible de distinguer trois domaines hydriques pour les sols non saturés (figure III.1.1) :

- Le domaine funiculaire qui correspond à un état où la phase liquide est continue et la phase gazeuse discontinue. Dans ce domaine, la phase liquide peut s'écouler au sein de l'espace poral (eau libre). Proche de la saturation, la phase gazeuse est présente sous forme de bulles d'air dispersées,
- Le domaine pendulaire qui correspond à un état difficilement identifiable en termes de phases (liquide ou gazeuse) continues ou discontinues. Il est généralement admis que la phase liquide se trouve sous forme de ponts liquides liant les grains solides entre eux (eau capillaire). Dans ce domaine, les mouvements de la phase liquide sont fortement réduits au sein de l'espace poral. La pression de vapeur est très proche voire égale à la pression de vapeur saturante,
- Le domaine hygroscopique qui correspond à un état où la phase liquide est discontinue et la phase gazeuse continue. Dans ce domaine, la phase liquide est totalement adsorbée à la surface des grains solides (eau adsorbée) et la pression de vapeur est inférieure à la pression de vapeur saturante.

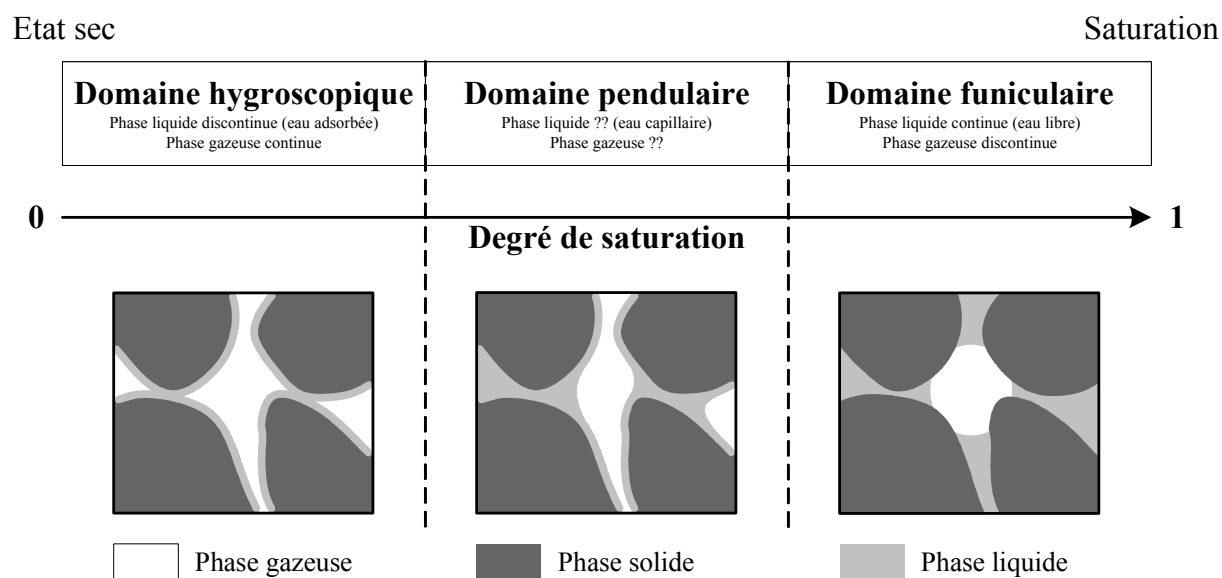


Figure III.1.1. Description hydrique d'un sol.

Dans cette étude, les principaux mécanismes de transport d'eau dans un élément de sol sont les filtrations en phases liquide et gazeuse et la diffusion en phase vapeur. Ce dernier phénomène est lié au phénomène de changement de phase (figure III.1.2).

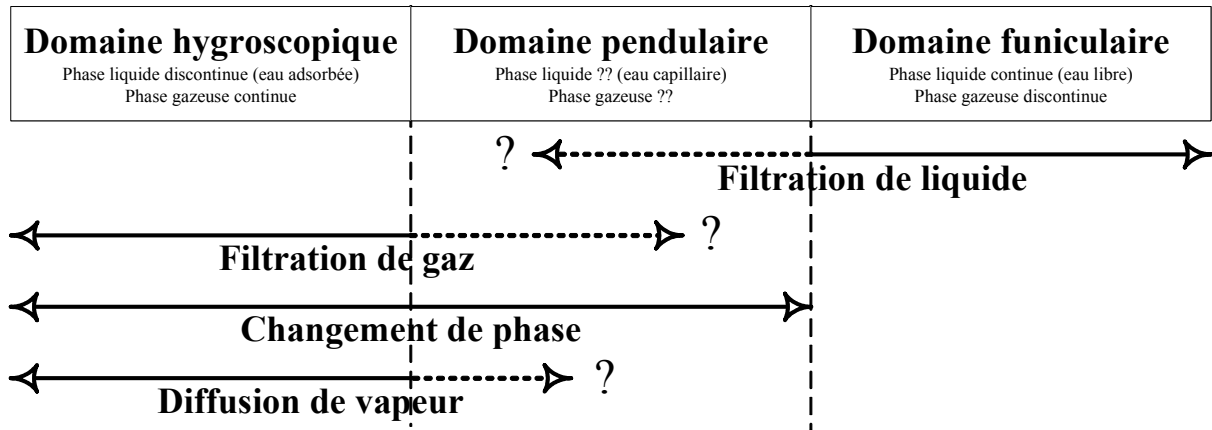


Figure III.1.2. Mécanismes participant au transport d'eau dans un sol.

La filtration en phase liquide se produit dans le domaine funiculaire et se poursuit partiellement dans le domaine pendulaire tant que la phase liquide reste continue. En phase liquide, l'eau mobilisée dans ce processus peut circuler sous l'effet d'un gradient hydraulique suivant une loi de type Darcy tant que la phase liquide reste continue.

La filtration en phase gazeuse se produit dans le domaine hygroscopique et se poursuit partiellement dans le domaine pendulaire tant que la phase gazeuse reste continue. En phase gazeuse, l'eau est mobilisée sous forme de vapeur et peut circuler sous l'effet d'un gradient de pression de phase gazeuse tant que cette dernière reste continue.

La diffusion de vapeur se produit dans le domaine hygroscopique et se poursuit partiellement dans le domaine pendulaire tant que la pression de vapeur reste inférieure à la pression de vapeur saturante. L'eau mobilisée est plus ou moins liée aux particules solides. Des phénomènes de changement de phase précèdent le transport d'eau qui se fait essentiellement par diffusion de vapeur sous l'effet d'un gradient de pression de vapeur tant que la phase gazeuse reste continue.

À partir de ces considérations hydriques et des bilans de masses établis à la partie I, on propose une modélisation du transport d'eau dans les différents domaines hydriques.

III.1.1. Modélisation du transport d'eau

Dans cette étude, on admet les hypothèses suivantes :

- La température est uniforme et identique pour toutes les phases. Il n'y a pas de gradient de température au sein du milieu donc pas de conduction de chaleur,
- Le squelette solide est immobile et indéformable. La vitesse de la phase solide est nulle ($v_s^k=0$) et la masse volumique apparente sèche ρ_s constante au cours du transport d'eau. Selon le type de sol, cette hypothèse peut être jugée forte car, comme on l'a vu dans la partie I.4, les déformations peuvent s'avérer non négligeables dans le domaine funiculaire au cours de la désaturation,
- La pression de la phase gazeuse est uniforme et constante dans le milieu. En négligeant l'action de la pesanteur, le flux de filtration de la phase gazeuse est nul ($J_g^k=0$). D'après l'hypothèse précédente ($v_s^k=0$), la vitesse de la phase gazeuse est nulle ($v_g^k=0$).

A- Modèle général de transport d'eau

Sous ces hypothèses, les bilans de masses d'eau liquide (I.21) et de vapeur d'eau (I.23) se réduisent à :

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_e}{dt} &= -J_{e,k}^k - C_e \\ \frac{d\rho_v}{dt} &= -J_{v,k}^k + C_e\end{aligned}\tag{III. 1}$$

D'après la loi de changement de phase (I.91) et sous l'hypothèse que les termes associés à l'énergie cinétique des constituants liquide et vapeur sont négligeables devant le terme de la pression de vapeur, le terme de changement de phase liquide-vapeur se réduit à :

$$C_e = -\frac{L_{Ce}R}{M_e} \ln\left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)}\right)\tag{III. 2}$$

La définition de la teneur en eau w ($\rho_e=w\rho_s$) et la loi de filtration de la phase liquide (I.66) permettent d'écrire le bilan de masse d'eau (III. 1) sous la forme :

$$\rho_s \frac{dw}{dt} = \left(\frac{w\rho_s F_e}{T} (p_{e,k}^* + \rho_e^* g^k) \right)_{,k} + \frac{L_{Ce}R}{M_e} \ln\left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)}\right)\tag{III. 3}$$

Sous l'hypothèse que la pression de phase gazeuse p_g^* est uniforme et constante, la relation (III.3) peut s'écrire en faisant apparaître la succion $s = p_g^* - p_e^*$:

$$\frac{dw}{dt} = - \left(\frac{wF_e}{T} (s_{,k} - \rho_e^* g^k) \right)_{,k} + \frac{L_{Ce}R}{\rho_s M_e} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \quad (\text{III. 4})$$

À l'équilibre thermodynamique, on a une relation en désorption ou en adsorption entre la succion s et la teneur en eau w qui permet d'écrire (III.4) sous la forme :

$$\frac{dw}{dt} = - \left(\frac{wF_e}{T} \left(\frac{ds}{dw} w_{,k} - \rho_e^* g^k \right) \right)_{,k} + \frac{L_{Ce}R}{\rho_s M_e} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \quad (\text{III. 5})$$

D'après la loi de diffusion (I.75) et sous l'hypothèse que la vapeur se comporte comme un gaz parfait (I.74), le bilan de masse vapeur (III. 1) s'écrit :

$$\frac{M_e}{RT} \frac{d(\theta_g p_v^*)}{dt} = \left(D_v \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{v,k}^* \right)_{,k} - \frac{L_{Ce}R}{M_e} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \quad (\text{III. 6})$$

À partir des relations (III.5) et (III.6), le modèle général de transport d'eau (III.1) dans un sol non saturé s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} &= - \left(\frac{wF_e}{T} \left(\frac{ds}{dw} w_{,k} - \rho_e^* g^k \right) \right)_{,k} + \frac{L_{Ce}R}{\rho_s M_e} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \\ \frac{d(\theta_g p_v^*)}{dt} &= \left(\frac{RT}{M_e} D_v \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{v,k}^* \right)_{,k} - \frac{L_{Ce}R^2 T}{M_e^2} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \end{aligned} \quad (\text{III. 7})$$

B- Déclinaison du modèle général de transport d'eau

Dans le domaine funiculaire, le transport d'eau se fait principalement par filtration de la phase liquide. Le flux de vapeur et le terme de changement de phase sont nuls ($J_v^k=0$ et $C_e=0$). Le modèle de transport d'eau (III.7) se réduit à :

$$\frac{dw}{dt} = - \left(\frac{wF_e}{T} \left(\frac{ds}{dw} w_{,k} - \rho_e^* g^k \right) \right)_{,k} \quad (\text{III. 8})$$

III.1. Éléments théoriques sur le transport d'eau

Dans ce modèle apparaît le coefficient phénoménologique de transport de l'eau liquide F_e . En écrivant la loi de Darcy, il est possible de mettre en évidence une relation entre le coefficient F_e et la perméabilité K_{ns} d'un sol non saturé. La vitesse de filtration v^k de la phase liquide selon la loi de Darcy s'écrit sous la forme :

$$v^k = -\frac{K_{ns}}{\rho_e^* g} (p_{e,k}^* + \rho_e^* g^k) \quad (\text{III. 9})$$

La perméabilité en conditions non saturées est définie par :

$$K_{ns} = k_r K_s = k_r \frac{kg}{v_e} \quad (\text{III. 10})$$

où k_r est le coefficient relatif de perméabilité et K_s la perméabilité en conditions saturées qui est fonction de la perméabilité intrinsèque du sol k et de la viscosité cinématique de l'eau v_e .

Compte tenu de la définition de la vitesse à la Darcy v^k , on peut écrire :

$$\rho_e^* v^k = -\frac{k_r K_s}{g} (p_{e,k}^* + \rho_e^* g^k) = \rho_e v_e^k = J_e^k \quad (\text{III. 11})$$

En comparant la loi de filtration de la phase liquide (I.66) et la relation (III.11), on obtient une relation entre le coefficient phénoménologique de transport F_e et le coefficient relatif de perméabilité k_r de la forme :

$$w \rho_s \frac{F_e}{T} = \frac{k_r K_s}{g} \quad (\text{III. 12})$$

L'équation de transport d'eau (III.8) dans le domaine funiculaire peut alors se mettre sous la forme :

$$\frac{dw}{dt} = -\left(\frac{k_r K_s}{\rho_s g} \left(\frac{ds}{dw} w_{,k} - \rho_e^* g^k \right) \right)_{,k} \quad (\text{III. 13})$$

Dans le domaine hygroscopique, le transport d'eau se fait principalement par diffusion de vapeur. Le flux de filtration de la phase liquide est nul ($J_e^k=0$). Le modèle de transport d'eau (III.7) se réduit à :

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} &= \frac{L_{Ce}R}{\rho_s M_e} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \\ \frac{d(\theta_g p_v^*)}{dt} &= \left(\frac{RT}{M_e} D_v \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{v,k}^* \right) - \frac{L_{Ce}R^2T}{M_e^2} \ln \left(\frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \right) \end{aligned} \quad (III. 14)$$

Dans ce modèle apparaissent les coefficients phénoménologiques de changement de phase L_{Ce} et de diffusion de la vapeur D_v .

Le coefficient phénoménologique de changement de phase L_{Ce} a fait l'objet d'une étude particulière de Bénét (1981), de Bénét & Jouanna (1983) et de Fras (1987). L'étude expérimentale du coefficient de changement de phase a été faite par Ruiz (1998) et Chammari (2002). Ces études ont permis d'aboutir à la détermination de ce coefficient en fonction de la teneur en eau dans des états proche et loin de l'équilibre. Chammari et al. (2003) ont distingué ces deux états de la façon suivante :

➤ État proche de l'équilibre (figure III.1.3 (a))

$$L_{Ce} = L_{eq}(w) \quad \text{Si } \frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \geq 0,93 \quad (III. 15)$$

➤ État loin de l'équilibre (figure III.1.3 (b))

$$L_{Ce} = -18,4.10^{-8} \frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} + (L_{eq}(w) + 17,1.10^{-8}) \quad \text{Si } \frac{p_v^*}{HR(w).p_{vs}(T)} \leq 0,93 \quad (III. 16)$$

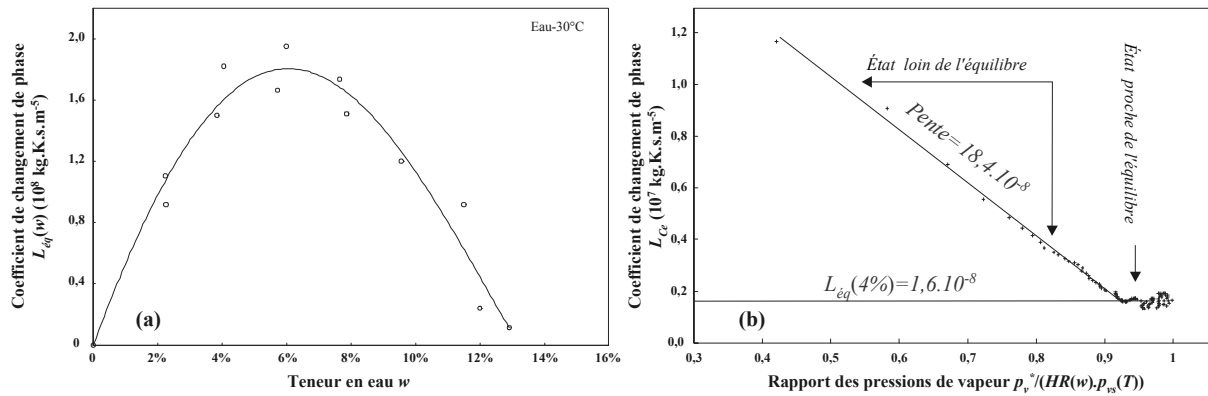


Figure III.1.3. Évolution du coefficient phénoménologique de changement de phase L_{Ce} (a) à l'équilibre et (b) loin de l'équilibre (d'après Chammari et al. (2003)).

III.1. Éléments théoriques sur le transport d'eau

L'étude du changement de phase loin de l'équilibre reste un sujet nécessitant des investigations supplémentaires.

Le coefficient phénoménologique de diffusion de vapeur D_v dans le sol peut s'exprimer en fonction du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air D_{va} et d'une fonction de correction $f(\theta_g)$ par la relation :

$$D_v = f(\theta_g) D_{va} \frac{M_e}{RT} \quad (\text{III. 17})$$

où D_{va} ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) est donné par De Vries & Kruger (1967) sous la forme :

$$D_{va} = 2,17 \cdot 10^{-5} \frac{p_{atm}}{p_g} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,88} \quad (\text{III. 18})$$

avec p_{atm} pression atmosphérique (101325 Pa) et T_0 température de référence (273 K).

L'effet de la tortuosité est pris en compte à travers la fraction volumique de la phase gazeuse θ_g par l'intermédiaire de la fonction $f(\theta_g)$. Il existe, dans la littérature, plusieurs formes classiques de cette fonction de correction $f(\theta_g)$ ([Baver et al., 1972], [Penman, 1940 (a) et (b)] et [Currie, 1960 (a) (b) et 1961]). Le tableau III.1 donne les fonctions les plus souvent citées [Mignard, 1984].

	Baver et al.	Penman	Buckingham	Millington	Marshall
$f(\theta_g)$	$\frac{\theta_g^{3,33}}{n^2}$	$\frac{2\theta_g}{3}$	$1,2(\theta_g - 0,1)^{1,7}$	$\theta_g^{1,33}$	$\theta_g^{1,5}$
Où n est la porosité					

Tableau III.1. Fonctions de correction $f(\theta_g)$ prenant en compte l'effet de la tortuosité.

Dans le domaine pendulaire, le transport d'eau reste à l'heure actuelle un sujet très ouvert. Il s'agit d'un domaine de transition où les hypothèses de continuité des phases liquide et gazeuse ne sont plus assurées. Dans ce domaine, on peut penser qu'il peut y avoir coexistence des phénomènes de transport convectif et diffusif avec une prédominance de l'un par rapport à l'autre suivant que l'on se trouve proche du domaine funiculaire ou proche du domaine hygroscopique. On admet alors que le modèle de transport d'eau (III.7) est applicable dans ce domaine.

III.1.2. Modèle « global » de transport d'eau

Dans le cas où l'on s'intéresse à la désaturation isotherme d'un sol, d'un état initialement saturé (ou proche de la saturation) à un état d'équilibre hygroscopique, les principaux mécanismes permettant le transport d'eau dans les différents domaines hydriques sont la filtration de l'eau liquide et la diffusion de la vapeur d'eau. Dans l'étude expérimentale de désaturation qui suivra, la configuration des échantillons permet d'envisager une modélisation unidirectionnelle du transport d'eau suivant un axe horizontal. Le paragraphe ci-dessous permet d'adapter les équations de transport à la configuration envisagée.

Dans le domaine funiculaire, le premier mécanisme qui entre en jeu est la filtration de la phase liquide. Le flux de transport d'eau (I.66) s'écrit :

$$J_e^k = \frac{k_r K_s}{g} \left(\frac{ds}{dw} w_{,k} - \rho_e^* g^k \right) \quad (\text{III. 19})$$

Dans le cas d'un transport unidirectionnel suivant un axe horizontal, la relation (III.19) devient :

$$J_e(x) = \frac{k_r K_s}{g} \frac{ds}{dw} \frac{dw}{dx} \quad (\text{III. 20})$$

En posant :

$$F^*(w) = - \frac{k_r K_s}{g} \frac{ds}{dw} \quad (\text{III. 21})$$

Le flux de transport d'eau liquide (III.20) s'écrit :

$$J_e(x) = -F^*(w) \frac{dw}{dx} \quad (\text{III. 22})$$

où $F^*(w)$ est un coefficient de transport convectif qui dépend de la teneur en eau w .

III.1. Éléments théoriques sur le transport d'eau

Dans le domaine hygroscopique, le transport d'eau se fait essentiellement par diffusion de la vapeur mais ce phénomène est « limité » par la « production » de vapeur due au phénomène de changement de phase. La difficulté de prise en compte de ce phénomène réside dans la connaissance du coefficient phénoménologique L_{Ce} et en particulier loin de l'équilibre où l'on dispose de peu d'informations [Gasparoux, 2003]. En suivant une démarche analogue à celle suivie dans le domaine funiculaire, on peut exprimer le flux de transport d'eau dans le domaine hygroscopique sous une forme similaire. Le flux de transport d'eau (I.75) s'écrit :

$$J_v^k = -f(\theta_g) D_{va} \frac{M_e}{RT} \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{v,k}^* \quad (\text{III. 23})$$

À l'équilibre thermodynamique, en introduisant l'humidité relative de la phase gazeuse définie par (I.89) et compte tenu de la courbe d'équilibre hygroscopique $HR=HR(w)$, la relation (III.23) devient, dans le cas d'un transport unidirectionnel suivant un axe horizontal :

$$J_v(x) = -f(\theta_g) D_{va} \frac{M_e}{RT} \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{vs}(T) \frac{dHR}{dw} \frac{dw}{dx} \quad (\text{III. 24})$$

En posant :

$$D^*(w) = f(\theta_g) D_{va} \frac{M_e}{RT} \frac{p_g^*}{p_g^* - p_v^*} p_{vs}(T) \frac{dHR}{dw} \quad (\text{III. 25})$$

Le flux de transport de la vapeur d'eau (III.24) s'écrit :

$$J_v(x) = -D^*(w) \frac{dw}{dx} \quad (\text{III. 26})$$

où $D^*(w)$ est un coefficient de transport diffusif qui dépend de la teneur en eau w .

Les flux de transport d'eau liquide (III.22) et de vapeur d'eau (III.26) s'expriment de façon analogue en fonction du gradient de teneur en eau. Cette analogie conduit à s'intéresser au transport du constituant eau sans faire la distinction entre la phase liquide et la phase vapeur. Dans le cas d'un transport unidirectionnel suivant un axe horizontal, le bilan de masse « totale » d'eau (III.1) peut alors s'écrire :

$$\frac{d(\rho_e + \rho_v)}{dt} = - \frac{d(J_e + J_v)}{dx} \quad (\text{III. 27})$$

En écrivant la définition de la teneur en eau w sous la forme :

$$w = \frac{\rho_e + \rho_v}{\rho_s} \quad (\text{III. 28})$$

Le bilan de masse « totale » d'eau (III.27) s'écrit :

$$\rho_s \frac{dw}{dt} = - \frac{d(J_e + J_v)}{dx} = - \frac{d}{dx} \left(- G^*(w) \frac{dw}{dx} \right) \quad (\text{III. 29})$$

où $G^*(w)$ est un coefficient de transport « global » dont on peut supposer l'existence sur toute la gamme de teneur en eau.

Dans le domaine funiculaire, le coefficient G^* peut être relié au coefficient relatif de perméabilité k_r (III.21). L'interprétation du coefficient G^* dans le domaine hygroscopique est beaucoup plus difficile, voire impossible, car on occulte le phénomène de changement de phase. Par la suite, même si des valeurs du coefficient de transport « global » seront déterminées expérimentalement dans le domaine hygroscopique, seules les valeurs obtenues dans le domaine funiculaire seront exploitées.

L'approche « globale » du transport d'eau présentée dans la suite repose sur l'expression du flux de transport :

$$J(x) = -G^*(w) \frac{dw}{dx} \quad (\text{III. 30})$$

Le coefficient de transport d'eau G^* sera déterminé à partir d'essais de désaturation sur des échantillons de sol. La mesure de profils de teneur en eau en fonction du temps permettra d'accéder au flux $J(x)$ et au gradient de teneur en eau dw/dx .

Par ailleurs, la courbe caractéristique du même sol permettra de déterminer le coefficient relatif de perméabilité k_r en utilisant la modélisation de Fredlund et al. (1994).

La détermination du coefficient relatif de perméabilité dans le domaine funiculaire est donc faite par les deux voies s'appuyant sur l'approche « globale » et l'approche par la courbe caractéristique. Les résultats de ces deux approches seront comparés et discutés. La figure III.1.4 résume les différentes étapes du passage entre les coefficients de transport « global » G^* et relatif de perméabilité k_r .

III.1. Éléments théoriques sur le transport d'eau

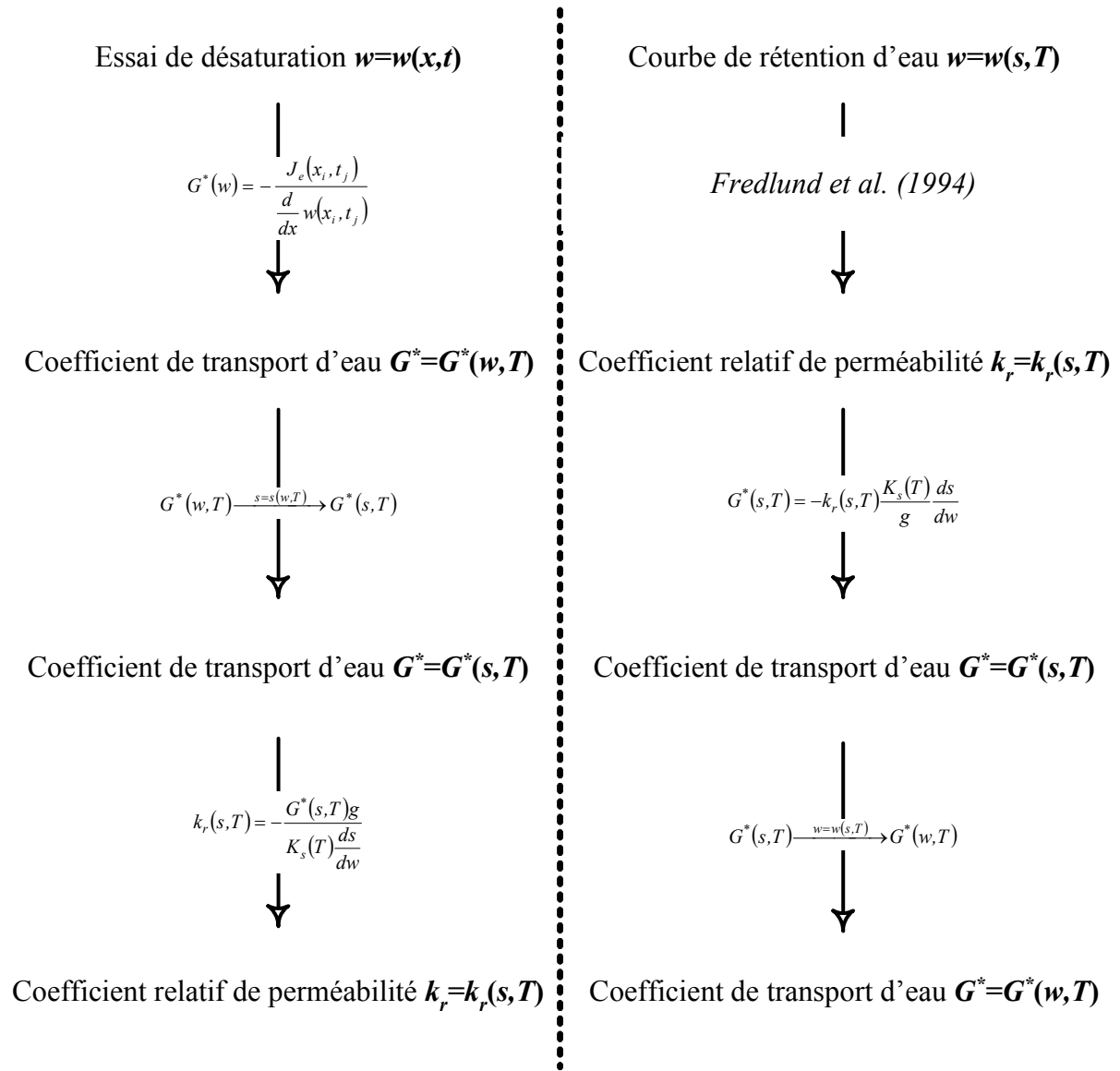


Figure III.1.4. Passage du coefficient « global » de transport au coefficient relatif de perméabilité (et réciproquement).

III.2. Approche « globale » du transport d'eau

Cette approche consiste à réaliser des essais de désaturation (ou de séchage) suivant une direction privilégiée sur des échantillons de sol initialement saturés (ou proches de la saturation) jusqu'à un état d'équilibre hygroscopique imposé par une solution saline. À partir de mesures de profils et de cinétiques de teneur en eau de désaturation, il est possible de déterminer un coefficient de transport « global » fonction de la teneur en eau entre un état proche de la saturation et l'état imposé par la solution saline.

III.2.1. Principe de l'étude

Le principe (figure III.2.1) consiste à réaliser des échantillons, de dimensions connues, dont les faces latérales sont rendues étanches à l'aide d'un film plastique ❶. Ainsi, les transferts d'eau ont lieu uniquement à travers les faces extrêmes des échantillons. Une fois les échantillons réalisés, ils sont placés dans un dessiccateur où l'humidité relative est réglée à 43% par une solution saline de carbonate de potassium ❷. À différents instants, le prélèvement d'un échantillon, découpé en morceaux ❸, permet d'obtenir le profil longitudinal de la teneur en eau $w=w(x, t_i)$ à l'instant t_i en tenant compte de la symétrie de l'échantillon ❹. Une fois l'essai terminé, on accède à la cinétique $w=w(x_i, t)$ pour une abscisse x_i sur l'axe longitudinal de l'échantillon ❺.

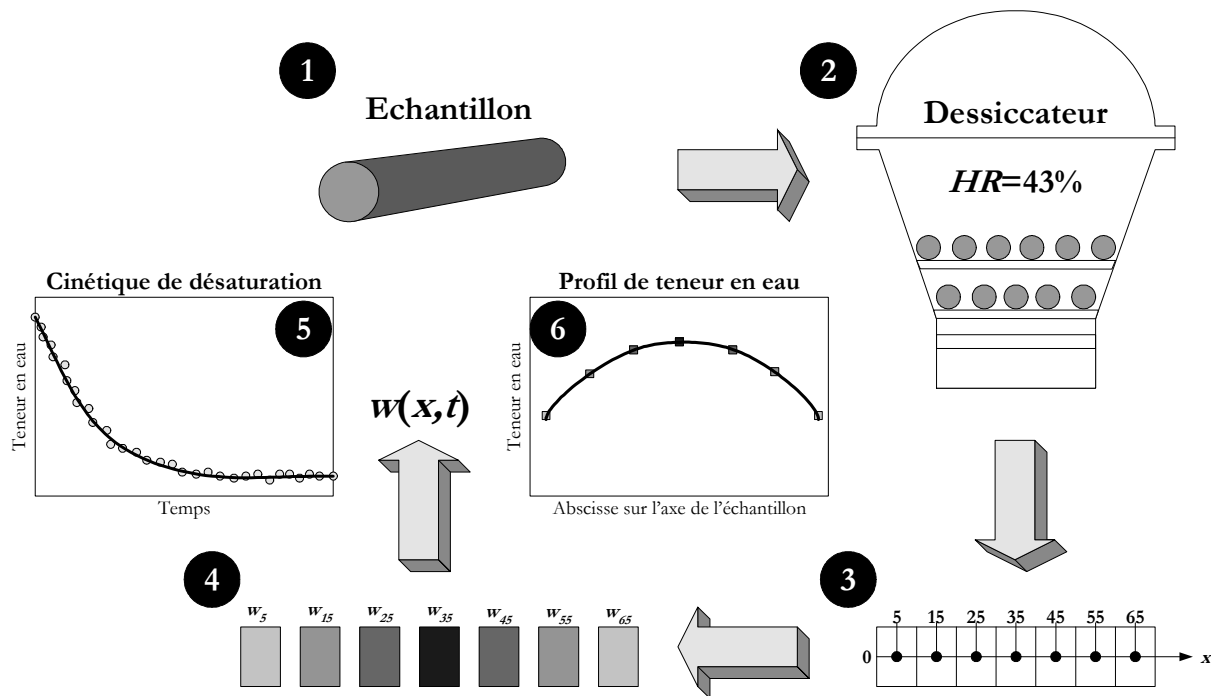


Figure III.2.1. Principe de l'étude de désaturation d'échantillons de sol.

III.2. Approche « globale » du transport d'eau

L'exploitation des résultats consiste tout d'abord à modéliser les cinétiques $w=w(x_i,t)$ par des fonctions polynomiales ❺. Ensuite, ces modélisations sont utilisées pour reconstituer les profils de teneur en eau $w=w(x,t_j)$ à chaque instant t_j ❻ à l'aide de fonctions polynomiales. Puis, dans l'hypothèse d'un transfert unidirectionnel symétrique suivant x (figure III.2.2), ces profils permettent le calcul, d'une part, des flux massiques $J_e(x_i,t_j)$ et, d'autre part, des gradients de teneur en eau $dw(x_i,t_j)/dx$ pour chaque abscisse x_i et chaque instant t_j .

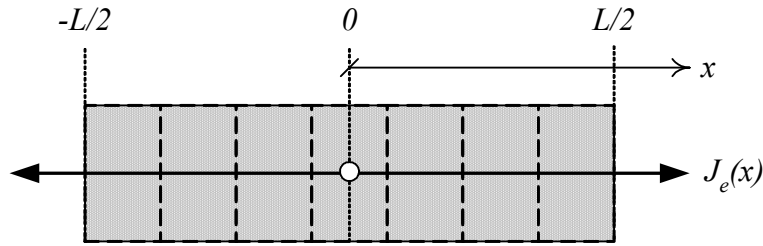


Figure III.2.2. Hypothèse d'un transfert unidirectionnel symétrique suivant x .

Le flux massique $J_e(x_i,t_j)$ à travers la section S d'abscisse x_i est déterminé par :

$$J_e(x_i,t_j) = \frac{m_e(x_i,t_{j+1}) - m_e(x_i,t_{j-1})}{(t_{j+1} - t_{j-1})S} \quad (\text{III. 31})$$

$$\text{avec } m_e(x_i,t_j) = \rho_s S \sum_{k=i}^{N-1} \left(\frac{w(x_k,t_j) + w(x_{k-1},t_j)}{2} (x_k - x_{k-1}) \right)$$

avec $m_e(x_i,t_j)$ la masse d'eau contenue entre l'abscisse x considérée et le milieu de l'échantillon ($x=0$) à l'instant t_j .

Enfin, à partir des flux massiques d'eau et des gradients de teneur en eau, on détermine un coefficient « global » de transport d'eau $G^*(w(x_i,t_j))$ défini par :

$$G^*(w(x_i,t_j)) = - \frac{J_e(x_i,t_j)}{\frac{dw(x_i,t_j)}{dx}} \quad (\text{III. 32})$$

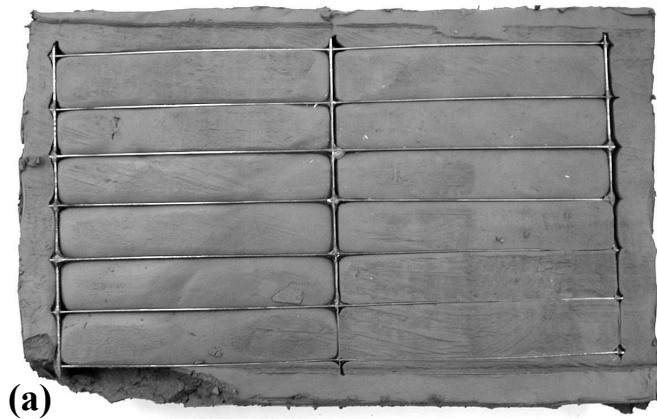
À chaque couple « abscisse x_i – instant t_j » correspond un teneur en eau w qui permet d'exprimer le coefficient « global » G^* sous la forme :

$$G^* = G^*(w) \quad (\text{III. 33})$$

Au début de la désaturation des échantillons de sol, les cinétiques peuvent être approchées par des fonctions linéaires. Les transferts d'eau se font par filtration au sein du milieu poreux et par évaporation aux surfaces extrêmes des échantillons de sol. Cette phase linéaire de désaturation persiste tant que les surfaces extrêmes restent alimentées en eau par filtration de l'intérieur vers les surfaces libres de l'échantillon. La modélisation des cinétiques est réalisée de sorte à conserver la continuité lors de la transition entre cette partie linéaire et la partie polynomiale qui suit.

Ces expériences de désaturation d'échantillons de sol ont été effectuées sur les deux matériaux décrits dans la partie II à savoir l'argile plastique et le sable limoneux argileux :

➤ Dans le cas de l'**argile plastique**, les échantillons parallélépipédiques sont directement prélevés dans un bloc d'argile (photographie III.1 (a)). Le volume de ces échantillons est $1,57 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$, pour une longueur de 70 mm et une section carrée de 15 mm de côté (photographie III.1 (b)),



Photographie III.1. Échantillons parallélépipédiques d'argile plastique.

III.2. Approche « globale » du transport d'eau

➤ Dans le cas du **sable limoneux argileux**, les échantillons cylindriques sont reconstitués avec une masse volumique apparente sèche $\rho_s=1500 \text{ kg.m}^{-3}$. Le volume de ces échantillons est $1,82.10^{-5} \text{ m}^3$, pour une longueur de 70 mm et une section circulaire de 18,2 mm de diamètre (photographie III.2).



Photographie III.2. Échantillons cylindriques de sable limoneux argileux.

Ces essais ont été réalisés à deux températures, 20°C et 60°C. Afin de maintenir ces températures constantes durant les essais, les dessiccateurs ont été placés dans une pièce climatisée pour la température de 20°C et dans une étuve régulée pour la température de 60°C.

Le tableau III.2 présente les différents essais réalisés. Par la suite, on présentera pour chaque sol et chaque température un exemple d'essai de désaturation.

	Température T (°C)	
	20	60
Argile plastique	1+1 ²	1 ¹
Sable limoneux argileux	1	3

¹ Essai réalisé par Balli (2003)

² Essai réalisé par El Youssofi et al. (2002)

Tableau III.2. Essais de désaturation réalisés sur l'argile plastique et sur le sable limoneux argileux.

III.2.2. Résultats pour l'argile plastique

A- Argile plastique à 20°C

Dans le cas de l'argile plastique à 20°C, la figure III.2.3 donne les cinétiques modélisées à partir des résultats expérimentaux (a) et les cinétiques modélisées à partir des profils reconstitués (b). Cette modélisation est ensuite utilisée pour calculer les flux massiques d'eau (c) et les gradients de teneur en eau (d) pour diverses abscisses x_i .

On constate que la désaturation des échantillons jusqu'à l'obtention d'un état d'équilibre demande une quinzaine de jours (figure III.2.3 (a)). La représentation du flux massique d'eau en fonction de la teneur en eau (figure III.2.3 (c)) permet d'estimer la teneur en eau qui correspond à la transition entre un flux constant et un flux décroissant. Cette teneur en eau est ici $w \approx 18\%$. On peut noter sur la figure III.2.3 (d) que, quelle que soit l'abscisse x_i , le gradient maximal de teneur en eau se situe autour d'une teneur en eau de 5%.

B- Argile plastique à 60°C

Dans le cas de l'argile plastique à 60°C, la figure III.2.4 donne les cinétiques modélisées à partir des résultats expérimentaux (a) obtenus par Balli (2003) et les cinétiques modélisées à partir des profils reconstitués (b). Cette modélisation est ensuite utilisée pour calculer les flux massiques d'eau (c) et les gradients de teneur en eau (d) pour diverses abscisses x_i .

On constate que la durée de désaturation jusqu'à l'obtention d'un état d'équilibre est d'une dizaine de jours (figure III.2.4 (a)). À partir de la figure III.2.4 (c), la représentation du flux massique d'eau en fonction de la teneur en eau, permet d'estimer la teneur en eau qui correspond à la transition entre un flux constant et un flux décroissant. Cette teneur en eau est ici $w \approx 26\%$. On peut noter sur la figure III.2.4 (d) que, quelle que soit l'abscisse x_i , le gradient maximal de teneur en eau se situe pour une teneur en eau voisine de 8%.

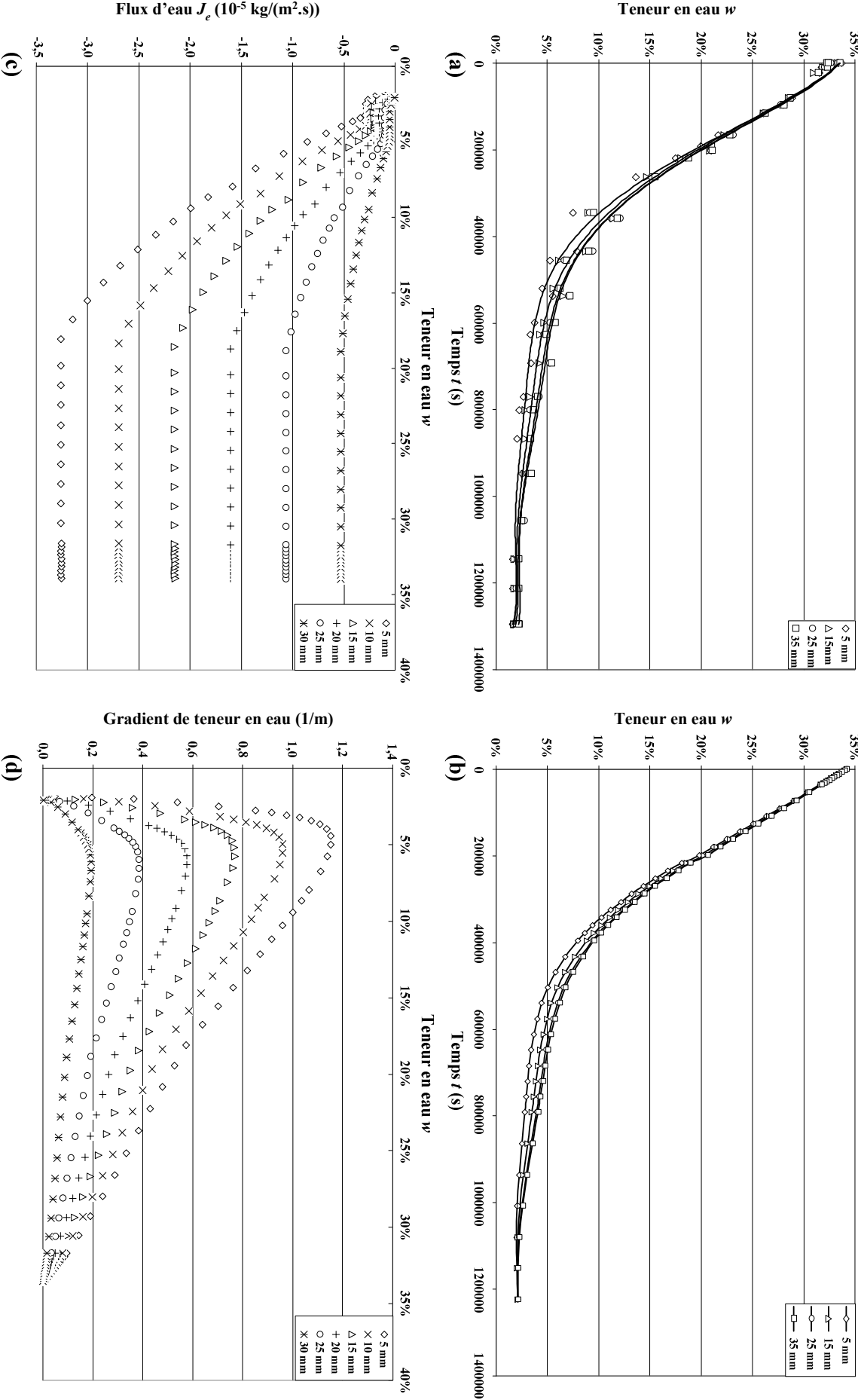


Figure III.2.3. Essai de désaturation d'échantillons d'argile à 20°C.

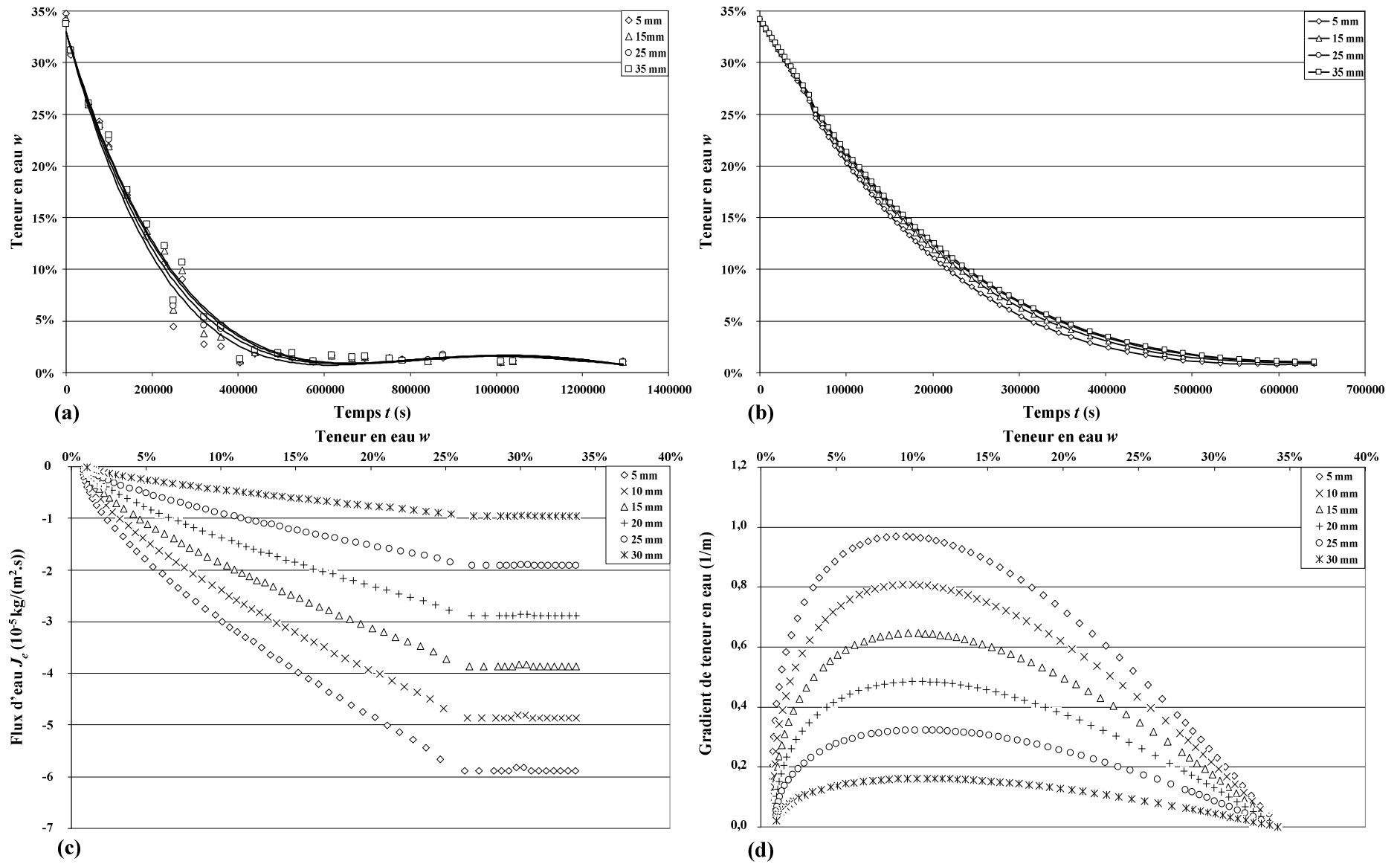


Figure III.2.4. Essai de désaturation d'échantillons d'argile à 60°C.

C- Influence de la température

Les résultats obtenus montrent que la durée de désaturation est beaucoup plus courte à 60°C qu'à 20°C (figures III.2.3 (a) et III.2.4 (a)). En comparaison avec l'essai effectué à 20°C, la durée nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre est pratiquement divisée par 1,5. Par conséquent, l'augmentation de température tend à accélérer le processus de désaturation de l'argile.

Ce constat concerne également les flux d'eau à travers les différentes sections prises en compte. Il apparaît nettement que plus la température est élevée, plus les flux d'eau sont importants (figures III.2.3 (c) et III.2.4 (c)).

La température a également tendance à repousser la teneur en eau qui correspond à un gradient maximal de teneur en eau quelle que soit l'abscisse x_i (5% à 20°C et 8% à 60°C). De la saturation jusqu'à la teneur en eau de 8%, la température augmente les gradients de teneur en eau dans le sol (figures III.2.3 (d) et III.2.4 (d)).

III.2.3. Résultats pour le sable limoneux argileux

A- Sable limoneux argileux à 20°C

Dans le cas du sable limoneux argileux à 20°C, la figure III.2.5 donne les cinétiques modélisées à partir des résultats expérimentaux (a) et les cinétiques modélisées à partir des profils reconstitués (b). La figure III.2.5 présente également les flux d'eau (c) et les gradients de teneur en eau (d) pour diverses abscisses x_i .

On constate que la durée de désaturation jusqu'à l'état d'équilibre est d'une vingtaine de jours (figure III.2.5 (a)). La représentation du flux d'eau en fonction de la teneur en eau (figure III.2.5 (c)) permet d'estimer la teneur en eau qui correspond à la transition entre un flux constant et un flux décroissant. Cette teneur en eau est ici $w \approx 16\%$. On peut noter sur la figure III.2.5 (d) que, quelle que soit l'abscisse x_i , le gradient maximal de teneur en eau se situe pour une teneur en eau voisine de 4%.

B- Sable limoneux argileux à 60°C

Dans le cas du sable limoneux argileux à 60°C, la figure III.2.6 donne la modélisation des cinétiques à partir des résultats expérimentaux (a) et à partir des profils reconstitués (b). La figure III.2.6 présente également les flux d'eau (c) et les gradients de teneur en eau (d) pour diverses abscisses x_i .

On constate que la désaturation jusqu'à obtention d'un état d'équilibre est d'une dizaine de jours (figure III.2.6 (a)). La représentation du flux d'eau en fonction de la teneur en eau (figure III.2.6 (c)) permet d'estimer la teneur en eau qui correspond à la transition entre un flux constant et un flux décroissant. Cette teneur en eau est ici $w \approx 12\%$. On peut noter sur la figure III.2.4 (d) que, quelle que soit l'abscisse x_i , le gradient maximal de teneur en eau se situe autour d'une teneur en eau de 8%.

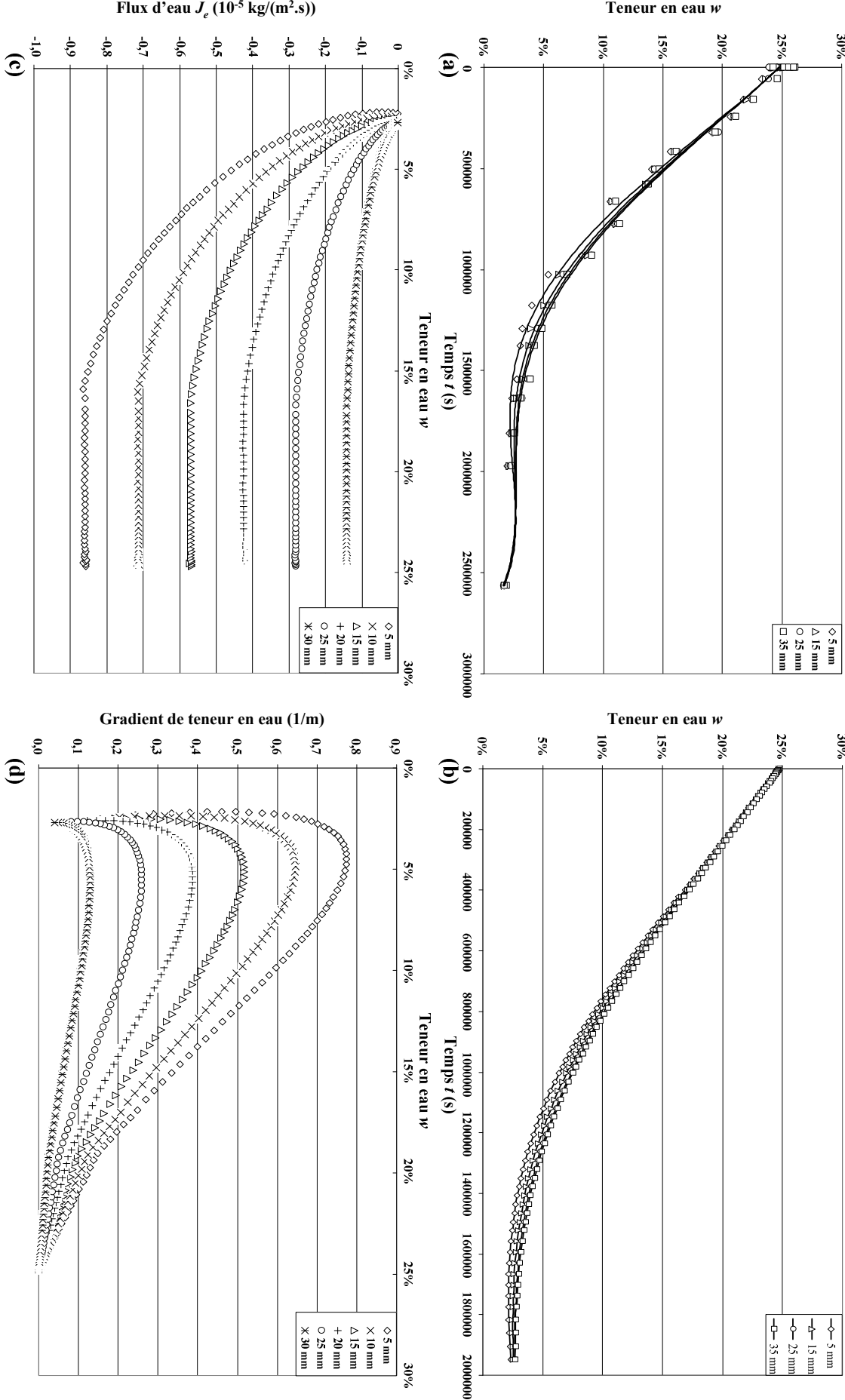


Figure III.2.5. Essai de désaturation d'échantillons de sable limoneux argileux à 20°C.

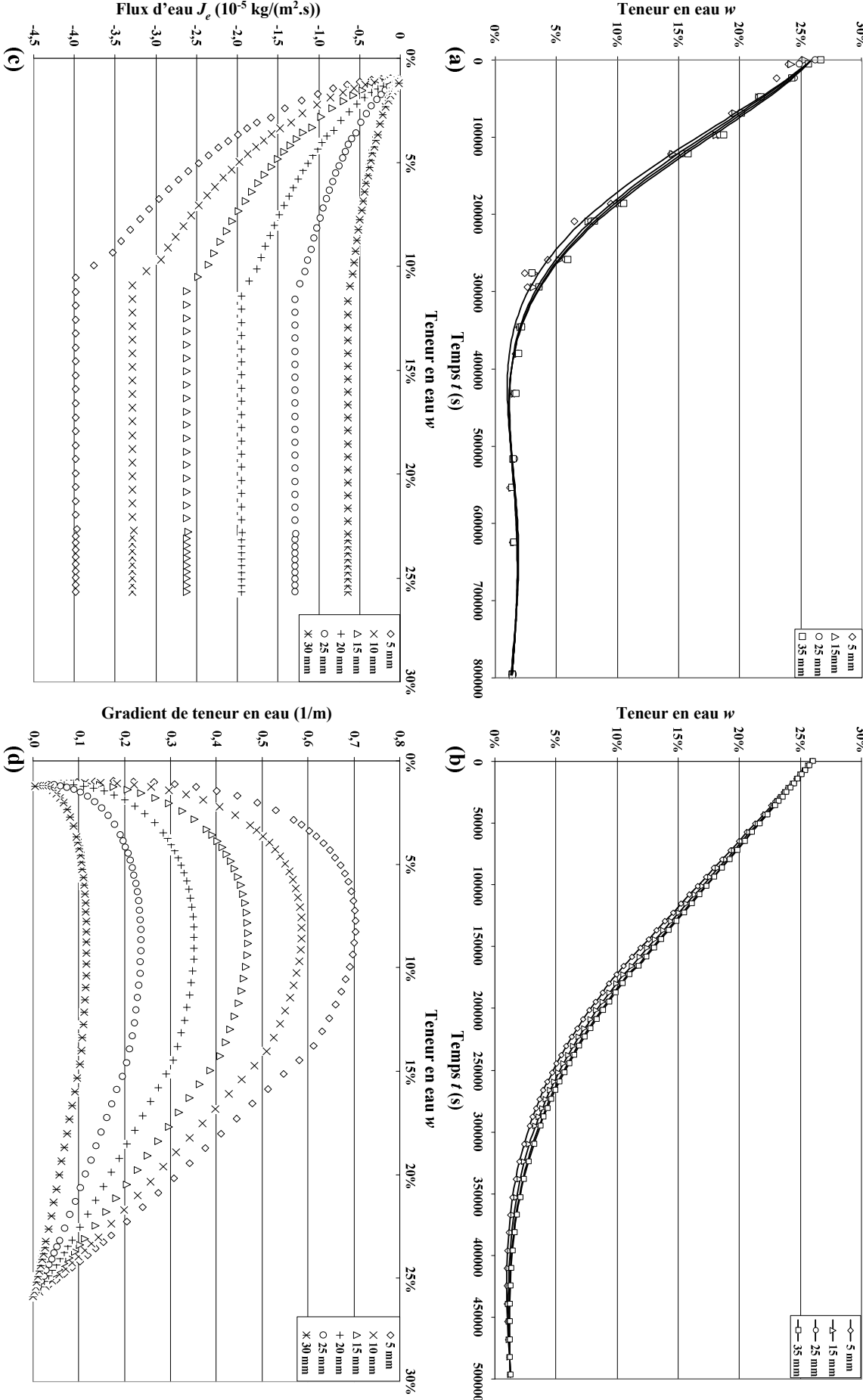


Figure III.2.6. Essai de désaturation d'échantillons de sable limoneux argileux à 60°C.

C- Influence de la température

Les résultats obtenus montrent que la durée de désaturation est beaucoup plus courte à 60°C qu'à 20°C (figures III.2.5 (a) et III.2.6 (a)). En comparaison avec l'essai effectué à 20°C, la durée nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre est divisée par deux. Pour ce qui concerne les flux d'eau à travers les différentes sections prises en compte, il apparaît nettement que plus la température est élevée, plus les flux d'eau sont importants (figures III.2.5 (c) et III.2.6 (c)).

La température a également tendance à repousser la teneur en eau qui correspond à un gradient maximal de teneur en eau quelle que soit l'abscisse x_i (4% à 20°C et 8% à 60°C). De la saturation jusqu'à la teneur en eau de 8%, la température augmente les gradients de teneur en eau dans le sol (figures III.2.5 (d) et III.2.6 (d)).

III.2.4. Détermination d'un coefficient de transport « global »

Les flux d'eau et les gradients de teneur en eau, déterminés à partir des essais de désaturation, permettent, à l'aide de la relation (III.32), de calculer un coefficient « global » de transport d'eau. On se propose dans ce paragraphe de donner les résultats obtenus pour l'argile plastique et le sable limoneux argileux pour les deux températures étudiées.

A- Cas de l'argile plastique

La figure III.2.7 présente les résultats obtenus pour l'argile plastique à 20°C. Dans cette figure, l'essai numéroté 1 a été réalisé par El Youssoufi et al. (2002). L'essai 2 correspond, quant à lui, aux résultats présentés à la figure III.2.3.

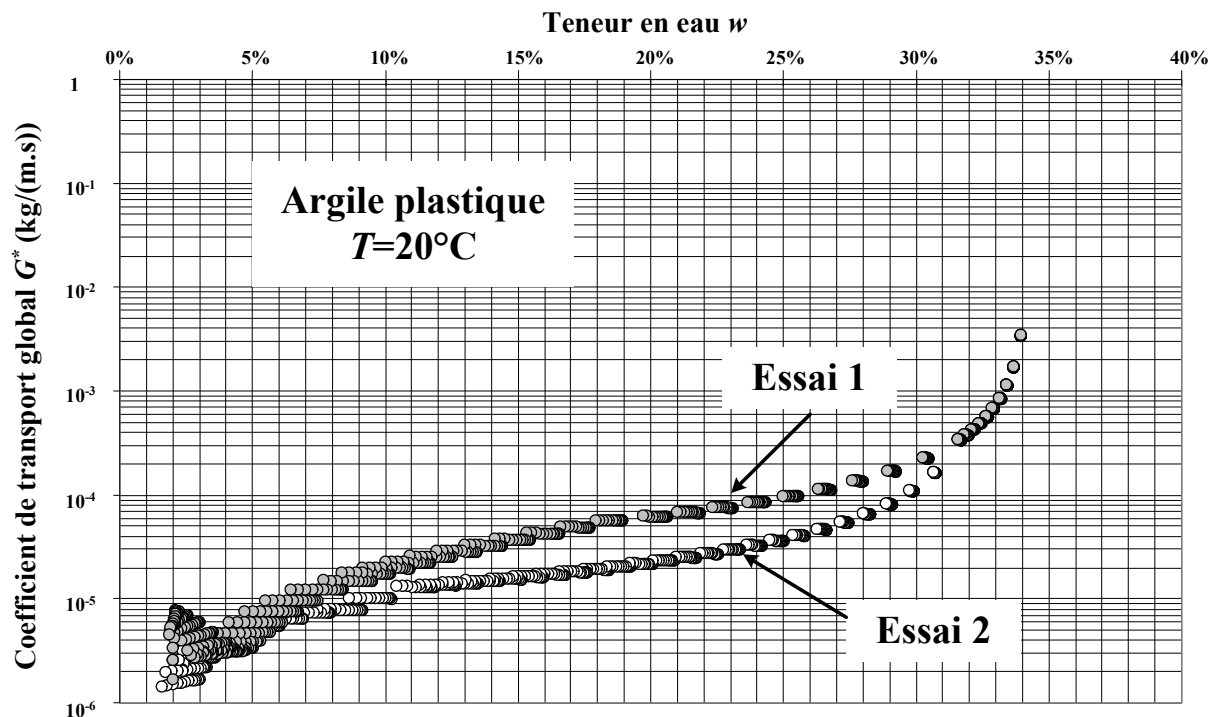


Figure III.2.7. Coefficient de transport « global » à 20°C pour l'argile plastique.

La figure III.2.7 montre une différence entre les coefficients de transport d'eau obtenus à partir des deux essais réalisés à 20°C. On constate que pour ces deux essais, les coefficients de transport sont voisins pour de faibles valeurs de teneur en eau. Le rapport entre ces coefficients de transport d'eau varie entre deux et quatre dans le domaine de teneur en eau compris entre 10% et 30%. La différence entre les coefficients de transport peut s'expliquer à la fois par l'origine des blocs d'argile utilisés qui ont été prélevés à différents endroits du site et par d'éventuelles différences lors de la mise en oeuvre des protocoles expérimentaux utilisés.

La figure III.2.8 présente les résultats pour l'argile plastique à 60°C [Balli, 2003].

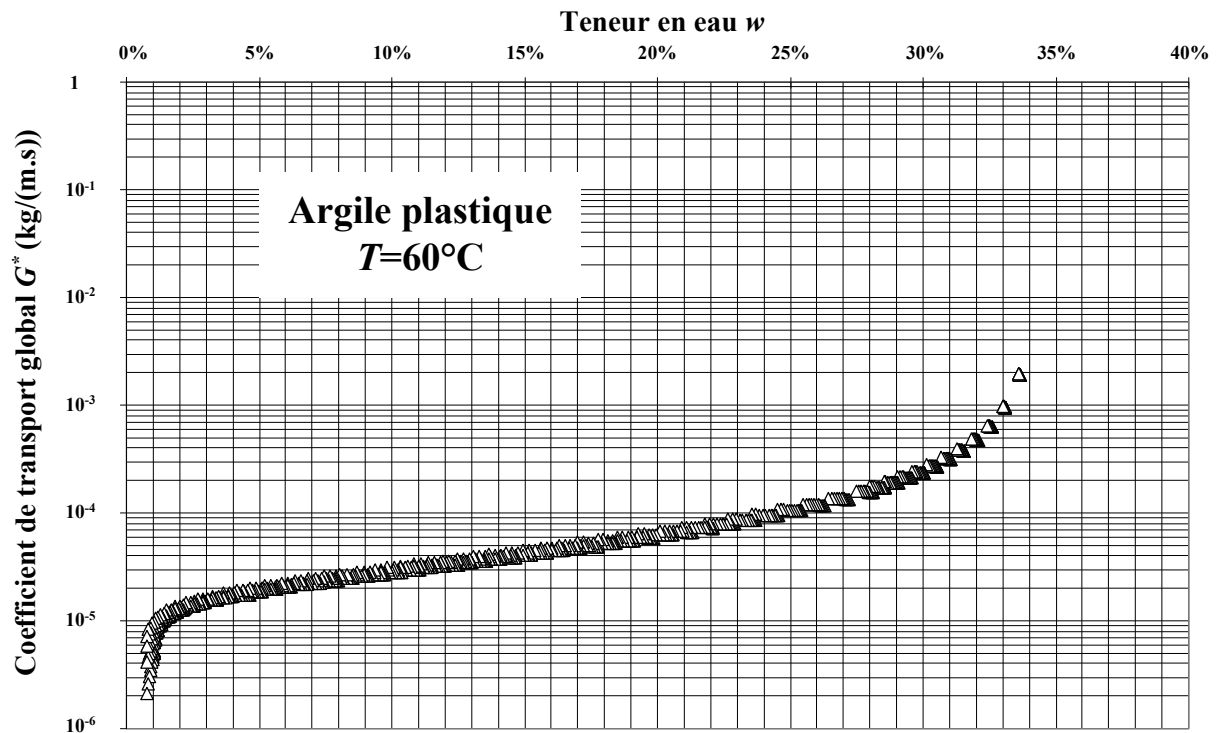


Figure III.2.8. Coefficient de transport « global » à 60°C pour l'argile plastique.

La figure III.2.9 donne une comparaison entre ces coefficients obtenus pour les deux températures de l'étude. Suite à la remarque faite sur les deux essais réalisés à 20°C , la figure présente les résultats établis sur des blocs d'argile prélevés au même endroit.

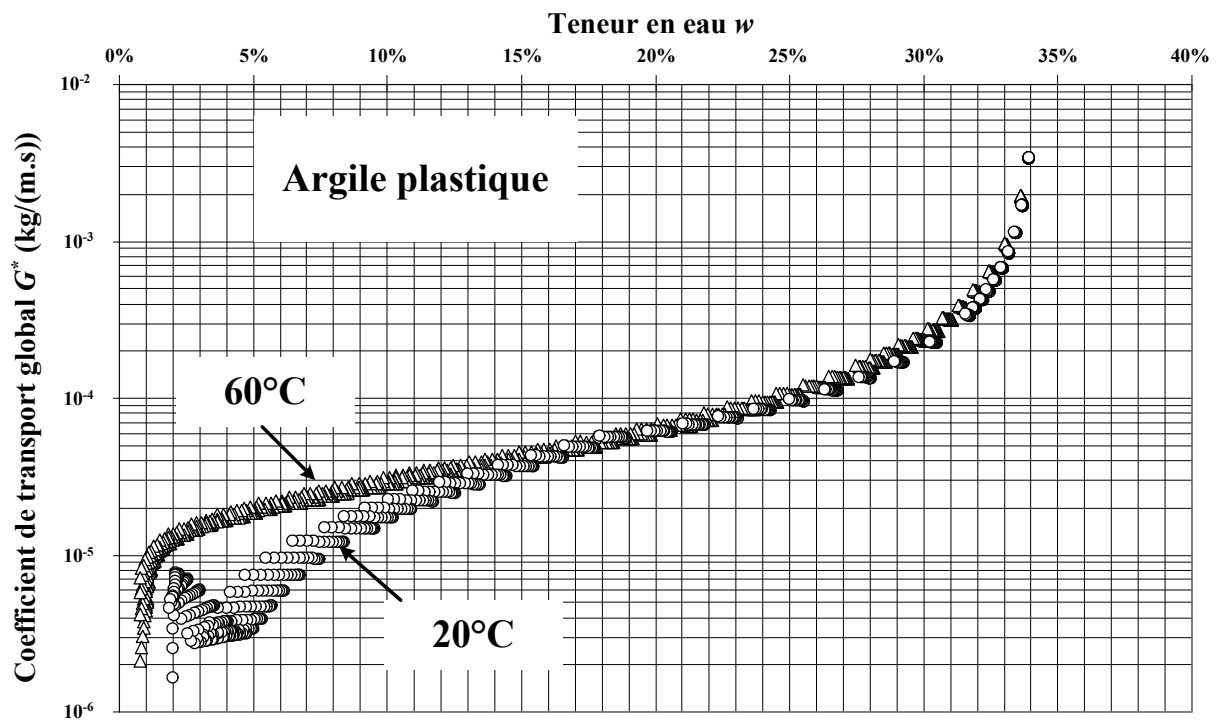


Figure III.2.9. Comparaison entre les coefficients de transport à 20°C et à 60°C pour l'argile plastique.

Dans le cas de l'argile, cette comparaison ne fait pas apparaître d'influence de la température sur le coefficient de transport « global » d'eau dans le domaine funiculaire. Il faut atteindre une teneur en eau de l'ordre de 15% pour constater une différence sensible.

B- Cas du sable limoneux argileux

La figure III.2.10 présente les résultats obtenus pour le sable limoneux argileux à 20°C.

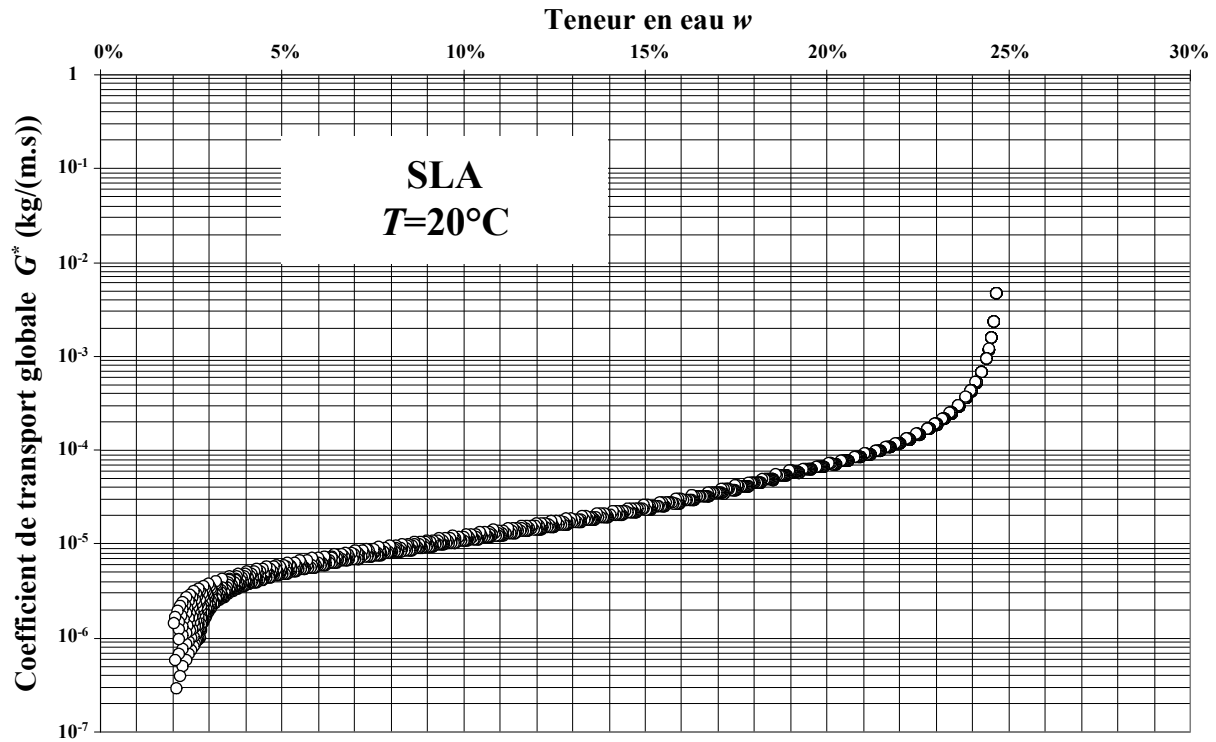


Figure III.2.10. Coefficient de transport « global » à 20°C pour le sable limoneux argileux.

La figure III.2.11 présente les résultats des trois essais de désaturation entrepris sur le sable limoneux argileux à 60°C. La courbe de l'essai 2 correspond aux résultats présentés à la figure III.2.6. À l'inverse de la figure III.2.7 (argile), la figure III.2.11 (sable) montre pour les trois essais une bonne concordance des valeurs du coefficient de transport « global » malgré un léger écart concernant l'essai 1.

III.2. Approche « globale » du transport d'eau

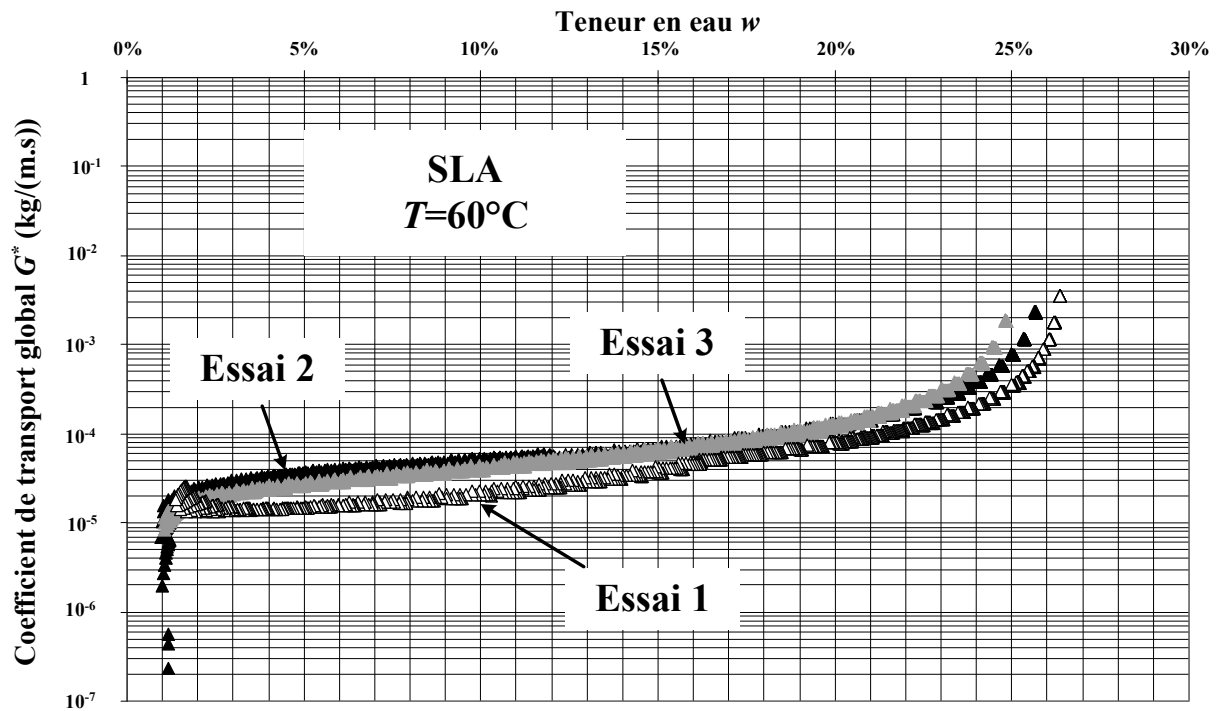


Figure III.2.11. Coefficient de transport « global » à 60°C pour le sable limoneux argileux.

À partir de ces résultats, la figure III.2.12 donne une comparaison entre les coefficients de transport d'eau obtenus pour les deux températures de l'étude.

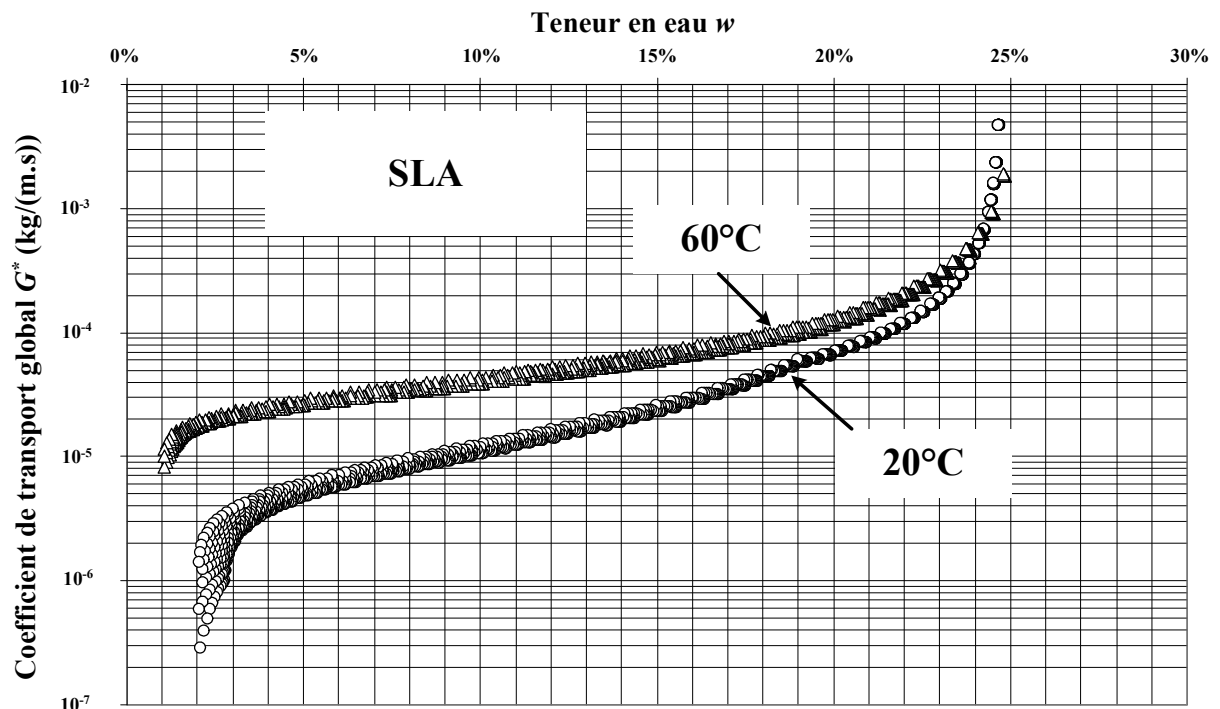


Figure III.2.12. Comparaison entre les coefficients de transport à 20°C et à 60°C pour le sable limoneux argileux.

Dans le cas du sable limoneux argileux, contrairement aux résultats présentés à la figure III.2.9 pour l'argile, il apparaît que la température affecte de façon plus sensible la valeur du coefficient de transport « global » d'eau. Le coefficient de transport obtenu à 60°C est supérieur au coefficient de transport à 20°C.

III.2.5. Discussions

L'ensemble de ces essais, réalisés sur l'argile plastique et sur le sable limoneux argileux, permet d'émettre quelques conclusions et commentaires :

- Comme on pouvait s'y attendre, la température augmente la vitesse de désaturation des sols. Qu'il s'agisse de l'argile plastique ou du sable limoneux argileux, la durée de désaturation des échantillons est plus courte à 60°C qu'à 20°C. Ce constat se traduit par des flux d'eau plus importants lorsque la température est élevée,
- En se limitant au domaine funiculaire, l'incidence d'une augmentation de la température se traduit par une augmentation du coefficient de transport d'eau pour le sable limoneux argileux (figure III.2.12) alors qu'il semble insensible à cette augmentation pour l'argile plastique (figure III.2.9).

Dans le cas du sable limoneux argileux, cette incidence peut être attribuée à l'influence prédominante de la viscosité alors que, dans le cas de l'argile, elle semble être compensée par l'effet du retrait au cours de la première phase de la désaturation [El Youssoufi & Saix, 2000]. Ce dernier point peut être étayé par la figure III.2.13 qui montre l'évolution de la masse volumique apparente sèche de l'argile plastique en fonction de la teneur en eau lors d'un essai de désaturation sans contraintes.

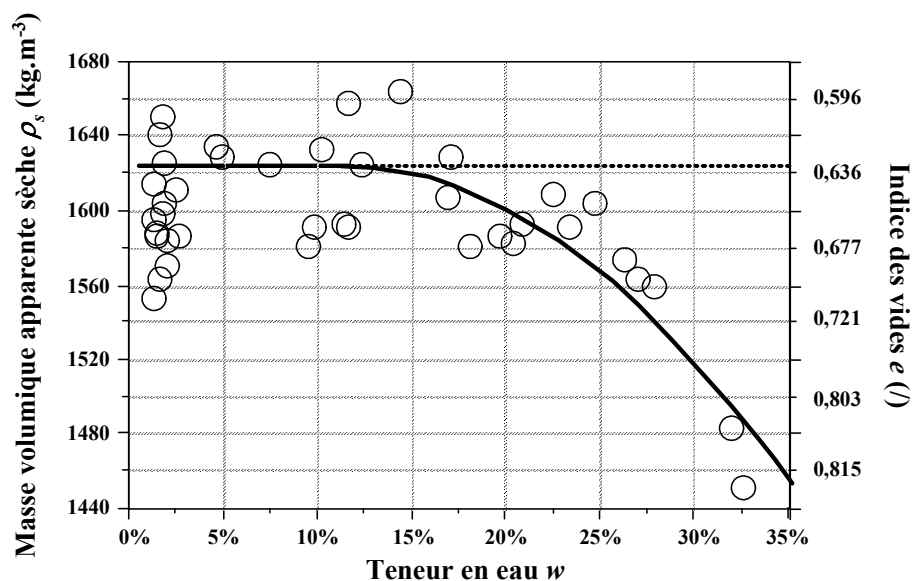


Figure III.2.13. Variation de la masse volumique apparente sèche avec la teneur en eau (d'après El Youssoufi & Saix (2000)).

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

La capacité de rétention d'un sol dépend de la texture et de la nature minéralogique des constituants solides. Cette capacité de rétention est liée à trois paramètres intrinsèques du pore : l'aspect de la surface des parois (lisse ou rugueuse), la géométrie (longueur, rayon, distance inter-paroi) et la connectivité (nombre d'orifices contenus dans la paroi d'une cavité).

Le phénomène de capillarité est souvent illustré par une remontée capillaire h_e dans un tube capillaire de rayon r_p plongé dans un récipient contenant de l'eau (figure III.3.1).

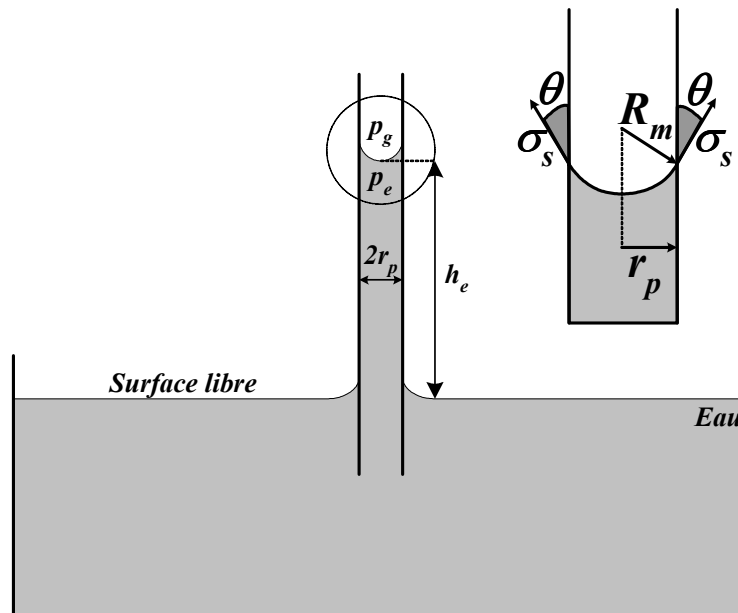


Figure III.3.1 : Illustration du phénomène de capillarité.

En écrivant l'équilibre de la colonne d'eau de hauteur h_e , on obtient la loi de Jurin-Laplace :

$$s = \rho_e^* g h_e = \frac{2\sigma_s \cos \theta}{r_p} = \frac{2\sigma_s}{R_m} \quad (\text{III. 34})$$

où σ_s est la tension de surface eau-air ($72,75 \cdot 10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$), θ l'angle de raccordement entre le ménisque et le solide ou angle de mouillage, r_p le rayon du tube capillaire (m) et R_m le rayon du ménisque capillaire (m). Dans le cas de l'eau, $\cos \theta$ est voisin de 1.

Dans un état hygroscopique, la capacité de rétention est surtout liée aux propriétés d'adsorption des plaquettes argileuses qui présentent, selon leurs classes, des propriétés différentes pour un même liquide. Ce phénomène est régi par la loi de Kelvin qui relie la succion s (Pa) à la pression de vapeur p_v^* (Pa) contenue dans la phase gazeuse :

$$s = -\frac{\rho_e^* RT}{M_e} \ln\left(\frac{p_v^*}{p_{vs}(T)}\right) \quad (\text{III. 35})$$

où R est la constante des gaz parfaits ($8,31432 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$), T la température absolue (K), ρ_e^* la masse volumique spécifique de l'eau (1000 kg.m^{-3}), M_e la masse molaire de l'eau ($18.10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$) et p_{vs} la pression de vapeur saturante à la température T (Pa).

III.3.1. Présentation générale d'une courbe caractéristique sol-eau

La capacité des sols à céder ou à retenir l'eau est représentée à travers la courbe caractéristique sol-eau. La figure III.3.2 donne un exemple de courbe caractéristique avec le schéma des dispositifs expérimentaux utilisés pour sa détermination selon les domaines hydriques. Cette courbe est définie dans les plans (s, S_r) ou (s, w) pour un indice des vides donné e_0 .

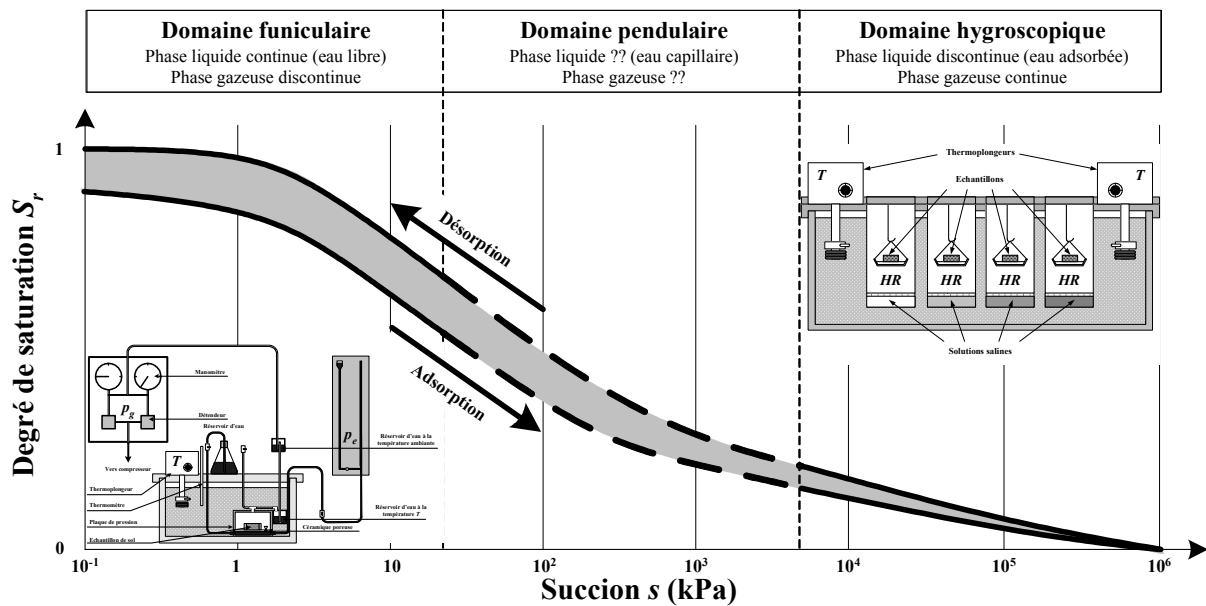


Figure III.3.2 : Exemple de courbe caractéristique.

Cette capacité de rétention n'est pas identique lors de la désorption (séchage) et de l'adsorption (mouillage) d'eau par un échantillon. Ce phénomène, appelé hystérèse (figure III.3.3), est typique des milieux poreux constitués de pores de tailles variables interconnectés en parallèle ou en série.

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

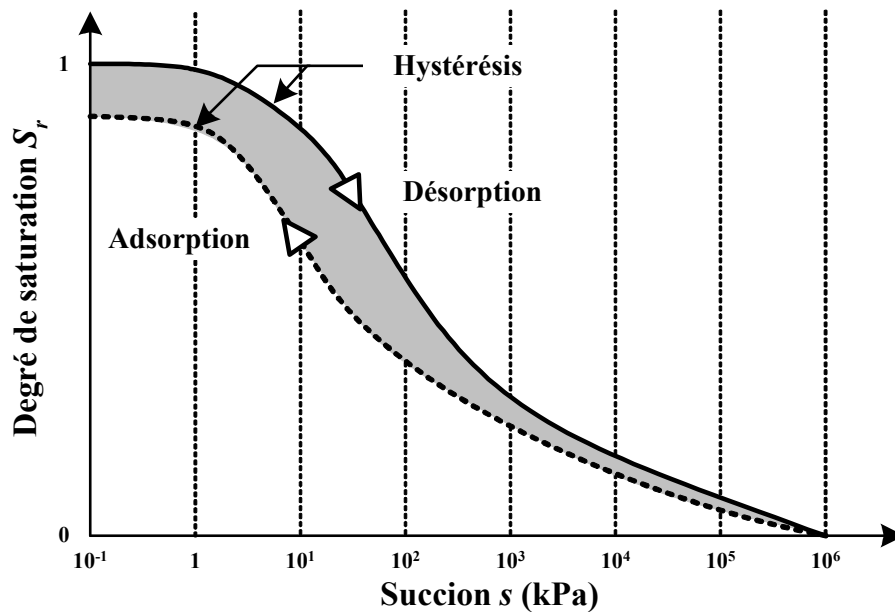


Figure III.3.3 : Illustration du phénomène d'hystérésis.

Comme il a été précisé plus haut, la courbe caractéristique d'un sol dépend de sa texture et de sa nature minéralogique. À partir de la courbe granulométrique, Arya & Paris (1981) et Fredlund et al. (1996, 2000) affirment qu'il est possible d'en déduire la courbe caractéristique par des considérations géométriques des pores.

Lors de la désaturation d'un sol, les résultats expérimentaux montrent que le sol reste saturé jusqu'à une succion s_e correspondant à la succion dite « d'entrée d'air ». Elle est liée à la granulométrie du matériau (figure III.3.4(a)) mais également à sa densité (figure III.3.4(b)) ([Vanapalli et al., 1999], [Fredlund et al., 2000] et [Roméro, 1999]). Ainsi, plus le matériau est fin et compact, plus la succion d'entrée d'air est élevée. À l'inverse, plus le matériau est grenu et lâche, plus la succion d'entrée d'air est faible.

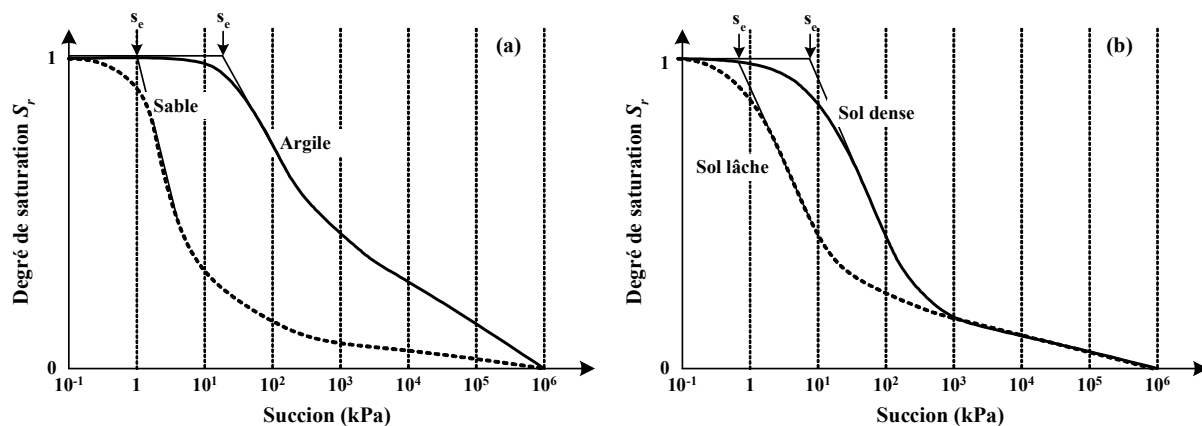


Figure III.3.4 : Influence de la granularité (a) et de la densité (b) d'un sol sur la courbe caractéristique.

III.3.2. Résultats obtenus à la plaque de pression et au banc de sorption en température

Dans ce paragraphe, on présente les résultats obtenus avec la plaque de pression et le banc de sorption en température pour l'argile plastique et le sable limoneux argileux. Pour ce qui concerne les essais à la plaque de pression, seuls des essais de désorption à 20°C ont été réalisés pour l'argile plastique. Pour le sable limoneux argileux, des essais de désorption et d'adsorption ont été réalisés pour les deux températures de 20°C et 60°C. Pour ce qui concerne les essais au banc de sorption, seuls des essais de désorption à 20°C ont été réalisés pour l'argile plastique. Pour le sable limoneux argileux, des essais de désorption ont été entrepris pour cinq températures, à savoir 20°C, 30°C, 40°C, 50°C et 60°C. Chaque courbe d'équilibre hygroscopique obtenue a été modélisée par le modèle de GAB (du nom des auteurs Guggenheim, Anderson et de Boer, [Iglesias & Chirife, 1995]) qui est donné à l'annexe III.A.

À partir des résultats obtenus avec la plaque de pression et le banc de sorption, l'utilisation de la loi de Kelvin (III.35) permet de tracer la courbe caractéristique du sol.

A- Cas de l'argile plastique

Les résultats obtenus avec la plaque de pression et le banc de sorption dans le cas de l'argile plastique à 20°C en désorption sont donnés à la figure III.3.5.

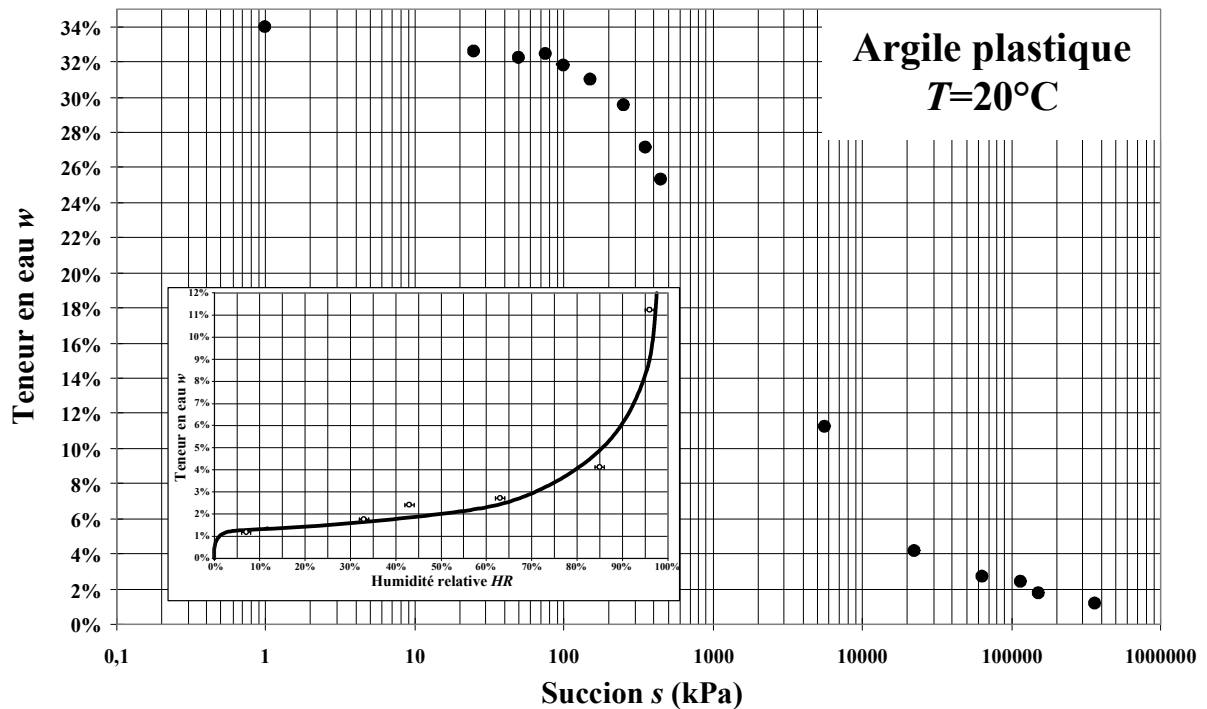


Figure III.3.5. Courbe caractéristique en désorption de l'argile plastique à 20°C (d'après El Youssoufi & Saix (2000)).

B- Cas du sable limoneux argileux

Dans le cas du sable limoneux argileux, compte tenu des essais réalisés en adsorption et désorption, pour plusieurs températures, on présentera séparément les résultats obtenus avec la plaque de pression et le banc de sorption.

Essais à la plaque de pression en température

Les résultats obtenus en désorption et en adsorption, à 20°C et 60°C, sont donnés à la figure III.3.6.

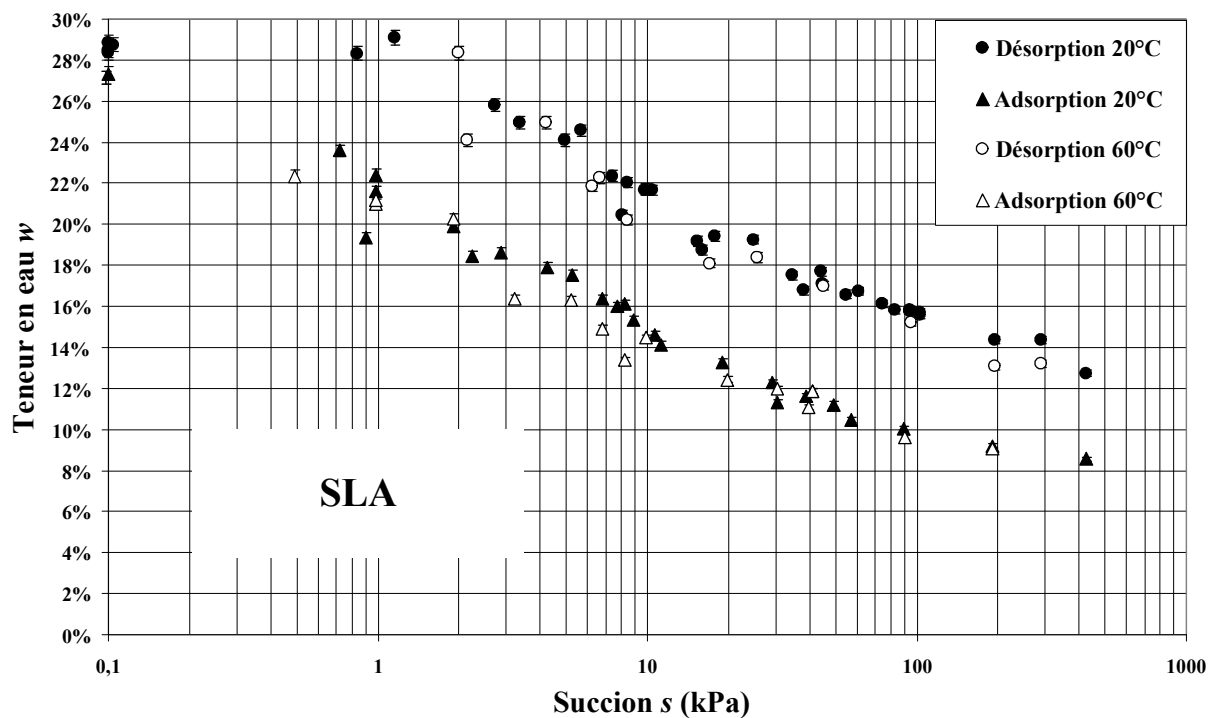


Figure III.3.6. Résultats obtenus avec la plaque de pression pour le sable limoneux argileux.

Ces résultats (figure III.3.6) mettent en évidence le phénomène d'hystérésis évoqué au paragraphe III.3.1. Pour un indice des vides initial $e=0,766$, on observe pour une succion donnée un écart d'environ 6% entre la teneur en eau d'équilibre en désorption et la teneur en eau d'équilibre en adsorption.

Les résultats montrent également une faible incidence de la température sur la teneur en eau d'équilibre en désorption et la teneur en eau d'équilibre en adsorption pour une succion donnée. Cette faible incidence va dans le sens d'une diminution de la teneur en eau.

Essais au banc de sorption en température

Les résultats obtenus en désorption pour les cinq températures 20,30, 40, 50 et 60°C sont donnés à la figure III.3.7.

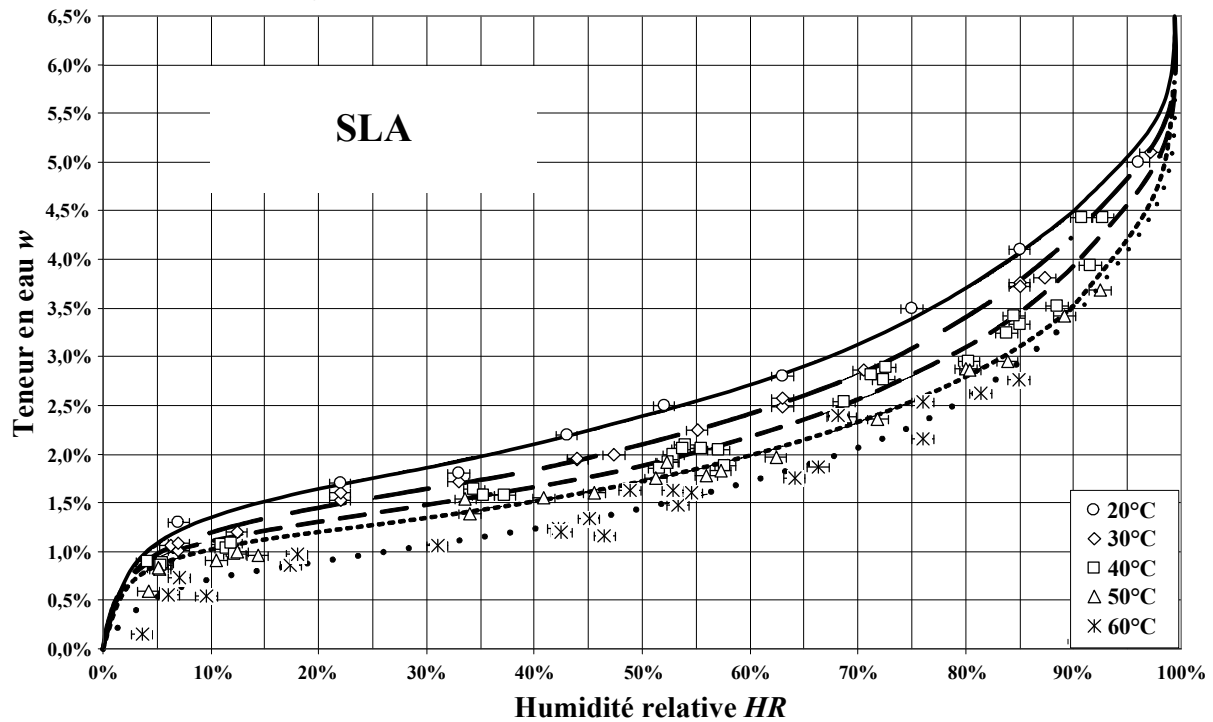


Figure III.3.7. Résultats obtenus avec le banc de sorption pour le sable limoneux argileux.

Malgré la difficulté due à des problèmes de condensation sur les parois, le nombre important de points expérimentaux obtenus permet de dégager une tendance marquée. À humidité relative identique, plus la température est élevée, plus la teneur en eau d'équilibre du sol est faible. Cette tendance est similaire à celle observée pour beaucoup de produits alimentaires tels que le café [Cepeda et al., 1999], l'orge, le seigle, l'avoine et le blé [Ertugay & Certel, 2000] parmi d'autres [American Society of Agricultural Engineers, 2001].

Les figures III.3.8 et III.3.9 donnent les courbes caractéristiques du sable limoneux argileux pour un indice des vides $e = 0,766$ et les deux températures (20°C et 60°C).

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

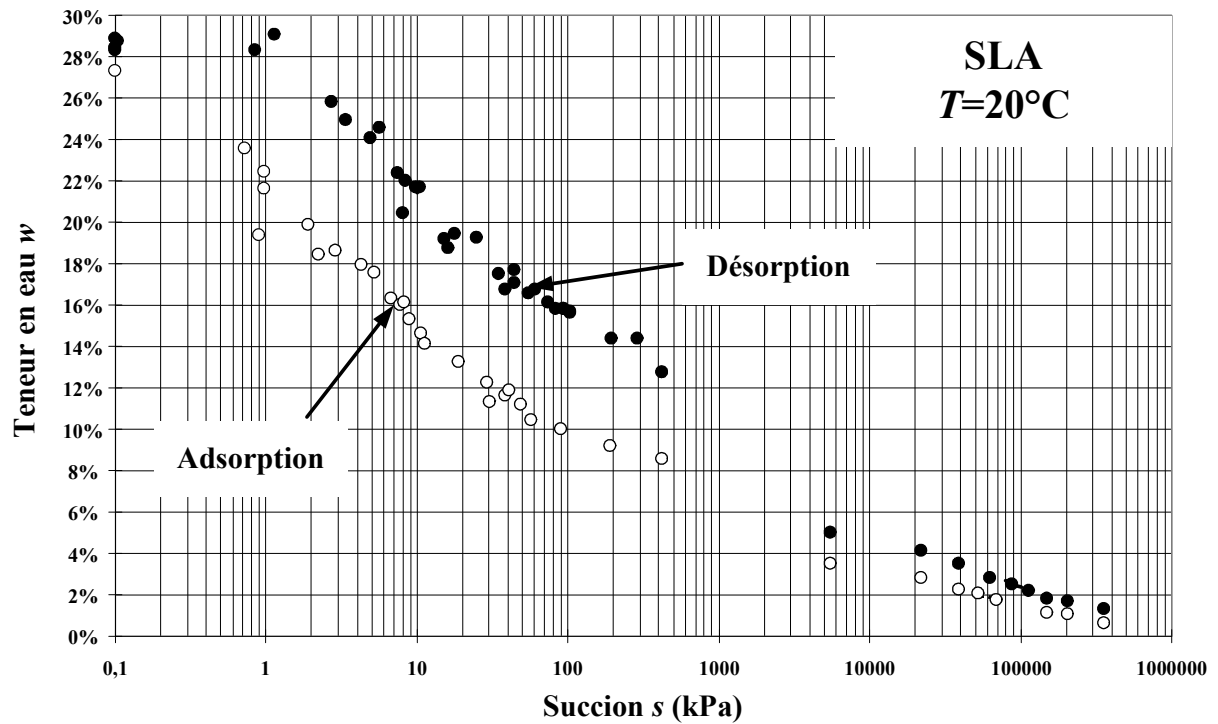


Figure III.3.8. Courbes caractéristiques du sable limoneux argileux à 20°C .

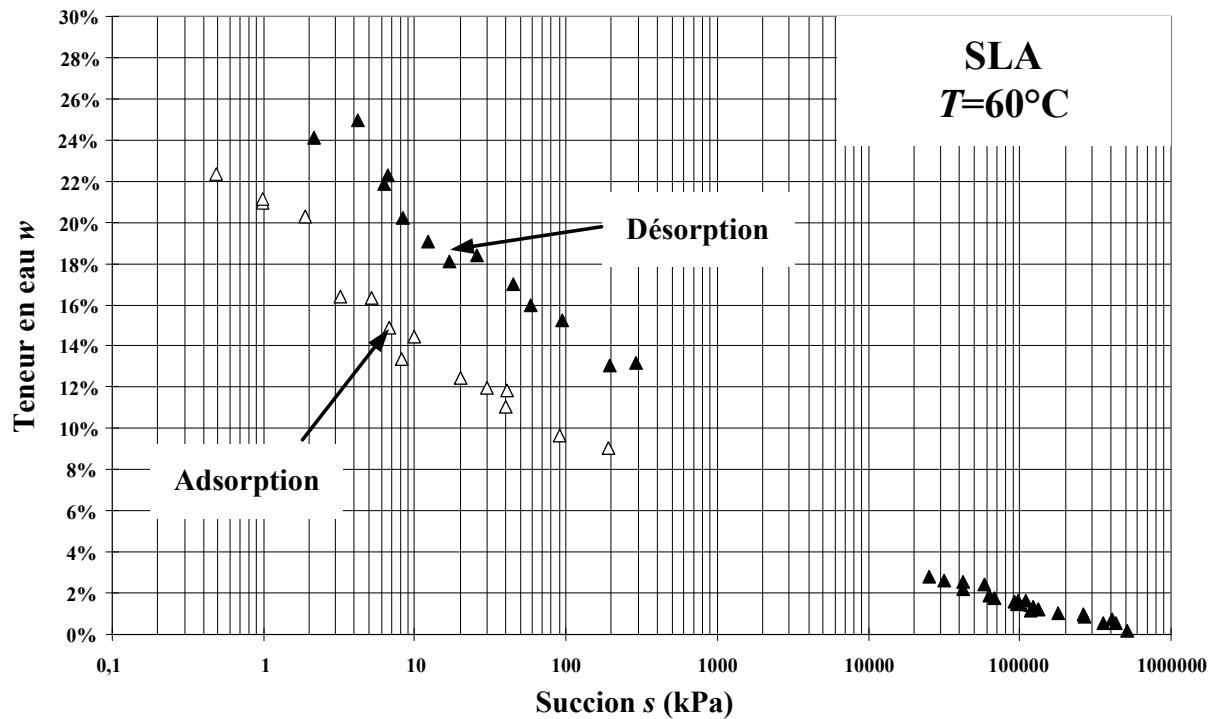


Figure III.3.9. Courbes caractéristiques du sable limoneux argileux à 60°C .

III.3.3. Modélisations des courbes caractéristiques

Il existe dans la littérature de nombreuses modélisations de la courbe caractéristique ([Gardner, 1958], [Brooks & Corey, 1964], [Mualem, 1976], [Van Genuchten, 1980] et [Fredlund & Xing, 1994]). L'annexe III.B présente quelques-unes de ces modélisations. De manière générale, ces modélisations sont basées sur l'hypothèse que la forme de la courbe caractéristique dépend de la répartition de la taille des pores au sein du sol. Fredlund et al. (1996 et 1997) montrent que si la répartition granulométrique est uniforme, il est alors possible d'en déduire sa courbe caractéristique. Toutefois, ces techniques apparaissent limitées dans le cas de sol graveleux [Swanson et al., 1999].

Dans cette étude, on a essentiellement utilisé la modélisation proposée par Fredlund & Xing (1994) car la répartition granulométrique des deux sols étudiés est uniforme et cette méthode fait appel à trois paramètres qui sont déduits des points expérimentaux de la courbe caractéristique.

Cette modélisation donne la teneur en eau d'équilibre w en fonction de la succion s sous la forme :

$$w = C(s) \frac{w_s}{\left[\ln \left(e + \left(\frac{s}{s_i} \right)^n \right) \right]^m} \quad (\text{III. 36})$$

avec s_i , m et n les trois paramètres de la modélisation, w_s la teneur en eau de saturation et e le nombre naturel ($e=2,71828$). Dans cette relation, $C(s)$ est une fonction de correction définie par :

$$C(s) = 1 - \frac{\ln \left(1 + \frac{s}{s_r} \right)}{\ln \left(1 + \frac{10^6}{s_r} \right)} \quad (\text{III. 37})$$

où s_r est définie comme la succion correspondant à la teneur en eau résiduelle w_r donnée à la figure III.3.10. Cette fonction de correction n'affecte pas la courbe pour les faibles succions mais elle permet de l'amener progressivement à une teneur en eau nulle pour une succion égale à 10^6 kPa.

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

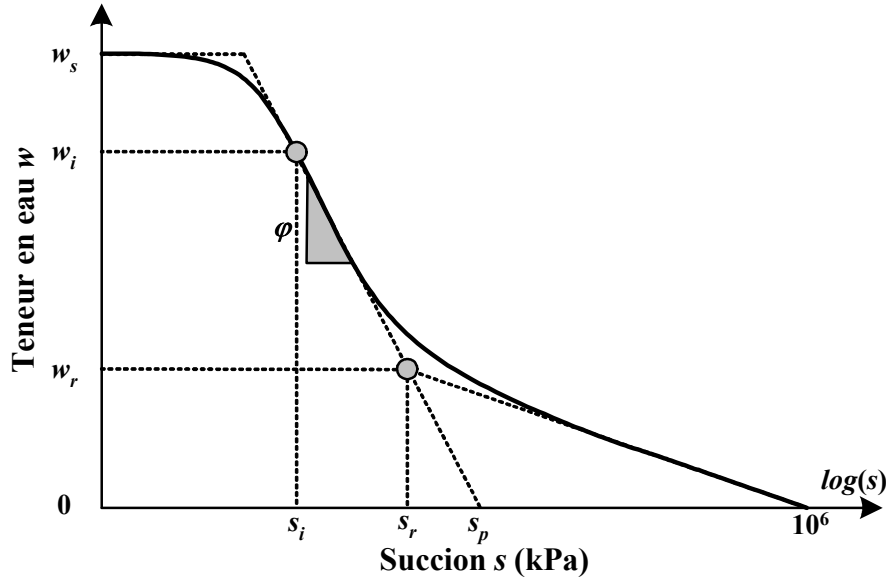


Figure III.3.10. Définition des grandeurs nécessaires à la détermination des paramètres s_i , m et n .

Le paramètre s_i , relatif à la teneur en eau w_i , correspond au point d'inflexion de la courbe $w=w(s)$ (figure III.3.11 (a)).

Le paramètre m contrôle la pente de la courbe $w=w(s)$ pour les fortes succions (figure III.3.11 (b)) et est défini par la relation :

$$m = 3,67 \frac{C(s_i)w_s}{w_i} \quad (\text{III. 38})$$

Le paramètre n contrôle la pente de la courbe $w=w(s)$ au niveau du point d'inflexion (s_i, w_i) (figure III.3.11 (c)) et est donné par la relation :

$$n = 3,72 \frac{1,31^{m+1}}{mC(s_i)} \left(\frac{\varphi}{w_s} - \frac{s_i}{1,31^m (s_i + s_r) \ln \left(1 + \frac{10^6}{s_r} \right)} \right) \quad (\text{III. 39})$$

où φ est la pente de la droite à partir du point d'inflexion donnée par :

$$\varphi = \frac{w_i}{\ln \left(\frac{s_p}{s_r} \right)} \quad (\text{III. 40})$$

avec s_p la suction pour laquelle la droite de pente φ intercepte l'axe des abscisses (figure III.3.10).

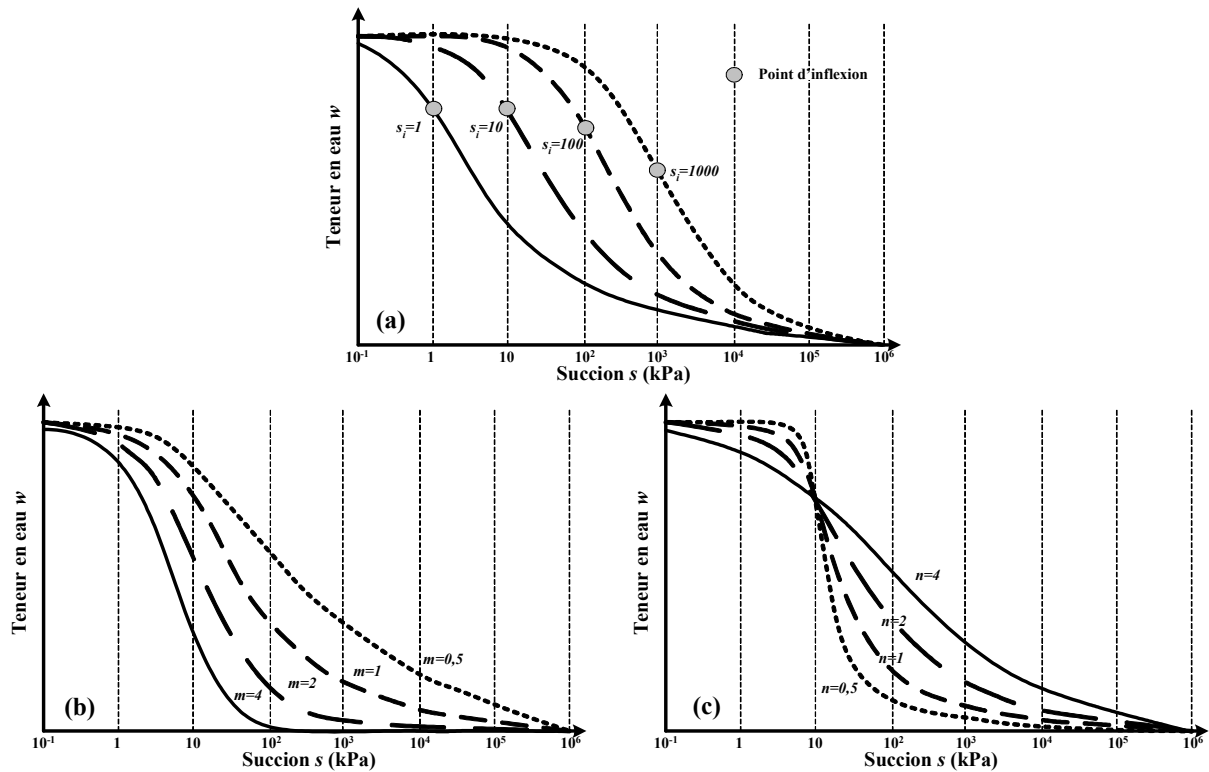


Figure III.3.11. Influence des paramètres s_i (a), m (b) et n (c) sur la modélisation de la courbe caractéristique (d'après Fredlund & Xing (1994)).

Pratiquement, la détermination graphique du paramètre s_i ne pose pas de problème (figure III.3.11 (a)). Toutefois, il est assez difficile de modéliser correctement la courbe caractéristique à partir des points expérimentaux en jouant uniquement sur les paramètres m et n . Comme le montrent les figures III.3.11 (b) et III.3.11 (c), ces paramètres ont une influence sur la pente de la courbe $w=w(s)$ sur tout le domaine de suction. Afin de modéliser au mieux cette courbe, il est plus aisé de déterminer la pente φ ainsi que les succions s_r et s_p qui permettent ensuite de calculer m et n plus précisément.

A- Cas de l'argile plastique

Les paramètres de la courbe caractéristique déterminés à partir des points expérimentaux obtenus en désorption à 20°C (figure III.3.5) sont donnés dans le tableau III.3 :

	T (°C)	φ (/)	s_i (kPa)	w_i (%)	s_r (kPa)	w_r (%)	s_p (kPa)
Désorption	20	0,071	600	23,24	7545	7,17	15526

Tableau III.3. Paramètres déduits des points expérimentaux.

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

À partir de ces valeurs et de la teneur en eau de saturation $w_s=34\%$, on peut déterminer tous les paramètres du modèle de Fredlund & Xing (1994) (tableau III.4).

	$T (^{\circ}\text{C})$	$s_r (\text{kPa})$	$s_i (\text{kPa})$	$m (/)$	$n (/)$
Désorption	20	7545	600	1,338	1,060

Tableau III.4. Paramètres de la modélisation de la courbe caractéristique.

La figure III.3.12 donne la courbe caractéristique modélisée ainsi que les points expérimentaux.

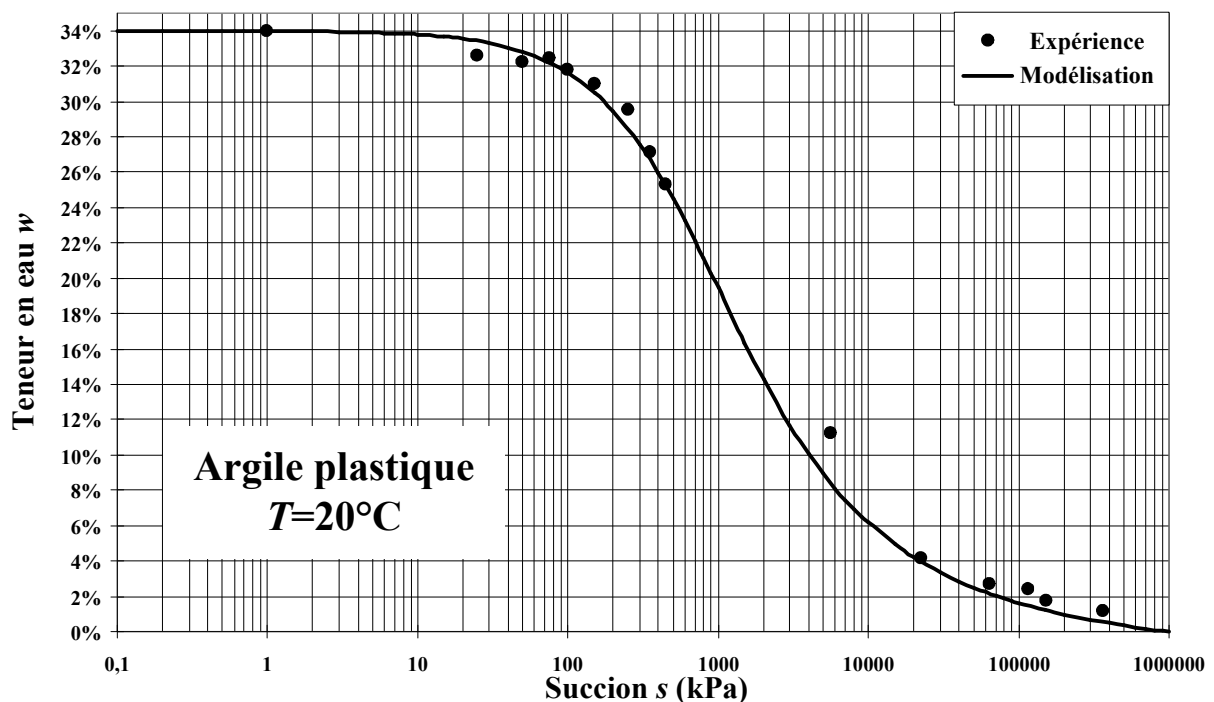


Figure III.3.12. Modélisation de la courbe caractéristique de l'argile plastique à 20°C.

B- Cas du sable limoneux argileux

Les paramètres de la courbe caractéristique déterminés à partir des points expérimentaux obtenus en désorption et en adsorption pour 20°C et 60°C (figures III.3.8 et III.3.9) sont donnés dans le tableau III.5 :

	$T (^{\circ}\text{C})$	$\phi (/)$	$s_i (\text{kPa})$	$w_i (\%)$	$s_r (\text{kPa})$	$w_r (\%)$	$s_p (\text{kPa})$
Désorption	20	0,029	5	23,59	2546	5,83	19687
Adsorption	20	0,030	1	21,98	2546	5,98	1601
Désorption	60	0,030	5	23,05	500	9,28	11294
Adsorption	60	0,030	1	20,80	500	6,09	1150

Tableau III.5. Paramètres déduits des points expérimentaux.

Le tableau III.5 permet les commentaires suivants :

- Que ce soit en adsorption ou en désorption, à 20°C ou à 60°C, la pente φ des courbes caractéristiques autour des points d'inflexion (s_i, w_i) reste la même,
- La succion s_i correspondant au point d'inflexion n'apparaît pas affectée par la température. Par contre, cette succion paraît différente selon que l'on est en désorption ou en adsorption,
- La succion résiduelle s_r est affectée par la température. Par contre, elle est identique en adsorption et en désorption.

À partir de ces valeurs et de la teneur en eau de saturation $w_s=28,9\%$ à 20°C et $w_s=28,4\%$ à 60°C (calculée en prenant en compte la variation de la masse volumique spécifique de l'eau avec la température), on peut déterminer tous les paramètres du modèle de Fredlund & Xing (1994) (tableau III.6).

	$T (^{\circ}\text{C})$	$s_r (\text{kPa})$	$s_i (\text{kPa})$	$m (/)$	$n (/)$
Désorption	20	2546	5	0,743	0,788
Adsorption	20	2546	1	1,004	0,656
Désorption	60	500	5	0,761	0,819
Adsorption	60	500	1	0,817	0,843

Tableau III.6. Paramètres de modélisation des courbes caractéristiques.

Les figures III.3.13 et III.3.14 donnent les courbes caractéristiques modélisées en désorption et en adsorption à 20°C et 60°C.

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

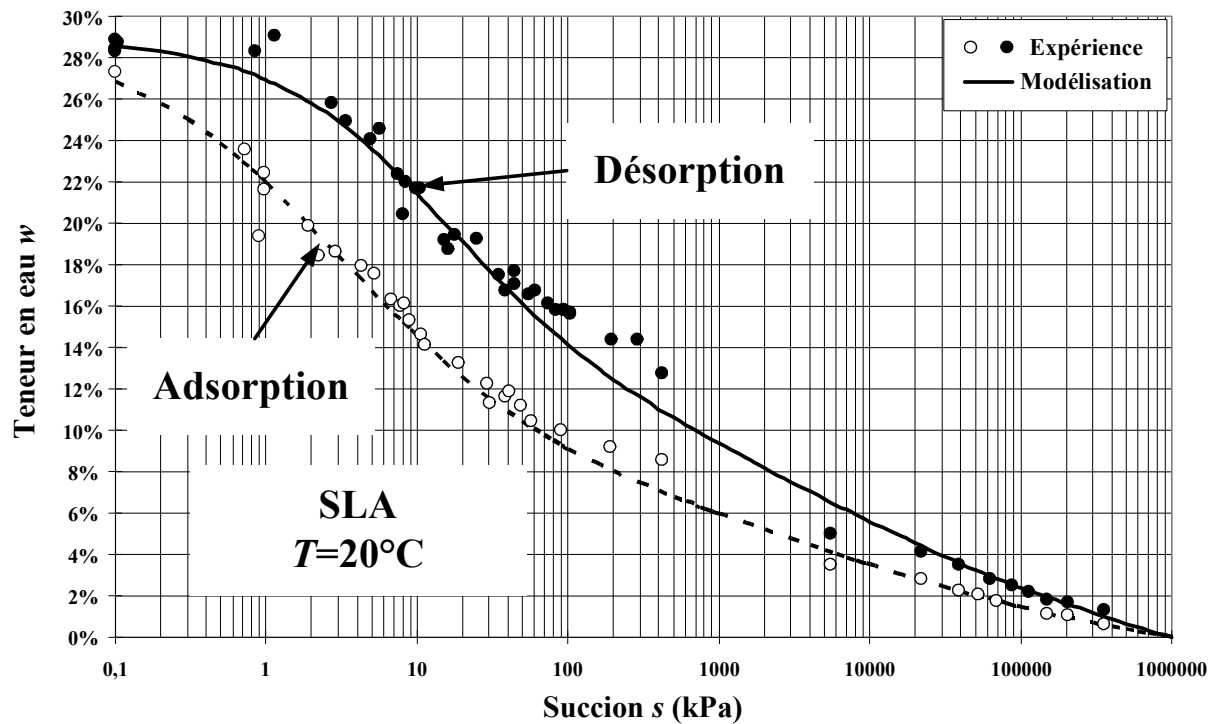


Figure III.3.13. Courbes caractéristiques à 20°C .

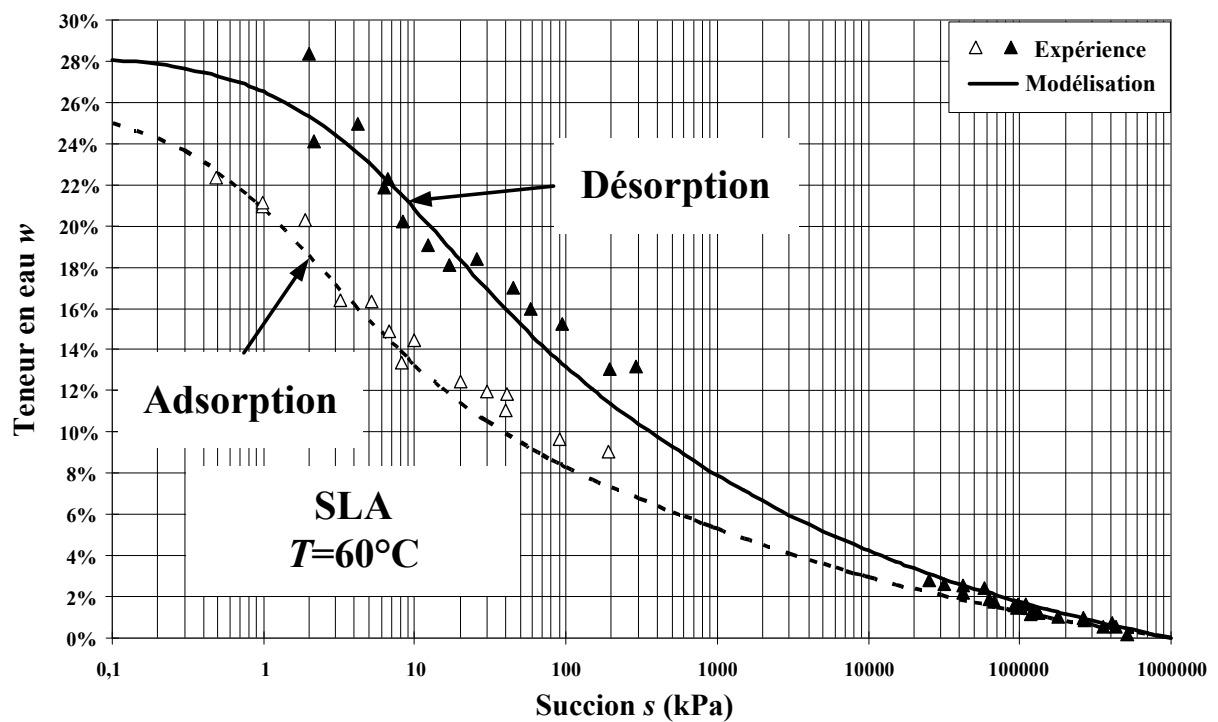


Figure III.3.14. Courbes caractéristiques à 60°C .

D'une façon générale, on peut noter que la modélisation des courbes caractéristiques offre une bonne représentation des points expérimentaux dans les domaines funiculaire et hygroscopique. Certains points obtenus à la plaque de pression, au-delà du domaine funiculaire, semblent se détacher de la courbe modèle. Ces points témoignent de la difficulté à poursuivre de façon sûre des essais à la plaque de pression pour des teneurs en eau correspondant à l'état pendulaire pour lequel la continuité de la phase liquide n'est pas assurée.

La figure III.3.15 rassemble les quatre courbes caractéristiques obtenues en adsorption et désorption à 20°C et 60°C.

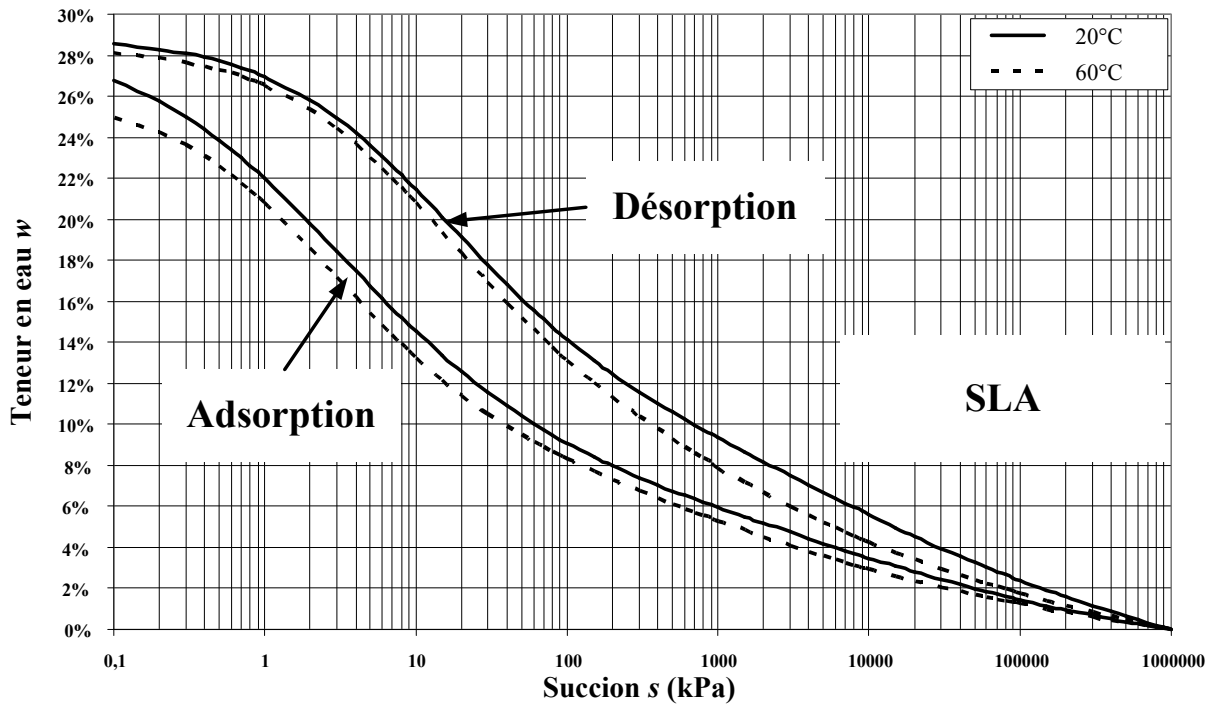


Figure III.3.15. Modélisations de la courbe caractéristique.

On peut émettre ici les mêmes remarques que celles faites dans le paragraphe III.3.2. En adsorption ou en désorption, on a une faible incidence de la température sur la courbe caractéristique. Cette incidence va dans le sens d'une diminution de la teneur en eau.

Cette tendance peut être justifiée en exprimant la variation de succion ds en fonction des variations du degré de saturation dS_r et de la température dT . En considérant la différentielle totale de la succion, on peut écrire la relation :

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial S_r} \right)_T dS_r + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{S_r} dT \quad (\text{III. 41})$$

III.3. Détermination et modélisation de la courbe caractéristique

Sous l'hypothèse d'un indice des vides constant, ce développement peut également s'écrire sous la forme (annexe III.D) :

$$ds = F_w dw + F_T dT \quad (\text{III. 42})$$

où les fonctions F_w et F_T sont définies par :

$$F_w = \left(\frac{\partial s}{\partial w} \right)_T \leq 0$$

$$F_T = F_w \beta w + \frac{s}{\sigma_s} \left(\frac{d\sigma_s}{dT} \right) \quad (\text{III. 43})$$

avec β coefficient de dilatation de l'eau, fonction croissante de la température, et σ_s tension superficielle de l'eau, fonction décroissante de la température. Ces deux grandeurs peuvent être exprimées en fonction de la température à l'aide des relations [Handbook of Chemistry and Physics, 1976] :

$$\begin{aligned} \beta(T) &= 1,6.10^{-4} + 8.10^{-6}(T - 15) \\ \sigma_s(T) &= 7,35.10^{-2} - 1,65.10^{-4}(T - 15) \end{aligned} \quad \text{pour } 15^\circ\text{C} \leq T \leq 70^\circ\text{C} \quad (\text{III. 44})$$

La fonction F_w correspond à la pente de la courbe caractéristique autour d'un état d'équilibre dans une représentation $s=s(w)$. La décomposition (III.42) fait donc apparaître les causes possibles de variation de succion. Une première cause est liée aux transferts d'eau en phase liquide à température constante et la seconde liée aux changements de volume d'eau et de tension superficielle dus à la température à teneur en eau constante.

On peut alors écrire que la variation de teneur en eau autour d'un état d'équilibre est donnée par :

$$dw = \underbrace{\frac{1}{F_w}}_{0 \leq} ds - \underbrace{\left(\beta w + \frac{s}{F_w \sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} \right)}_{0 \geq} dT \quad (\text{III. 45})$$

Qualitativement, la relation (III.45) montre qu'une augmentation de succion à température constante ($dT=0$) ou une augmentation de température à succion constante ($ds=0$) induit une diminution de la teneur en eau.

Quantitativement, à partir de la courbe teneur en eau - succion obtenue à 20°C , il est possible de déterminer la courbe teneur en eau - succion à n'importe quelle autre température. La figure III.3.16 donne la courbe caractéristique calculée à 60°C par la relation (III.45). On peut constater, dans le domaine funiculaire, une bonne concordance de cette courbe avec celle obtenue expérimentalement. Les deux courbes divergent à partir de la

teneur en eau d'entrée dans le domaine pendulaire où les mesures à la plaque de pression semblent moins fiables. Dans le domaine hygroscopique, le concept de tension superficielle perd son sens puisque l'eau est essentiellement présente sous forme adsorbée.

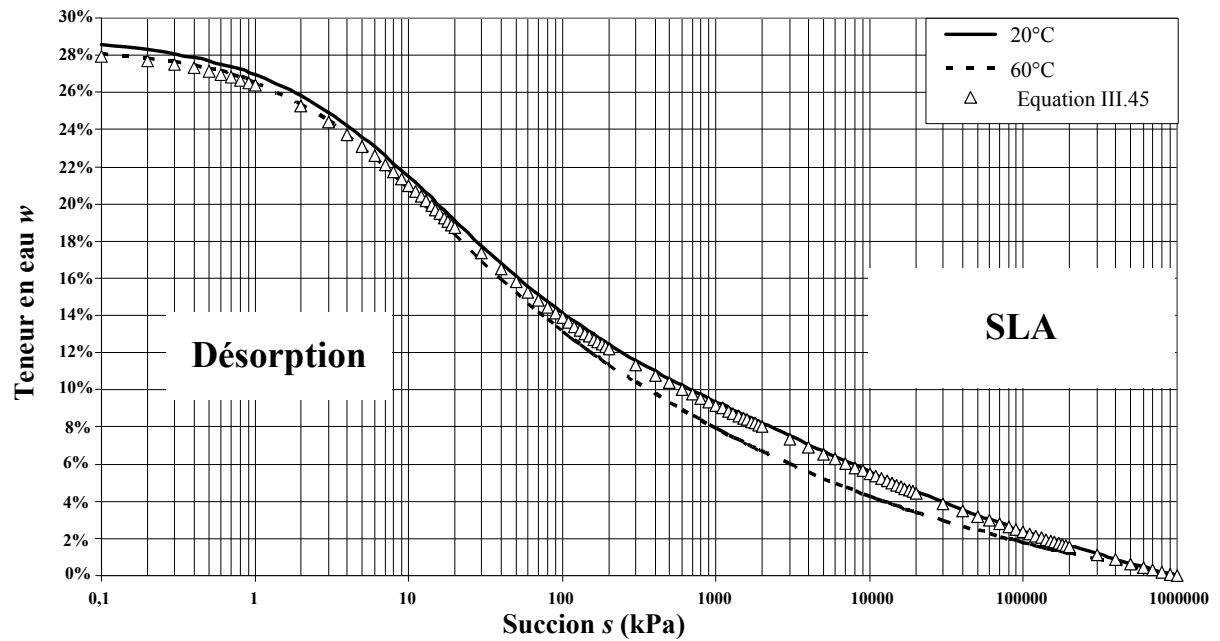


Figure III.3.16. Modélisation théorique de la courbe caractéristique en température.

III.4. Détermination d'un coefficient relatif de perméabilité

Ce paragraphe est consacré à l'évaluation du coefficient relatif de perméabilité k_r en fonction de la succion et de la température pour les deux sols étudiés (argile plastique et sable limoneux argileux). Les deux températures retenues sont $T=20^\circ\text{C}$ et $T=60^\circ\text{C}$. Cette évaluation s'appuie sur les deux campagnes expérimentales indépendantes effectuées sur les deux sols, à savoir :

- Les essais de désaturation dans une atmosphère régulée en humidité relative et en température,
- Les essais de détermination de la courbe caractéristique $w=w(s,T)$.

En fin de paragraphe, une comparaison des résultats obtenus par les deux approches sera discutée et analysée.

III.4.1. Approche par les essais de désaturation

L'approche « globale » a permis la détermination d'un coefficient de transport « global » d'eau en fonction de la teneur en eau et de la température par l'intermédiaire d'essais de désaturation. La figure III.1.4 donne, dans le domaine funiculaire, la démarche pour obtenir le coefficient relatif de perméabilité à partir du coefficient de transport « global » d'eau. Le passage de l'un à l'autre se fait en utilisant la relation (III.21) rappelée ci-dessous :

$$k_r(s,T) = - \frac{G^*(s,T)g}{K_s(T)} \frac{dw}{ds} \quad (\text{III. 46})$$

Ce passage nécessite la connaissance de la perméabilité en conditions saturées et de la courbe caractéristique du sol, chacune à la température considérée. À partir des essais de désaturation donnant $G^*(s,T)$ pour l'argile plastique et le sable limoneux argileux, on présente les coefficients relatifs de perméabilité des deux sols.

A- Cas de l'argile plastique

Dans le cas de l'argile plastique, il est possible de déterminer un coefficient relatif de perméabilité à 20°C. Le cas de l'argile plastique à 60°C n'a pas pu être effectué puisque l'on ne dispose pas de la courbe caractéristique correspondante.

La perméabilité de l'argile plastique en conditions saturées a été donnée en partie II pour 20°C. La valeur retenue est $K_s(20^\circ\text{C})=9,8.10^{-10} \text{ m.s}^{-1}$. Le terme dw/ds est déduit de la courbe caractéristique présentée à la figure III.3.12. Le coefficient de transport « global » correspondant au domaine funiculaire $G^*(s,20^\circ\text{C})$ est déterminé à partir des essais de désaturation présentés à la figure III.2.3. La relation (III.46) permet alors de calculer un coefficient relatif de perméabilité en fonction de la succion. La figure III.4.1 présente les résultats obtenus.

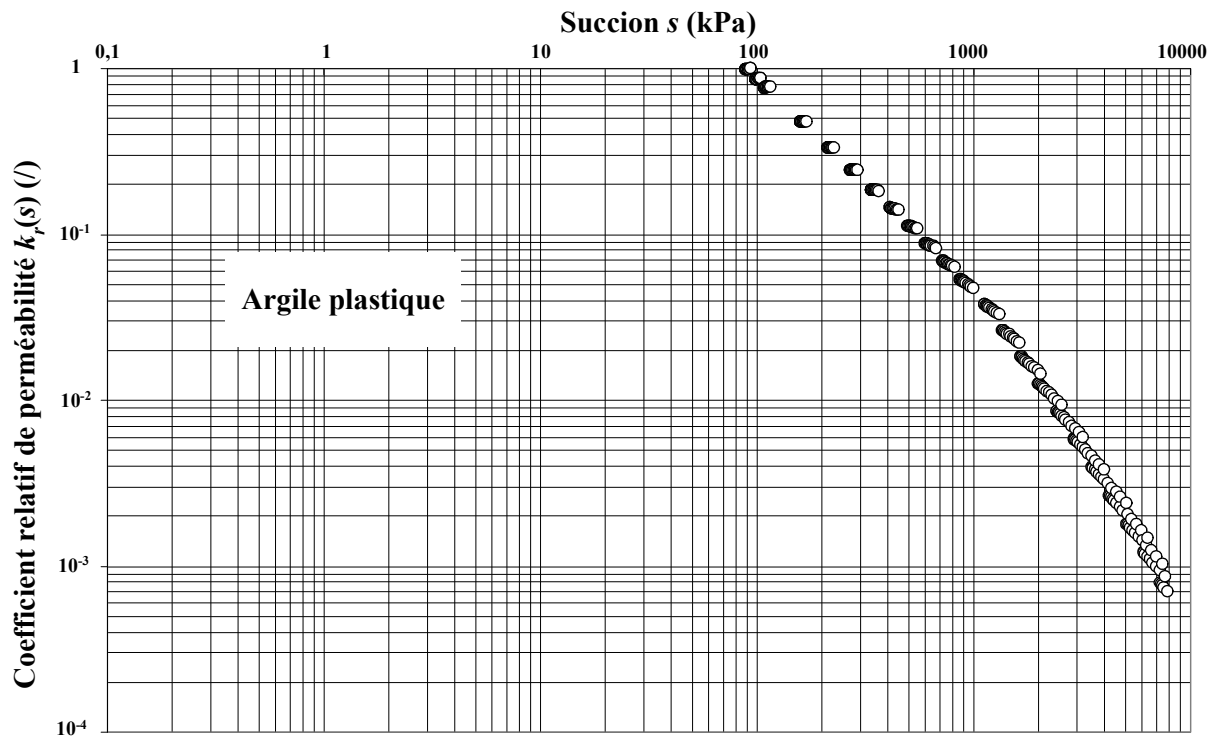


Figure III.4.1. Coefficient relatif de perméabilité pour l'argile plastique à 20°C.

B- Cas du sable limoneux argileux

Dans le cas du sable limoneux argileux, il est possible de déterminer un coefficient relatif de perméabilité à 20°C et à 60°C puisque l'on dispose des courbes caractéristiques correspondantes pour chacune de ces températures.

III.4. Détermination d'un coefficient relatif de perméabilité

La perméabilité du sable limoneux argileux en conditions saturées a été donnée en partie II pour 20°C. La valeur retenue est $K_s(20^\circ\text{C})=2.10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$. La perméabilité de ce sol en conditions saturées pour 60°C est évaluée par la relation :

$$K_s(60^\circ\text{C}) = \frac{\nu_e(20^\circ\text{C})}{\nu_e(60^\circ\text{C})} K_s(20^\circ\text{C}) \quad (\text{III. 47})$$

Ce calcul permet d'estimer la valeur de $K_s(60^\circ\text{C})$ à $4,3.10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$. Le terme dw/ds est déduit des courbes caractéristiques présentées aux figures III.3.13 et III.3.14 pour les deux températures. Les coefficients de transport « globaux » correspondants au domaine funiculaire $G^*(s, 20^\circ\text{C})$ et $G^*(s, 60^\circ\text{C})$ sont déterminés à partir des essais de désaturation présentés aux figures III.2.5 et III.2.6. La relation (III.46) permet alors de calculer un coefficient relatif de perméabilité en fonction de la succion. La figure III.4.2 présente les résultats obtenus.

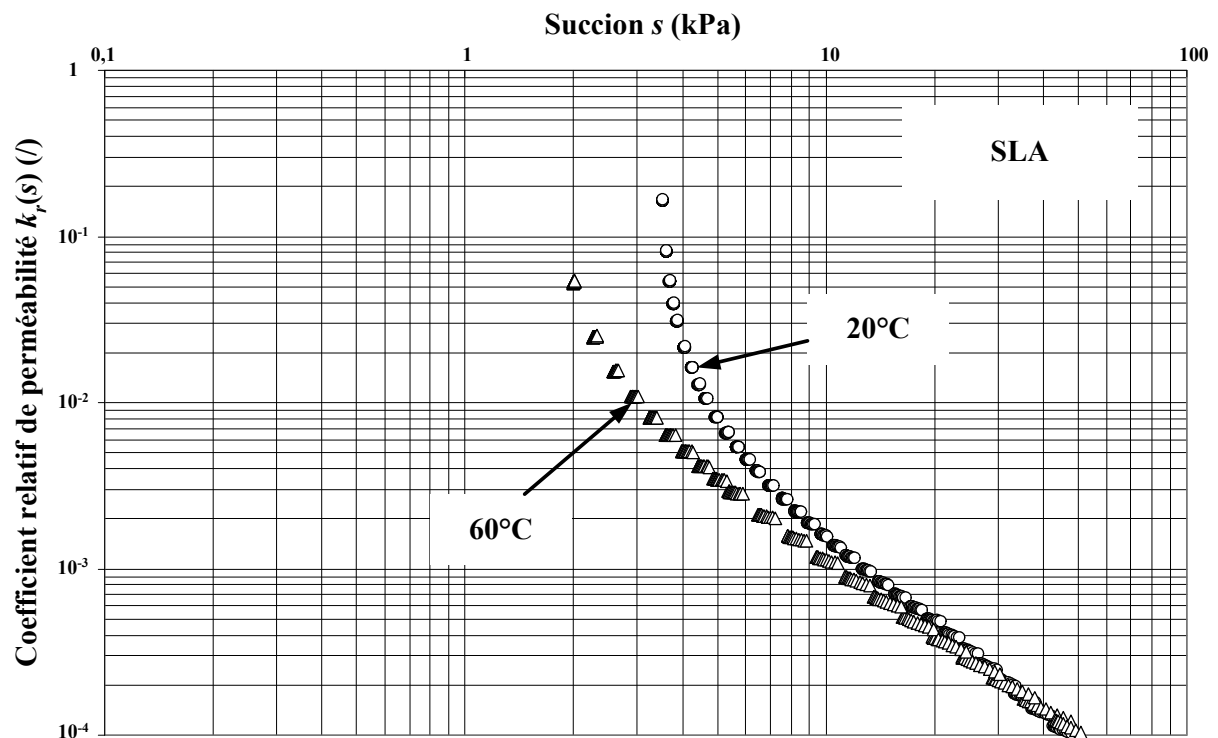


Figure III.4.2. Coefficient relatif de perméabilité pour le sable limoneux argileux à 20°C et 60°C.

On constate sur la figure III.4.2 que les coefficients relatifs de perméabilité dans le cas du sable limoneux argileux tendent vers une asymptote verticale pour les faibles succions (inférieures à 10 kPa). Cette tendance est inexistante pour l'argile plastique où le coefficient relatif de perméabilité reste égal à l'unité jusqu'à une succion de 100 kPa.

Dans le cas du sable limoneux argileux, il nous a été impossible de saturer complètement les échantillons de sol. La limite de liquidité de ce sol étant $w_L=25\%$, il a fallu préparer les échantillons aux alentours de cette valeur de teneur en eau pour éviter leurs effondrements sous leurs propres poids. Par conséquent, on peut se demander si, lors de la désaturation, les échantillons de sol ont suivi le même chemin de désorption que la courbe caractéristique compte tenu du phénomène d'hystérésis. Ceci explique le fait que les coefficients relatifs de perméabilité déterminés par l'approche « globale » tendent vers une asymptote verticale au début de la désaturation.

La figure III.4.2 montre également que les coefficients relatifs de perméabilité sont similaires pour des valeurs de suctions supérieures à 10 kPa. Ces résultats laissent à penser qu'un coefficient relatif de perméabilité ne dépend pas de la température.

III.4.2. Approche par la courbe caractéristique

Plusieurs auteurs ([Burdine, 1953], [Gardner, 1958], [Brooks & Corey, 1964], [Mualem, 1976], [Van Genuchten, 1980], [Van Genuchten & Nielsen, 1985], [Yates et al, 1992], [Fredlund et al., 1994] et [Fleureau & Taibi, 1995]) se sont intéressés à la détermination d'un coefficient relatif de perméabilité d'un sol non saturé à partir de la courbe caractéristique.

Le coefficient relatif de perméabilité $k_r(s, T)$ à la suction s et à la température T est défini par :

$$k_r(s, T) = \frac{K(s, T)}{K(0, T)} = \frac{K(s, T)}{K_s(T)} \quad (\text{III. 48})$$

où $K(s, T)$ (resp. $K(0, T)$) est la perméabilité à la suction s (resp. $s=0$ qui correspond à la perméabilité à la saturation $K_s(T)$) et à la température T .

Dans cette étude, un coefficient relatif de perméabilité est déterminé à partir de la courbe caractéristique par la méthode de Fredlund et al. (1994). L'annexe III.C présente quelques modélisations du coefficient relatif de perméabilité.

III.4. Détermination d'un coefficient relatif de perméabilité

Le coefficient relatif de perméabilité est donné par la relation suivante [Fredlund et al., 1994] :

$$k_r(s) = [\Theta(s)]^q \frac{\int_{\ln(s_e)}^{\ln(s_r)} \left(\frac{w(e^y) - w(s)}{e^y} w'(e^y) \right) dy}{\int_{\ln(s_e)}^{\ln(s_r)} \left(\frac{w(e^y) - w_s}{e^y} w'(e^y) \right) dy} \quad (\text{III. 49})$$

avec $\Theta(s)$ une fonction de correction, q une constante, s_e la succion d'entrée d'air, s_r la succion résiduelle, y la variable d'intégration représentant le logarithme de la succion et w' la dérivée de la teneur en eau par rapport à la succion. Les intégrales ci-dessus sont effectuées sur une échelle logarithmique des succions.

La fonction de correction $\Theta(s)$ a été introduite par Mualem (1976) sous la forme :

$$\Theta(s) = \frac{w(s) - w_r}{w_s - w_r} \quad (\text{III. 50})$$

Cette fonction impose :

- une faible décroissance du coefficient relatif de perméabilité au voisinage de la succion d'entrée d'air s_e ,
- un coefficient relatif de perméabilité nul à l'approche de la succion résiduelle s_r .

La constante q a été prise égale à l'unité par Kunze et al. (1968).

La dérivée $w'(s)$ s'écrit [Fredlund et al., 1994] :

$$w'(s) = \left[\frac{mn \left(\frac{s}{s_i} \right)^{n-1}}{s_i \left(e + \left(\frac{s}{s_i} \right)^n \right) \left[\ln \left(e + \left(\frac{s}{s_i} \right)^n \right) \right]} \right] \frac{w_s}{\left[\ln \left(e + \left(\frac{s}{s_i} \right)^n \right) \right]^m} \quad (\text{III. 51})$$

avec $C'(s) = -\frac{I}{(s_r + s) \ln \left(1 + \frac{10^6}{s_r} \right)}$

Les deux intégrales de (III.49) peuvent être évaluées numériquement. Le domaine $[ln(s_e) ; ln(s_r)]$ est découpé en N intervalles de même longueur Δy . On note $\bar{y}_i$ le milieu du $i^{ième}$ intervalle. On peut alors écrire :

$$\begin{cases} ln(s_e) = y_1 < y_2 < \dots < y_{N+1} = ln(s_r) \\ \Delta y = \frac{ln(s_r) - ln(s_e)}{N} \\ \bar{y}_i = \frac{y_i + y_{i+1}}{2} \end{cases} \quad (III. 52)$$

Le numérateur et le dénominateur de (III.49) peuvent être déterminés par :

$$\begin{cases} \int_{ln(s)}^{ln(s_r)} \left(\frac{w(e^y) - w(s)}{e^y} w'(e^y) \right) dy = \Delta y \sum_{i=j}^N \left(\frac{w(e^{\bar{y}_i}) - w(s_j)}{e^{\bar{y}_i}} w'(e^{\bar{y}_i}) \right) \\ \int_{ln(s_e)}^{ln(s_r)} \left(\frac{w(e^y) - w_s}{e^y} w'(e^y) \right) dy = \Delta y \sum_{i=1}^N \left(\frac{w(e^{\bar{y}_i}) - w_s}{e^{\bar{y}_i}} w'(e^{\bar{y}_i}) \right) \end{cases} \quad (III. 53)$$

Le coefficient relatif de perméabilité $k_r(s_j)$ à la succion s_j est donné par la relation :

$$k_r(s_j) = [\Theta(s_j)] \frac{\sum_{i=j}^N \left(\frac{w(e^{\bar{y}_i}) - w(s_j)}{e^{\bar{y}_i}} w'(e^{\bar{y}_i}) \right)}{\sum_{i=1}^N \left(\frac{w(e^{\bar{y}_i}) - w_s}{e^{\bar{y}_i}} w'(e^{\bar{y}_i}) \right)} \quad (III. 54)$$

Il est à noter que cette méthode de détermination du coefficient relatif de perméabilité d'un sol n'est valable que dans l'intervalle de succion $[s_e ; s_r]$. Dans l'intervalle de succion $[0 ; s_e]$, on utilise la relation suivante :

$$k_r(s) = [\Theta(s)] \text{ pour } 0 \leq s \leq s_e \quad (III. 55)$$

Fredlund et al. (1994) ajoutent que la détermination du coefficient relatif de perméabilité ne nécessite que la connaissance de la courbe caractéristique en désorption. Ils montrent que les valeurs du coefficient relatif de perméabilité sont identiques en désorption et en adsorption. Dans cette étude, le coefficient relatif de perméabilité sera déterminé en désorption dans les cas de l'argile plastique à 20°C et du sable limoneux argileux à 20°C et 60°C.

A- Cas de l'argile plastique

Dans le cas de l'argile plastique à 20°C, les deux paramètres nécessaires aux calculs du coefficient relatif de perméabilité sont la succion d'entrée d'air $s_e = 133$ kPa et la teneur en eau résiduelle $w_r = 7,2\%$. Le résultat de la modélisation est donné à la figure III.4.3.

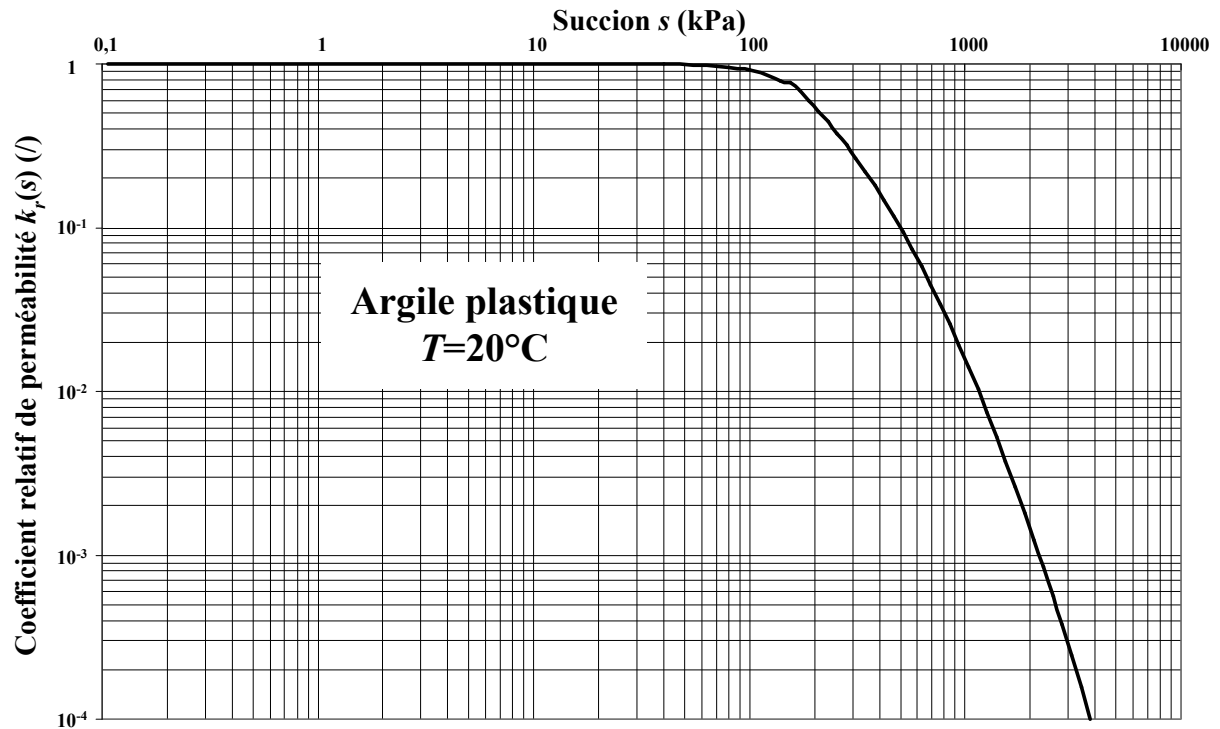


Figure III.4.3. Coefficient relatif de perméabilité pour l'argile plastique à 20°C.

B- Cas du sable limoneux argileux

Dans le cas du sable limoneux argileux à 20°C et 60°C, les deux paramètres nécessaires aux calculs du coefficient relatif de perméabilité sont la succion d'entrée d'air $s_e = 0,78$ kPa, identique quelle que soit la température, et la teneur en eau résiduelle $w_r = 5,8\%$ à 20°C et $w_r = 9,3\%$ à 60°C. La figure III.4.4 présente les coefficients relatifs de perméabilité issus de la modélisation pour 20°C et 60°C.

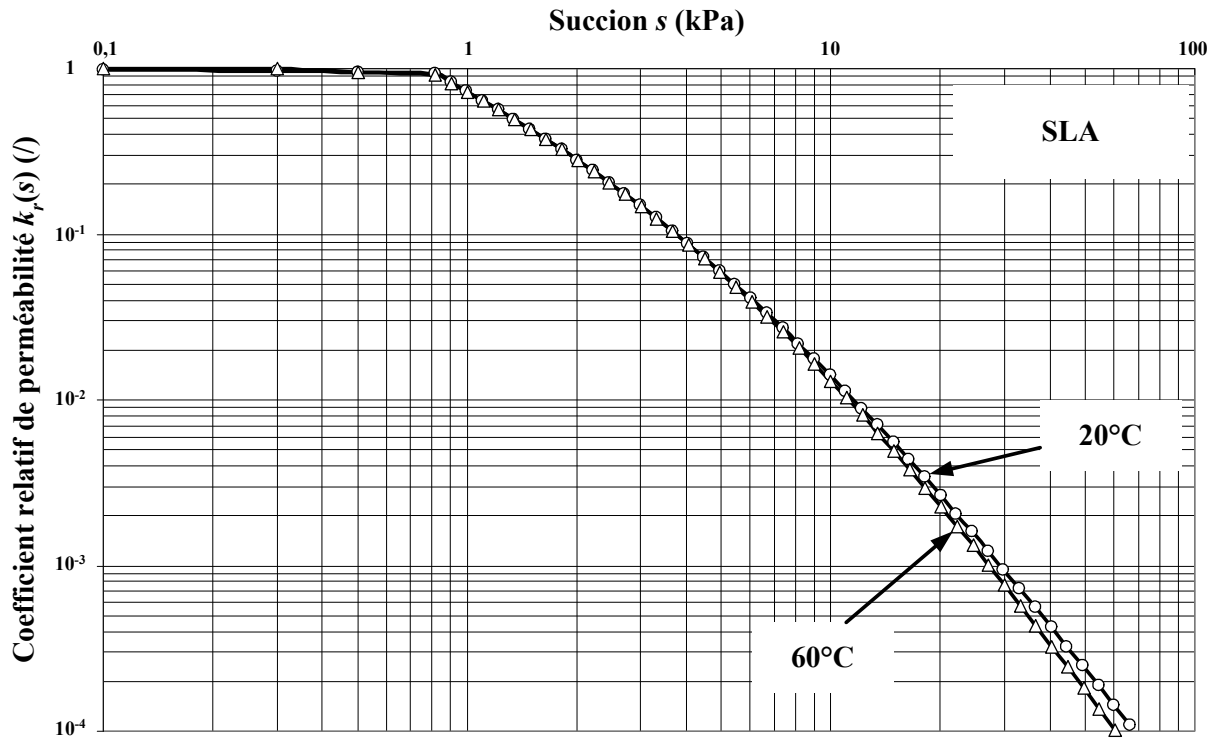


Figure III.4.4. Coefficients relatifs de perméabilité à 20°C et 60°C pour le sable limoneux argileux.

On constate sur cette dernière figure que le coefficient relatif de perméabilité ne dépend pas de la température. Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur l'argile de Boom par Roméro (1999). Cet auteur a étudié l'influence de la température et de l'indice des vides sur l'évolution du coefficient relatif de perméabilité en fonction du degré de saturation. Il en conclut que, pour un degré de saturation donné, seule la variation de l'indice des vides modifie la valeur de ce coefficient.

À la vue de ces résultats, Roméro (1999) propose de prendre en compte un découplage des effets de la température et de l'indice des vides de la forme :

$$\frac{K_{ns}(e, w, T)}{K_s(e_0, w_{sat}, T_0)} = k_T(T) k_e(e) k_r(w) \quad (\text{III. 56})$$

où $K_{ns}(e, w, T)$ est la perméabilité en conditions non saturées à l'indice des vides e , la teneur en eau w et la température T , $K_s(e_0, w_{sat}, T_0)$ la perméabilité en conditions saturées dans la configuration de référence indice des vides e_0 et température T_0 , $k_T(T)$ une fonction relative à l'effet de la température T (à e et w constants), $k_e(e)$ une fonction relative à l'effet de l'indice des vides e (à T et w constants) et $k_r(w)$ le coefficient relatif de perméabilité (à T et e constants).

III.4. Détermination d'un coefficient relatif de perméabilité

Il propose des expressions des deux fonctions $k_T(T)$ et $k_e(e)$ de la forme :

$$k_T(T) = \frac{\rho_e^*(T) \nu_e(T_0)}{\rho_e^*(T_0) \nu_e(T)} = \frac{\mu_e(T)}{\mu_e(T_0)} \approx (1 + \alpha_T \Delta T) \quad (\text{III. 57})$$

$$k_e(e) = \frac{e^3 (1 + e_0)}{e_0^3 (1 + e)}$$

avec α_T un coefficient et $\mu_e(T)$ la viscosité dynamique de l'eau dépendante de la température. Roméro (1999) ajoute que ce coefficient décroît avec le degré de saturation du sol, ce qu'il a vérifié expérimentalement sur le plan qualitatif. On notera cependant que la dépendance du coefficient α_T vis-à-vis du degré de saturation peut remettre en cause le découplage annoncé des effets de la température et de l'indice des vides. En effet, l'influence du degré de saturation devrait être contenu uniquement dans le coefficient relatif de perméabilité $k_r(w)$.

Pour approfondir ce point, la valeur du coefficient α_T a été évaluée dans les conditions expérimentales de cette étude. La figure III.4.5 présente le rapport entre les viscosités dynamiques à la température T et $T_0=20^\circ\text{C}$ en fonction de la variation de température ΔT .

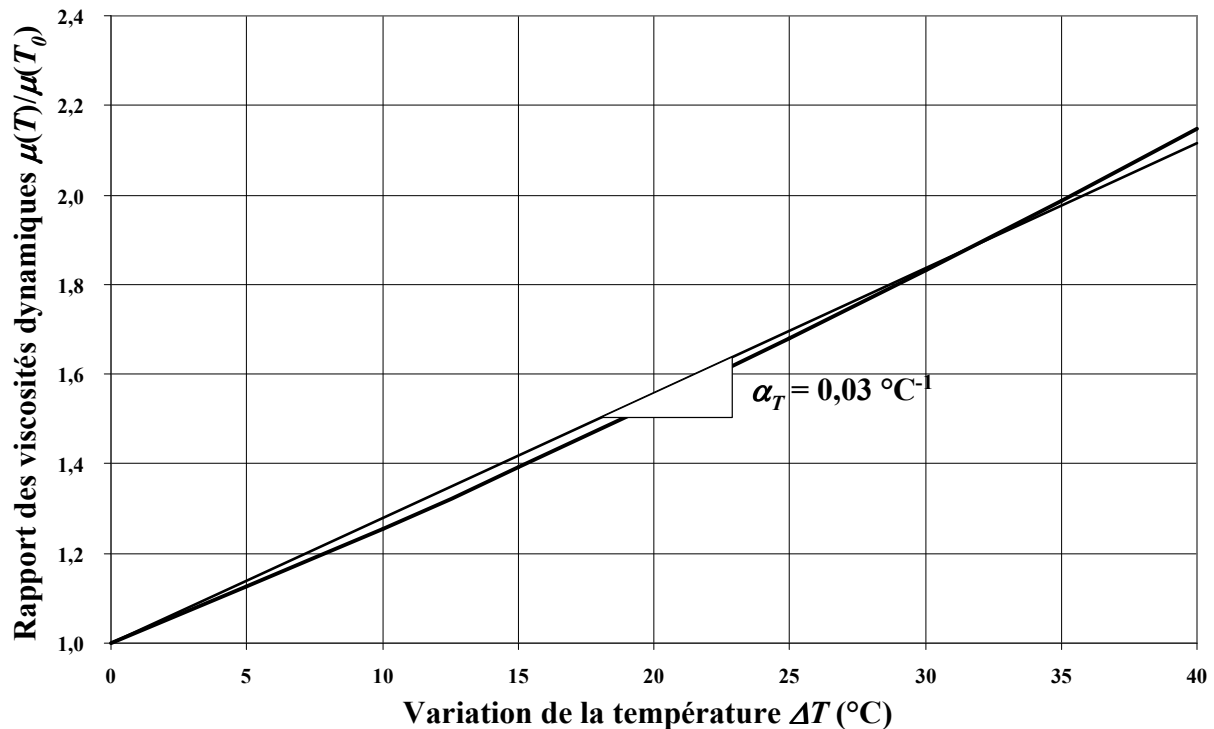


Figure III.4.5. Rapport entre les viscosités dynamiques en fonction de la variation de température.

Ce coefficient a été estimé à $0,03^{\circ}\text{C}^{-1}$. À partir des relations (III.56) et (III.57), on a déterminé une perméabilité en conditions non saturées K_{ns} pour une température de 60°C . La figure III.4.6 présente les coefficients K_{ns} pour les températures de 20°C et 60°C déterminés par la méthode de Fredlund et al. (1994) et calculés à partir de la relation (III.56).

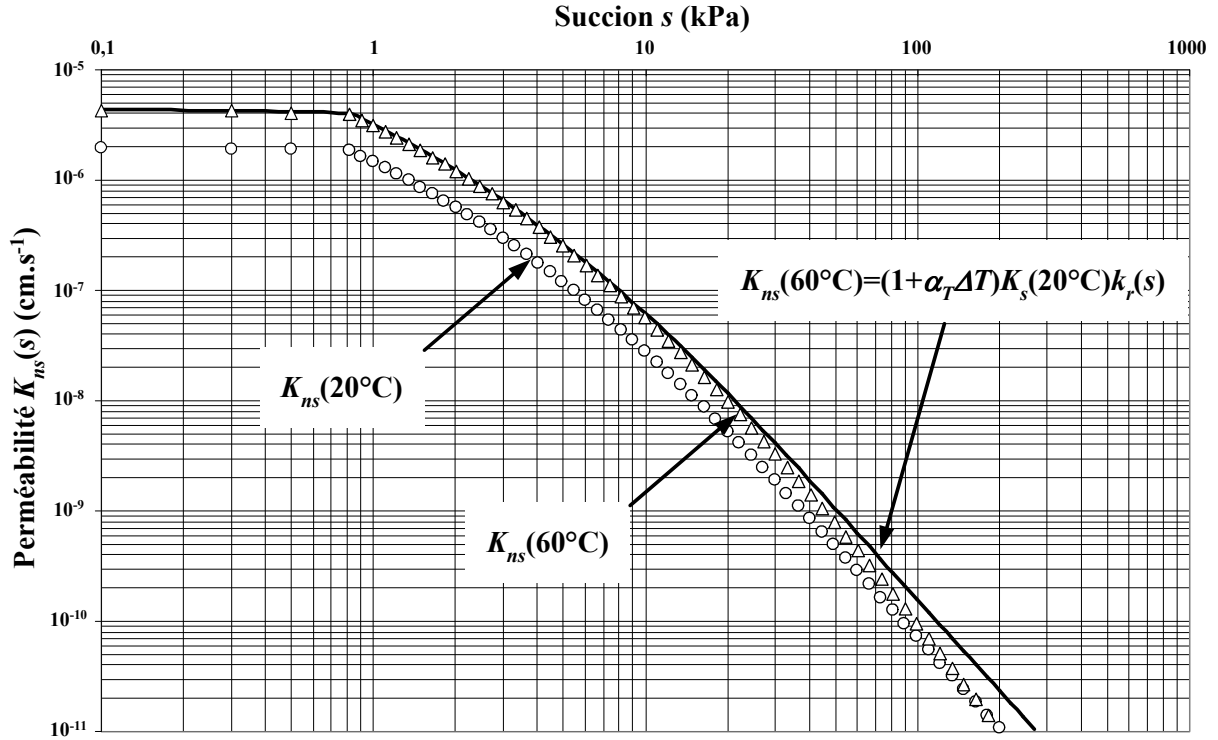


Figure III.4.6. Perméabilité en conditions non saturées à 20°C et 60°C .

Sur cette figure, on constate une bonne concordance des résultats pour la température de 60°C tant que l'état hydrique correspond au domaine funiculaire. Au-delà de ce domaine, on constate un écart croissant au fur et à mesure que la succion augmente. Une première tentative de correction de cet écart a été de l'attribuer au degré de saturation qui tend vers zéro et donc de proposer une nouvelle relation incluant l'effet du degré de saturation. Cette relation prend la forme :

$$k_T(T) \approx (1 + \alpha_T S_r \Delta T) \quad (\text{III. 58})$$

Une nouvelle modélisation prenant en compte la relation (III.56) est représentée en traits continus sur la figure III.4.7. On notera que la correction apportée par cette formule est satisfaisante. Néanmoins, on peut souligner que si cette représentation s'accorde bien avec les résultats expérimentaux, l'hypothèse de découplage des effets de la température, de l'indice des vides et de la teneur en eau est à remettre en cause.

III.4. Détermination d'un coefficient relatif de perméabilité

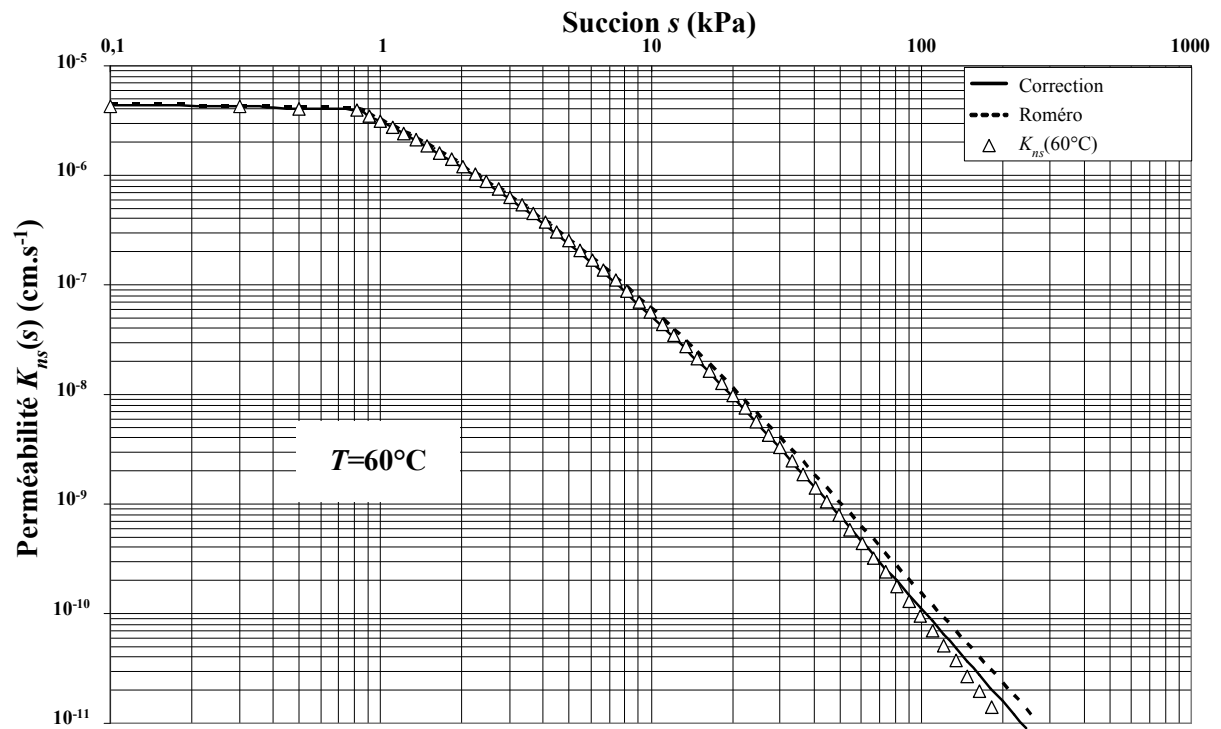


Figure III.4.7. Correction apportée à la perméabilité en conditions non saturées à 60°C.

III.4.3. Comparaisons et discussions des résultats expérimentaux

L'objectif de ce paragraphe est de confronter les valeurs obtenues pour les coefficients relatifs de perméabilité par les deux approches indépendantes basées, d'une part, sur la désaturation et, d'autre part, sur la courbe caractéristique. Cette confrontation est bien entendue faite séparément sur chacun des deux sols.

A- Cas de l'argile plastique

Les résultats obtenus par les deux approches, dans le cas de l'argile plastique, sont regroupés sur la figure III.4.8.

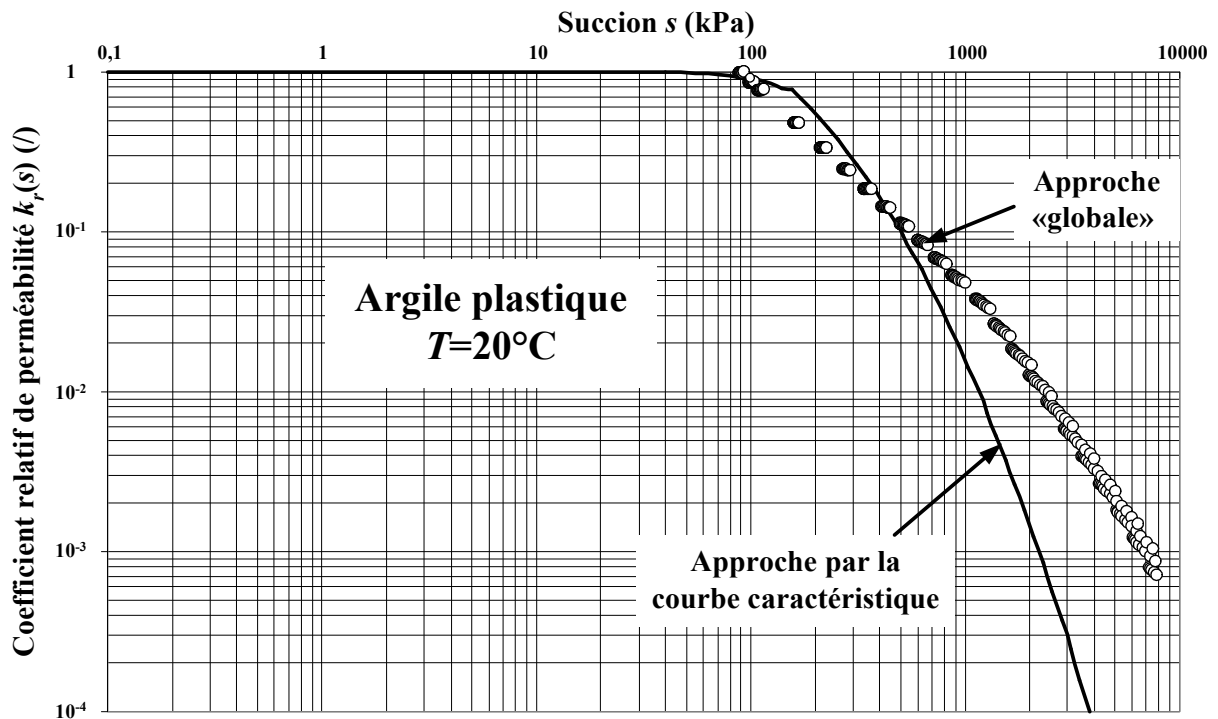


Figure III.4.8. Comparaison entre les deux approches pour l'argile plastique à 20°C .

Pour l'argile plastique, la figure III.4.8 montre une bonne concordance des résultats entre les deux approches jusqu'à une succion de 1000 kPa où le rapport entre les coefficients relatifs de perméabilité est de 1,5. Au-delà de cette valeur, les deux approches divergent sensiblement. Au fur et à mesure que l'on s'écarte du domaine funiculaire, d'autres mécanismes de transport d'eau commencent à intervenir notamment des phénomènes de changement de phase. Dans ces conditions, les essais de désaturation s'avèrent peu fiables quant à l'évaluation d'un coefficient relatif de perméabilité qui reflète exclusivement les transferts en phase liquide. Pour les essais de désaturation, au-delà de 1000 kPa, le transport d'eau dans le sol ne s'effectue plus uniquement par filtration de la phase liquide ce qui explique la divergence des résultats au delà de cette valeur.

B- Cas du sable limoneux argileux

Les résultats obtenus par les deux approches, dans le cas du sable limoneux argileux, sont regroupés sur la figure III.4.9. Comme on l'a vu à la figure III.4.4, le coefficient relatif de perméabilité n'est pas affecté par la température. Pour cette raison, on présente les résultats des essais de désaturation pour les températures de 20°C et 60°C.

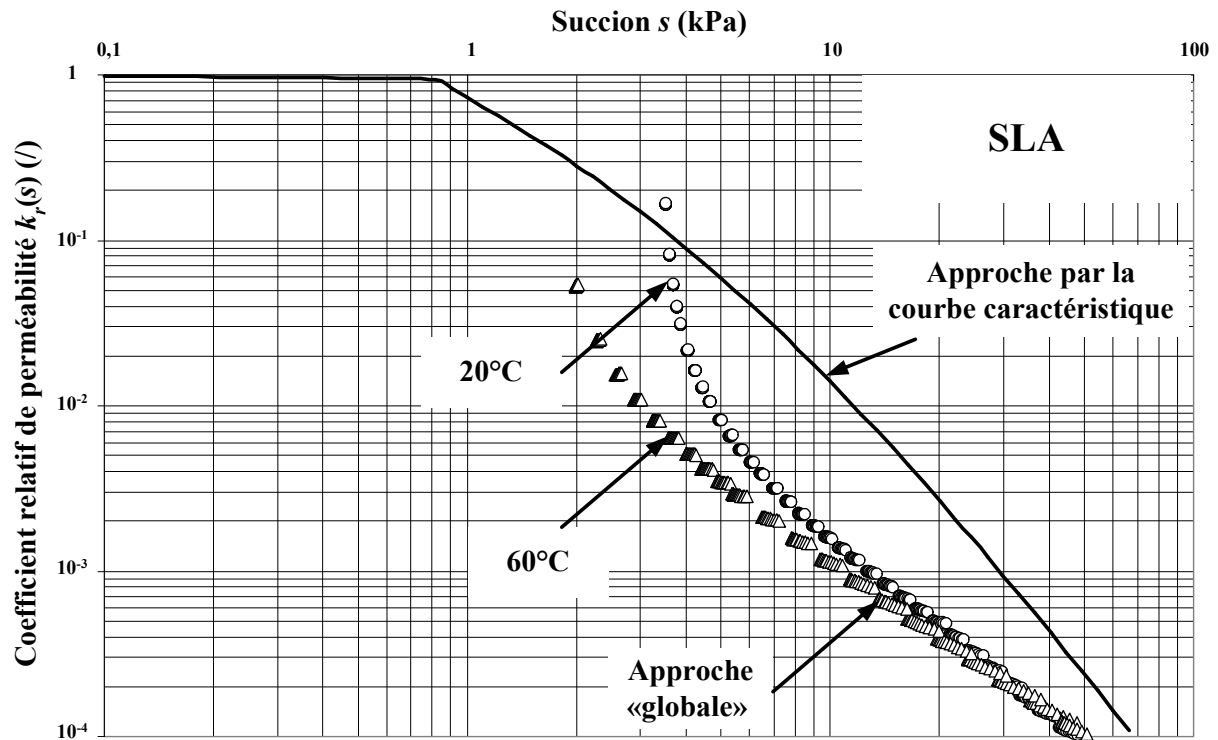


Figure III.4.9. Comparaison entre les deux approches pour le sable limoneux argileux à 20°C et à 60°C.

La figure III.4.9 montre que, pour le sable limoneux argileux, les coefficients relatifs de perméabilité obtenus à partir des essais de désaturation ne coïncident pas avec ceux déterminés à partir de la courbe caractéristique quelle que soit la température.

Dans le cas de la détermination de la courbe caractéristique, l'incertitude absolue sur la succion est d'autant plus importante que la succion considérée est faible. L'incertitude absolue sur la succion est de ± 1 kPa ce qui rend difficile l'obtention de résultats fiables pour des succions au voisinage de la saturation. Étant donné que le domaine de succion, dans lequel la teneur en eau reste voisine de la teneur en eau de saturation, est restreint pour le sable limoneux argileux, il en découle une difficulté d'estimer correctement la succion d'entrée d'air s_e et le point d'inflexion s_i de la courbe caractéristique.

Pour ce qui concerne ce dernier point, Fredlund et al. (1994) signalent que la précision sur la valeur de la succion d'entrée d'air est accessoire et qu'il suffirait d'estimer une valeur intermédiaire entre 0 et s_e pour procéder à l'intégration. On a alors retenu une valeur de la succion d'entrée d'air $s_e = 0,1$ kPa pour les deux températures étudiées. La figure III.4.10 donne le résultat obtenu à partir d'une intégration sur la base de cette nouvelle valeur de succion d'entrée d'air.

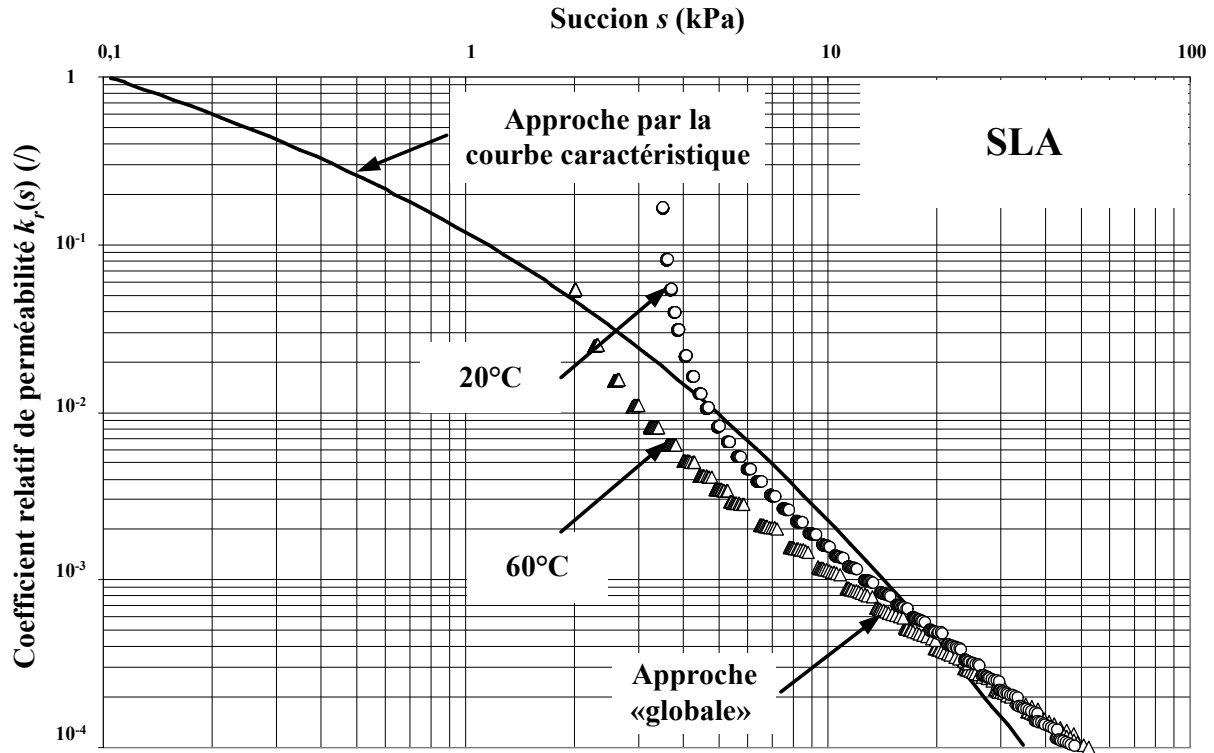


Figure III.4.10. Comparaison entre les deux approches à 20°C et 60°C (avec $s_e=0,1$ kPa).

Il apparaît alors une meilleure concordance des résultats proposés par les deux approches. On peut néanmoins souligner la sensibilité très forte de cette modélisation vis-à-vis de la succion d'entrée d'air contrairement à ce qui est avancé par Fredlund et al. (1994).

III.5. Conclusions de la partie III

Dans cette partie, on a présenté une contribution à l'étude du transport d'eau à différentes températures. Un modèle général de transport d'eau a été proposé. Il prend en compte les trois phénomènes de filtration de la phase liquide, de diffusion de la vapeur et de changement de phase liquide-vapeur. L'intérêt de ce type de modèle est de couvrir la quasi-totalité de domaine des teneurs en eau de l'état saturé à l'état quasiment sec en faisant la distinction entre les phénomènes prépondérants selon le domaine hydrique (funiculaire, pendulaire ou hygroscopique).

Deux campagnes d'essais expérimentaux ont été menées pour tester cette modélisation. Ces campagnes ont concerné les deux sols de référence choisis (argile plastique et sable limoneux argileux) et les deux températures $T=20^{\circ}\text{C}$ et $T=60^{\circ}\text{C}$.

La première campagne porte sur des essais de désaturation sans contrainte. Il s'agissait de placer des échantillons de sol dans une atmosphère régulée en humidité relative et en température et de suivre l'évolution des profils de teneur en eau dans le temps. Il a été montré que l'exploitation des résultats permet, en utilisant une loi « globale » de transport, d'accéder à un coefficient « global » relié au coefficient relatif de perméabilité dans le domaine funiculaire. Il est à noter ici que l'exploitation faite ci-dessus occulte le changement de phase et peut donc être perçue comme une approche « boîte noire » où la source qui alimente la phase gazeuse en vapeur n'est pas explicitement mise en oeuvre dans la modélisation.

La deuxième campagne s'intéresse à la détermination de la courbe caractéristique en température. Un premier résultat de cette campagne concerne l'influence de la température sur la courbe caractéristique qui s'avère relativement faible. Par ailleurs, en utilisant une relation théorique, proposée dans cette étude, il a été possible de retrouver par le calcul la courbe de rétention (domaine funiculaire) à $T=60^{\circ}\text{C}$ à partir de celle à $T=20^{\circ}\text{C}$.

Pour confronter les résultats de ces deux campagnes, réalisées sur deux sols différents pour deux températures, on s'est intéressé au coefficient relatif de perméabilité. La démarche qui permet d'accéder à ce coefficient par chacune des deux approches (essai de désaturation et courbe caractéristique) a été présentée. Le coefficient relatif de perméabilité a été déterminé en fonction de la succion pour les deux températures. Ces premiers résultats montrent que ce coefficient est indépendant de la température. Par ailleurs, la comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes est très satisfaisante dans le cas de l'argile

plastique et l'est un peu moins dans le cas du sable limoneux argileux. Cependant, compte tenu de l'indépendance d'une approche vis-à-vis de l'autre et des conditions expérimentales associées, on peut juger ces résultats satisfaisants dans l'ensemble.

PARTIE IV

Étude de la surface de charge à différentes températures

IV. Étude de la surface de charge à différentes températures

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence de la température sur le comportement mécanique d'un sol saturé ou non saturé à succion constante. L'accent est mis sur l'évolution de la surface de charge du sable limoneux argileux en fonction de la température pour une succion maintenue à 5 kPa. Les températures choisies sont 20, 30, 40, 50 et 60°C.

Cette étude à caractère expérimental, est précédée d'une revue bibliographique des études relativement récentes concernant l'impact de la température sur l'évolution des changements de volumes en conditions saturées ou non saturées. Ensuite, on présente les résultats expérimentaux portant sur l'influence de la température sur les caractéristiques « mécaniques » ou « rhéologiques ». Il s'agit des indices de compression élastique et plastique ainsi que de la contrainte de préconsolidation. La contrainte de préconsolidation permettra de représenter la surface de charge dans le plan (p,q) aux différentes températures. Le caractère original des résultats est discuté et comparé aux résultats de la littérature. Par la suite, le modèle de Cam-Clay étendu par Alonso et al. (1990) au cas non saturé sera testé moyennant quelques hypothèses quant à l'identification expérimentale des différents paramètres du modèle.

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

Il existe dans la littérature de nombreuses études concernant l'influence de la température sur le comportement mécanique des sols saturés. À l'inverse, les études prenant en compte également la non saturation sont moins abondantes. Cette étude porte une attention particulière à l'influence de la température dans le cadre de la consolidation des sols saturés et non saturés. On verra également, au cours de cette présentation, que l'histoire du matériau ne peut être dissociée de l'influence de la température sur l'écrouissage. Cette histoire est prise en compte à travers un paramètre appelé degré de surconsolidation ou *OCR* (OverConsolidation Ratio) qui définit le degré de surconsolidation du sol :

$$OCR = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_0} \quad (IV. 1)$$

où σ_{max} est la contrainte mécanique maximale subie par le sol et σ_0 est la contrainte mécanique « actuelle ». L'*OCR* est donc un paramètre supérieur ou égal à l'unité. Si l'*OCR* est égal à l'unité alors le sol est normalement consolidé.

À la fin de ce paragraphe, on exposera deux modèles de surface de charge thermo-mécanique prenant en compte l'influence de la température sur les limites élastiques d'un sol.

IV.1.1. Consolidation thermique d'un sol

Dans le cas saturé, Plum & Esrig (1969) ont été les premiers à s'intéresser au rôle du degré de surconsolidation sur la consolidation thermique dans le cas d'une illite. Le principe des essais entrepris par Plum & Esrig (1969) consistait tout d'abord à consolider des échantillons de sol dans un œdomètre jusqu'à une contrainte verticale $\sigma_{max}=272$ kPa pour une température de 24°C. Ensuite, chaque échantillon est déchargé jusqu'à différents états de contraintes (figure IV.1.1 (a)) avant d'être porté à une température de 50°C. Les résultats (figure IV.1.1 (b)) montrent que le changement de volume (tassement) résultant du seul chargement thermique décroît avec l'augmentation de l'*OCR*.

Toujours en conditions saturées, Baldi et al. (1988), Hueckel & Baldi (1990), Towhata et al. (1993 (a) et (b)), Sultan (1997) et Delage et al. (2000) ont effectué des études allant dans le même sens pour différents types d'argile en élargissant les valeurs de l'*OCR*. Les résultats (figures IV.1.2 (a) et IV.1.2 (b)) confirment les tendances obtenues par Plum & Esrig (1969) mais ils montrent également que pour des valeurs élevées de l'*OCR*, la réponse à une sollicitation thermique devient dilatante au début du chargement ([Baldi et al., 1988],

[Hueckel & Baldi, 1990], [Sultan, 1997] et [Delage et al., 2000]) voire totalement dilatante [Towhata et al., 1993]. Il apparaît que plus l' OCR est important, plus cette dilatation est marquée [Towhata et al., 1993].

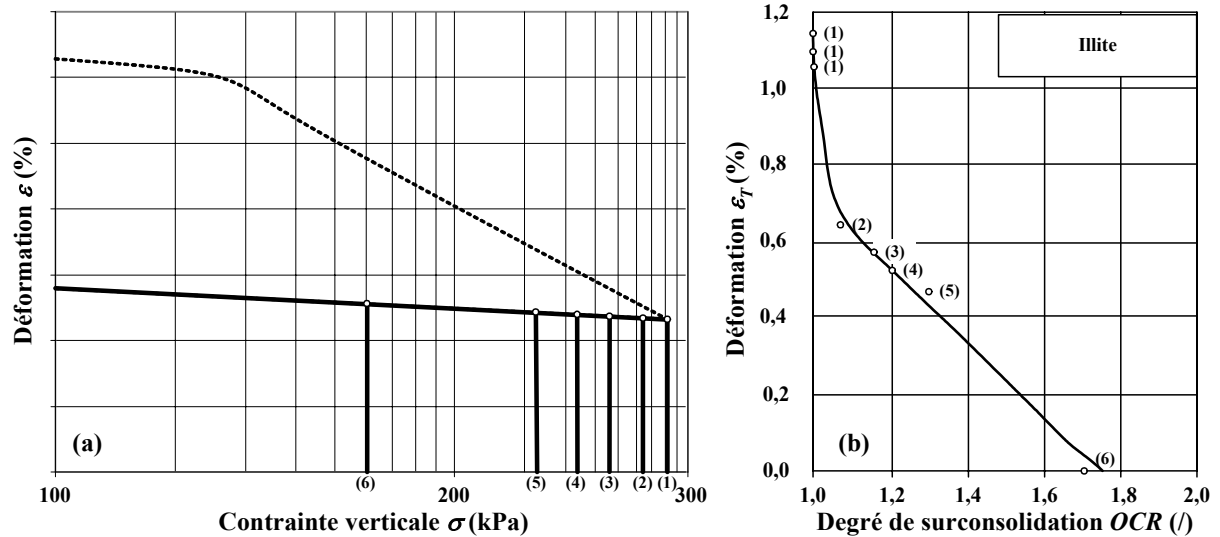


Figure IV.1.1. Influence de l' OCR sur le changement de volume d'un sol lors d'une consolidation thermique (d'après Plum & Esrig, (1969)).

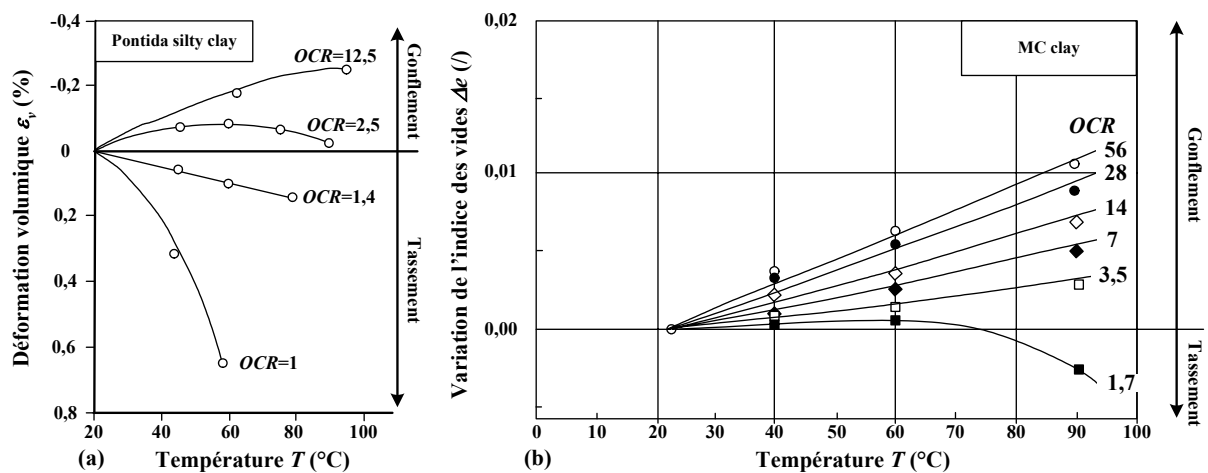


Figure IV.1.2. Influence de l' OCR sur le changement de volume d'un sol lors d'une consolidation thermique (d'après (a) Hueckel & Baldi (1990) et (b) Towhata et al. (1993)).

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

À la vue de ces résultats expérimentaux et des travaux réalisés par Sultan (1997) sur une argile de Boom **saturée** (figure IV.1.3), ce dernier définit une température limite qui correspond à la transition entre l'expansion (gonflement) et la contraction (tassement) thermique. Il apparaît que cette température limite ne dépend que du degré de surconsolidation du sol et non de l'état de contraintes. De plus, il ajoute que la température limite augmente avec l'*OCR*.

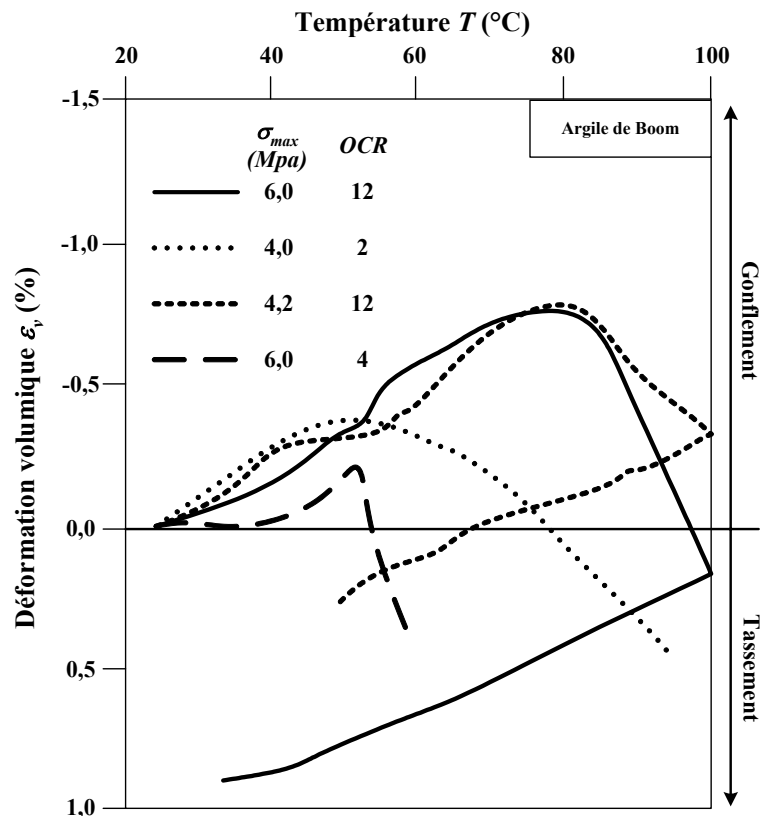


Figure IV.1.3. Influence de l'*OCR* et de l'état de contraintes sur la consolidation thermique d'une argile de Boom (d'après Sultan (1997)).

Ce type de comportement pour les argiles saturées est le plus souvent attribué au rôle de l'eau adsorbée entre les plaquettes argileuses. La théorie de la double couche diffuse permet d'expliquer ce phénomène. Par rapport à l'attraction entre les plaquettes due aux forces de Van der Waals, les doubles couches diffuses entourant chaque plaquette ont une action mutuelle de répulsion électrique due à leur charge positive. Quand l'épaisseur de la double couche diffuse est faible, l'attraction l'emporte et les plaquettes s'attirent. Dans le cas contraire, les particules se repoussent. L'épaisseur de cette double couche est intimement liée à la température : plus elle est élevée plus l'épaisseur de la double couche augmente. Ainsi, lors d'une consolidation thermique, les plaquettes argileuses se repoussent.

On peut alors expliquer suivant les valeurs d' OCR , la réponse observée lors d'une élévation de température sur des sols argileux :

- Dans le cas normalement consolidé ($OCR \approx 1$), l'élévation de température, entraînant une augmentation de la double couche, permet alors un réarrangement entre plaquettes qui sera d'autant plus important si l'état de contraintes appliqué est élevé,
- Dans le cas surconsolidé (en général $OCR > 2$), l'augmentation de température va induire dans un premier temps une expansion du sol du fait de la répulsion mutuelle des plaquettes argileuses (figure IV.1.2). Cette expansion s'effectuera jusqu'à une température limite qui correspond au moment où l'état de contraintes appliqué permet un réarrangement des plaquettes argileuses (figure IV.1.3). Cette température limite atteinte, la déformation sera d'autant plus importante que l'état de contraintes est important comme dans le cas normalement consolidé.

Dans le cas non saturé, Saix (1991) a effectué des essais triaxiaux drainés de consolidation thermique à succion constante et à divers états de contraintes (figure IV.1.4) sur un sable limoneux argileux. Pour tous ces essais, l' OCR est maintenu égal à l'unité. Les résultats expérimentaux montrent une contraction du sol avec l'augmentation de la température ce qui confirme les résultats obtenus dans le cas saturé. De plus, cet auteur ajoute que la variation de l'indice des vides, lors d'une consolidation thermique, dépend de l'état de contraintes appliqué à l'échantillon de sol.

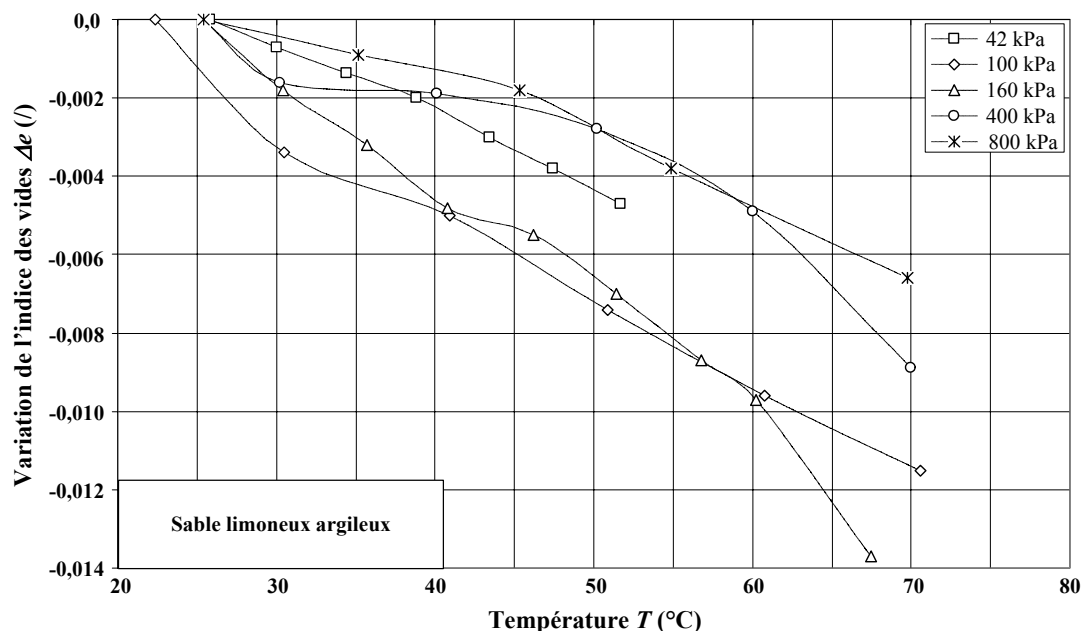


Figure IV.1.4. Influence de l'état de contraintes sur la consolidation thermique d'un sable limoneux argileux non saturé (d'après Saix (1991)).

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

Il apparaît que la déformation lors d'une consolidation thermique en conditions non saturées est plus faible pour de forts états de contraintes dans le cas du sable limoneux argileux (figure IV.1.4). Saix (1991) attribue cette tendance au fait que pour de faibles valeurs de contraintes (inférieures à 160 kPa), le sol possède encore, malgré la déformation mécanique imposée par son état initial, un certain potentiel de déformation lors d'une augmentation de température. À l'inverse, pour de fortes valeurs de contraintes (supérieures à 160 kPa), ce potentiel de déformation est déjà en partie utilisé par la déformation mécanique imposée par son état initial ce qui réduit la déformation lors d'une augmentation de température.

On constate que les résultats de Saix (1991) confirment le rôle de la double couche diffuse lors d'une consolidation thermique effectuée sur des argiles. On devrait s'attendre ici à ce que plus l'état de contraintes est fort, plus la déformation est importante lors de la consolidation thermique ce qui n'est pas le cas. Dans le cas du sable limoneux argileux, les réarrangements se font entre les grains de sol qui, contrairement aux agrégats d'argiles, sont « indéformables » sous l'hypothèse que la dilatation thermique des grains est négligeable.

À notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature d'essais équivalents prenant en compte l'influence de l'*OCR* et de l'état de contraintes sur la consolidation thermique. À ce stade, aucune conclusion ne peut être faite quant aux incidences des conditions hydriques et de la nature minéralogique du sol.

IV.1.2. Effet de la température sur les indices de compression et de gonflement d'un sol

En conditions saturées, Campanella & Mitchell (1968) ont étudié l'influence de la température sur la consolidation mécanique d'une illite. Grâce à un appareil triaxial doté d'un système de régulation de la température, ils ont effectué trois essais de consolidation isotrope en conditions drainées pour trois températures (24,7°C, 37,7°C et 51,4°C). Les résultats (figure IV.1.5) montrent que les indices de gonflement et de compression sont peu sensibles à la variation de la température imposée ici.

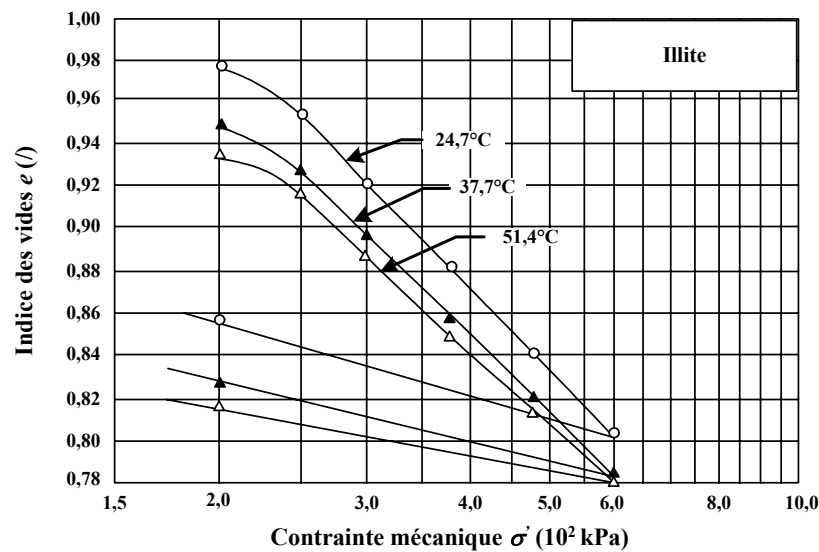


Figure IV.1.5. Influence de la température sur la consolidation mécanique d'une illite (d'après Campanella & Mitchell (1968)).

Toujours en conditions saturées, Fleureau (1972) (figure IV.1.6 (a)) et Despax (1976) (figure IV.1.6 (b)) obtiennent des résultats similaires sur une argile de Vallauris, pour le premier, et une argile noire, pour le second. Despax (1976) observe une variation linéaire des indices de compression avec la température qu'il suppose négligeable.

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

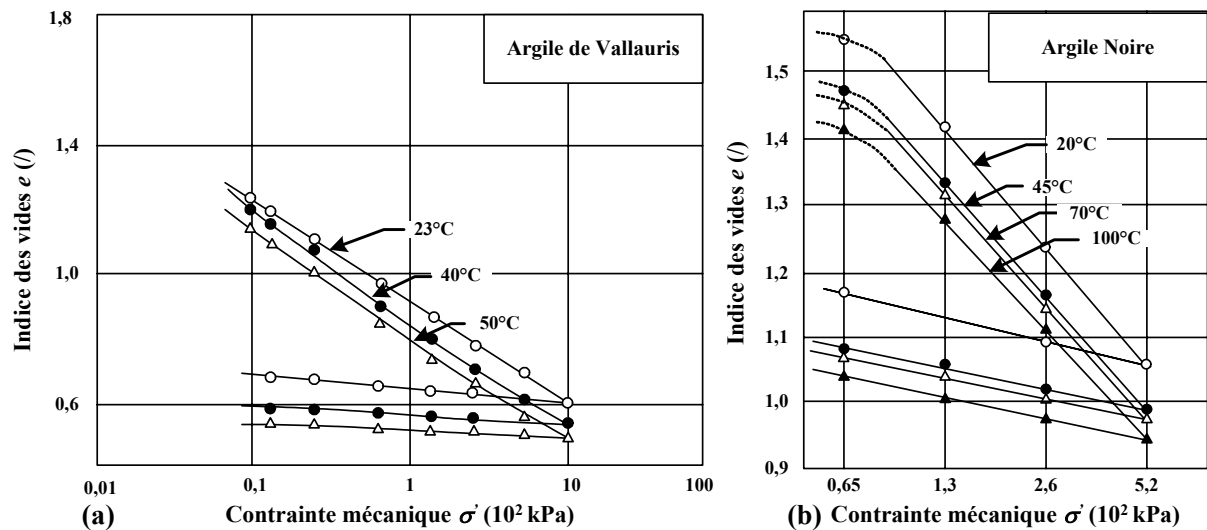


Figure IV.1.6. Influence de la température sur la consolidation mécanique d'un sol (d'après (a) Fleureau (1972) et (b) Despax (1976)).

Cette tendance a été confirmée par Eriksson (1989) (figure IV.1.7 (a)) et Tidförs & Sällfors (1989) (figure IV.1.7 (b)) ainsi que Lingnau et al. (1995) et Belanteur et al. (1997) pour diverses argiles **saturées**.

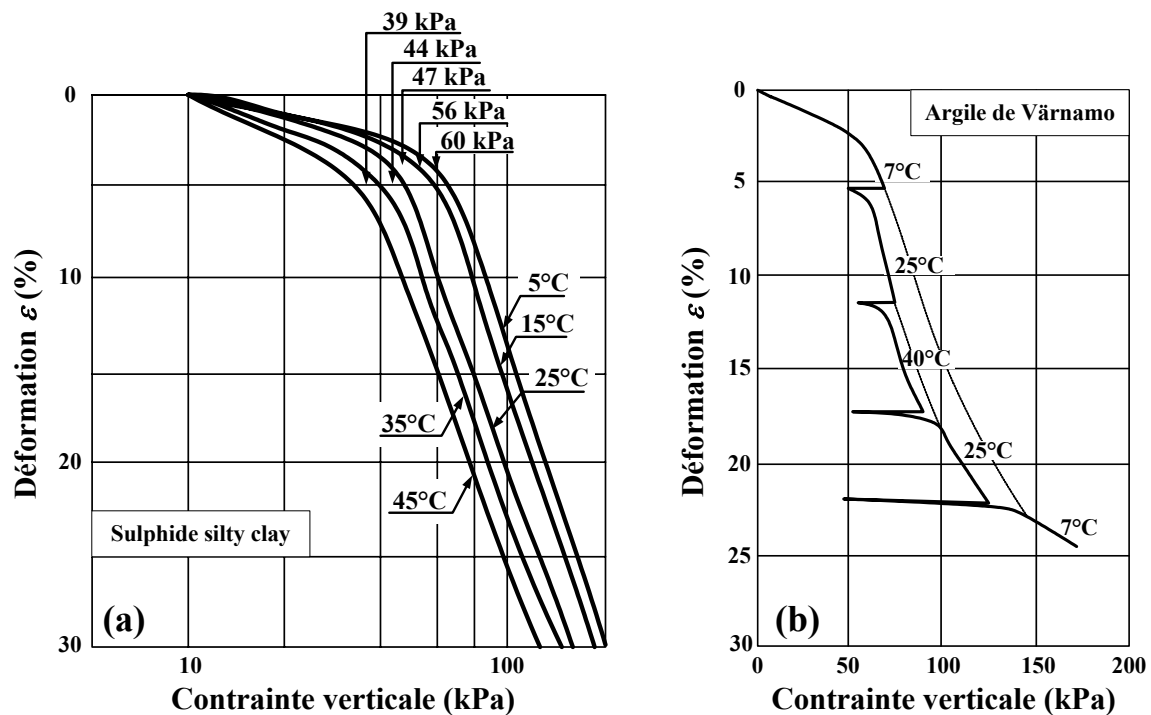


Figure IV.1.7. Influence de la température sur les indices de compression mécanique d'un sol (d'après (a) Eriksson (1989) et (b) Tidförs & Sällfors (1989)).

Tanaka et al. (1997) et Sultan (1997) concluent que les courbes de consolidation pour un chargement normalement consolidé à différentes températures peuvent être considérées comme parallèles pour de faibles contraintes mécaniques (inférieures à 1 MPa) mais que ces courbes convergent pour de fortes pressions (figure IV.1.8).

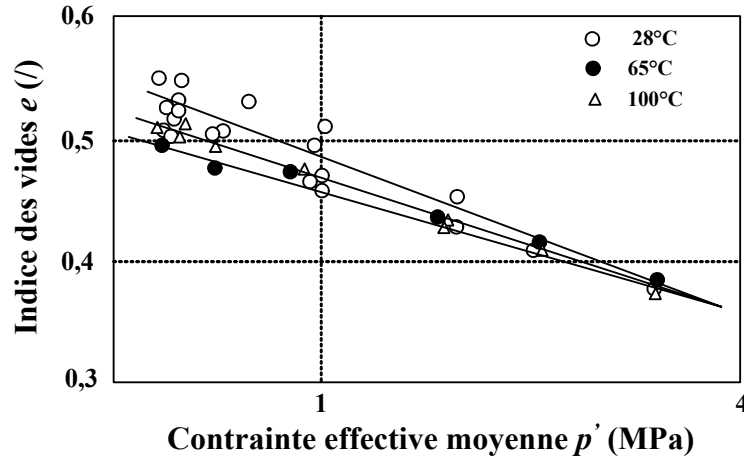


Figure IV.1.8. Influence de la température sur l'indice de compression plastique d'un sol (d'après Tanaka et al. (1997)).

Plus récemment, Graham et al. (2001) prennent en compte une augmentation de l'indice de gonflement avec la température (figure IV.1.9) de la forme :

$$\frac{\kappa(T)}{\kappa(T_0)} = 1 + B \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{IV. 2})$$

avec $\kappa(T)$ (resp. $\kappa(T_0)$) l'indice de compression élastique à la température T (resp. T_0) et B une constante.

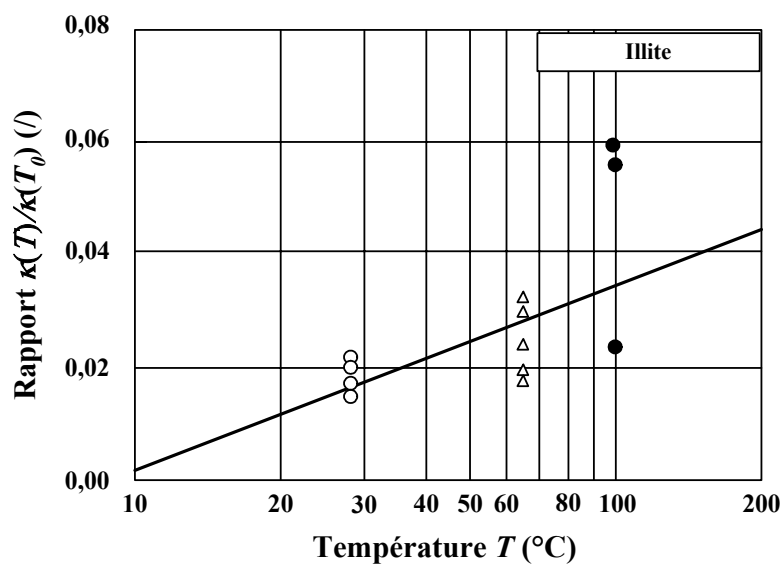


Figure IV.1.9. Influence de la température sur l'indice de compression élastique d'un sol (d'après Graham et al. (2001)).

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

Dans le cas non saturé, Recordon (1993) et Saix et al. (2000) ont étudié l'incidence de la température sur les indices de compression et de gonflement mécanique sur un sol sableux et/ou limoneux vis-à-vis de la température. Les résultats montrent également une faible sensibilité de ces indices.

IV.1.3. Effet de la température sur la contrainte de préconsolidation d'un sol

En conditions saturées, plusieurs auteurs ont étudié l'influence de la température sur le comportement mécanique des argiles. En conditions œdométriques, Tidförs & Sällfors (1989) (figure IV.1.10 (a)) et Eriksonn (1989) (figure IV.1.10 (b)) observent une diminution de la contrainte de préconsolidation avec la température. Tidförs & Sällfors (1989) ajoutent que cette diminution est une fonction linéaire décroissante de la température.

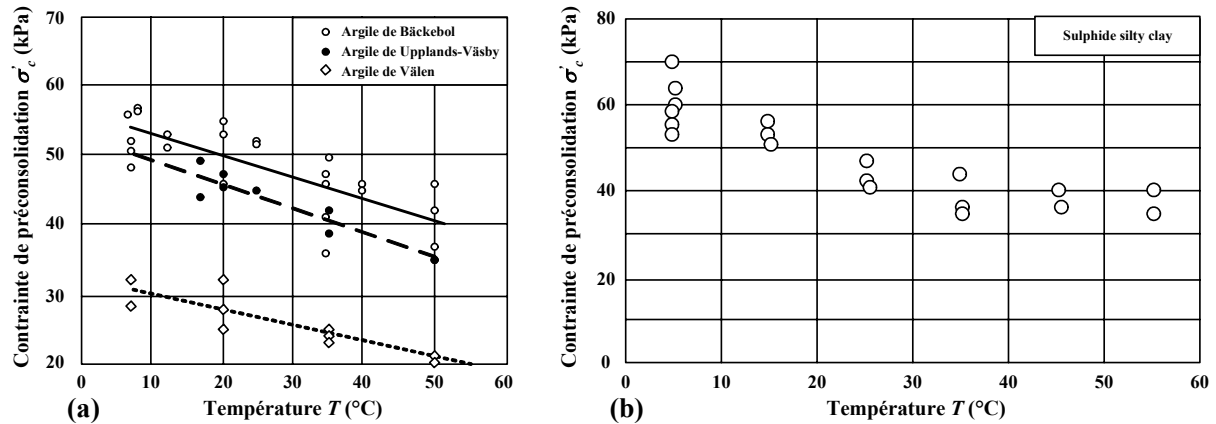


Figure IV.1.10. Influence de la température sur la contrainte de préconsolidation d'un sol (d'après (a) Tidförs & Sällfors (1989) et (b) Eriksonn (1989)).

Toujours en conditions saturées et en conditions triaxiales de révolution, Hueckel & Baldi (1990), Tanaka et al. (1997), Cui et al. (2000) et Graham et al. (2001) montrent que la surface de charge se contracte avec une augmentation de la température (figure IV.1.11).

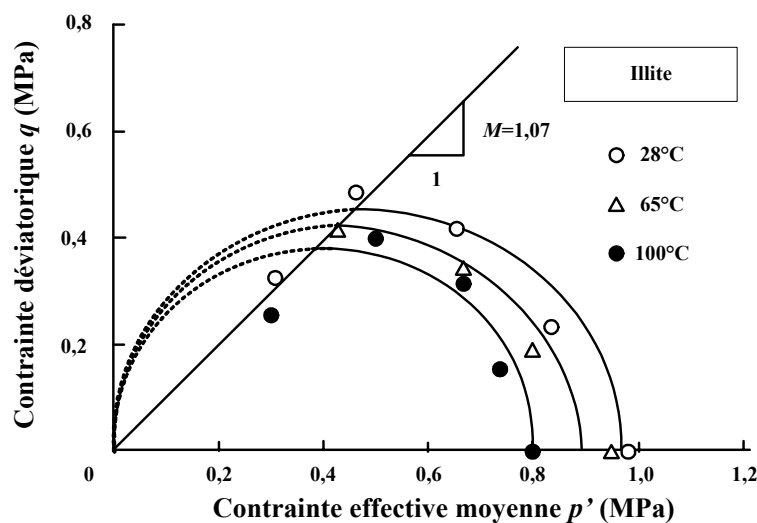


Figure IV.1.11. Influence de la température sur la surface de charge d'un sol (d'après Tanaka et al. (1997)).

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

En conditions non saturées, Roméro (1999) a étudié les effets couplés de la succion et de la température sur le comportement mécanique d'une argile de Boom en conditions drainées. Les résultats montrent que la surface de charge conserve son caractère contractant avec l'augmentation de température (figure IV.1.12) quelle que soit la valeur de succion considérée.

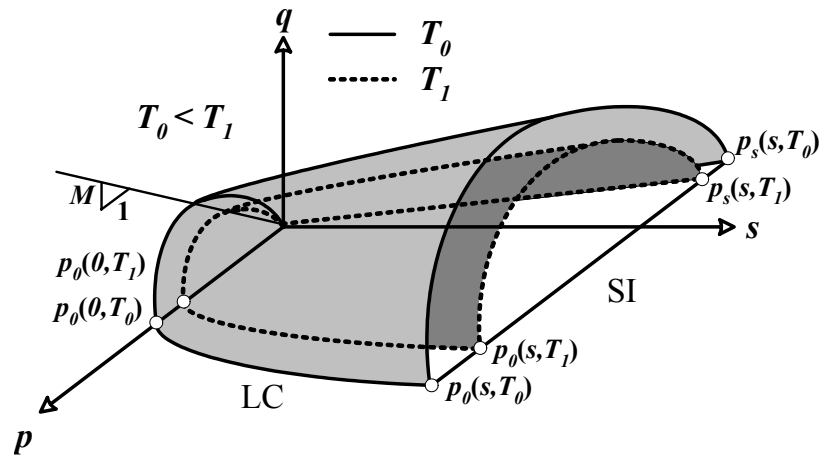


Figure IV.1.12. Influence de la température sur la surface de charge d'une argile de Boom non saturée (d'après Roméro (1999)).

Toujours en conditions non saturées et en conditions œdométriques, Devillers (1998) et Saix et al. (2000) obtiennent une évolution non monotone de la contrainte de préconsolidation avec la température. Les résultats montrent que cette contrainte passe par un minimum pour une température de 45°C (figure IV.1.13).

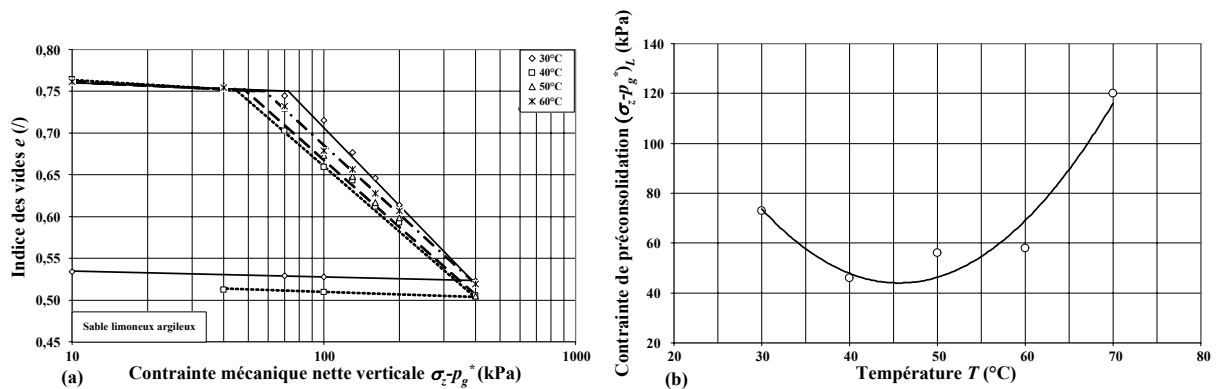


Figure IV.1.13. Influence de la température sur (a) la courbe de consolidation et (b) la contrainte de préconsolidation d'un sable limoneux argileux (d'après Devillers (1998)).

Plus récemment, Jamin et al. (2002) obtiennent des résultats différents dans le cas d'un sable limoneux argileux et observent au contraire le caractère dilatant de la surface de charge avec l'augmentation de la température pour une succion donnée. Cette tendance a par la suite été confirmée par Jamin et al. (2003).

Par la suite, on utilisera la terminologie empruntée à Picard (1994) à savoir que la surface de charge est dite « thermo-rétrécissante » lorsque les limites d'élasticité diminuent avec la température (figure IV.1.14 (a)) ou « thermo-extensible » dans le cas contraire (figure IV.1.14 (b)).

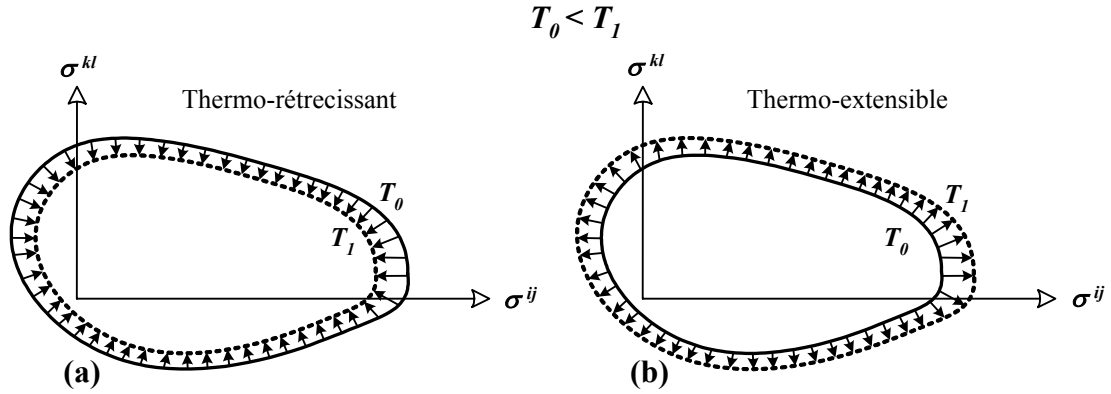


Figure IV.1.14. Evolution de la surface de charge avec la température
(a) thermo-rétrécissante et (b) thermo-extensible (d'après Picard (1994)).

IV.1.4. Effet de la température sur la droite d'état critique

En conditions saturées, Despax (1976) observe, en conditions non drainées, que la pente de la droite d'état critique M diminue avec l'augmentation de la température de façon linéaire (figure IV.1.15). Robinet et al. (1997) obtiennent une tendance similaire sur une kaolinite normalement consolidée en conditions non drainées.

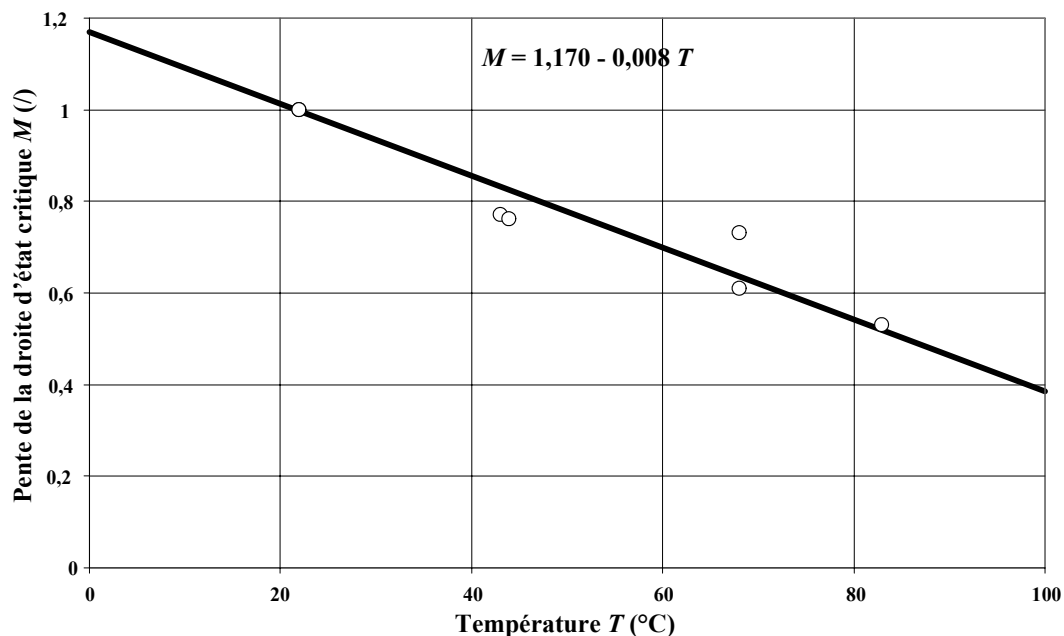


Figure IV.1.15. Influence de la température sur la pente d'état critique (d'après Despax (1976)).

Ce résultat a été auparavant établi par Mitchell et al. (1968) qui montrent par une approche théorique phénoménologique que cette pente peut évoluer avec la température selon la relation suivante :

$$M = M_0 + (a \log \dot{\varepsilon} + b)T \quad (\text{IV. 3})$$

où M_0 est la valeur de la pente à la température ambiante T_0 , a et b deux constantes et $\dot{\varepsilon}$ la vitesse de déformation. La relation (IV. 3) montre que si l'essai s'effectue à vitesse de déformation constante, M variera linéairement avec la température.

Modaressi & Laloui (1997) proposent une relation linéaire donnant l'évolution de l'angle de frottement interne en fonction de la température sous la forme :

$$\phi(T) = \phi_0 - aT \quad (\text{IV. 4})$$

avec ϕ_0 la valeur de l'angle de frottement interne à 20°C et a une constante positive.

Or, d'après Roscoe & Burland (1968), il existe une relation directe entre l'angle de frottement interne du sol et la pente de la droite d'état critique donnée par :

$$M = \frac{6 \sin \phi}{3 - \sin \phi} \quad (\text{IV. 5})$$

Par conséquent, si l'angle de frottement interne diminue avec la température alors il en va de même pour la pente de la droite d'état critique.

Toujours en conditions saturées, Hueckel & Baldi (1990), Tanaka et al. (1997) (figure IV.1.16) et Graham et al. (2001) constatent que la température n'affecte pas la pente de la droite d'état critique. Houston et al. (1985) observent, quant à eux, une augmentation de cette pente avec la température.

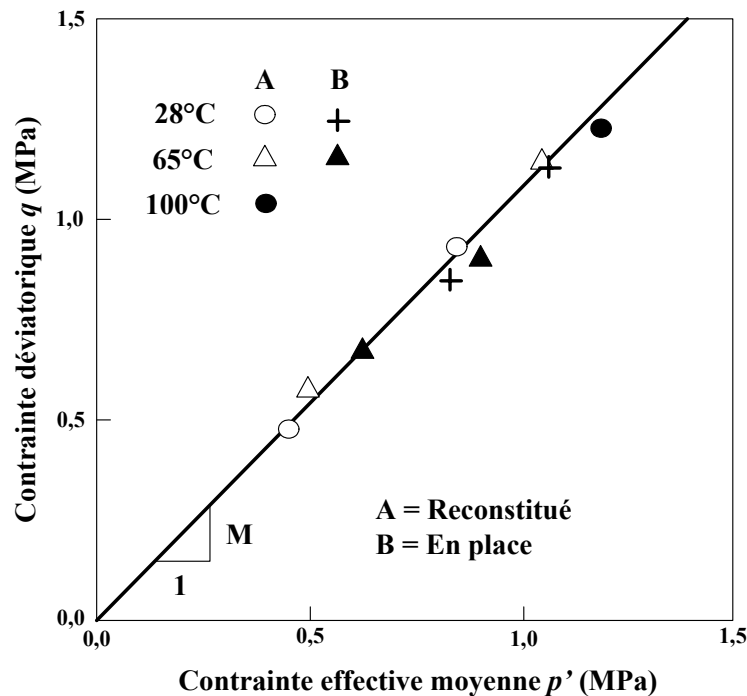


Figure IV.1.16. Influence de la température sur la pente d'état critique (d'après Tanaka et al. (1997)).

IV.1.5. Modèles de surface de charge thermo-mécanique en conditions saturées

Hueckel et al. (1987), Hueckel & Baldi (1990) et Hueckel & Borsetto (1990) ont été les premiers à proposer une extension du modèle Cam-Clay Modifié prenant en compte les effets de la température sur le comportement des sols saturés. Par la suite, de nombreux auteurs ([Picard, 1994], [Sultan, 1997], [Cui et al., 2000] et [Sultan et al., 2002]) ont développé des modèles de surface de charge thermo-mécanique en s'inspirant largement du premier. Cui et al. (2000) et Sultan et al. (2002) définissent deux limites de charge appelées LY (Loading Yield) et TY (Thermal Yield) (figure IV.1.17).

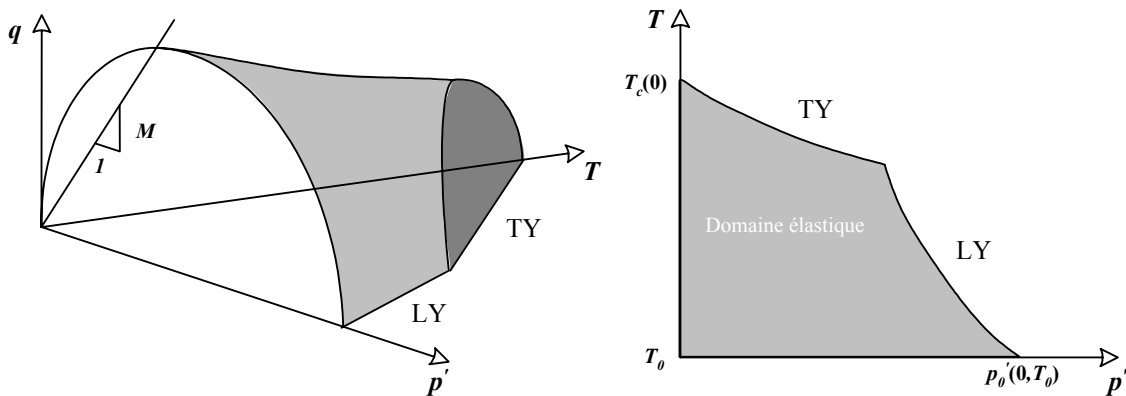


Figure IV.1.17. Modèle de surface de charge thermo-mécanique (d'après Cui et al. (2000)).

La première limite de charge LY, appelée ainsi par analogie avec la limite de charge LC (Loading Collapse) d'Alonso et al. (1990), prend en compte le phénomène d'écrouissage mécanique à température constante. Elle est définie dans le plan (p', T) par [Cui et al., 2000] :

$$\frac{p'_0(0, T)}{p'_0(0, T_0)} = \exp(-\alpha_0 \Delta T) \quad (\text{IV. 6})$$

où $p'_0(0, T)$ (resp. $p'_0(0, T_0)$) est la contrainte effective de préconsolidation à la température T (resp. T_0), α_0 un paramètre caractérisant la courbure de cette limite et $\Delta T = T - T_0$.

La seconde limite de charge TY, comparable par analogie avec la limite de charge SI (Suction Increase) d'Alonso et al. (1990), prend en compte le phénomène d'écrouissage thermique à contraintes mécaniques constantes. Elle se définit dans le plan (p', T) par [Cui et al., 2000] :

$$\frac{T_c(p') - T_0}{T_c(0) - T_0} = \exp(-\beta_T p') \quad (\text{IV. 7})$$

où $T_c(p')$ (resp. $T_c(0)$) est la température critique à la contrainte effective moyenne p' (resp. $p'=0$) pour laquelle apparaît la plastification thermique, T_0 la température ambiante et β_T un paramètre d'écrouissage.

Toutefois, la relation (IV. 7) ne permet pas de prendre en compte l'influence de l'OCR sur l'écrouissage thermique. Par conséquent, Cui et al. (2000) ont proposé une relation permettant de définir un comportement dilatant ou contractant sous l'effet d'un chargement thermique de la forme (figure IV.1.18) :

$$p' = c_1 p'_0(0, T_0) \exp(c_2 \Delta T) \quad (\text{IV. 8})$$

avec c_1 et c_2 , deux paramètres du modèle.

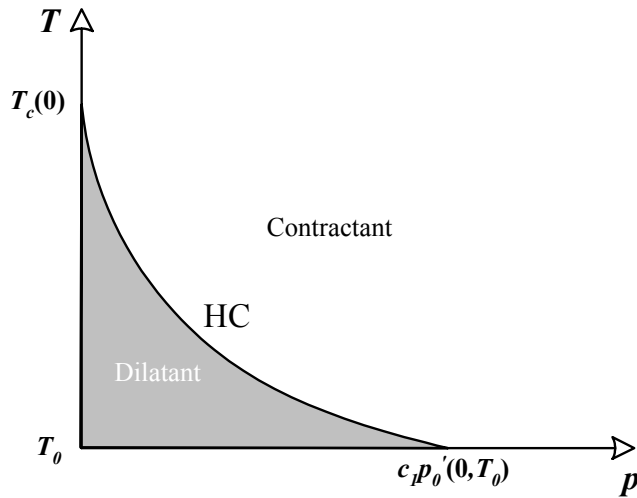


Figure IV.1.18. Limite HC définissant la transition entre l'expansion et la contraction thermique (d'après Cui et al. (2000)).

On constate que cette relation, appelée HC (Heating Contraction), fait apparaître implicitement l'OCR. Cette limite HC correspond en fait à la température limite définie par Sultan (1997). Ainsi, pour un $OCR > 1/c_1$, le comportement volumique est dilatant puis contractant au-delà de la température limite et pour un OCR compris dans l'intervalle $[1 ; 1/c_1]$, le comportement volumique est uniquement contractant.

IV.1. Influence de la température sur la consolidation d'un sol

Laloui (1993) a proposé également un modèle de comportement thermo-mécanique (LTVP) qui inclut l'évolution de la surface de charge avec la température. Dans cet exposé, on ne présentera pas ce modèle mais le lecteur peut se référer à l'article de Laloui (2001) pour plus de renseignements. Laloui et al. (2002) ont proposé une relation simple, obtenue à partir des nombreux résultats expérimentaux de la littérature, entre la contrainte de préconsolidation $p_0'(0, T_0)$ à la température de référence T_0 et la contrainte de préconsolidation $p_0'(0, T)$ à la température T de l'essai, définie par :

$$\frac{p_0'(0, T)}{p_0'(0, T_0)} = 1 - \gamma \log\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{IV. 9})$$

avec γ la pente de la droite en coordonnées semi logarithmiques (figure IV.1.19 (a)).

D'après Laloui et al. (2002), le paramètre γ dépend non seulement de la nature du sol étudié mais également de l'histoire du matériau (OCR). Il apparaît que plus la valeur de l' OCR est élevée, plus la surface de charge est contractante avec l'augmentation de la température (figure IV.1.19 (b)).

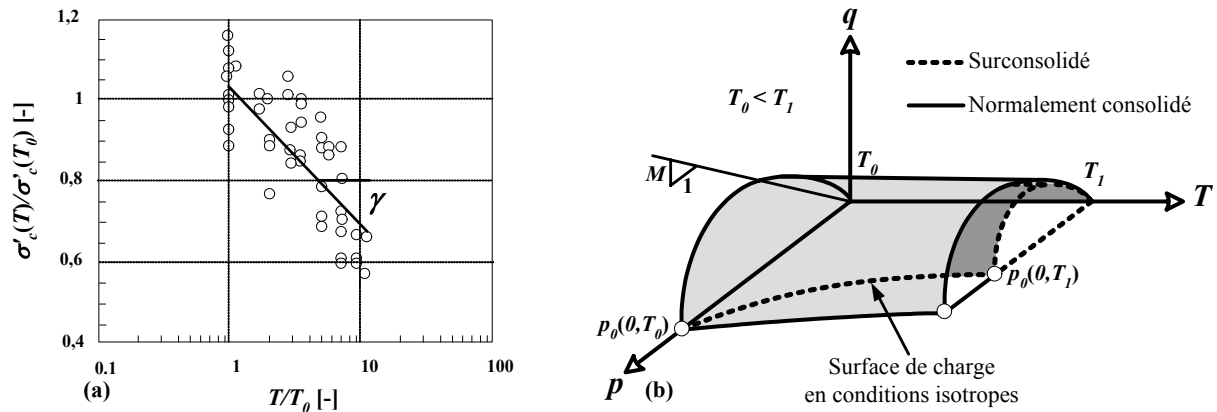


Figure IV.1.19. Influence de l' OCR lors d'une consolidation mécanique sur (a) la contrainte de préconsolidation et (b) la surface de charge d'un sol (d'après Laloui et al. (2002)).

IV.1.6. Discussions

De manière générale, les résultats obtenus sur différents matériaux montrent que la température tend à modifier la structure interne des sols lors d'une consolidation thermique et affecte sensiblement leurs comportements mécaniques.

La consolidation thermique d'un sol est influencée par l'histoire du matériau (*OCR*) et l'état de contraintes appliqué sur l'échantillon de sol. Il semble que ce dernier n'influe sur la réponse du sol que pendant la phase contractante du matériau. Toutefois, l'incidence de l'état de contraintes sur les déformations lors d'une consolidation thermique, aucune conclusion ne peut être donnée quant aux rôles de la nature du sol et de la condition hydrique dans laquelle on se place (saturée ou non saturée).

Dans le cas saturé, on constate que l'augmentation de la température produit une diminution de la contrainte de préconsolidation et que l'*OCR* joue un rôle non négligeable sur la réponse du matériau. **Dans le cas non saturé**, les travaux de Roméro (1999) et de Jamin et al. (2003) semblent en contradiction mais ces résultats sont issus de deux types de sol complètement différents. Cependant, le couplage des sollicitations thermo-mécaniques induit parfois des effets antagonistes comme dans le cas de l'effet de la température sur la pente de la droite d'état critique.

Dans les paragraphes suivants, on s'attachera à l'analyse de l'effet de la température sur le comportement mécanique du sable limoneux argileux. L'objectif final est de montrer que les résultats obtenus pour un sol fin et pour un sol grenu ne sont pas si incohérents en mettant en avant l'influence de la succion et de la microstructure de ces deux types de sols.

IV.2. Études expérimentales

Ce paragraphe expose les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de l'appareil triaxial thermique sur le sable limoneux argileux lors d'essais de consolidation mécanique. Ces essais sont réalisés en conditions saturées et non saturées à différentes températures. Dans un premier temps, on présente le principe de cette étude. On donne ensuite les résultats obtenus en conditions saturées puis non saturées pour les températures 20, 30, 40, 50 et 60°C. Enfin, on montre des modélisations possibles de la surface de charge pour le sable limoneux argileux.

IV.2.1. Principe des études expérimentales

Les échantillons de sable limoneux argileux sont réalisés directement sur la céramique poreuse de l'appareil triaxial thermique par compactage statique. Leur masse volumique apparente sèche est $\rho_s=1500 \text{ kg.m}^{-3}$ ($e=0,766$) et leur teneur en eau $w=18\%$ ($S_r=62,3\%$).

Pour les essais **en conditions saturées**, la condition initiale hydrique est réalisée avec une succion nulle ($p_g^*=0 \text{ kPa}$ et $p_e^*=0 \text{ kPa}$). L'échantillon se sature par capillarité sans application de charge thermique, hydrique ou mécanique. Le tableau de changement de volume d'eau de l'appareil triaxial thermique permet de contrôler la quantité d'eau absorbée. Trois à quatre jours sont nécessaires pour atteindre un état de saturation jugé satisfaisant.

Pour les essais **en conditions non saturées**, la condition initiale hydrique est réalisée avec une succion de 5 kPa ($p_g^*=5 \text{ kPa}$ et $p_e^*=0 \text{ kPa}$). Si cette valeur de succion apparaît faible par rapport aux succions nécessaires pour désaturer une argile, la figure III.3.8 montre que le degré de saturation est compris entre 59 et 81% ce qui correspond bien à des conditions non saturées. Trois à quatre jours sont également nécessaires pour atteindre un état d'équilibre.

Le principe de l'étude est identique en conditions saturées ou non saturées. On réalise des essais de consolidation mécanique, à différentes températures, par incréments successifs des contraintes en suivant des chemins de chargement η définis par le rapport entre la contrainte déviatorique q et la contrainte nette moyenne p définies à la partie I.

Ce rapport η , maintenu constant dans chaque essai, a pour expression :

$$\eta = \frac{q}{p} = 3 \frac{(\sigma_z - p_g^*) - (\sigma_x - p_g^*)}{(\sigma_z - p_g^*) + 2(\sigma_x - p_g^*)} \quad (\text{IV. 10})$$

où $(\sigma_z - p_g^*)$ (resp. $(\sigma_x - p_g^*)$) est la contrainte mécanique nette verticale (resp. radiale).

Afin de respecter cette condition, les contraintes nettes verticale et radiale doivent vérifier la relation :

$$\frac{(\sigma_z - p_g^*)}{(\sigma_x - p_g^*)} = \frac{3 + 2\eta}{3 - \eta} \quad (\text{IV. 11})$$

Après chaque application d'un incrément de contraintes, deux à trois jours sont nécessaires pour atteindre un nouvel état d'équilibre qui est alors suivi de l'application d'un autre incrément.

Le tableau IV.1 précise les valeurs du rapport η et les températures T étudiées dans les essais en conditions saturées et non saturées.

	Conditions	
	Saturées (S)	Non Saturées (NS)
η	0	0, 1/3, 1/2, 3/4, 1 et 3/2
$T (^{\circ}\text{C})$	20, 30, 40, 50 et 60	20, 30, 40, 50 et 60

Tableau IV.1. Rapports η et températures T pris en compte dans cette étude.

Dans chaque essai, la courbe de consolidation permet de déterminer les paramètres suivants (figure IV.2.1) :

- La contrainte nette verticale de préconsolidation $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta, L}$ définissant la limite d'élasticité du sol pour un rapport η donné,
- L'indice des vides limite e_L , indice des vides correspondant à la fin du domaine élastique lors du chargement,
- L'indice de compression plastique λ correspondant à la pente de la droite plastique lors du chargement de type normalement consolidé,
- L'indice de compression élastique κ correspondant à la pente de la droite élastique lors du déchargement et du chargement de type surconsolidé.

IV.2. Études expérimentales

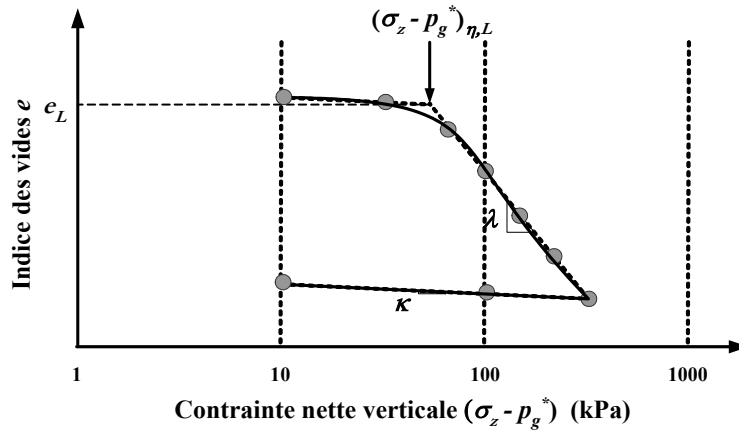


Figure IV.2.1. Exemple de courbe de consolidation mécanique et paramètres associés.

L'objectif de cette étude est d'évaluer l'influence de la température sur la surface de charge définie dans le plan des contraintes (p, q) (figure IV.2.2). Le passage de la contrainte nette verticale de préconsolidation $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L}$ vers le couple de contraintes de préconsolidation $(p_{\eta}, q_{\eta})_L$ est fait par l'intermédiaire de la relation :

$$\left[(p_{\eta}, q_{\eta})_L \right]_{(s_0, T_0)} = \left(\frac{3}{3 + 2\eta} (\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L}, \frac{3\eta}{3 + 2\eta} (\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L} \right)_{(s_0, T_0)} \quad (\text{IV. 12})$$

Une surface de charge n'est définie que pour un indice des vides donné e_{sc} . La correction à apporter à la valeur de la contrainte nette verticale de préconsolidation $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L}$ correspondant à l'indice des vides e_L est [Roscoe & Burland, 1968] :

$$(\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L}^* = (\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L} \exp\left(\frac{e_L - e_{sc}}{\lambda}\right) \quad (\text{IV. 13})$$

avec $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L}^*$ la contrainte nette verticale de préconsolidation correspondant à l'indice des vides e_{sc} .

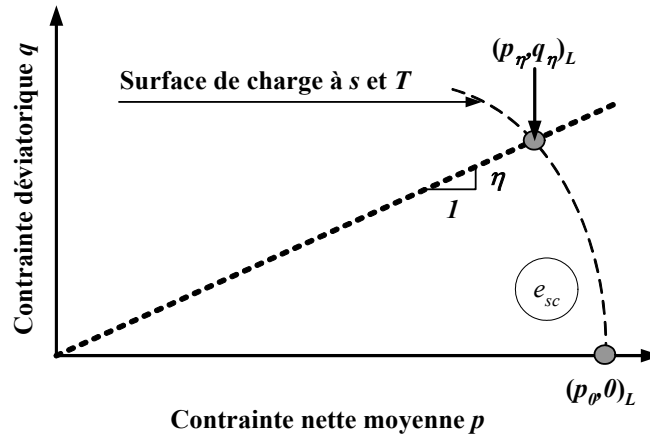


Figure IV.2.2. Principe de détermination de la surface de charge dans le plan (p, q) .

La valeur de l'indice des vides e_{sc} a été choisie en fonction des résultats des différents essais de consolidation effectués. Une moyenne des différents indices des vides e_L obtenus a donné $e_{sc}=0,75$. L'ensemble des résultats des indices des vides limites e_L est donné page 180.

IV.2.2. Résultats en conditions saturées

A- Saturation des échantillons

Après compactage des échantillons directement dans la cellule de l'appareil triaxial thermique, la saturation a donné les valeurs de teneur en eau, degré de saturation et indice des vides du tableau IV.2.

Essai	T_0 (°C)	w_{sat} (%)	S_r (%)	e_{sat} (/)	s_0 (kPa)	σ_{x0} (kPa)	$(\sigma_z - \sigma_x)_0$ (kPa)
S1	20	26,6	92,2	0,765	0	0	0
S2	30	28,6	99,3	0,763	0	0	0
S3	40	25,5	89,0	0,759	0	0	0
S4	50	27,3	94,6	0,765	0	0	0
S5	60	28,1	97,7	0,762	0	0	0

Tableau IV.2. Conditions de saturation pour les cinq essais réalisés en conditions saturées.

Le degré de saturation obtenu pour ces cinq essais varie entre 89% et 99,3%. En particulier, l'essai S3 se rapproche plus d'un essai en conditions non saturées que d'un essai en conditions saturées. La saturation s'effectuant par humidification, il est difficile d'obtenir une saturation complète des échantillons comme le montre la courbe caractéristique obtenue par l'intermédiaire de la plaque de pression (figure III.3.13). Pour notre part, on admet que la saturation est atteinte dans tous les cas.

B- Réalisation des conditions initiales

L'état de saturation atteint pour les cinq essais (ou considéré comme tel), on applique la contrainte isotrope σ_{x0} et la température T_0 à laquelle est réalisé l'essai. L'état d'équilibre thermo-mécanique pris comme état initial de chaque essai est donné dans le tableau IV.3.

Essai	T_0 (°C)	w_0 (%)	S_{r0} (%)	e_0 (/)	s_0 (kPa)	σ_{x0} (kPa)	$(\sigma_z - \sigma_x)_0$ (kPa)
S1	20	26,9	93,3	0,764	0	10	0
S2	30	27,8	96,8	0,761	0	10	0
S3	40	24,1	83,8	0,762	0	10	0
S4	50	26,2	92,0	0,755	0	10	0
S5	60	27,1	95,7	0,752	0	10	0

Tableau IV.3. Conditions initiales pour les cinq essais réalisés en conditions saturées.

L'état de contraintes isotrope appliqué étant identique pour tous les essais, on constate que l'indice des vides décroît avec une augmentation de la température. En particulier, pour l'essai S5, après l'application de l'état de contraintes isotropes initial $\sigma_{x0}=10$ kPa à température ambiante, on a réalisé la mise en température $T_0=60^\circ\text{C}$ par incréments de cinq degrés Celsius pendant une journée pour chaque incrément. La variation de l'indice des vides sous chargement thermique est donnée à la figure IV.2.3.

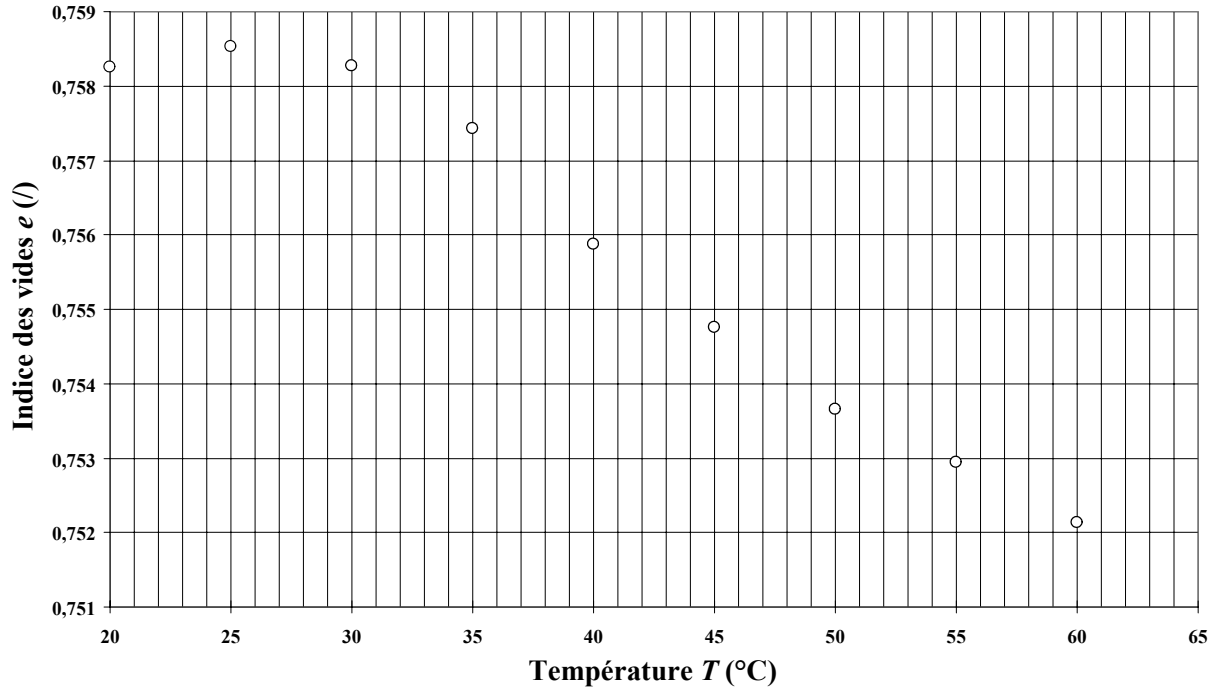


Figure IV.2.3. Variation de l'indice des vides obtenue lors du chargement thermique pour l'essai S5.

La figure IV.2.3 montre que, bien que les variations de l'indice des vides soient faibles, l'indice des vides diminue avec l'augmentation de la température. Les résultats (figure IV.1.4), obtenus par Saix (1991) sur le même sol, montrent une variation de l'indice des vides du même ordre de grandeur. Aucune autre comparaison ne peut être faite puisque les conditions hydriques sont différentes (saturées ici et non saturées pour Saix (1991)) et que les valeurs d' OCR sont différents (OCR ici reste inconnu et $OCR=1$ pour Saix (1991)).

C- Chargement mécanique

Le chargement mécanique consiste à appliquer des contraintes isotropes dont les valeurs prises en compte en chargement et déchargement sont précisées à la figure IV.2.4. La figure IV.2.5 présente les courbes de consolidation obtenues pour les cinq températures étudiées. En réalité, l'essai S2 réalisé à 30°C ne suit pas strictement les incréments de chargement annoncés. Il fera l'objet d'une description et d'une étude à part.

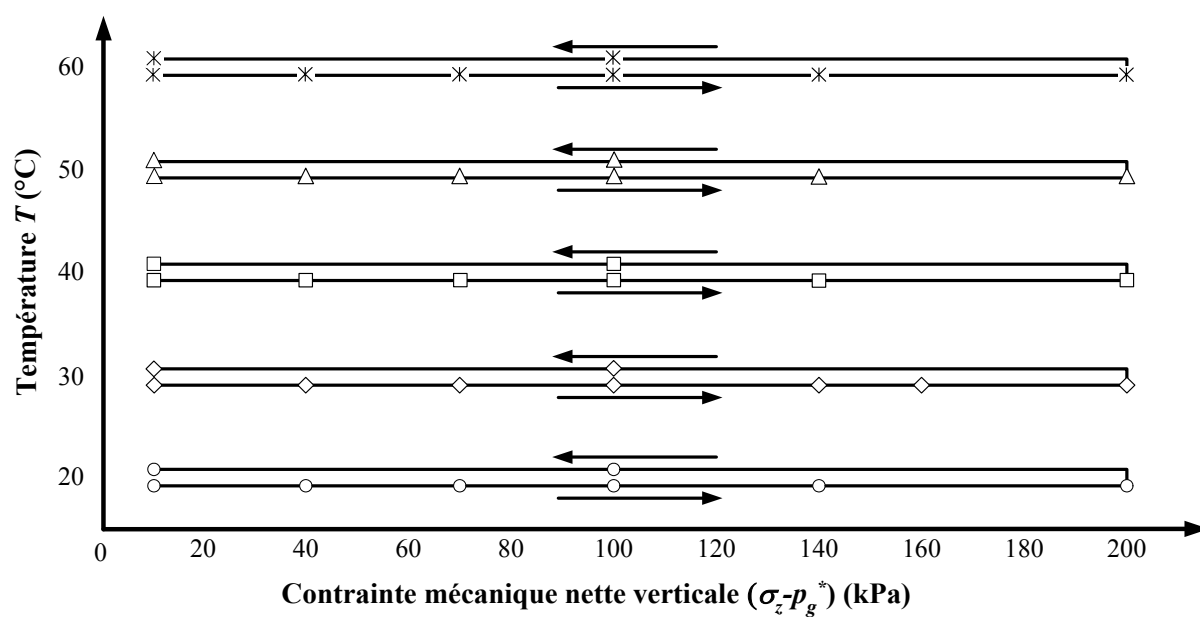


Figure IV.2.4. Valeurs des états de contraintes mécaniques prises en compte dans cette étude.

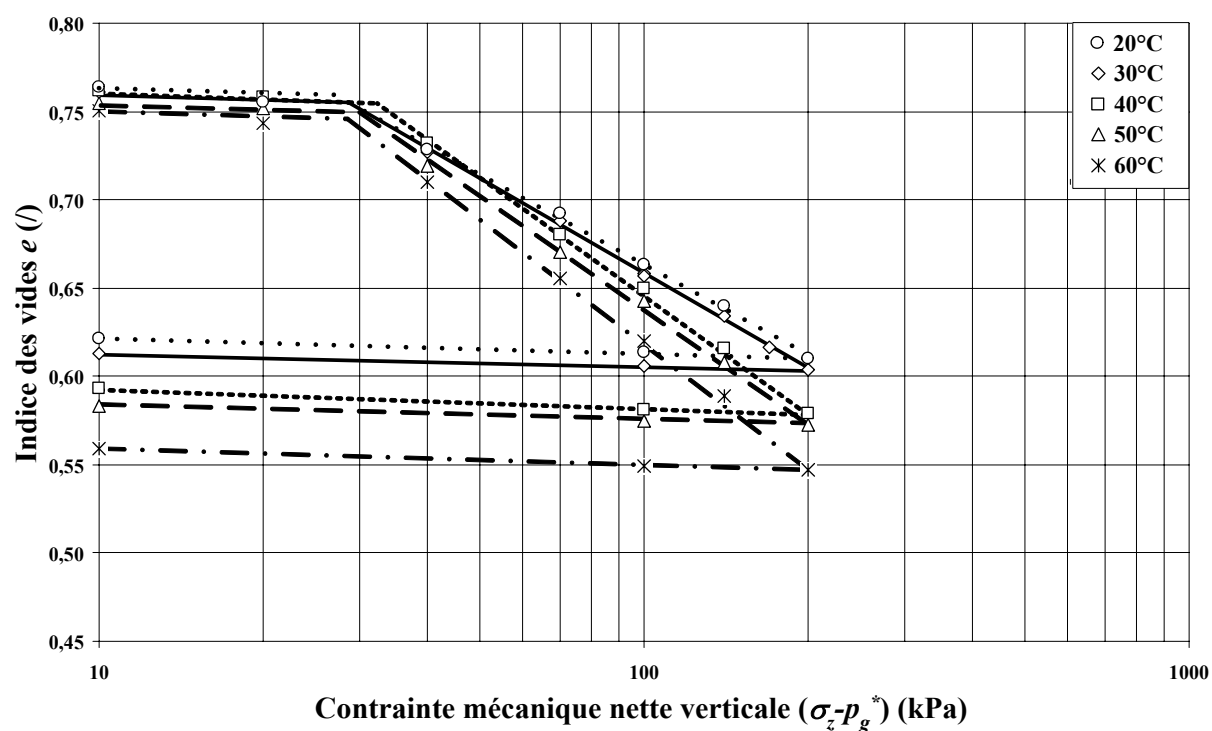


Figure IV.2.5. Courbes de consolidation mécanique obtenues pour les cinq essais réalisés en conditions saturées.

Le tableau IV.4 donne les indices de compression élastique κ et plastique λ , l'indice des vides limite e_L et la contrainte de préconsolidation correspondante $(\sigma_z - p_g^*)_{oL} = (\sigma_z)_{oL}$. Ce tableau présente également la contrainte de préconsolidation correspondant à l'indice des vides $e_{sc}=0,75$ déterminée à partir de la relation (IV.13).

	Température T (°C)				
	20	30	40	50	60
κ (/)	0,0083	0,0074	0,0110	0,0083	0,0094
$(\sigma_z - p_g^*)_{oL}$ (kPa)	26,5	27,5	31,3	28,8	28,3
e_L (/)	0,761	0,758	0,756	0,751	0,746
λ (/)	0,1691	0,1771	0,2174	0,2088	0,2307
$(\sigma_z - p_g^*)^*_{oL}$ (kPa)	28,3	28,8	32,2	28,9	27,8

Tableau IV.4. Résultats obtenus pour les cinq essais réalisés en conditions saturées.

L'ensemble de ces résultats montre que :

- La déformation volumique due au chargement mécanique augmente avec la température (figure IV.2.5). Par exemple, pour la contrainte isotrope $\sigma_z=200$ kPa, l'indice des vides est de 0,61 à 20°C et 0,547 à 60°C (avec un indice des vides initial quasi-identique),
- L'indice de compression élastique κ semble ne pas être sensiblement affecté par la température (figure IV.2.6),
- L'indice de compression plastique λ augmente avec la température (figure IV.2.6). Ce résultat, qui indique un « ramollissement » du sol avec la température, n'est pas en accord avec les résultats de Campanella & Mitchell (1968), Fleureau, (1972) et Despax (1976) qui n'ont pas constaté d'incidence de la température pour des matériaux de natures différentes (illite, argile de Vallauris et argile noire (figures IV.1.5 et IV.1.6)),
- La contrainte de préconsolidation $(\sigma_z - p_g^*)^*_{oL}$, calculée pour un indice des vides $e_{sc}=0,75$ avec la relation (IV.13), semble ne pas être sensiblement affectée par la température (figure IV.2.7). Si on laisse de côté l'essai S3 réalisé à 40°C, pour lequel l'état initial ne correspond pas à une saturation satisfaisante, on n'observe pas d'incidence notable de la température sur la contrainte de préconsolidation.

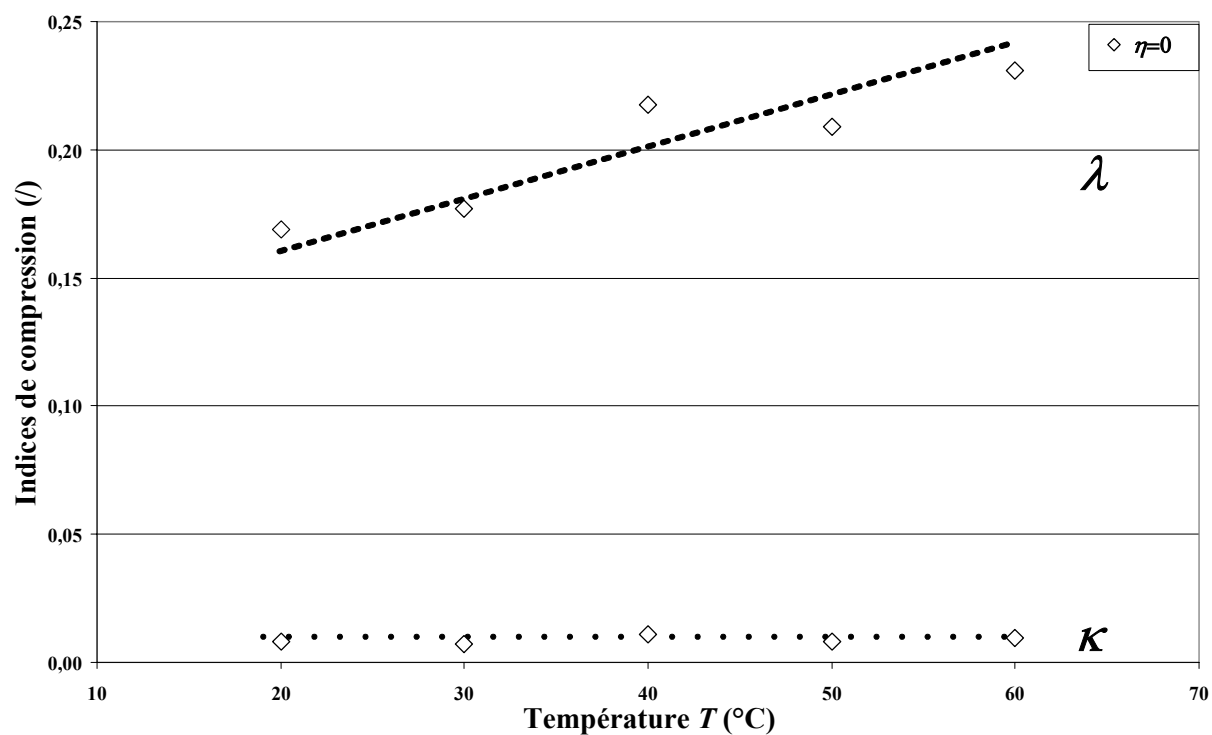


Figure IV.2.6. Évolution des indices de compression élastique κ et plastique λ avec la température en conditions saturées.

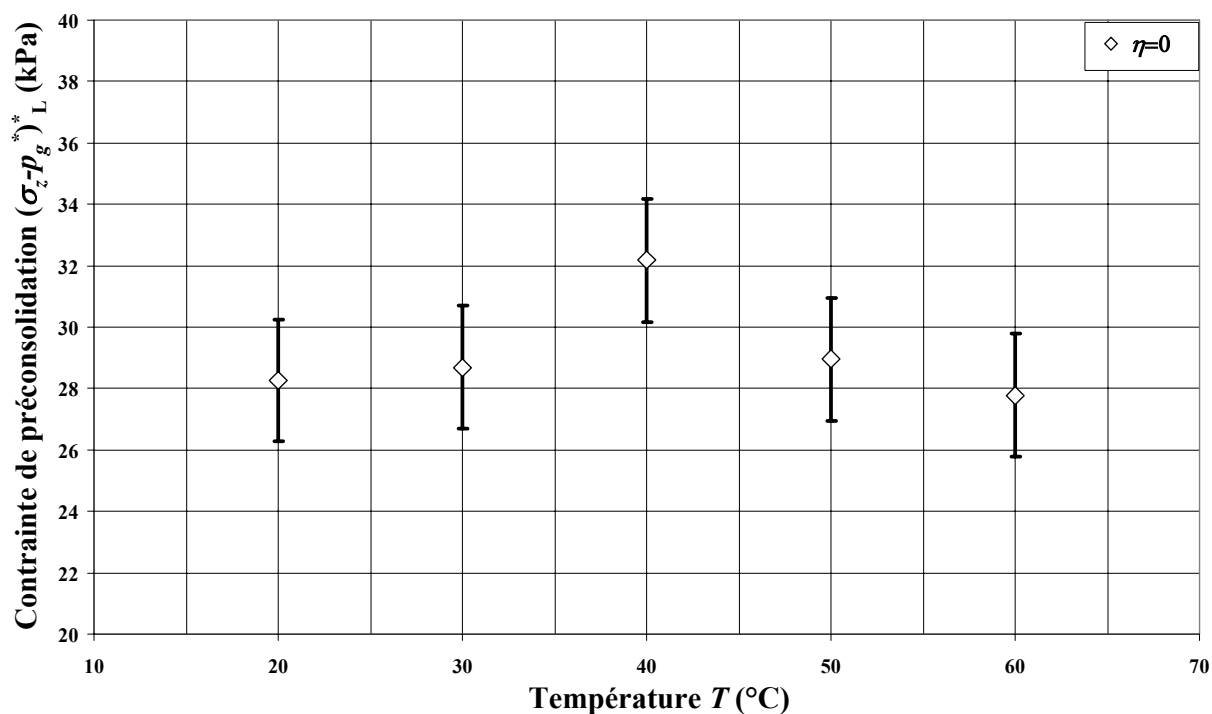


Figure IV.2.7. Évolution de la contrainte de préconsolidation $(\sigma_z - p_g)^*_{0,L}$ avec la température en conditions saturées.

Comme on l'a précisé lors de l'analyse bibliographique, l'*OCR* est un paramètre important lors d'une augmentation de la température dans l'évolution des déformations et de la contrainte de préconsolidation.

- Plum & Esrig (1969), Hueckel & Baldi (1990), Towhata et al. (1993) et Sultan (1997) montrent que lorsque l'*OCR* est supérieur à deux, le comportement de différentes argiles devient dilatant au début du chargement thermique puis contractant au-delà d'une température limite voire totalement dilatant pour d'importantes valeurs de l'*OCR*,
- Laloui (2002) montre que plus la valeur de l'*OCR* est importante, plus la contrainte de préconsolidation diminue avec la température.

À partir de ces constatations expérimentales, on s'est intéressé à l'influence de ce paramètre sur les comportements thermique et mécanique du sable limoneux argileux. Les résultats expérimentaux nous permettent d'évaluer la valeur de l'*OCR* lors des divers chargements thermiques effectués sur ces échantillons en prenant les résultats de l'essai S1 réalisé à 20°C comme essai de référence. D'après le tableau IV.4 et la figure IV.2.7, la valeur de l'*OCR* au moment des chargements thermiques des essais S2 à S5 est d'environ 2,8.

Pour cette valeur d'*OCR*, on constate deux tendances dans le cas du sable limoneux argileux :

- Le comportement de ce sol lors d'un chargement thermique a une tendance contractante (figure IV.2.3).
- La contrainte de préconsolidation n'est pas sensible à l'augmentation de la température (figure IV.2.7).

Ces observations expérimentales, dans le cas du sable limoneux argileux, nous ont amenés à se demander si ce comportement est lié à l'*OCR* ou à la nature minéralogique de ce sol. On a alors voulu étudier l'influence de l'*OCR* sur les comportements thermique et mécanique du sable limoneux argileux en conditions saturées.

D- Influence de l'OCR sur le comportement du sable limoneux argileux

L'essai S2 a été réalisé en suivant le cheminement représenté à la figure IV.2.8.

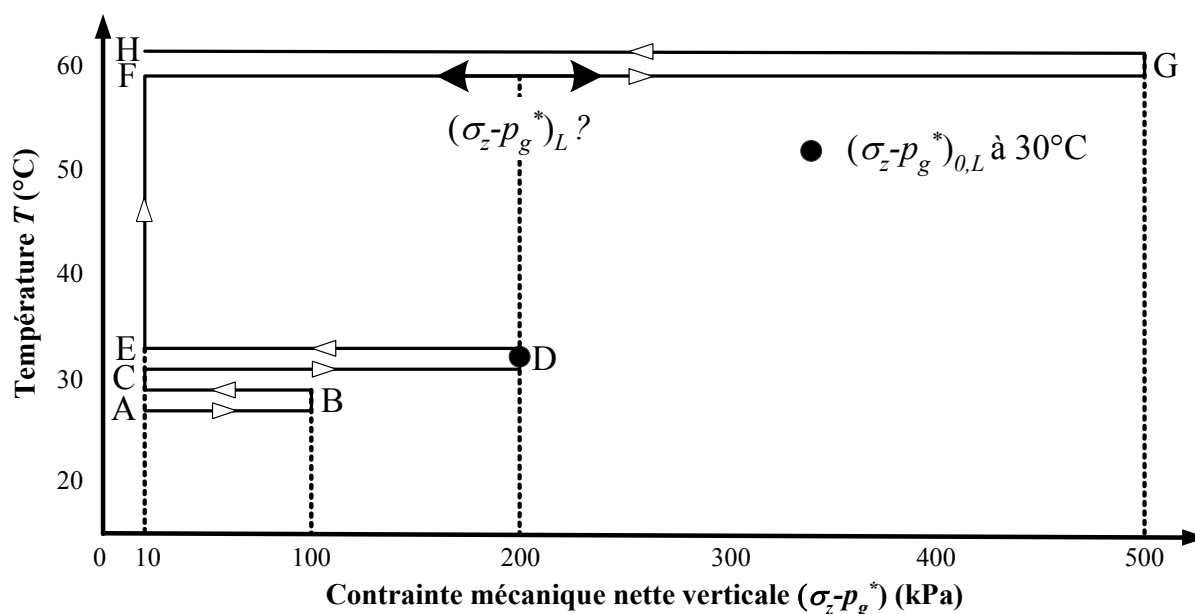


Figure IV.2.8. Cheminement adopté pour l'étude de l'influence de l'OCR en conditions saturées.

Les résultats présentés précédemment pour cet essai concernent le cheminement $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$ où le chemin $B \rightarrow C$ a été volontairement omis pour ne pas surcharger les résultats. Ce cheminement a ici pour objectif de s'assurer que la valeur de la contrainte de préconsolidation imposée (point B) est conservée lors d'un rechargement $C \rightarrow D$. Dans le cas contraire, aucune conclusion ne serait possible sur l'influence de la température sur la contrainte de préconsolidation qui est imposée (point D). À partir du point E, le passage de 30°C à 60°C (point F) s'est effectué par incrément de température de 5°C d'une durée d'une journée pour chaque incrément. Puis, on a réalisé un chargement mécanique jusqu'à 500 kPa suivi d'un déchargement (chemin $F \rightarrow G \rightarrow H$). Les objectifs de cet essai sont d'étudier l'influence de l'OCR sur le comportement thermique lors du chemin $E \rightarrow F$ et l'évolution de la contrainte de préconsolidation de l'échantillon de sol lors du chemin $F \rightarrow G$. Dans cet essai, l'OCR lors du chargement thermique ($E \rightarrow F$) est de 20.

La courbe correspondant au chargement thermique lors du chemin $E \rightarrow F$ est donnée à la figure IV.2.9. Cette figure donne également le résultat obtenu lors du chargement thermique de l'essai S5 où l'OCR est de 2,8 pour un état de contraintes de 10 kPa . Les courbes de chargement-déchargement à 30°C (chemin $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$) et la courbe de chargement-déchargement à 60°C (chemin $F \rightarrow G \rightarrow H$) sont données à la figure IV.2.10.

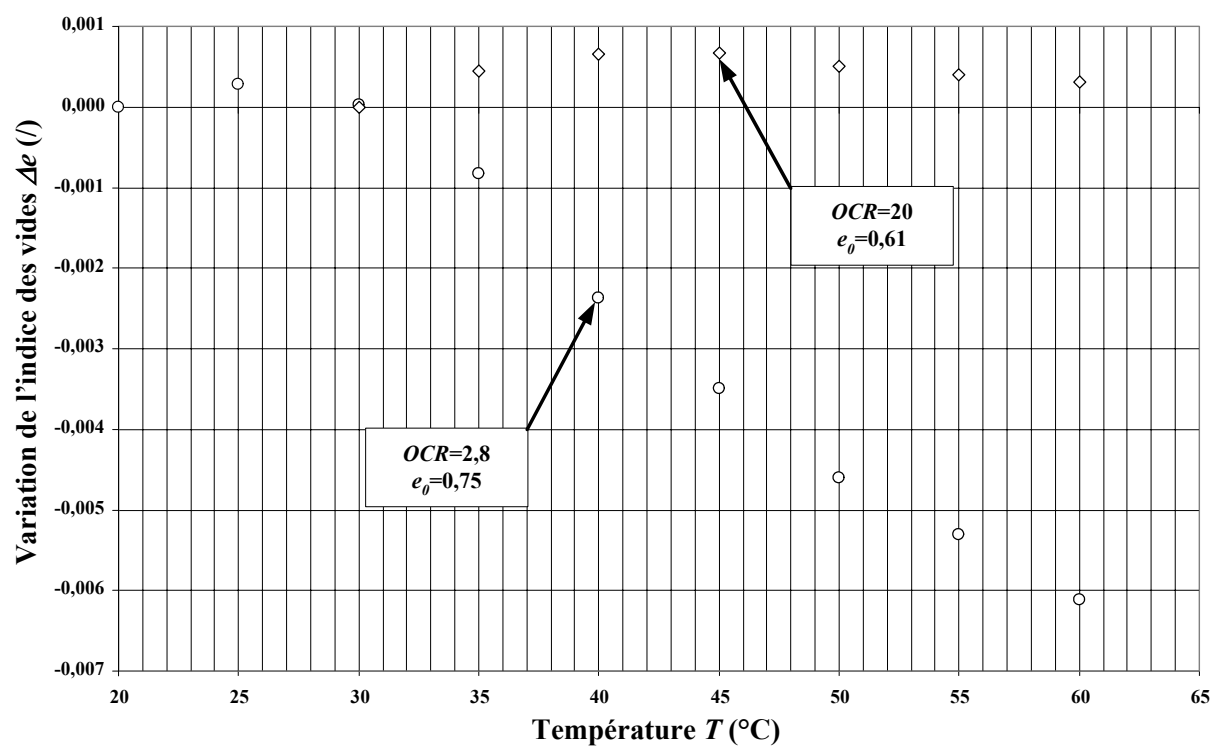


Figure IV.2.9. Comparaison entre les chargements thermiques réalisés au cours des essais S5 et S2 respectivement pour des OCR de 2,8 et de 20 en conditions saturées.

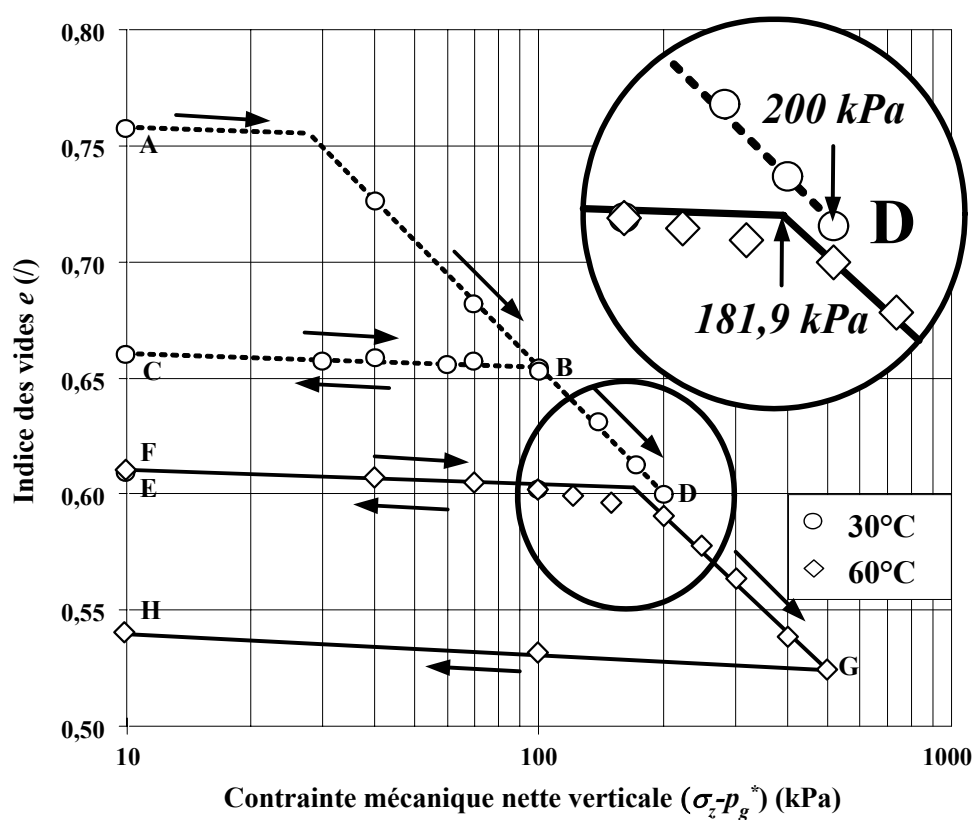


Figure IV.2.10. Influence de l' OCR et de la température sur la consolidation mécanique en conditions saturées.

Pour ce qui concerne **l'influence de l'OCR sur le comportement thermique** du sable limoneux argileux, la figure IV.2.9 ne permet pas de conclure quant à l'ordre de grandeur de variation de l'indice des vides puisque ces essais ont été réalisés à des indices des vides initiaux différents ($e_0=0,75$ pour un OCR de 2,8 et $e_0=0,61$ pour un OCR de 20). Par contre, l'état de contraintes appliqué est identique (10 kPa) dans les deux cas avec des valeurs d'OCR différentes. On constate que pour un OCR de 20, le sol adopte un caractère dilatant qui est moins marqué que le caractère contractant pour un OCR de 2,8 du fait de l'indice des vides initial. Cette observation semble être en accord avec les résultats présentés dans la littérature mais des essais complémentaires, en appliquant divers OCR pour un indice des vides identique, sont à réaliser pour confirmer cette tendance.

Pour ce qui concerne **l'influence de l'OCR sur le comportement mécanique** du sable limoneux argileux, plus précisément sur l'évolution de la contrainte de préconsolidation, on constate que la mise en place d'un état surconsolidé est bien conservée jusqu'au point B. D'autre part, on observe que la contrainte de préconsolidation à 60°C est légèrement plus faible que celle imposée par le précédent écoulement mécanique (au point D) à 30°C. De plus, il apparaît que l'indice de compression plastique ne subit pas d'influence notable avec l'augmentation de la température. On serait ici tenté d'attribuer ce changement de comportement à l'OCR mais cette conclusion, au nombre de résultats obtenus, serait hâtive.

À notre connaissance, Laloui et al. (2002) sont les seuls à avoir étudié l'influence de l'OCR sur l'évolution de la contrainte de préconsolidation avec la température.

IV.2.3. Résultats en conditions non saturées

A- Réalisation des conditions initiales

L'échantillon de sol, d'une teneur en eau de fabrication d'environ $w=18\%$ ($\pm 0,5\%$), est directement mis en place par compactage statique au sein de la cellule triaxiale. L'état d'équilibre thermo-hydro-mécanique pris comme état initial est obtenu lorsque la consolidation mécanique est terminée et lorsqu'un état d'équilibre hydrique et thermique est atteint. L'état d'équilibre thermo-hydro-mécanique pris comme état initial de chaque essai est donné dans le tableau IV.5.

		<i>Essai</i>	T_0 (°C)	w_0 (%)	$S_{r,0}$ (%)	e_0 (/)	s_0 (kPa)	σ_{x0} (kPa)	$(\sigma_z - \sigma_x)_0$ (kPa)
Chemin de chargement η	0	NS1	20	16,9	59,3	0,755	5	15	0
		NS2	30	19,1	67,7	0,747	5	15	0
		NS3	40	18,3	65,5	0,741	5	15	0
		NS4	50	19,7	69,7	0,749	5	15	0
		NS5	60	17,3	60,8	0,754	5	15	0
	1/3	NS6	30	16,7	58,4	0,758	5	12	3
		NS7	40	17,0	59,3	0,759	5	12	3
		NS8	50	16,1	56,2	0,759	5	12	3
		NS9	60	20,0	70,2	0,755	5	12	3
	1/2	NS10	40	17,3	61,3	0,748	5	11	4
	3/4	NS11	30	18,7	64,5	0,768	5	10	5
		NS12	40	16,9	59,0	0,759	5	10	5
		NS13	50	18,2	64,1	0,753	5	10	5
		NS14	60	17,5	60,9	0,762	5	10	5
	1/1	NS15	30	17,1	59,2	0,765	5	9	6
	3/2	NS16	30	19,0	66,5	0,757	5	8	8
		NS17	40	18,8	66,6	0,748	5	8	8
		NS18	50	19,8	70,4	0,746	5	8	8
		NS19	60	19,7	69,2	0,754	5	8	8

Tableau IV.5. Conditions initiales pour les dix neuf essais réalisés en conditions non saturées.

Il est à noter que ce protocole de mise en place des conditions initiales ne permet pas de distinguer les influences couplées de la thermique, de l'hydrique et de la mécanique. Dans cette étude, l'état de contraintes initial, comprenant la contrainte isotrope σ_{x0} et le déviateur $(\sigma_z - \sigma_x)_0$, a été choisi de sorte que la contrainte mécanique nette verticale $(\sigma_z - p_g^*)$ soit d'environ 10 kPa quel que soit le chemin de chargement étudié.

B- Chargement mécanique

Le chargement mécanique consiste à appliquer des contraintes mécaniques nettes verticales dont les valeurs prises en compte en chargement et déchargement sont précisées à la figure IV.2.11.

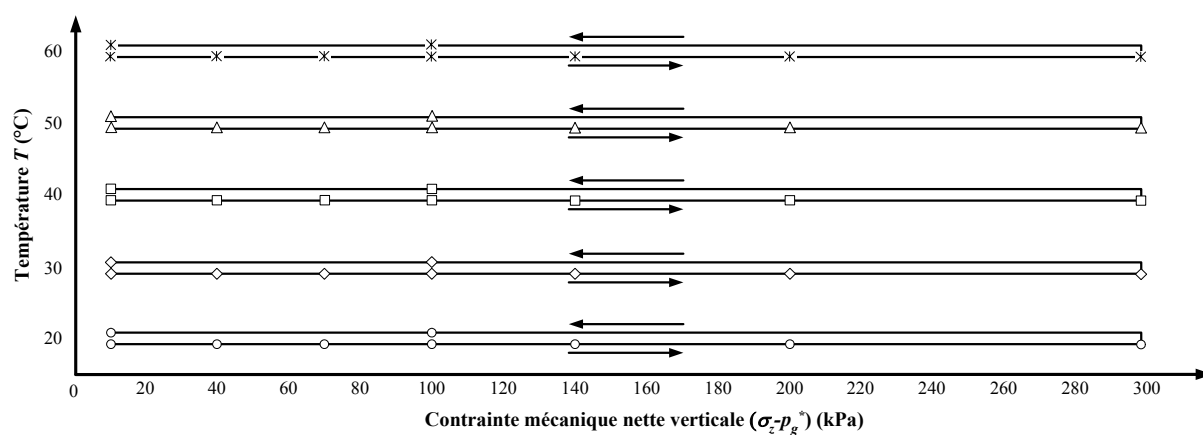


Figure IV.2.11. Valeurs des contraintes mécaniques prises en compte dans cette étude.

Les figures IV.2.12 à IV.2.17 présentent les courbes de consolidation obtenues pour les cinq températures étudiées. Chaque figure correspond à une valeur de chemin de chargement η étudiée.

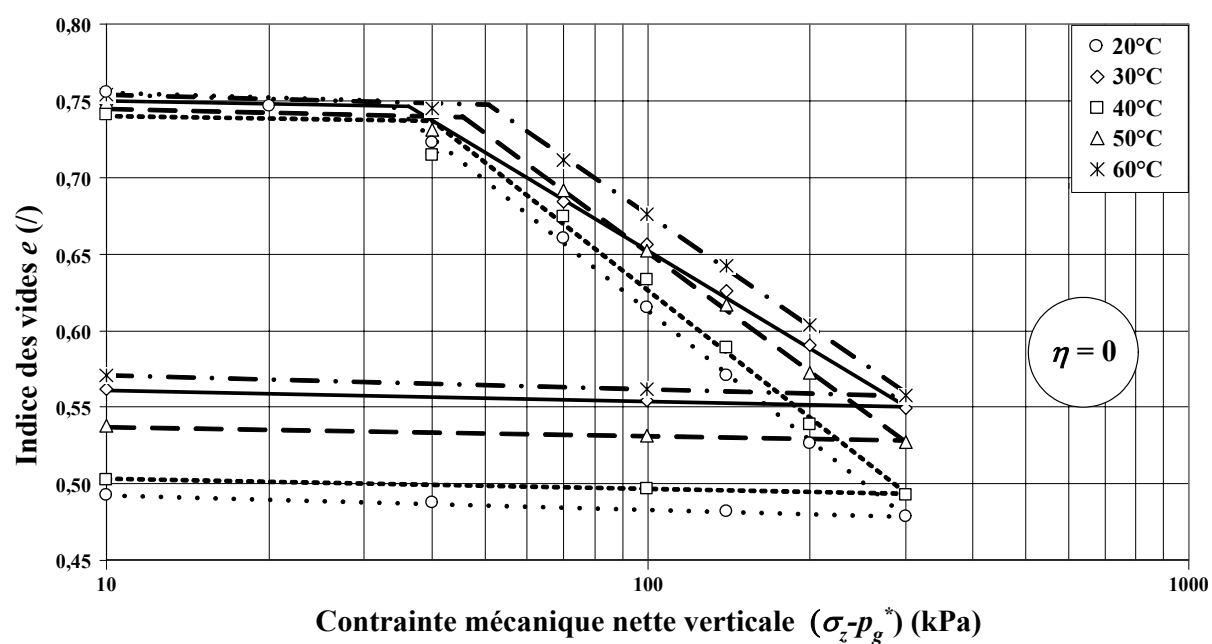


Figure IV.2.12. Courbes de consolidation en conditions non saturées pour $\eta=0$.

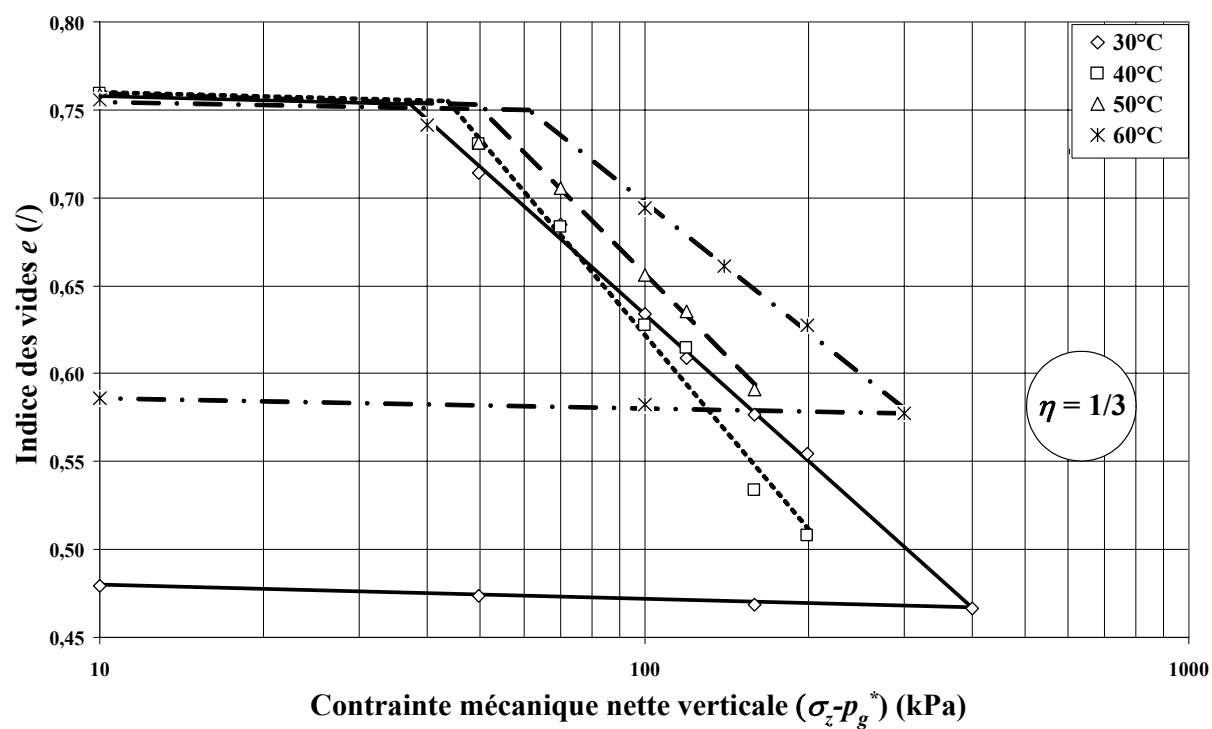


Figure IV.2.13. Courbes de consolidation en conditions non saturées pour $\eta=1/3$.

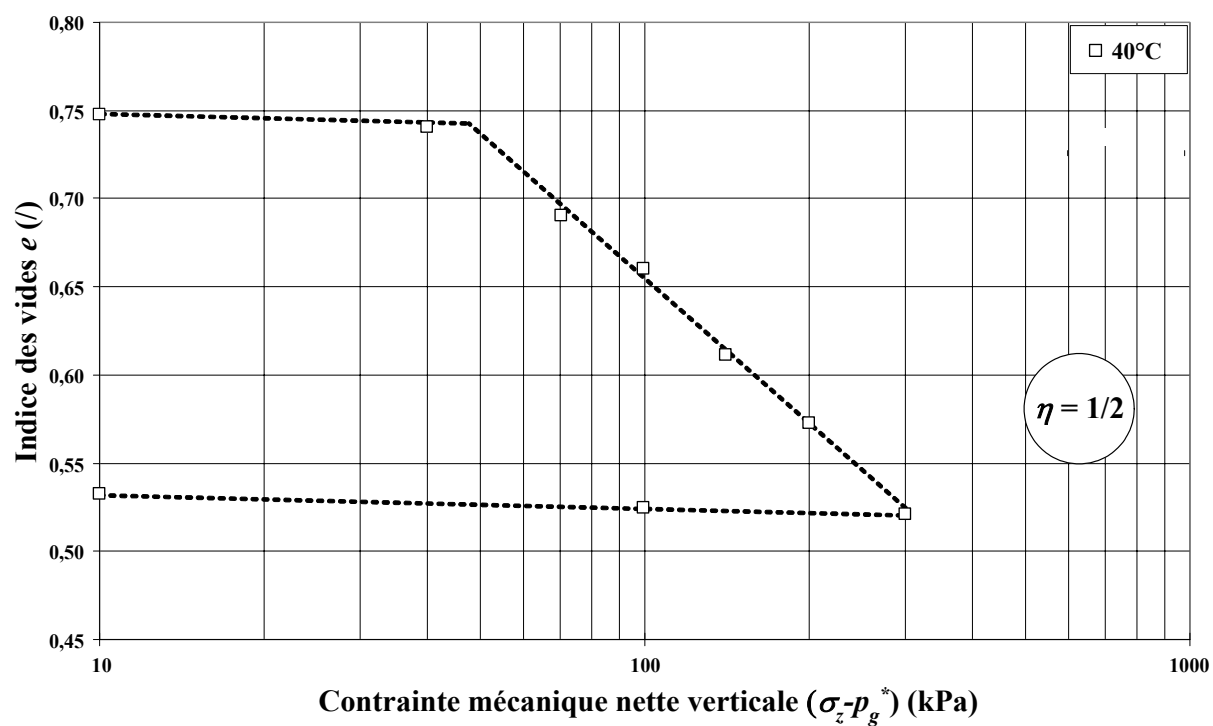


Figure IV.2.14. Courbe de consolidation en conditions non saturées pour $\eta=1/2$.

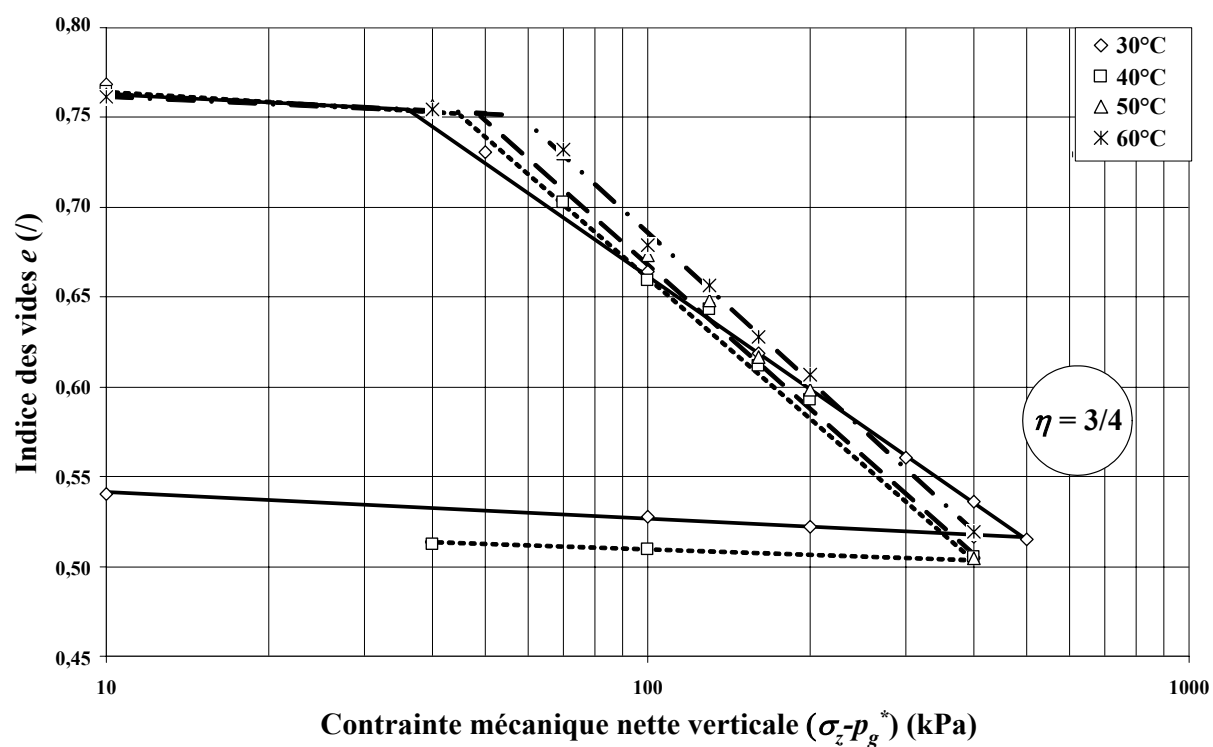


Figure IV.2.15. Courbes de consolidation en conditions non saturées pour $\eta=3/4$.

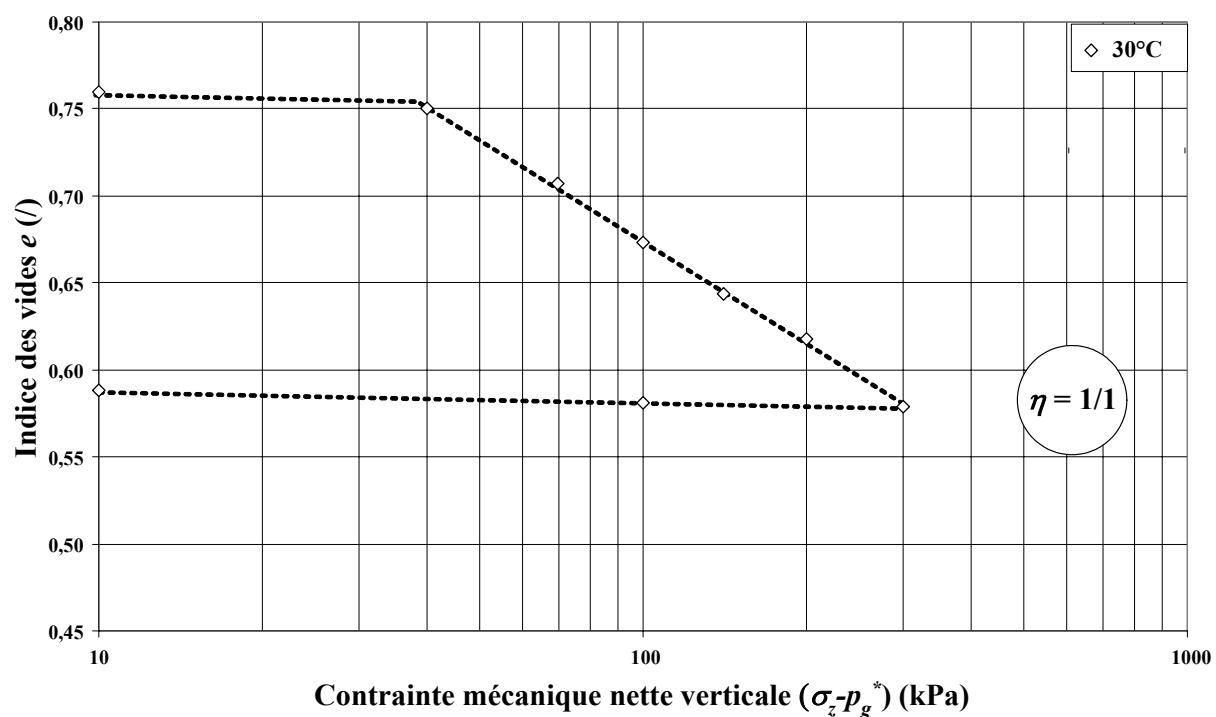


Figure IV.2.16. Courbe de consolidation en conditions non saturées pour $\eta=1/1$.

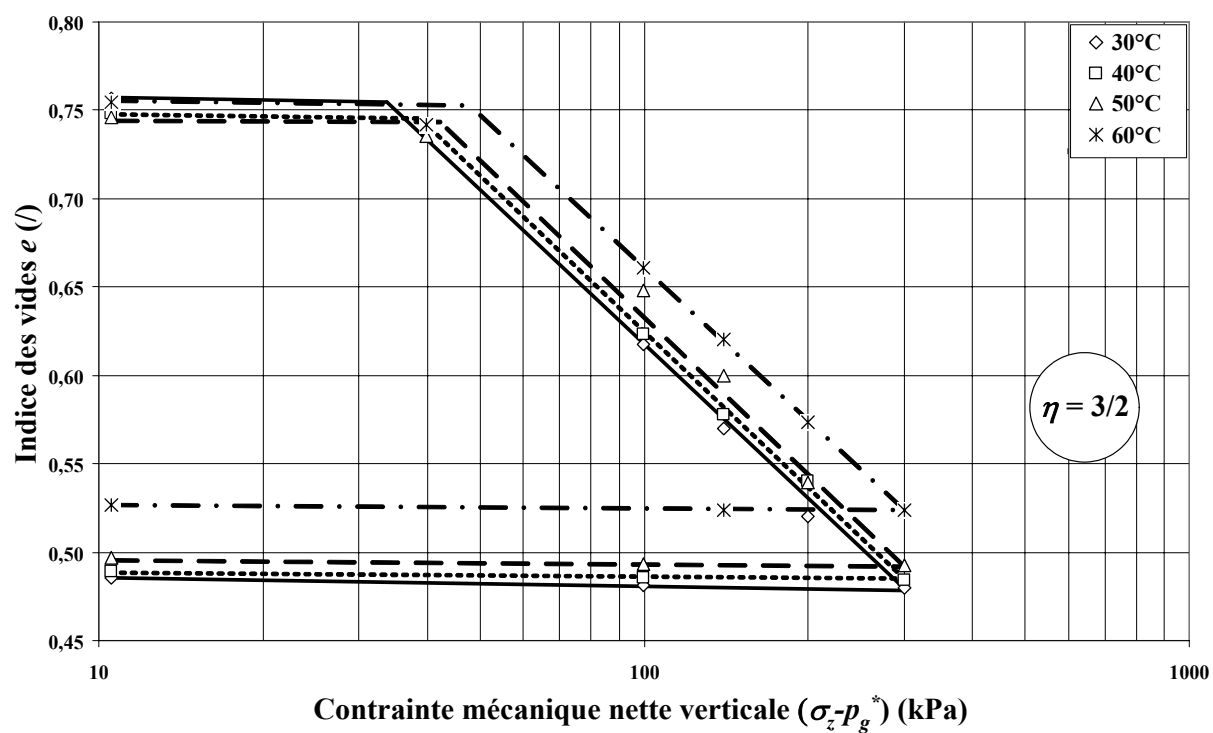


Figure IV.2.17. Courbes de consolidation en conditions non saturées pour $\eta=3/2$.

IV.2. Études expérimentales

Le tableau IV.6 donne les indices de compression élastique κ et plastique λ , l'indice des vides limite e_L et la contrainte de préconsolidation correspondante $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta, L}$. Ce tableau présente également la contrainte de préconsolidation correspondant à l'indice des vides $e_{sc}=0,75$ déterminée à partir de la relation (IV.13).

		<i>Essai</i>	T_0 (°C)	κ (/)	$(\sigma_z - p_g^*)_{\eta, L}$ (kPa)	e_L (/)	λ (/)	$(\sigma_z - p_g^*)_{\eta, L}^*$ (kPa)
Chemin de chargement η	0	NS1	20	0,0097	32,7	0,750	0,2825	32,7
		NS2	30	0,0081	35,8	0,744	0,2041	34,9
		NS3	40	0,0064	39,0	0,742	0,2765	37,9
		NS4	50	0,0071	44,5	0,753	0,2616	44,9
		NS5	60	0,0090	50,6	0,750	0,2429	50,6
	1/3	NS6	30	0,0081	37,3	0,754	0,2774	37,9
		NS7	40	0,0081	45,2	0,759	0,3765	46,6
		NS8	50	0,0081	49,2	0,759	0,2949	50,8
		NS9	60	0,0058	60,9	0,752	0,2438	61,3
	1/2	NS10	40	0,0078	47,1	0,739	0,2721	45,4
	3/4	NS11	30	0,0145	35,0	0,740	0,2151	33,6
		NS12	40	0,0069	42,6	0,759	0,2574	44,1
		NS13	50	0,0110	47,5	0,755	0,2592	48,6
		NS14	60	0,0110	57,1	0,750	0,2758	57,1
	1/1	NS15	30	0,0062	38,0	0,751	0,1957	38,2
	3/2	NS16	30	0,0039	32,8	0,755	0,2921	33,5
		NS17	40	0,0032	37,5	0,746	0,2906	37,0
		NS18	50	0,0028	40,2	0,744	0,2834	39,4
		NS19	60	0,0018	48,0	0,753	0,2491	48,6

Tableau IV.6. Paramètres déduits des courbes de consolidations mécaniques.

L'ensemble de ces résultats montre globalement que :

- La déformation volumique due au chargement mécanique diminue avec la température (figures IV.2.12, IV.2.13, IV.2.15 et IV.2.17),
- Les indices de compression élastique κ et plastique λ semblent ne pas être sensiblement affectés par la température (figure IV.2.18). D'après les résultats obtenus, on peut en déduire une valeur moyenne des indices de compression de $\kappa=0,0073$ et $\lambda=0,2658$,
- La contrainte de préconsolidation $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta, L}^*$, calculée pour un indice des vides de $e_{sc}=0,75$ avec la relation (IV.13), augmente avec la température quel que soit le chemin de chargement étudié (figure IV.2.19).

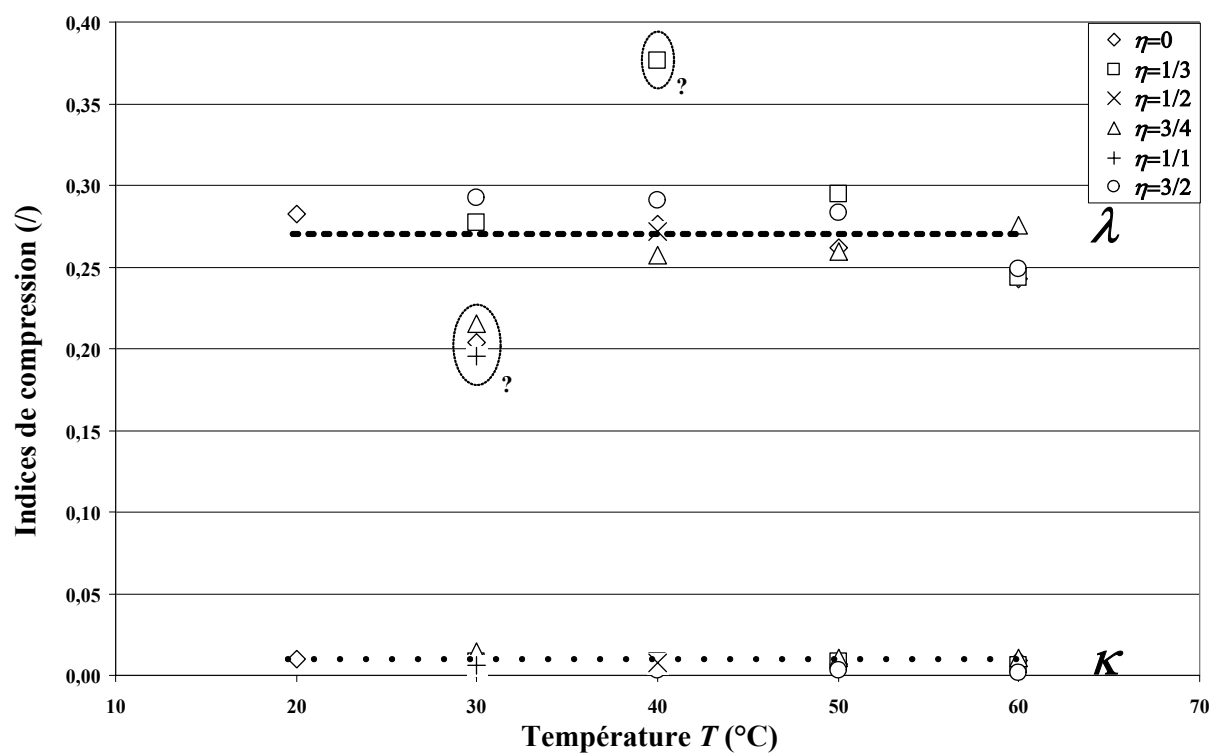


Figure IV.2.18. Variation des indices de compression λ et de gonflement κ avec la température en conditions non saturées.

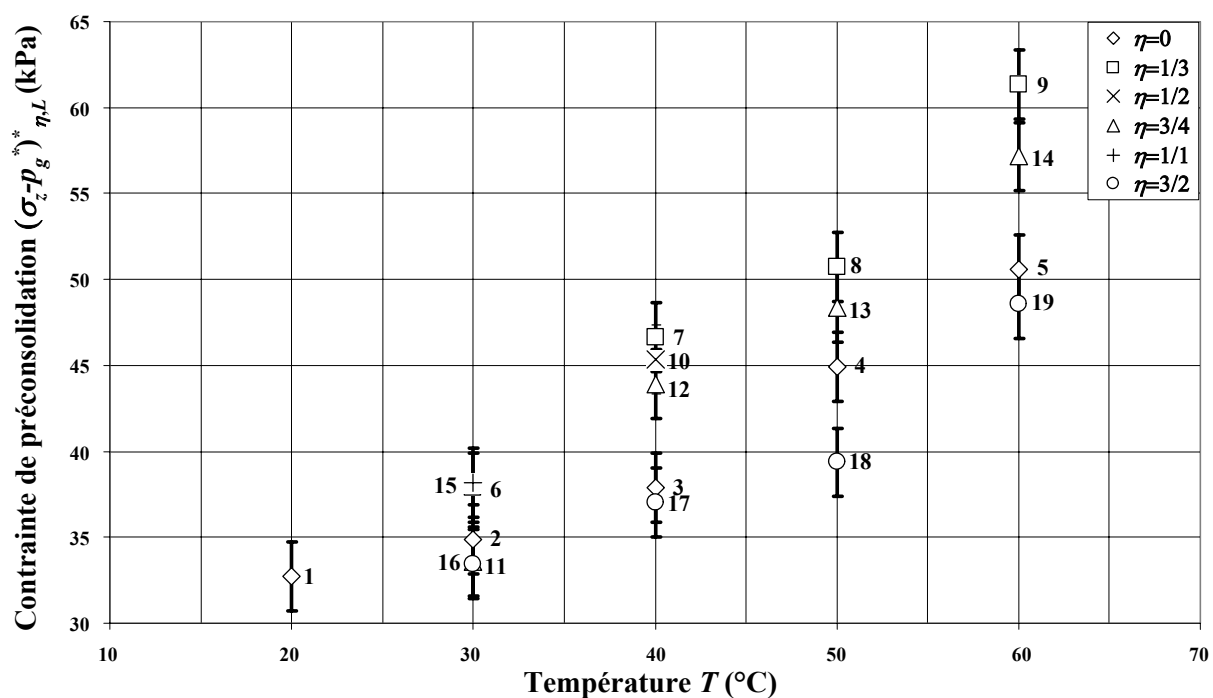


Figure IV.2.19. Variation de la contrainte de préconsolidation $(\sigma_z - p_g^*)_{\eta,L}$ avec la température en conditions non saturées.

IV.2.4. Modélisation de la surface de charge

La surface de charge a été étudiée ici dans le cas non saturé ($s=5$ kPa) à différentes températures sur le sable limoneux argileux. L'évolution de cette surface en fonction de la température nécessite la détermination des couples de contraintes limites $(p_\eta, q_\eta)_L$ à partir de la relation (IV.12) pour chaque température T et chaque chemin de chargement η . Les résultats sont regroupés à la figure IV.2.20 où une première tendance a été schématisée pour chacune des températures de 30°C, 40°C, 50°C et 60°C. Cette figure montre clairement le caractère thermo-extensif de la surface de charge [Jamin et al., 2003]. Bien entendu, cette évolution est directement liée à l'évolution des contraintes de préconsolidation en fonction de la température.

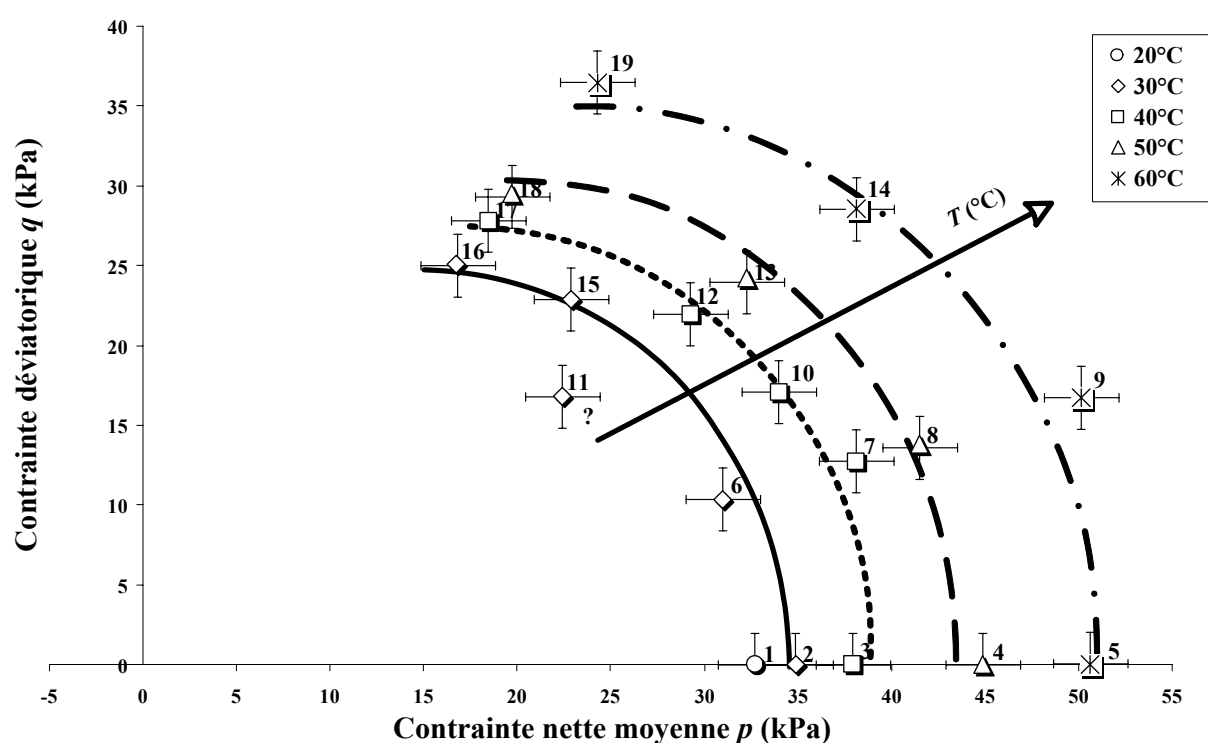


Figure IV.2.20. Influence de la température sur la surface de charge.

La figure IV.2.20 doit être vue comme la synthèse d'une longue série d'essais expérimentaux que l'on peut qualifier de « bruts ». Il s'agit au total de dix neuf essais dont la durée moyenne est d'environ un mois par essai, sans compter les délais des multiples mises au point ou encore les essais jugés complètement « ratés » et qui ont été évidemment écartés.

Afin de rapprocher ces résultats de ceux disponibles dans la littérature, il a semblé souhaitable d'utiliser une modélisation classique de la surface de la charge afin de juger de la conformité des résultats obtenus aux traits communs qui caractérisent le peu de résultats publiés dans ce contexte. Deux modèles de surface de charge ont été présentés en détail dans la partie I ; le modèle de Barcelone [Alonso et al., 1990] et le modèle de Lausanne [Geiser, 1999]. Pour des raisons de temps limité imparti aux travaux de cette thèse, et du nombre très important de paramètres à identifier, seul le premier modèle est testé ici.

Les surfaces de charge présentées à la figure IV.2.20 ont donc pu être modélisées en utilisant l'équation de Cam-Clay Modifié étendue au cas non saturé par Alonso et al. (1990). On rappelle ci-dessous l'équation de cette surface exprimée en intégrant la température :

$$q^2 - [M(T)]^2 (p_0(s, T) - p) (p + p_s(s, T)) = 0 \quad (\text{IV. 14})$$

où les paramètres de cette surface de charge sont la pente de la droite d'état critique $M(T)$, la contrainte de préconsolidation isotrope $p_0(s, T)$ et la contrainte relative à la cohésion du sol $p_s(s, T)$.

Pour avoir accès à ces paramètres, il faut réaliser les essais récapitulés dans le tableau IV.7 :

Paramètres	Relations	Moyens de détermination
$M(T)$	$M(T) = \frac{6 \sin \phi(T)}{3 - \sin \phi(T)}$	Rapport des contraintes à la rupture pour les essais de cisaillement à la température T dans le plan (p, q) .
$p_0(s, T)$	$\frac{p_0(s, T)}{p_c} = \left(\frac{p_0(0, T)}{p_c} \right)^{\frac{\lambda(0, T) - \kappa}{\lambda(s, T) - \kappa}}$	Interprétation d'essais de consolidation isotrope pour une succion s et une température T constantes.
$p_s(s, T)$	$p_s(s, T) = k(s, T)s = \frac{C(s, T)}{\tan \phi(T)}$	Interprétation d'essais de cisaillement pour une succion s et une température T constantes.

Tableau IV.7. Moyens de détermination des paramètres Cam-Clay Modifié en température (d'après Dangla (2002)).

Dans cette étude, basée essentiellement sur des essais de consolidation mécanique en suivant plusieurs chemins de chargement η , on peut :

- Déterminer l'évolution de la contrainte de préconsolidation isotrope $p_0(s, T)$ en fonction de la température à partir des essais de consolidation isotrope effectués pour différentes températures T ,
- Estimer la pente de la droite d'état critique $M(T)$ à partir des essais de consolidation effectués pour divers chemins de chargement η et différentes températures T .

La détermination du paramètre $p_s(s, T)$ n'a pas été possible avec les résultats de l'étude expérimentale. Cependant, Alonso et al. (1990) donnent des valeurs du paramètre $k(s)$ comprises entre 0,6 et 1,24. Dans un premier temps, le paramètre $k(s, T)$ a été pris égal à l'unité quelle que soit la température. Les paramètres $M(T)$ et $p_0(s, T)$ ont été obtenus par une méthode de régression non linéaire. Les valeurs obtenues pour la pente d'état critique $M(T)$ sont voisines de 1,25 pour les quatre températures. La valeur moyenne de 1,25 a été retenue par la suite ce qui signifie que le paramètre $M(T)$ devient un paramètre indépendant de la température. Les valeurs obtenues pour $p_0(5, T)$ sont données dans le tableau IV.8.

	Température T (°C)				
	20	30	40	50	60
M (/)	-	1,25	1,25	1,25	1,25
$p_0(5, T)$ (kPa)	32,7*	34,5	39,0	43,5	51,0
Corrélation R^2	-	0,96	0,80	0,90	0,87

* d'après tableau IV.6

Tableau IV.8. Paramètres utilisés pour modéliser la surface de charge.

Les coefficients de corrélation R^2 calculés par la méthode de régression sont d'un ordre de grandeur raisonnable. La figure IV.2.21 illustre les résultats de cette modélisation pour les quatre températures. Cette figure montre que le modèle utilisé constitue une bonne approximation de la surface de charge dans le cas du sable limoneux argileux quelle que soit la température.

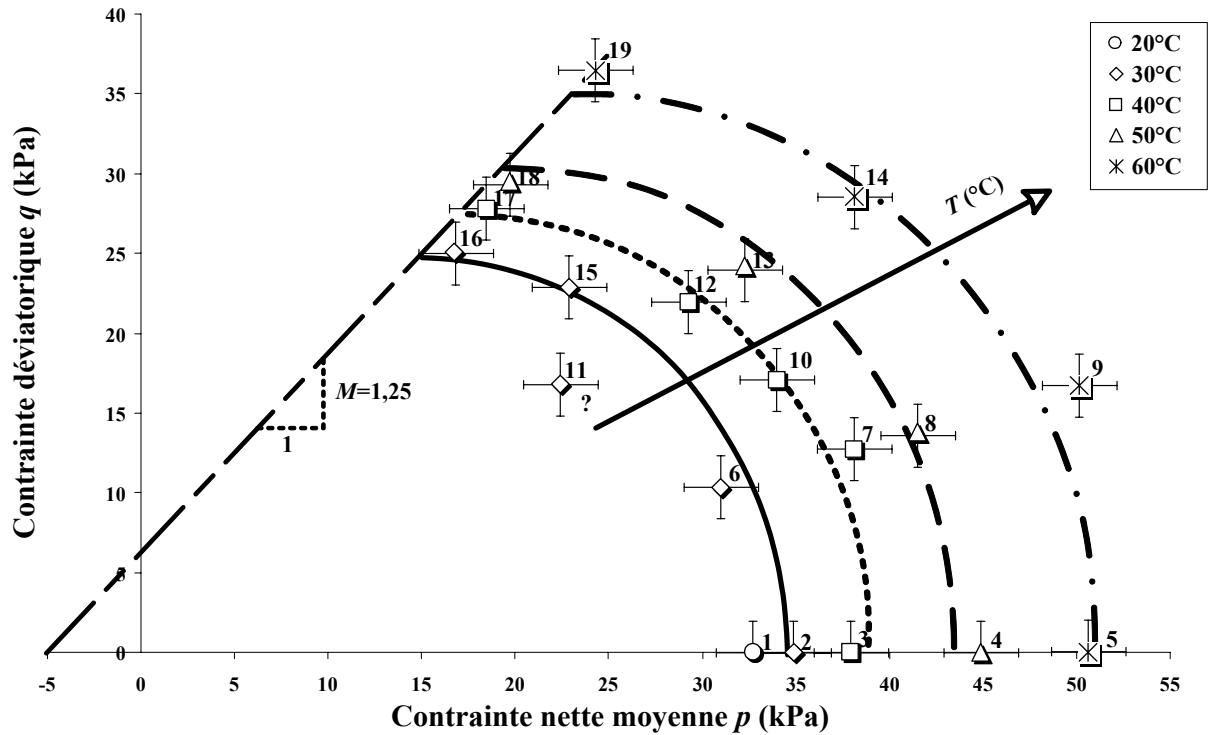


Figure IV.2.21. Approximation de la surface de charge par le modèle Cam-Clay en température.

Dans un deuxième temps, les résultats de l'étude expérimentale permettent une comparaison des deux modèles de limite de charge mécanique (LY) proposés par Cui et al. (2000) et Laloui et al. (2002). Ces modèles ont été présentés au paragraphe IV.1.5 à travers les équations (IV.6) et (IV.9).

Cette comparaison est faite pour la succion de 5 kPa en utilisant les essais de consolidation isotrope NS1 à NS5 présentés sur la figure IV.2.21. La figure IV.2.22 présente l'évolution de la contrainte de préconsolidation isotrope en fonction de la température T issue de ces deux modélisations ([Cui et al., 2000] et [Laloui et al., 2002]). Les paramètres utilisés pour modéliser la limite de charge de ces deux modèles sont regroupés dans le tableau IV.9.

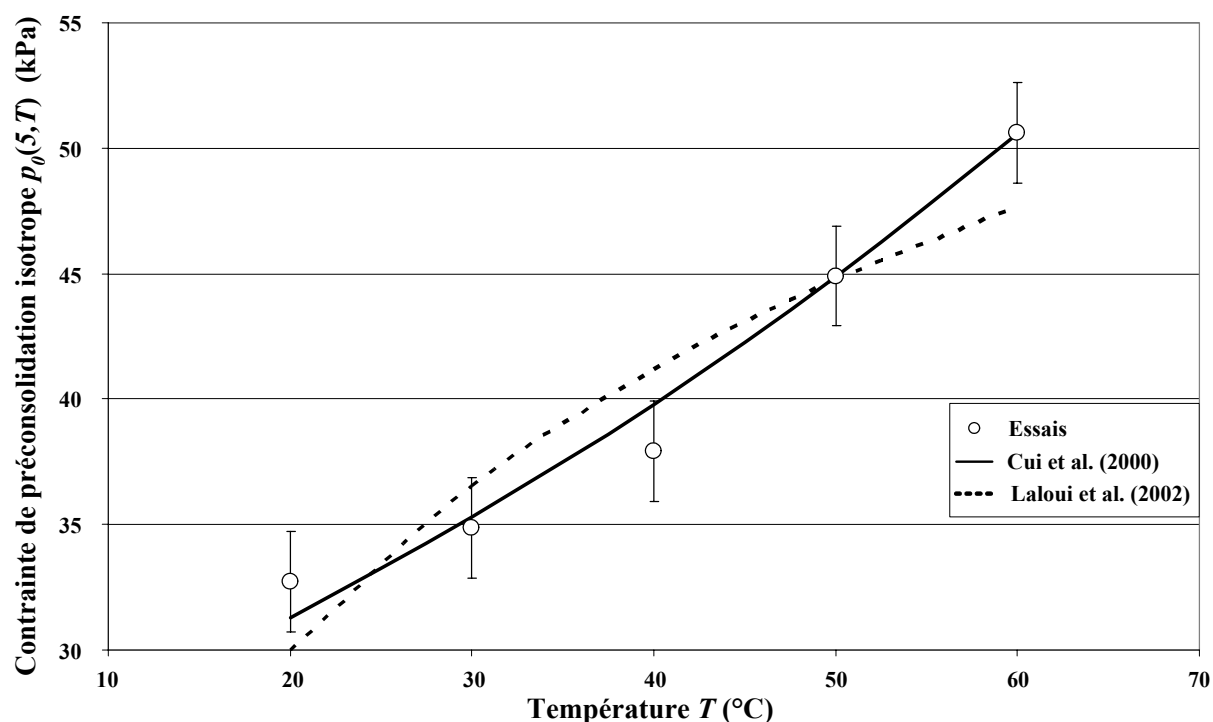


Figure IV.2.22. Limite de charge mécanique (LY) à partir des modèles de Cui et al. (2000) et Laloui et al. (2002).

	Paramètres des modèles				
	T_0 (°C)	$p_0(5, T_0)$ (kPa)	α_0 (°C ⁻¹)	γ (/)	R^2
Cui et al. (2000)	20	31,3	-0,0012	-	0,97
Laloui et al. (2002)	19	29,2	-	-0,55	0,85

Tableau IV.9. Paramètres utilisés pour modéliser la limite de charge mécanique.

D'après la figure IV.2.22, la variation exponentielle de la limite de charge mécanique proposée par Cui et al. (2000) semble mieux adaptée aux résultats expérimentaux obtenus sur le sable limoneux argileux. Toutefois, le nombre de points expérimentaux reste à ce stade trop faible pour conclure sur l'évolution exacte de la contrainte de préconsolidation avec la température en conditions isotropes.

En admettant que la succion utilisée ($s=5$ kPa) n'affecte pas la contrainte de préconsolidation isotrope, on peut proposer une illustration de l'évolution de la surface de charge dans l'espace (p, q, s) en fonction de la température dans le cas du sable limoneux argileux (figure IV.2.23).

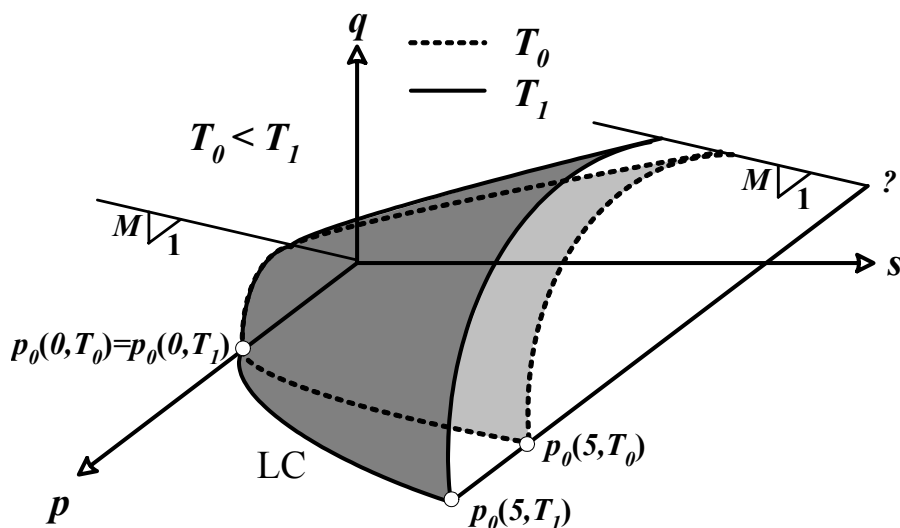


Figure IV.2.23. Proposition d'évolution de la surface de charge dans l'espace (p, q, s) pour le sable limoneux argileux.

Dans ce paragraphe, le principal résultat concerne le caractère thermo-extensif de la surface de charge obtenue pour le sable limoneux argileux. Ce résultat qui ne va pas dans le sens des résultats publiés dans la littérature sur des argiles, sera discuté dans le paragraphe suivant.

IV.2.5. Discussions sur le caractère thermo-extensif de la surface de charge

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent soulèvent une interrogation quant aux origines du caractère thermo-extensif de la surface de charge dans le cas du sable limoneux argileux non saturé. En effet, les différents résultats bibliographiques, principalement dans le cas des argiles, montrent un caractère plutôt thermo-rétrécissant de cette surface. Quelques arguments, basés sur des considérations physiques à l'échelle des pores, sont largement discutés pour tenter d'expliquer cette évolution.

Dans le cas d'un sol non saturé à température ambiante (température constante), les études expérimentales menées par Alonso et al. (1990) et Cui & Delage (1996) montrent une augmentation de la contrainte de préconsolidation avec la succion. Dans le cas d'un sable limoneux argileux non saturé à succion constante, les résultats de ce travail montrent une tendance duale, c'est-à-dire à succion constante une augmentation de la contrainte de préconsolidation avec la température. Cette dualité pose une interrogation quant aux rôles que jouent la succion, d'une part, et la température, d'autre part, dans le phénomène d'extension de la surface de charge. Il est intéressant d'analyser cet effet dual au travers du comportement physique à l'échelle des pores où l'interaction entre la température et la succion au sein de la phase gazeuse est de la plus grande importance.

Les résultats de la partie III montrent que la température affecte peu la courbe caractéristique sol-eau du sable limoneux argileux. À succion constante, la variation du degré de saturation occasionnée par une augmentation de température de 20°C à 60°C est de l'ordre de 0,03%. Ce résultat expérimental vient appuyer une première interprétation physique basée sur la loi de Jurin :

$$s = \frac{2\sigma_s \cos \theta}{r_p} = \frac{2\sigma_s}{R_m} \quad (\text{IV. 15})$$

$$\text{avec } \sigma_s = \sigma_s(T) \text{ et } \frac{d\sigma_s}{dT} < 0$$

où σ_s est la tension superficielle, fonction décroissante de la température, θ l'angle de mouillage, r_p le rayon moyen des pores et R_m le rayon moyen des ménisques.

En effet, à température constante, une augmentation de la succion conduit à une diminution du rayon moyen des ménisques. Par ailleurs, à succion constante, une augmentation de la température induit une diminution du rayon moyen des ménisques (figure IV.2.24) ; la tension superficielle étant décroissante en fonction de la température.

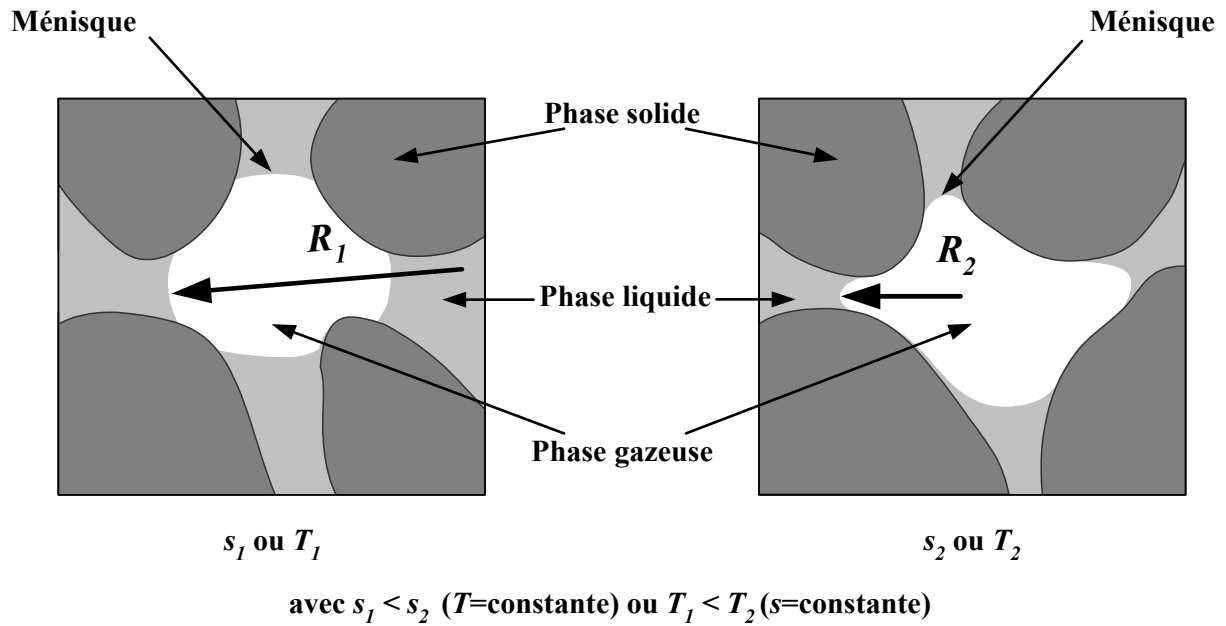


Figure IV.2.24. Illustration de l'influence de la succion ou de la température sur le rayon moyen des ménisques.

Une augmentation de la succion à température constante ou une augmentation de la température à succion constante conduit donc à une diminution du rayon moyen des ménisques. Cette diminution se traduit par une augmentation des forces de cohésion par capillarité entre les grains, ce qui a pour effet de limiter leurs réarrangements qui sont les principaux facteurs des irréversibilités dans le comportement des sols. Cette limitation correspond à une augmentation de la contrainte de préconsolidation, et donc à une extension de la surface de charge.

Toutefois, dans le cas de l'argile de Boom, cette interprétation physique ne semble pas adaptée aux résultats expérimentaux obtenus par Roméro (1999). En effet, on observe au contraire une diminution de la contrainte de préconsolidation avec la température quelle que soit la valeur de la succion.

Une explication possible peut être liée à la distribution de l'eau et sa liaison avec la phase solide qui est différente selon que le sol est granulaire ou fin (figure IV.2.25). Dans le cas d'un sol fin en conditions non saturées, les ménisques capillaires se situent au contact d'agrégats argileux et de grains de limons. Ces agrégats formés de plaquettes argileuses sont saturés d'eau dite adsorbée. Ceci résulte de la faible taille des pores et aux fortes liaisons entre les molécules d'eau et les particules solides. Dans ces conditions, l'augmentation des forces de cohésion due à la diminution des rayons des ménisques semble faible devant les effets de la température sur la double couche diffuse et sur la viscosité de l'eau. Ce phénomène serait à

l'origine de la diminution de la contrainte de préconsolidation, et donc de la contraction de la surface de charge avec la température comme dans le cas saturé.

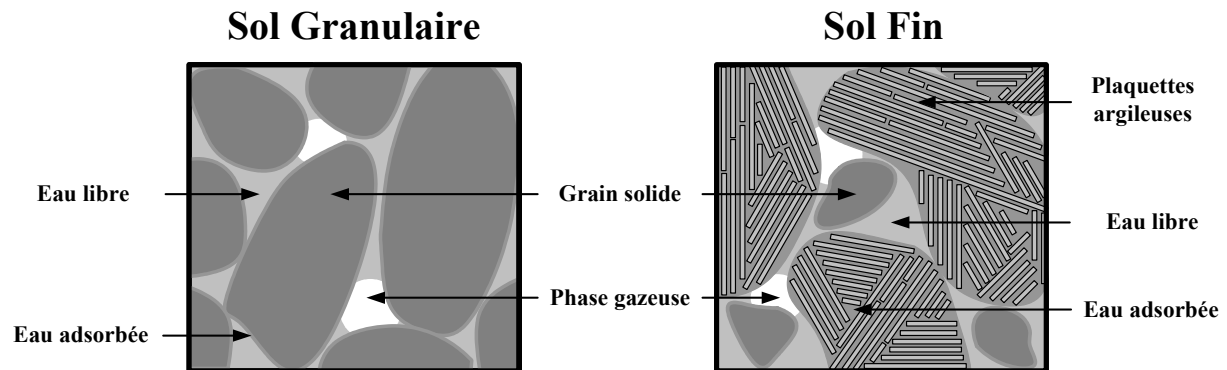


Figure IV.2.25. Schéma de distribution de l'eau dans le cas d'un sol granulaire ou d'un sol fin.

Cette interprétation physique est confortée par les essais de consolidation thermique effectués par Sultan (1997) et par Saix (1991).

- Dans le cas de l'argile de Boom [Sultan, 1997], la déformation plastique à contrainte constante induite par un chargement thermique est plus importante pour un état de contraintes important.
- Dans le cas du sable limoneux argileux [Saix, 1991], la déformation plastique induite par un chargement thermique est plus faible pour un état de contraintes important. Comme le suggère Saix (1991), une augmentation de l'état de contraintes pour un *OCR* donné tend à densifier le sol.

Comme on l'a vu au paragraphe IV.1, ce type de comportement des argiles saturées est attribué au rôle de la double couche diffuse dont l'épaisseur augmente avec la température. Ainsi, en conditions saturées ou non saturées, la tendance obtenue par Roméro (1999) laisserait à penser que le chargement thermique d'une argile tend à favoriser les réarrangements à l'échelle des feuillets d'argile lors d'une consolidation mécanique. Cette hypothèse nécessite plus d'investigations expérimentales pour être confirmée.

IV.3. Conclusions de la partie IV

Dans cette partie, on a présenté l'influence de la température sur la consolidation mécanique en conditions saturées et non saturées. Les résultats expérimentaux obtenus sur un sable limoneux argileux permettent de retenir les enseignements suivants :

En conditions saturées, on constate une augmentation de l'indice de compression plastique avec la température. La contrainte de préconsolidation est faiblement affectée. Quant à l'indice de compression élastique, il semble demeurer constant.

En conditions non saturées, les indices de compression élastique et plastique semblent insensibles à la température. On observe également que la contrainte de préconsolidation augmente avec la température quel que soit le chemin de chargement η emprunté. Cette augmentation confère un caractère thermo-extensif à la surface de charge. Cette surface de charge a pu être approchée par le modèle d'Alonso et al. (1990) qui semble constituer une bonne approximation bien que la fraction argileuse du sable limoneux argileux soit faible.

Le caractère thermo-extensif de la surface de charge, montré sans ambiguïté dans cette étude, a été confronté aux résultats de la littérature. Ces résultats ont porté essentiellement sur l'influence de la succion sur la surface de charge en non saturé ou alors l'influence de la température sur la surface de charge en saturé. De plus, les sols concernés ont tous une forte fraction argileuse. Une interprétation physique faisant appel à des considérations microscopiques a été proposée. Cette interprétation s'appuie essentiellement sur l'évolution des ménisques capillaires en fonction de la température et de la succion en rapport avec la loi de Jurin.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

Ce travail visait une contribution à l'étude de l'influence de la température sur les mécanismes de transport de matière ainsi que sur la rhéologie des sols saturés et non saturés. Une attention particulière a été réservée aux aspects relatifs au transport d'eau et à la surface de charge. Les résultats obtenus dans ce travail touchent aux trois volets théorique, instrumental et expérimental.

Sur le plan théorique (partie I), un modèle général a été présenté. Il permet de coupler les relations de transport de matière et d'énergie aux équations qui décrivent le comportement mécanique des sols non saturés. Ce modèle met en oeuvre les différents phénomènes rappelés ci-dessous :

- Déformation du squelette solide,
- Loi de conduction de chaleur (Loi de Fourier),
- Lois de filtration des phases liquide et gazeuse (Lois de Darcy généralisées),
- Loi de diffusion de vapeur (Loi de Fick),
- Loi de changement de phase liquide-vapeur.

Cette partie théorique, qui sert de cadre général de modélisation, a conduit à mettre l'accent sur deux aspects prioritaires. Le premier aspect (partie III) est le transport d'eau à différentes températures dans les sols non saturés, et ce sur la quasi-totalité du domaine de teneur en eau. Le second aspect (partie IV) concerne l'évolution de la surface de charge en fonction de la température.

Sur le plan instrumental (partie II), des dispositifs expérimentaux pour la caractérisation du comportement thermo-hydro-mécanique ont été élaborés et mis au point. Pour ce qui concerne l'appareil triaxial thermique, des modifications et des améliorations ont été apportées afin de permettre l'étude de l'évolution, en fonction de la température, de la surface de charge d'un sol en conditions non saturées. Deux autres dispositifs, la plaque de pression et le banc de sorption en température, ont été réalisés pour la caractérisation du transport de matière dans les sols à différentes températures. Cette caractérisation est essentielle pour comprendre l'action de la température sur le comportement hydro-mécanique.

Sur le plan expérimental, on a étudié l'incidence de la température sur le comportement hydro-mécanique de deux sols de référence, à savoir l'argile plastique et le sable limoneux argileux.

Dans un premier temps, on a présenté une étude sur le transport d'eau à différentes températures en relation avec un modèle simplifié (partie III). Pour réaliser cette étude, deux campagnes d'essais ont été menées :

- La première campagne porte sur des essais de désaturation sans contrainte. Il s'agissait de placer des échantillons de sol dans une atmosphère régulée en humidité relative et en température et de suivre l'évolution des profils de teneur en eau dans le temps. Il a été montré que l'exploitation des résultats permet, en utilisant une loi « globale » de transport, d'accéder à un coefficient de transport relié aux coefficients phénoménologiques de perméabilité dans le domaine funiculaire et de diffusion dans le domaine hygroscopique,
- La deuxième campagne s'intéresse à la détermination de la courbe caractéristique sol-eau en température. Un premier résultat de cette campagne concerne l'influence de la température sur la courbe caractéristique qui s'avère relativement faible.

Pour confronter les résultats de ces deux campagnes, réalisées sur deux sols différents et pour deux températures, on s'est intéressé au coefficient relatif de perméabilité. La démarche qui permet d'accéder à ce coefficient par chacune des deux approches (essai de désaturation et courbe caractéristique) a été présentée. Le coefficient relatif de perméabilité a été déterminé en fonction de la succion pour les deux températures. Les résultats montrent que ce coefficient est indépendant de la température. Par ailleurs, la comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes est très satisfaisante dans le cas de l'argile plastique et l'est un peu moins dans le cas du sable limoneux argileux principalement à cause de la difficulté d'estimer une succion d'entrée d'air.

Dans un deuxième temps, une étude expérimentale de l'influence de la température sur la surface de charge a été réalisée pour le sable limoneux argileux (partie IV). L'analyse des résultats permet de retenir les enseignements suivants :

- En conditions saturées, on constate une augmentation de l'indice de compression plastique avec la température. La contrainte de préconsolidation est faiblement affectée. Quant à l'indice de compression élastique, il semble demeurer constant,
- En conditions non saturées, les indices de compression élastique et plastique semblent insensibles à la température. De plus, il a été montré que la contrainte de préconsolidation

augmente avec la température quel que soit le chemin de chargement suivi. Cette augmentation confère sans ambiguïté un caractère thermo-extensif à la surface de charge.

Cette surface de charge a pu être approchée par le modèle d'Alonso et al. (1990) qui semble constituer une bonne approximation bien que la fraction argileuse du sable limoneux argileux soit faible. Le caractère thermo-extensif de la surface de charge a été confronté aux résultats de la littérature. Ces derniers sont généralement restreints à l'étude de l'influence de la succion sur la surface de charge en conditions non saturées ou alors à l'influence de la température sur la surface de charge en conditions saturées. Dans ce dernier cas, les sols étudiés, qui ont tous une forte fraction argileuse, présentent une surface de charge à caractère thermo-rétrécissant. Une interprétation physique de cette différence de comportement, faisant appel à des considérations microscopiques, a été proposée. Elle s'appuie essentiellement sur l'évolution des ménisques capillaires en fonction de la température et de la succion en rapport avec la loi de Jurin. La différence de caractère thermo-rétrécissant ou thermo-extensif de la surface de charge apparaît intimement liée à l'importance de la fraction argileuse dans le sol.

Les résultats obtenus dans ce travail permettent de dégager quelques perspectives à plus ou moins long terme.

Tout d'abord, **sur le plan théorique**, des développements sont en cours en vue de la validation du modèle de transport d'eau prenant en compte le changement de phase. Cette validation passe par la mise au point d'un programme de calcul numérique qui permet de simuler les expériences de désaturation. Par ailleurs, les résultats expérimentaux obtenus sur l'influence de la température sur la consolidation des sols non saturés, et en particulier sur la surface de charge, seront enrichis pour servir d'étude de cas pour une modélisation du comportement thermo-poro-élastoplastique. Dans ce contexte, une collaboration avec le Laboratoire de Mécanique des Sols de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne est en cours sur cette thématique. Elle devrait conduire à la mise au point d'un outil numérique de prévision du comportement thermo-hydro-mécanique des sols non saturés.

Ensuite, **sur le plan instrumental**, on dispose actuellement d'un dispositif assez complet de caractérisation du transport d'eau et de la rhéologie de sols non saturés en température. Des améliorations restent à apporter pour l'appareil triaxial thermique. L'introduction d'un système de mesure des déformations dissocié du dispositif de chargement mécanique est en cours. Cette modification apparaît nécessaire pour étudier le comportement thermo-hydro-mécanique des sols sous chargements isotropes. Une limitation actuelle de cet appareil concerne la gamme des sollicitations mécaniques qui ne permet pas d'entreprendre

d'essais sur des matériaux à faible compressibilité. Un nouveau dispositif, adapté à l'application de fortes pressions, est actuellement en cours de réflexion.

Enfin, **sur le plan expérimental**, les résultats obtenus sur l'argile plastique et le sable limoneux argileux incitent à approfondir les points suivants :

- Le coefficient de changement de phase est un paramètre assez bien déterminé pour des états proches de l'équilibre. L'évolution de ce paramètre pour des états loin de l'équilibre reste à préciser. Celle-ci est nécessaire pour la validation numérique du modèle de transport d'eau avec changement de phase,
- La caractérisation du transport d'eau pour les sols est à reconsidérer en tenant compte de la déformation notamment dans le cas de sols fins. Des essais complémentaires de désaturation, avec mesure de l'évolution de la masse volumique apparente sèche, sont à envisager.
- L'étude de la consolidation thermique des sols saturés et non saturés est à approfondir. Une étude systématique sur deux sols, l'un de type fin (argileux) et l'autre de type granulaire (sableux), devrait éclairer sur les rôles joués par la viscosité et la double couche diffuse. Ce type d'étude constituerait une piste sérieuse pour la compréhension et l'explication des différences de comportement en température pour ces deux types de sols.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

AFNOR. *Enceintes et conditions d'essai: Petites enceintes de conditionnement et d'essai utilisant des solutions aqueuses*, NF X 15-014, Paris, pp. 1-7, 1973.

ASAE. *Moisture Relationships of Plant-based Agricultural Products*, ASAE D245.5, St Joseph, 2001.

ALONSO E.E., GENS A. & HIGHT D.W. *Special problem soils, General report*, Proceeding of 9th European Conference on Soil Mechanics Foundation Engineering, Dublin, pp. 1087-1146, 1987.

ALONSO E.E., GENS A. & JOSA A. *A constitutive model for partially saturated soils*, Géotechnique, Vol. 40, N° 3, pp. 405-430, 1990.

ALONSO E.E., VAUNAT J. & GENS A. *Modelling the mechanical behaviour of expansive clays*, Engineering Geology, Vol. 54, pp. 173-183, 1999.

ARYA L.M. & PARIS J.F. *A physicoempirical model to predict the soil moisture characteristic from particle-size distribution and bulk density data*, Soil Science Society of America Journal, Vol. 45, pp. 1023-1030, 1981.

AVERJANOV S.F. *About permeability of subsurface soils in case of incomplete saturation*, The theory of ground water movement, Princeton University Press, Princeton, pp. 19-21, 1950.

BALDI G., HUECKEL T. & PELLEGRINI R. *Thermal volume changes of the mineral-water system in low-porosity clay soils*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 25, pp. 807-825, 1988.

BALLI M. *Contribution à l'étude des transferts d'eau et de la rhéologie de sols*, Mémoire de DEA, Université Montpellier II, Montpellier, 2003.

BAVER L.D., GARDNER W.H. & GARDNER W.R. *Soils physics*, John Wiley and Sons, New York, 1972.

BEAR J., ZASLAVSKY D. & IRMAY S. *Physical principles of water percolation and seepage*, UNESCO, 1968.

BENET J.C. *Contribution à l'étude thermodynamique des milieux poreux non saturés avec changement de phase*, Thèse de Doctorat d'État de l'Université Montpellier II, Montpellier, 1981.

BENET J.C. & JOUANNA P. *Non équilibre thermodynamique dans les milieux poreux non saturés avec changement de phase*, International Journal of Heat Mass and Transfert, Vol. 26, N° 11, pp. 1585-1595, 1983.

BIOT M.A. *Theory of finite deformations of porous solids*, Indiana University Mathematical Journal, Vol. 21, N° 7, pp. 597-620, 1972.

BISHOP A.W. *The principle of effective stress*, Tecnisk Ukeblad, Vol. 39, pp. 859-863, 1959.

BISHOP A.W. & BLIGHT G.E. *Some aspect of effective stress in saturated and partly saturated soils*, Géotechnique, Vol. 13, N°3, pp. 177-197, 1963.

BISHOP A.W. & DONALD I.B. *The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus*, Proceeding of 5th International Conference of Soil Mechanics, N°1, pp. 13-21, 1961.

BROOKS R.H. & COREY A.T. *Hydraulic properties of porous medium*, Hydrology, Fort Collins, Colorado, USA, paper 3, 1964.

- BURDINE N.T.** *Relative permeability calculation size distribution data*, Transaction of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers, Vol. 198, pp. 71-78, 1953.
- CAMPANELLA R.G. & MITCHELL J.K.** *Influence of temperature variations on soil behavior*, Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, Vol. 94, N° SM3, pp. 709-733, 1968.
- CAMPBELL J.D.** *Pore pressures and volume changes in unsaturated soils*, Thèse de Doctorat de l'Université de l'Illinois, Urbana-Champaign, 1973.
- CEPEDA E., ORTIZ de LATIERRO R., SAN JOSE M. & OLAZAR M.** *Water sorption isotherms of roasted coffee and coffee roasted with sugar*, International Journal of Food Science and Technology, Vol. 34, pp. 287-290, 1999.
- CHAMMARI A.** *Transfert gazeux dans les sols avec changement de phase : Application à quelques aspects de géotechnique environnementale*, Thèse de Doctorat de l'Université Montpellier II, Montpellier, 2002.
- CHAMMARI A., NAON B., CHERBLANC F. & BENET J.C.** *Transfert d'eau en sol aride avec changement de phase*, Comptes Rendus à l'Académie des Sciences, Série IIb, Vol. 331, pp. 759-765, 2003.
- CHEN Z.H., FREDLUNG D.G. & GAN K.M.** *Overall volume change, water volume change, and yield associated with an unsaturated compacted loess*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 36, pp. 321-329, 1999.
- COLEMAN J.D.** *Stress-strain relations for partly saturated soils*, Géotechnique, Vol. 12, N°4, pp. 348-350, 1962.
- COUSSY O.** *A general theory of thermoporoelastoplasticity for saturated porous materials*, Transport in Porous Media, Vol. 4, pp. 281-293, 1989.
- COUSSY O.** *Mécanique des milieux poreux*, Technip, Paris, 1991.
- CUI Y.J.** *Etude du comportement d'un limon compacté non saturé et de sa modélisation dans un cadre élasto-plastique*, Thèse de doctorat de l'ENPC, Paris, 1993.
- CUI Y.J. & DELAGE P.** *Yielding and plastic behaviour of an unsaturated compacted silt*, Géotechnique, Vol. 46, N° 2, pp. 291-311, 1996.
- CUI Y.J., SULTAN N. & DELAGE P.** *A thermomechanical model for saturated clays*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 37, pp. 607-620, 2000.
- CUISINIER O.** *Comportement hydromécanique des sols gonflants compactés*, Thèse de Doctorat de l'INPL, Nancy, 2002.
- CURRIE J.A.** *Gaseous diffusion in porous media. 1: A non-steady state method*, Journal of Applied Physics, Vol. 11, pp. 314-317, 1960 (a).
- CURRIE J.A.** *Gaseous diffusion in porous media. 2: Dry granular materials*, Journal of Applied Physics, Vol. 11, pp. 318-324, 1960 (b).
- CURRIE J.A.** *Gaseous diffusion in porous media. 3: Wet granular materials*, Journal of Applied Physics, Vol. 12, pp. 275-281, 1961.
- DE VRIES D.A. & KRUGER A.J.** *On the value of the diffusion coefficient of water vapor in air*, Colloques Internationaux du CNRS N°160. Phénomènes de transport avec changement de phase dans les milieux poreux colloïdaux, Edition CNRS, Paris, pp. 61-72, 18-20 Avril 1967.
- DAVIDSON J.M., STONE L.R., NIELSEN D.R. & LARUE M.E.** *Field measurement and use of soil-water properties*, Water Resources Research, Vol. 5, pp. 1312-1321, 1969.
- DANGLA P.** *Plasticité et hystérésis*, In Mécanique des sols non saturés, Coussy & Fleureau Eds, Hermès, Paris, pp. 231-273, 2002.

- DELLA VALLE G.** *Stockage de chaleur dans les sols : Réalisation d'une aire d'essai*, Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle INSA de Toulouse, 1982.
- DELAGE P. & CUI Y.J.** *L'eau dans les sols non saturés*, Techniques de l'ingénieur, Traité de construction, C 301, 2000.
- DELAGE P. & CUI Y.J.** *Comportement mécanique des sols non saturés*, Techniques de l'ingénieur, Traité de construction, C 302, 2000.
- DELAGE P., SULTAN N. & CUI Y.J.** *On the thermal consolidation of Boom clay*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 37, pp. 343-354, 2000.
- DESAI C.S., SHARMA K.G., WATHUGALA G.W. & RIGBY D.B.** *Implementation of hierarchical single surface d_0 and d_1 models in finite element procedure*, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 15, pp. 649-680, 1991.
- DESPAX D.** *Etude de l'influence de la température sur les propriétés mécaniques des argiles saturées*, Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle de l'Université de Grenoble, Grenoble, 1976.
- DEVILLERS Ph.** *Couplages thermohydromécaniques en milieux poreux : application à la consolidation d'un sol non saturé*, Thèse de Doctorat de l'Université Montpellier II, Montpellier, 1998.
- DEVILLERS Ph., SAIX C. & EL YOUSSEFI M.S.** *Loi de comportement thermohydromécanique pour les sols non saturés : Identification in situ des indices de compression thermique*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 33, pp. 250-259, 1996.
- EL YOUSSEFI M.S. & SAIX C.** *Quelques aspects du comportement hydro-mécanique lors de la désaturation d'une argile*, In Hydromechanical and Thermohydromechanical Behaviour of Deep Argillaceous Rock-Theory and Experiments, Hoteit et al. Eds, Balkema, pp. 89-98, 2002.
- EL YOUSSEFI M.S., JAMIN F. & SAIX C.** *Retrait et transport d'eau dans une argile plastique de la saturation à l'état sec*, Bulletin du GFHN « Milieux Poreux et Transferts Hydriques », Vol. 48, pp. 141-146, 2002.
- ERIKSSON L.G.** *Temperature effects on consolidation properties of sulphide clays*, Proceedings of the Twelfth International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. 3, pp. 2087-2090, 1989.
- ERTUGAY M.F. & CERTEL M.** *Moisture sorption isotherms of cereals at different temperatures*, Nahrung, N° 2, pp.107-109, 2000.
- FELLA T.** *Contribution à l'étude du comportement thermomécanique de sols non saturés. Mise au point d'un appareil triaxial thermique*, Thèse de Doctorat de l'Université Paul SABATIER, Toulouse, 1987.
- FLEUREAU J.M.** *Étude de l'influence d'un champ thermique ou électrique sur les propriétés mécaniques et hydrauliques des argiles*, Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle de l'ECP, Paris, 1972.
- FLEUREAU J.M.** *Contribution à l'étude et à la modélisation du comportement des matériaux granulaires polyphasiques*, Mémoire d'Habilitation de l'ECP, Paris, 1992.
- FLEUREAU J.M. & TAIBI S.** *Water-air permeabilities of unsaturated soils*, In Unsaturated soils, Alonso & Delage Eds, Balkema, pp. 479-484, 1995.
- FLEUREAU J.M., KHEIRBEK-SAOUD S., SOEMITRO R. & TAIBI S.** *Behavior of clayey soils on drying-wetting paths*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 30, pp. 287-296, 1993.
- FRAS G.** *Macroscopisation des transferts en milieux dispersés multiphasiques : Application à l'étude de l'interface entre un milieu poreux et une atmosphère séchante*, Thèse de Doctorat d'État de l'Université Montpellier II, Montpellier, 1989.

FREDLUND D.G. *Second canadian geotechnical colloquium : Appropriate concepts and technology for unsaturated soils*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 16, pp. 121-139, 1979.

FREDLUND D.G. *The 1999 R.M. Hardy Lecture: The implementation of unsaturated soil mechanics into geotechnical engineering*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 37, pp. 963-986, 2000.

FREDLUND D.G. & MORGENSTERN N.R. *Constitutive relations for volume change in unsaturated soils*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 13, pp. 261-276, 1976.

FREDLUND D.G. & XING A. *Equations for the soil-water characteristic curve*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 31, pp. 521-532, 1994.

FREDLUND M.G., FREDLUND D.G. & WILSON G.W. *Prediction of the soil-water characteristic curve from grain-size distribution and volume-mass properties*, 3rd Brazilian Symposium on Unsaturated Soils, Rio de Janeiro, Brazil, pp. 1-12, 1997.

FREDLUND M.G., FREDLUND D.G. & WILSON G.W. *An equation to represent grain-size distribution*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 37, pp. 817-827, 2000.

FREDLUND D.G., XING A. & HUANG S. *Predicting the permeability function for unsaturated soils using the soil-water characteristic curve*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 31, pp. 533-546, 1994.

FREDLUND M.G., SILLERS W.S., FREDLUND D.G. & WILSON G.W. *Design of a knowledge-based system for unsaturated soil properties*, 3rd Canadian Conference on Computing in Civil and Building Engineering, Montreal, Quebec, pp. 1-18, 1996.

GARDNER W.R. *Some steady state solutions of the unsaturated moisture flow equation with application to evaporation from a water table*, Soil Science, Vol. 85, pp. 228-232, 1958.

GASPAROUX J. *Changement de phase liquide-vapeur de l'eau dans un sol. Étude expérimentale loin de l'équilibre*, Mémoire de DEA, Université Montpellier II, Montpellier, 2003.

GEISER F. *Comportement mécanique d'un limon non saturé : Étude expérimentale et modélisation constitutive*, Thèse de Doctorat de l'EPFL, Lausanne, 1999.

GEISER F., LALOU L. & VULLIET L. *Constitutive modelling of unsaturated sandy silt*, In Computer Methods and Advances in Geomechanics, Yuan Eds, pp. 899-904, 1997.

GEISER F., LALOU L. & VULLIET L. *Modelling the behaviour of unsaturated silt*, In Unsaturated Soils, Experimental Evidence and Theoretical Approaches in Unsaturated Soils, Tarantino & Mancuso Eds, Balkema, pp. 155-175, 2000.

GERMAIN P. *Thermodynamique des milieux continus*, Entropie, N° 55, pp. 7-14, 1974.

GERMAIN P. *Mécanique tomes I et II*, Ellipses, Paris, 1986.

GRAHAM J., TANAKA N., CRILLY T. & ALFARO M. *Modified Cam-Clay modelling of temperature effects in clays*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 38, pp. 608-621, 2001.

GUGGENHEIM E.A. *Thermodynamique*, Dunod, Paris, 1965.

HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS. 57^{ème} édition, CRS Press, 1976.

HOUSTON S.L., HOUSTON W.N. & WILLIAMS N.D. *Thermo-mechanical behavior of seafloor sediments*, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 111, N° 11, pp. 1249-1263, 1985.

HUECKEL T. *On plastic flow of granular and rocklike materials with variable elasticity moduli*, Applied Mechanics, pp. 405-414, 1975.

HUECKEL T. *On paraelastic hysteresis of soils and rocks*, Applied Mechanics, pp. 49-55, 1978.

- HUECKEL T. & BALDI G.** *Thermoplasticity of saturated clays : Experimental constitutive study*, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 116, N° 12, pp. 1778-1796, 1990.
- HUECKEL T. & BORSETTO M.** *Thermoplasticity of saturated soils and shales: Constitutive equations*, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 116, N°12, pp. 1765-1777, 1990.
- HUECKEL T. & NOVA R.** *Some hysteresis effects of the behaviour of geologic media*, International Journal of Solids Structures, Vol. 15, pp. 625-642, 1979.
- HUECKEL T. & PEANO A.** *Some geotechnical aspects of radioactive waste isolation in continental clays*, Computers and Geotechnics, Vol. 3, pp. 157-181, 1987.
- HUECKEL T. & PELLEGRINI R.** *Reactive plasticity for clays: application to a natural analog of longterm geomechanical effects of nuclear waste disposal*, Engineering Geology, Vol. 64, pp. 195-215, 2002.
- HUECKEL T., BORSETTO M. & PEANO A.** *Modelling of coupled thermo-elastoplastic-hydraulic response of clays subjected to nuclear waste heat*, In Numerical Methods for Transient and Coupled Problems, Lewis et al. Eds, John Wiley and Sons, Chichester, pp. 213-235, 1987.
- HUET C.** *Sur la notion d'état local en rhéologie, thermodynamiques des comportements rhéologiques*, Colloque du Groupe Français de Rhéologie, Sciences et techniques de l'armement, Vol. 53, N° 4, 1979.
- IGLESIAS H.A. & CHIRIFE J.** *An alternative to the Guggenheim, Anderson and De Boer model for the mathematical description of moisture sorption isotherms of foods*, Food Research International, Vol. 28, N° 3, pp. 317-321, 1995.
- JAMIN F., EL YOUSOUFI M.S. & SAIX C.** *Temperature influence on the yield surface for unsaturated soils*, In Poromechanics II, Proceedings of the Second Biot Conference on Poromechanics, Auriault et al. Eds, Balkema, pp. 461-466, 2002.
- JAMIN F., EL YOUSOUFI M.S. & SAIX C.** *Experimentation and modelling of unsaturated soils behaviour in non-isothermal conditions*, In Deformation and Characteristics of Geomaterials, Proceedings of the Third International Symposium on Deformation and Characteristics of Geomaterials, Di Benedetto et al. Eds, Balkema, pp. 1009-1017, 2003.
- JAMIN F., EL YOUSOUFI M.S. & SAIX C.** *Sur le caractère thermo-extensif de la surface de charge d'un sol non saturé*, Comptes Rendus à l'Académie des Sciences, Série IIB, À paraître.
- JAMIN F., EL YOUSOUFI M.S. & SAIX C.** *Approche du transport d'eau dans les sols non saturés à différentes températures*, Lagrangium Colloquium, Montpellier, Novembre 2003.
- JENNINGS J.E.B. & BURLAND J.B.** *Limitations to the use of effective stresses in partly saturated soils*, Géotechnique, Vol. 12, N°2, pp. 125-144, 1962.
- JOMMI C.** *Remarks on the constitutive modelling of unsaturated soils*, In Unsaturated Soils, Experimental Evidence and Theoretical Approaches in Unsaturated Soils, Tarantino & Mancuso Eds, Balkema, pp. 139-153, 2000.
- KUNZE R.J., UEHARA G. & GRAHAM K.** *Factors important in the calculation of hydraulic conductivity*, Soil Science Society of America, Proceeding, Vol. 32, pp. 760-765, 1968.
- LALOU L.** *Modélisation du comportement thermo-hydro-mécanique des milieux poreux anélastiques*, Thèse de Doctorat de l'ECP, Paris, 1993.
- LALOU L.** *Thermo-mechanical behaviour of soils*, Environmental geomechanics, Numéro spécial de la Revue Française de Génie Civil, Vol. 5, N° 6, pp. 809-843, 2001.
- LALOU L., CEKEVERAC C. & VULLIET L.** *Thermo-plasticity of clays : A simple constitutive approach*, In Environmental Geomechanics, Vulliet et al. Eds, EPFL Press, pp. 45-58, 2002.

LASSABATERE T. *Couplages hydromécaniques en milieu poreux non saturé avec changement de phase : application au retrait de dessiccation*, Thèse de Doctorat de l'ENPC, Paris, 1994.

LEBON G. & MATHIEU Ph. *Étude comparée de diverses théories de thermodynamique du non équilibre*, Entropie, N° 100, pp. 75-86, 1981.

LINGNAU B.E., GRAHAM J. & TANAKA N. *Isothermal modeling of sand-bentonite mixtures at elevated temperatures*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 32, pp. 78-88, 1995.

LORET B. & KHALILI N. *An effective stress elastic-plastic model for unsaturated porous media*, Mechanics of Materials, Vol. 34, pp. 97-116, 2002.

McKEE C.R. & BUMB A.C. *The importance of unsaturated flow parameters in designing a monitoring system for hazardous wastes and environmental emergencies*, In proceedings of Hazardous Materials Control Research Institute National Conference, Houston, USA, pp. 50-58, 1984.

McKEE C.R. & BUMB A.C. *Flow testing coalbed methane production wells in presence of water and gaz*, In SPE Formation Evaluation, pp. 599-608, 1987.

MATYAS E.L. & RADHAKRISHNA H.D. *Volume change characteristics of partially saturated soils*, Géotechnique, Vol. 18, pp. 432-448, 1968.

MIGNARD E. *Contribution à l'étude des transferts en milieux poreux par la thermodynamique du non équilibre : cas de la diffusion et de la dissolution des gaz dans les sols*, Thèse de doctorat de 3^{ème} cycle de l'INSA de Toulouse, 1984.

MITCHELL J.K., CAMPANELLA R.G. & SINGH A. *Soil creep as a rate process*, Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, ASCE, Vol. 94, N° SM1, pp. 231-253, 1968.

MODARESSI H. & LALOU I. *A thermo-viscoplastic constitutive model for clays*, Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Vol. 21, pp 313-335, 1997.

MUALEM Y. *A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media*, Water Resources Research, Vol. 12, pp. 513-522, 1976.

ONSAGER L. *Reciprocal relations in irreversible processes*, Physical Revue, Vol. 37, 1931.

PENMAN H.L. *Gas and vapour movement in soil. 1: The diffusion of vapour through porous solids*, Journal of Agricultural Science, Vol. 30, pp. 437-462, 1940 (a).

PENMAN H.L. *Gas and vapour movement in soil. 2: The diffusion of carbon dioxide through porous solids*, Journal of Agricultural Science, Vol. 30, pp. 570-581, 1940 (b).

PICARD J.M. *Écrouissage thermique des argiles saturées : application au stockage de déchets radioactifs*, Thèse de Doctorat de l'ENPC, Paris, 1994.

PLUM R.L. & ESRIG M.I. *Some temperature effects on soil compressibility and more water pressure*, Highway Research Board Special Report, N° 103, pp. 231-242, 1969.

RECORDON E. *Déformabilité des sols non saturés à diverses températures*, Revue Française de Géotechnique, Vol. 65, pp. 37-56, 1993.

ROBINET J.C., PASQUIOU A., JULLIEN A., BELANTEUR N. & PLAS F. *Expériences de laboratoire sur le comportement thermo-hydro-mécanique de matériaux argileux remaniés gonflants et non gonflants*, Revue Française de Génie Civil, Vol. 4, N° 81, pp. 53-80, 1997.

ROMERO MORALES E. *Characterisation and thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated Boom Clay : An experimental study*, Thèse de Doctorat de l'UPC, Barcelone, 1999.

- ROSCOE K.H. & BURLAND J.B.** *On the generalized stress-strain behaviour of « wet » clay*, Engineering Plasticity, pp. 535-609, 1968.
- RUIZ T.** *Éléments de modélisation et contribution expérimentale à l'étude du transport réactif dans un sol non saturé*, Thèse de Doctorat de l'Université Montpellier II, Montpellier, 1998.
- SALAGER S.** *Consolidation thermo-hydraulique, courbe caractéristique et perméabilité d'un sable limoneux argileux*, Mémoire de DEA, Université Montpellier II, Montpellier, 2003.
- SALOMONE L.A. & KOVACS W.D.** *Thermal resistivity of soils*, Journal of Geotechnical Engineering, Vol. 110, N°3, pp. 375-389, 1984.
- SAIX C.** *Contribution à l'étude des sols non saturés en température : Application à l'exploitation thermique du sous-sol*, Thèse de Doctorat d'État de l'Université Montpellier II, Montpellier, 1987.
- SAIX C.** *Consolidation thermique par chaleur d'un sol non saturé*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 28, pp. 42-50, 1991.
- SAIX C. & JOUANNA P.** *Appareil triaxial pour l'étude du comportement thermique des sols non saturés*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 27, pp. 119-128, 1990.
- SAIX C., DEVILLERS Ph. & EL YOUSSEFI M.S.** *Éléments de couplage thermomécanique dans la consolidation de sols non saturés*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 37, pp. 308-317, 2000.
- SANDOVAL A.J. & BARREIRO J.A.** *Water sorption of non-fermented cocoa beans (Theobroma cacao)*, Journal of Food Engineering, Vol. 51, pp. 119-123, 2002.
- SIVAKUMAR V. & WHEELER S.J.** *Influence of compaction procedure on the mechanical behaviour of an unsaturated compacted clay. Part 1: Wetting and isotropic compression*, Vol. 50, N°4, pp. 359-368, 2000.
- SULTAN N.** *Étude du comportement thermo-mécanique de l'argile de Boom : expériences et modélisation*, Thèse de doctorat de l'ENPC, Paris, 1997.
- SULTAN N., DELAGE P. & CUI Y.J.** *Temperature effects on the volume change behaviour of Boom clay*, Engineering geology, Vol. 64, pp. 135-145, 2002.
- SWANSON D.A., SAVCI G., DANZIGER G., MOHR R.N. & WEISKOPF T.** *Predicting the soil-water characteristics of mine soils*, Tailings and Mine Waste '99, pp. 345-349, 1999.
- TANAKA N., GRAHAM J. & CRILLY T.** *Stress-strain behaviour of reconstituted illitic clay at different temperatures*, Engineering Geology, Vol. 47, pp. 339-350, 1997.
- TERZAGHI K.** *The shearing resistance of saturated soils and the angle between the planes of shear*, First Proceeding of the First International Conference of Soil Mechanics, Vol. 1, pp. 54-56, 1936.
- TIDFÖRS M. & SÄLLFORS G.** *Temperature effect on preconsolidation pressure*, Geotechnical Testing Journal, Vol. 12, N° 1, pp. 93-97, 1989.
- TIMMERMAN E.O., CHIRIFE J. & IGLESIAS H.A.** *Water sorption isotherms of foods and foodstuffs: BET or GAB parameters?*, Journal of Food Engineering, Vol. 48, pp. 19-31, 2001.
- TOWHATA I., KUNTIWATTANAKU P. & KOBAYASHI H.** *A preliminary study on heating of clays to examine possible effects of temperature on soil-mechanical properties*, Soils and Foundations, Vol. 33, N° 4, pp. 184-190, 1993 (a).
- TOWHATA I., KUNTIWATTANAKU P., SEKO I. & OHISHI K.** *Volume change of clays induced by heating as observed in consolidation tests*, Soils and Foundations, Vol. 33, N° 4, pp. 170-183, 1993 (b).
- TRUEDELL C. & TOUPIN R.** *The classical field theories*, Handbuch der Physik, Springer Verlag, Berlin, 1960.

VAN GENUCHTEN M.T. *A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils*, Soil Science Society of America Journal, Vol. 44, pp. 892-898, 1980.

VAN GENUCHTEN M.T. & NIELSEN D.R. *On describing and predicting the hydraulic properties of unsaturated soils*, Annals Geophysical, Vol. 3, N° 5, pp. 615-628, 1985.

VANAPALLI S.K., FREDLUND D.G. & PUFAHL D.E. *The influence of soil structure and stress history on the soil-water characteristics of a compacted till*, Géotechnique, Vol. 49, N° 2, pp. 143-159, 1999.

VERBRUGGE J.C. *Emploi d'une méthode psychrométrique dans des essais triaxiaux sur un limon remanié non saturé*, Canadian Geotechnical Journal, Vol. 15, pp. 501-509, 1978.

VICOL T. *Comportement hydraulique et mécanique d'un sol fin non saturé : application à la modélisation*, Thèse de doctorat de l'ENPC, Paris, 1990.

WHEELER S.J. & SIVAKUMAR V. *An elasto-plastic critical state framework for unsaturated soil*, Géotechnique, Vol. 45, N°1, pp. 35-53, 1995.

WHEELER S.J. & SIVAKUMAR V. *Influence of compaction procedure on the mechanical behaviour of an unsaturated compacted clay. Part 2: Shearing and constitutive modelling*, Vol. 50, N°4, pp. 369-376, 2000.

WHITAKER S. *The method of volume averaging, Theory and applications of transport in porous media*, Kluwer Academic Publishers, London, 1999.

WILLIAMS J., PREBBLE R.E., WILLIAMS W.T. & HIGNETT C.T. *The influence of texture, structure and clay mineralogy on the soil moisture characteristic*, Australian Journal of Soil Research, Vol. 21, pp. 15-32, 1983.

WIND G.P. *Field experiment concerning capillary rise of moisture in heavy clay soil*, Netherlands Journal of Agricultural Science, Vol. 3, pp. 60-69, 1955.

YATES S.R., VAN GENUCHTEN M.T. WARRICK A.W. & LEIJ F.J. *Analysis of measured, predicted and estimated hydraulic conductivity using the RETC computer program*, Soil Science Society of America Journal, Vol. 56, pp. 347-354, 1992.

Références complémentaires

BOCKING K.A. & FREDLUND D.G. *Limitations of the axis translation technique*, Fourth International Conference on Expansive Soils, Denver, Colorado, USA, pp. 1-19, 1980.

DE GROOT S.R. & MAZUR P. *Non-equilibrium thermodynamics*, North-holland publishing company, Amsterdam, 1969.

DE BACKER L. & KLUTE A. *Comparison of pressure and suction methods for soil-water content-pressure-head determinations*, Soil Science, Vol. 104, N°1, pp. 46-55, 1967.

DEFAY R. & PRIGOGINE I. *Tension superficielle et adsorption*, Desoer, Liège, 1951.

DELAGE P. *Experimental techniques used in the investigation of coupled THMC behaviour of geomaterials*, In Environmental Geomechanics, Numéro spécial de la Revue Française de Génie Civil, Vol. 5, N° 6, pp. 777-796, 2001.

FLEUREAU J.M. & INDARTO *Comportement du limon de Jossigny remanié soumis à une pression interstitielle négative*, Revue Française de Géotechnique, Vol. 62, pp. 59-66, Janvier 1993.

GENS A. *Constitutive laws*, Modern issues in non-saturated soils, CISM N° 357, pp. 131-158, 1990.

GERMAIN P., NGUYEN Q.S. & SUQUET P. *Continuum thermodynamics*, Journal of Applied Mechanics, Vol. 50, pp. 1010-1020, 1983.

GIRAUD A. *Couplages thermo-hydro-mécaniques dans les milieux poreux peu perméables : application aux argiles profondes*, Thèse de Doctorat de l'ENPC, Paris, 1993.

HALPHEN B. & SALENCON J. *Élasto-plasticité*, Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1987.

HOLTZ R.D. & KOVACS W.D. *Introduction à la géotechnique*, Ecole Polytechnique de Montréal Eds, Montréal, 1991.

KUIKEN G. *Thermodynamics of irreversible processes : application to diffusion and rheology*, Wiley, Chichester, 1994.

LALOUI L., GEISER F. & VULLIET L. *Constitutive modelling of unsaturated soil*, Environmental geomechanics, Numéro spécial de la Revue Française de Génie Civil, Vol. 5, N° 6, pp. 797-807, 2001.

LEMAITRE J. & CHABOCHE J.L. *Mécanique des matériaux solides*, Bordas, Paris, 1985.

MANDEL J. *Propriétés mécaniques des matériaux*, Eyrolles, Paris, 1978.

MITCHELL J.K. *Fundamentals of soil behavior*, Wiley interscience, New York, 1992.

PAPON P. & LEBLOND J. *Thermodynamique des états de la matière*, Hermann, Paris, 1990.

PRIGOGINE I. *Introduction à la thermodynamique des processus irréversibles*, Dunod, Paris, 1968.

QUENARD P. *Étude fondamentale des transferts couplés de chaleur et d'humidité en milieu poreux non saturé*, Thèse de Doctorat de l'INP, Toulouse, 1989.

ANNEXES

I.A. Modèle de transport de matière et d'énergie des sols non saturés

I.A.1. Équation générale des bilans de la mécanique

Soit $F(t)$ une grandeur physique quelconque et $f_i(x,t)$ ses densités volumiques associées :

$$F(t) = \int_{\Omega} \left[\sum_{i=1}^m f_i(x,t) \right] d\Omega \quad (\text{I.A. 1})$$

avec $i=s,l,a,v$, indiquant un constituant.

Les équations de bilan s'écrivent sous la forme générale :

$$\frac{DF(t)}{Dt} = \int_{\Omega} R d\Omega + \int_{\Gamma} r d\Gamma \quad (\text{I.A. 2})$$

avec R , le taux de densité volumique fourni par l'extérieur et r , le taux de densité surfacique fourni à travers la frontière.

On admet la décomposition suivante de la grandeur $f(x,t)$:

$$f = f_s + f_l + f_v + f_a \quad (\text{I.A. 3})$$

Par conséquent, la dérivée matérielle d'une grandeur $F(t)$ s'exprime sous la forme [Coussy, 1991] :

$$\begin{aligned} \frac{DF(t)}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} + (f_s v_s^k)_{,k} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f_l}{\partial t} + (f_l v_l^k)_{,k} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f_v}{\partial t} + (f_v v_v^k)_{,k} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f_a}{\partial t} + (f_a v_a^k)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A. 4})$$

Or, la grandeur $f(x,t)$ est de nature additive ce qui permet d'écrire :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f_s}{\partial t} + \frac{\partial f_l}{\partial t} + \frac{\partial f_v}{\partial t} + \frac{\partial f_a}{\partial t} \quad (\text{I.A. 5})$$

I.A.1. Équation générale des bilans de la mécanique

On définit également les flux de filtration de chaque phase par rapport au mouvement du squelette rigide ((I. 5) et (I. 6)) et les flux de diffusion des deux constituants de la phase gazeuse ((I. 7) et (I. 8)). Grâce à une décomposition simple, on fait apparaître les flux de filtration des phases liquide J_l^k et gazeuse J_g^k , ainsi que les flux de diffusion des constituants air J_a^k et vapeur J_v^k dans la phase gazeuse.

$$\begin{aligned} (f_s v_s^k)_{,k} + (f_l v_l^k)_{,k} + (f_v v_v^k)_{,k} + (f_a v_a^k)_{,k} = (f_s v_s^k)_{,k} + \left(f_l \left(\frac{J_l^k}{\rho_l} + v_s^k \right) \right)_{,k} \\ + \left(f_v \left(\frac{J_v^k}{\rho_v} + \frac{J_g^k}{\rho_g} + v_s^k \right) \right)_{,k} + \left(f_a \left(\frac{J_a^k}{\rho_a} + \frac{J_g^k}{\rho_g} + v_s^k \right) \right)_{,k} \end{aligned} \quad (\text{I.A. 6})$$

Après simplifications, on en déduit la relation suivante :

$$\begin{aligned} (f_s v_s^k)_{,k} + (f_l v_l^k)_{,k} + (f_v v_v^k)_{,k} + (f_a v_a^k)_{,k} = (f v_s^k)_{,k} + \left(f_l \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(f_g \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} \\ + \left(f_v \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(f_a \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} \end{aligned} \quad (\text{I.A. 7})$$

De ce qui précède, on écrit que la dérivée matérielle d'une grandeur physique $F(t)$ est :

$$\frac{DF(t)}{Dt} = \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + (f v_s^k)_{,k} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_l \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_g \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_v \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(f_a \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} d\Omega \quad (\text{I.A. 8})$$

I.A.2. Équations de bilans de masses

À partir de (I.A.8) et en remplaçant les densités volumiques de $F(t)$ par les masses volumiques respectives de chaque constituant i (tableau I.1), on obtient les bilans de masse.

I.A.2.1. Équation de bilan de la masse solide

L'équation de bilan de la masse solide s'écrit sous sa forme générale :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + (\rho_s v_s^k)_{,k} \right) d\Omega = 0 \quad (\text{I.A. 9})$$

En explicitant cette relation à l'aide d'une dérivée totale par rapport au temps en suivant le solide dans son mouvement (I.18), on obtient :

$$\frac{d_s \rho_s}{dt} + \rho_s v_{s,k}^k = 0 \quad (\text{I.A.10})$$

I.A.2.2. Équation de bilan de la masse liquide

L'équation de bilan de la masse liquide s'écrit sous sa forme générale :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + (\rho_l v_s^k)_{,k} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_l \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} d\Omega = - \int_{\Omega} C_l d\Omega \quad (\text{I.A.11})$$

En explicitant cette relation à l'aide d'une dérivée totale par rapport au temps en suivant le solide dans son mouvement (I.18), on obtient :

$$\frac{d_s \rho_l}{dt} + \rho_l v_{s,k}^k + J_{l,k}^k + C_l = 0 \quad (\text{A.1.12})$$

I.A.2.3. Équation de bilan de la masse de vapeur

L'équation de bilan de la masse de vapeur s'écrit sous sa forme générale :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + (\rho_v v_s^k)_{,k} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_v \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_v \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} d\Omega = \int_{\Omega} C_l d\Omega \quad (\text{I.A.13})$$

En explicitant cette relation à l'aide d'une dérivée totale par rapport au temps en suivant le solide dans son mouvement (I.18), on obtient :

$$\frac{d_s \rho_v}{dt} + \rho_v v_{s,k}^k + \left(\rho_v \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + J_{v,k}^k - C_l = 0 \quad (\text{I.A.14})$$

I.A.2.4. Équation de bilan de la masse d'air

La forme générale de l'équation de bilan de la masse d'air s'écrit :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + (\rho_a v_s^k)_{,k} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_a \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_a \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} d\Omega = 0 \quad (\text{I.A.15})$$

En explicitant cette relation à l'aide d'une dérivée totale par rapport au temps en suivant le solide dans son mouvement (I.18), on obtient :

$$\frac{d_s \rho_a}{dt} + \rho_a v_{s,k}^k + \left(\rho_a \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + J_{a,k}^k = 0 \quad (\text{I.A.16})$$

I.A.3. Équation de bilan de la quantité de mouvement

Soit P^j , la quantité de mouvement de l'ensemble des constituants définie par :

$$P^j = \int_{\Omega} (\rho_s v_s^j + \rho_l v_l^j + \rho_v v_v^j + \rho_a v_a^j) d\Omega \quad (\text{I.A.17})$$

Le principe de conservation de la quantité de mouvement se traduit par :

$$\frac{DP^j}{Dt} = \int_{\Omega} \rho F^j d\Omega + \int_{\Gamma} f^j d\Gamma \quad (\text{I.A.18})$$

où F^j et f^j représentent respectivement les forces de volume et les actions de surface agissant sur Ω et Γ .

En développant la dérivée matérielle de la quantité de mouvement P^j , l'équation générale (I.A.8) donne :

$$\begin{aligned} \frac{DP^j}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s v_s^j + \rho_l v_l^j + \rho_v v_v^j + \rho_a v_a^j) + \left((\rho_s v_s^j + \rho_l v_l^j + \rho_v v_v^j + \rho_a v_a^j) v_s^k \right)_{,k} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left(\rho_l v_l^j \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left((\rho_v v_v^j + \rho_a v_a^j) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_v v_v^j \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_a v_a^j \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.19})$$

Or, grâce à une décomposition simple, on fait apparaître les flux de filtration associés aux phases liquide J_l^j et gazeuse J_g^j , les flux de diffusion associés à chaque constituant de la phase gazeuse (J_a^j et J_v^j) et la vitesse de la phase solide v_s^j .

$$\begin{aligned} \rho_s v_s^j + \rho_l v_l^j + \rho_v v_v^j + \rho_a v_a^j = & (\rho_s + \rho_l + \rho_v + \rho_a) v_s^j + \rho_l \frac{J_l^j}{\rho_l} \\ & + \rho_v \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) + \rho_a \left(\frac{J_a^j}{\rho_a} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.A.20})$$

Ce qui donne après simplification (I.10) :

$$\rho_s v_s^j + \rho_l v_l^j + \rho_v v_v^j + \rho_a v_a^j = \rho v_s^j + J_l^j + J_g^j \quad (\text{I.A.21})$$

Donc, en remplaçant cette égalité dans l'équation de départ, on a la relation :

$$\begin{aligned} \frac{DP^j}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_s^j + J_l^j + J_g^j) + \left((\rho v_s^j + J_l^j + J_g^j) v_s^k \right)_{,k} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} (v_l^j J_l^k)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} (v_v^j J_v^k)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} (v_a^j J_a^k)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} (v_g^j J_g^k)_{,k} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.22})$$

I.A.3. Équation de bilan de la quantité de mouvement

Par le même procédé, on peut écrire la relation ci-dessus comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{DP^j}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho v_s^k)_{,k} + (J_l^k + J_g^k)_{,k} \right) v_s^j d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left(\rho \frac{\partial v_s^j}{\partial t} + \rho v_s^k v_{s,k}^j + \frac{\partial J_l^j}{\partial t} + \frac{\partial J_g^j}{\partial t} + ((J_l^j + J_g^j) v_s^k)_{,k} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} ((J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j) d\Omega + \int_{\Omega} \left(\left(\frac{J_l^j J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (I.A.23)$$

De plus, d'après l'équation de bilan de masse totale (I.24) et en transformant les dérivées partielles par rapport au temps en dérivées totales par rapport au mouvement du squelette solide (I.18), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{DP^j}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} \right) d\Omega + \int_{\Omega} ((J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left(\left(\frac{J_l^j J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (I.A.24)$$

Enfin, explicitons le terme de droite de l'égalité. Soit n^k , le vecteur unitaire normal extérieur à la surface $d\Gamma$, on peut déduire l'existence du tenseur de contraintes de Cauchy σ^{jk} tel que :

$$f^j d\Gamma = \sigma^{jk} n^k d\Gamma \quad (I.A.25)$$

En transformant l'intégrale de surface en intégrale de volume en appliquant le théorème de la divergence, on obtient :

$$\int_{\Omega} \rho F^j d\Omega + \int_{\Gamma} f^j d\Gamma = \int_{\Omega} (\rho F^j + \sigma^{jk}_{,k}) d\Omega \quad (I.A.26)$$

Ces deux résultats ((I.A.24) et (I.A.26)) fournissent l'équation de bilan de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \rho F^j + \sigma^{jk}_{,k} = & \rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} + (J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j \\ & + \left(\frac{J_l^j J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} \end{aligned} \quad (I.A.27)$$

I.A.4. Équation de bilan d'énergie totale

Le bilan d'énergie est obtenu en appliquant le premier principe de la thermodynamique au système matériel contenu dans Ω à l'instant t . Pour tout domaine matériel Ω du système considéré et dans les évolutions réelles, la dérivée matérielle de l'énergie est égale à la somme des puissances des efforts extérieurs exercés sur le système et du taux de chaleur reçue par le système. Ainsi, en notant K l'énergie cinétique, E l'énergie interne, W la puissance des efforts extérieurs et Q le taux de chaleur reçu, on obtient :

$$\frac{D}{Dt}(K + E) = W + Q \quad (\text{I.A.28})$$

I.A.4.1. Dérivée matérielle de l'énergie cinétique

Soit K l'énergie cinétique définie par :

$$2K = \int_{\Omega} (\rho_s v_s^j v_s^j + \rho_l v_l^j v_l^j + \rho_v v_v^j v_v^j + \rho_a v_a^j v_a^j) d\Omega \quad (\text{I.A.29})$$

D'après la relation de la dérivée matérielle d'une quantité physique $F(t)$ (I.A. 8) et en remplaçant les densités volumiques de $F(t)$ par les masses volumiques multipliées deux fois par les vitesses barycentriques associées respectivement à chaque constituant i , on obtient :

$$\begin{aligned} 2 \frac{DK}{Dt} &= \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s v_s^j v_s^j + \rho_l v_l^j v_l^j + \rho_v v_v^j v_v^j + \rho_a v_a^j v_a^j) d\Omega \\ &+ \int_{\Omega} \left((\rho_s v_s^j v_s^j + \rho_l v_l^j v_l^j + \rho_v v_v^j v_v^j + \rho_a v_a^j v_a^j) v_s^k \right)_{,k} d\Omega \\ &+ \int_{\Omega} \left(\rho_l v_l^j v_l^j \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left((\rho_v v_v^j v_v^j + \rho_a v_a^j v_a^j) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} d\Omega \\ &+ \int_{\Omega} \left(\rho_v v_v^j v_v^j \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} d\Omega + \int_{\Omega} \left(\rho_a v_a^j v_a^j \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.30})$$

Décomposons cette égalité comme la somme de termes associés à chaque constituant i .

Phase solide

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s v_s^j v_s^j) + (\rho_s v_s^j v_s^j v_s^k)_{,k} = 2\rho_s v_s^j \frac{\partial v_s^j}{\partial t} + v_s^j v_s^j \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + (\rho_s v_s^k)_{,k} \right) + 2\rho_s v_s^k v_s^j v_s^j_{,k} \quad (\text{I.A.31})$$

De ce fait, en appliquant le résultat obtenu pour la conservation de la masse de la phase solide (I.A.10) et en transformant la dérivée partielle par rapport au temps en dérivée totale (I.18), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s v_s^j v_s^j) + (\rho_s v_s^j v_s^j v_s^k)_{,k} = 2\rho_s v_s^j \frac{d v_s^j}{dt} \quad (\text{I.A.32})$$

Phase liquide

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} &= 2\rho_l v_l^j \frac{\partial v_l^j}{\partial t} + v_l^j v_l^j \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + (\rho_l v_s^k)_{,k} + J_l^k \right) \\ &+ 2\rho_l v_s^k v_l^j v_l^j_{,k} + 2J_l^k v_l^j v_l^j_{,k} \end{aligned} \quad (\text{I.A.33})$$

D'après l'équation de bilan de masse de la phase liquide (I.A.12) et en écrivant la définition du flux de filtration de la phase liquide J_l^k , on obtient après simplification :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} = 2\rho_l v_l^j \frac{\partial v_l^j}{\partial t} - C_l v_l^j v_l^j + 2\rho_l v_l^k v_l^j v_l^j_{,k} \quad (\text{I.A.34})$$

Exprimons les vitesses barycentriques de la phase liquide v_l^j , en dehors de ceux de la dérivée partielle, du gradient et celle associée à l'apport de liquide au constituant liquide C_l , en fonction du flux de filtration J_l^j et de la vitesse barycentrique de la phase solide v_s^j . On peut alors écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} = 2\rho_l v_s^j \left(\frac{\partial v_l^j}{\partial t} + v_l^k v_l^j_{,k} \right) + 2J_l^j \left(\frac{\partial v_l^j}{\partial t} + v_l^k v_l^j_{,k} \right) - C_l v_l^j v_l^j \quad (\text{I.A.35})$$

On définit l'accélération phénoménologique d'un constituant i par la relation :

$$\gamma_i^j = \frac{\partial v_i^j}{\partial t} + v_i^k v_i^j_{,k} \quad (\text{I.A.36})$$

On utilise cette définition au niveau du terme faisant intervenir le flux de filtration de la phase liquide J_l^j et on transforme la dérivée partielle par rapport au temps de la vitesse barycentrique de la phase liquide v_l^j en dérivée totale.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} = 2\rho_l v_s^j \left(\frac{d v_l^j}{dt} + (v_l^k - v_s^k) v_l^j_{,k} \right) - C_l v_l^j v_l^j + 2J_l^j \gamma_l^j \quad (\text{I.A.37})$$

Cette nouvelle écriture fait apparaître l'expression du flux de filtration de la phase liquide J_l^j . Ainsi, on écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} = 2\rho_l v_s^j \frac{d_s v_l^j}{dt} + 2J_l^k v_s^j v_{l,k}^j - C_l v_l^j v_l^j + 2J_l^j \gamma_l^j \quad (\text{I.A.38})$$

Ensuite, on formule toutes les vitesses barycentriques de la phase liquide v_l^j en fonction du flux de filtration J_l^j et de la vitesse barycentrique de la phase solide v_s^j .

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} &= 2\rho_l v_s^j \frac{d_s v_s^j}{dt} + 2\rho_l v_s^j \frac{d_s}{dt} \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} \right) + 2J_l^k v_s^j \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} + v_s^j \right)_{,k} \\ &\quad - C_l \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} + v_s^j \right) \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} + v_s^j \right) + 2J_l^j \gamma_l^j \end{aligned} \quad (\text{I.A.39})$$

En développant la dérivée totale par rapport au temps du flux de filtration du liquide J_l^j et en utilisant la formulation de bilan de masse liquide (I.A.12), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} &= 2\rho_l v_s^j \frac{d_s v_s^j}{dt} + 2v_s^j \frac{d_s J_l^j}{dt} + 2v_s^j \frac{J_l^j}{\rho_l} (\rho_l v_{s,k}^k + J_{l,k}^k - C_l) \\ &\quad + 2J_l^k v_s^j \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} \right)_{,k} + 2J_l^k v_s^j v_{s,k}^j \\ &\quad - C_l \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} \frac{J_l^j}{\rho_l} + 2 \frac{J_l^j}{\rho_l} v_s^j + v_s^j v_s^j \right) + 2J_l^j \gamma_l^j \end{aligned} \quad (\text{I.A.40})$$

Ce qui, après simplification, donne le résultat final suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_l v_l^j v_l^j) + (\rho_l v_l^j v_l^j v_s^k)_{,k} + (v_l^j v_l^j J_l^k)_{,k} &= 2v_s^j \left(\rho_l \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \left(\frac{J_l^k J_l^j}{\rho_l} \right)_{,k} \right) \\ &\quad + 2v_s^j (J_l^j v_{s,k}^k + J_{l,k}^k v_s^j) - C_l \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} \frac{J_l^j}{\rho_l} + v_s^j v_s^j \right) + 2J_l^j \gamma_l^j \end{aligned} \quad (\text{I.A.41})$$

Constituant vapeur de la phase gazeuse

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j v_v^j J_v^k)_{,k} &= 2\rho_v v_v^j \frac{\partial v_v^j}{\partial t} \\ &\quad + v_v^j v_v^j \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + (\rho_v (v_s^k - v_g^k + v_g^k))_{,k} + J_{v,k}^k \right) \\ &\quad + 2\rho_v v_s^k v_v^j v_{v,k}^j + 2J_v^k v_v^j v_{v,k}^j \end{aligned} \quad (\text{I.A.42})$$

I.A.4. Équation de bilan d'énergie totale

D'après l'équation de bilan de masse du constituant vapeur (I.A.14) et en exprimant la vitesse barycentrique de la phase solide v_s^k en fonction des flux de filtration de la phase gazeuse J_g^k , de diffusion du constituant vapeur de la phase gazeuse J_v^k et de la vitesse barycentrique du constituant vapeur v_v^k , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j v_v^j J_v^k)_{,k} = 2\rho_v v_v^j \frac{\partial v_v^j}{\partial t} + v_v^j v_v^j \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + (\rho_v v_g^k)_{,k} + J_v^k \right) \\ - v_v^j v_v^j \left(\frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + 2\rho_v \left(-\frac{J_g^k}{\rho_g} - \frac{J_v^k}{\rho_v} + v_v^k \right) v_v^j v_{v,k}^j \quad (\text{I.A.43}) \\ + 2J_v^k v_v^j v_{v,k}^j \end{aligned}$$

Après simplification, on en déduit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j v_v^j J_v^k)_{,k} = 2\rho_v v_v^j \left(\frac{\partial v_v^j}{\partial t} + v_v^k v_{v,k}^j \right) - \left(\frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} v_v^j v_v^j \right)_{,k} + C_l v_v^j v_v^j \quad (\text{I.A.44})$$

Exprimons les vitesses barycentriques du constituant vapeur de la phase gazeuse v_v^j en fonction du flux de diffusion de la vapeur d'eau et de la phase gazeuse J_v^k .

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j v_v^j J_v^k)_{,k} = 2\rho_v \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} + v_s^j \right) \left(\frac{\partial v_v^j}{\partial t} + v_v^k v_{v,k}^j \right) \\ - \left(\frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} v_v^j v_v^j \right)_{,k} + C_l \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} + v_s^j \right) \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} + v_s^j \right) \quad (\text{I.A.45}) \end{aligned}$$

En développant cette nouvelle expression et en transformant la dérivée partielle en dérivée totale par rapport au temps (I.18) et en considérant la définition de l'accélération phénoménologique de la vapeur (I.A.36), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j v_v^j J_v^k)_{,k} = 2\rho_v v_s^j \frac{d_s v_v^j}{dt} + 2\rho_v v_s^j \left(\frac{J_v^k}{\rho_v} + \frac{J_g^k}{\rho_g} \right) v_{v,k}^j \\ + 2\rho_v \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) v_v^j - \left(\frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} v_v^j v_v^j \right)_{,k} \quad (\text{I.A.46}) \\ + C_l \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} \frac{J_v^j}{\rho_v} + 2 \frac{J_v^j}{\rho_v} \frac{J_g^j}{\rho_g} + 2 \frac{J_v^j}{\rho_v} v_s^j + \frac{J_g^j}{\rho_g} \frac{J_g^j}{\rho_g} + 2 \frac{J_g^j}{\rho_g} v_s^j + v_s^j v_s^j \right) \end{aligned}$$

Ce qui donne, en développant la vitesse barycentrique du constituant vapeur en fonction des flux de diffusion de vapeur, de filtration de la phase gazeuse et de la vitesse barycentrique de la phase solide à l'intérieur de la dérivée totale par rapport au mouvement de la phase solide :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j J_v^k)_{,k} &= 2\rho_v v_s^j \frac{d_s v_s^j}{dt} + 2\rho_v v_s^j \frac{d_s}{dt} \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} \right) + 2\rho_v v_s^j \frac{d_s}{dt} \left(\frac{J_g^j}{\rho_g} \right) \\
 &+ 2\rho_v v_s^j \left(\frac{J_v^k}{\rho_v} + \frac{J_g^k}{\rho_g} \right) \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} + v_s^j \right)_{,k} \\
 &+ 2\rho_v \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) v_v^j - \left(\frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} v_v^j v_s^j \right)_{,k} \\
 &+ C_l \left(\frac{J_v^j J_v^j}{\rho_v \rho_v} + 2 \frac{J_v^j J_g^j}{\rho_v \rho_g} + 2 \frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g \rho_g} + 2 \frac{J_g^j J_v^j}{\rho_g \rho_v} + 2 \frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g \rho_g} v_s^j + v_s^j v_s^j \right)
 \end{aligned} \tag{I.A.47}$$

En développant l'expression littérale des dérivées totales des flux et en introduisant les résultats obtenus lors des bilans de masses, on a :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\rho_v v_v^j) + (\rho_v v_v^j v_s^k)_{,k} + (v_v^j J_v^k)_{,k} &= 2v_s^j \left(\rho_v \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_v^j}{dt} + \frac{\rho_v d_s J_g^j}{\rho_g dt} + \left(\frac{J_v^k J_v^j}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} \right) \\
 &+ 2v_s^j \left(J_v^j v_{s,k}^k + J_v^k v_{s,k}^j + \frac{\rho_v J_g^j}{\rho_g} v_{s,k}^k + \frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} v_{s,k}^j \right) \\
 &+ 2v_s^j J_v^k \left(\frac{J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} + 2v_s^j \left(\frac{\rho_v J_g^j}{\rho_g^2} J_{g,k}^k + \rho_v \frac{J_g^k}{\rho_g} \left(\frac{J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} \right) \\
 &+ 2\rho_v \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) v_v^j - \left(\frac{\rho_v J_g^k}{\rho_g} v_v^j v_s^j \right)_{,k} \\
 &+ C_l \left(\frac{J_v^j J_v^j}{\rho_v \rho_v} + 2 \frac{J_v^j J_g^j}{\rho_v \rho_g} + \frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g \rho_g} + 2 \frac{J_g^j J_v^j}{\rho_g \rho_v} - 2v_s^j \frac{\rho_v J_g^j}{\rho_g^2} + v_s^j v_s^j \right)
 \end{aligned} \tag{I.A.48}$$

Constituant air de la phase gazeuse

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\rho_a v_a^j) + (\rho_a v_a^j v_s^k)_{,k} + (v_a^j J_a^k)_{,k} &= 2\rho_a v_a^j \frac{\partial v_a^j}{\partial t} \\
 &+ v_a^j v_a^j \left(\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \left(\rho_a (v_s^k - v_g^k + v_g^k) \right)_{,k} + J_{a,k}^k \right) \\
 &+ 2\rho_a v_s^k v_a^j v_{a,k}^j + 2J_a^k v_a^j v_{a,k}^j
 \end{aligned} \tag{I.A.49}$$

I.A.4. Équation de bilan d'énergie totale

Ici, la démarche est similaire à celle utilisée pour le constituant vapeur. Le résultat final est :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\rho_a v_a^j) + (\rho_a v_a^j v_s^k)_{,k} + (v_a^j J_a^k)_{,k} = & 2v_s^j \left(\rho_a \frac{dv_s^j}{dt} + \frac{d_s J_a^j}{dt} + \frac{\rho_a}{\rho_g} \frac{d_s J_g^j}{dt} + \left(\frac{J_a^k J_a^j}{\rho_a} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^j J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} \right) \\
 & + 2v_s^j \left(J_a^j v_{s,k}^k + J_a^k v_{s,k}^j + \frac{\rho_a J_g^j}{\rho_g} v_{s,k}^k + \frac{\rho_a J_g^k}{\rho_g} v_{s,k}^j \right) \\
 & + 2v_s^j J_a^k \left(\frac{J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} + 2v_s^j \left(\frac{\rho_a J_g^j}{\rho_g^2} J_{g,k}^k + \rho_a \frac{J_g^k}{\rho_g} \left(\frac{J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} \right) \\
 & + 2\rho_a \left(\frac{J_a^j}{\rho_a} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) \gamma_a^j - \left(\frac{\rho_a J_g^k}{\rho_g} v_a^j v_a^j \right)_{,k} - 2C_l v_s^j \frac{\rho_a J_g^j}{\rho_g^2}
 \end{aligned} \tag{I.A.50}$$

Bilan général

Additionnons maintenant tous les résultats obtenus.

$$\begin{aligned}
 \frac{DK}{Dt} = & \int_{\Omega} v_s^j \left(\rho \frac{dv_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} \right) d\Omega + \int_{\Omega} v_s^j \left(\left(\frac{J_l^k J_l^j}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^k J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^k J_v^j}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^k J_a^j}{\rho_a} \right)_{,k} \right) d\Omega \\
 & + \int_{\Omega} v_s^j \left((J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j \right) d\Omega \\
 & + \int_{\Omega} \left(J_l^j \gamma_l^j + \frac{J_g^j}{\rho_g} (\rho_v \gamma_v^j + \rho_a \gamma_a^j) + J_v^j \gamma_v^j + J_a^j \gamma_a^j \right) d\Omega \\
 & - \frac{1}{2} \int_{\Omega} C_l \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} + \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) \right) \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} - \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} + \frac{J_g^j}{\rho_g} \right) \right) d\Omega
 \end{aligned} \tag{I.A.51}$$

Cependant, il serait plus judicieux d'exprimer la somme des accélérations phénoménologiques des constituants de la phase gazeuse par l'accélération de la phase gazeuse elle-même à laquelle s'ajouteraient des termes encore indéterminés.

$$\begin{aligned}
 \frac{J_g^j}{\rho_g} (\rho_v \gamma_v^j + \rho_a \gamma_a^j) = & J_g^j \gamma_g^j \\
 & + \frac{J_g^j}{\rho_g} \left(\rho_v \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} \right) + v_g^k \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} \right)_{,k} \right) + \rho_a \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{J_a^j}{\rho_a} \right) + v_g^k \left(\frac{J_a^j}{\rho_a} \right)_{,k} \right) \right) \\
 & + \frac{J_g^j}{\rho_g} \left(J_v^k \left(\frac{J_v^j}{\rho_v} \right)_{,k} + J_a^k \left(\frac{J_a^j}{\rho_a} \right)_{,k} \right)
 \end{aligned} \tag{I.A.52}$$

Après simplification en développant toutes les dérivées partielles par rapport au temps, on obtient le résultat suivant :

$$\frac{J_g^j}{\rho_g} (\rho_v \gamma_v^j + \rho_a \gamma_a^j) = J_g^j \gamma_g^j - C_l \frac{J_g^j}{\rho_g} \frac{J_v^j}{\rho_v} \quad (\text{I.A.53})$$

L'équation de bilan d'énergie cinétique est par conséquent :

$$\begin{aligned} \frac{DK}{Dt} = & \int_{\Omega} v_s^j \left(\rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} + (J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,k}^j \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} v_s^j \left(\left(\frac{J_l^k J_l^j}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^k J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\frac{J_v^k J_v^j}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\frac{J_a^k J_a^j}{\rho_a} \right)_{,k} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} (J_l^j \gamma_l^j + J_g^j \gamma_g^j + J_v^j \gamma_v^j + J_a^j \gamma_a^j) d\Omega - \frac{1}{2} \int_{\Omega} C_l \left(\frac{J_l^j}{\rho_l} \frac{J_l^j}{\rho_l} - \left(\frac{J_g^j}{\rho_g} \frac{J_g^j}{\rho_g} + \frac{J_v^j}{\rho_v} \frac{J_v^j}{\rho_v} \right) \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.54})$$

I.A.4.2. Dérivée matérielle de l'énergie interne

Soit E l'énergie interne définie par :

$$E = \int_{\Omega} (\rho_s e_s + \rho_l e_l + \rho_v e_v + \rho_a e_a) d\Omega \quad (\text{I.A.55})$$

D'après la relation de la dérivée matérielle d'une quantité physique $F(t)$ (I.A. 8) et en remplaçant les densités volumiques de $F(t)$ par les masses volumiques multipliées par les énergies internes massiques e_i associées respectivement à chaque constituant i , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{DE}{Dt} = & \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s e_s + \rho_l e_l + \rho_v e_v + \rho_a e_a) d\Omega + \int_{\Omega} ((\rho_s e_s + \rho_l e_l + \rho_v e_v + \rho_a e_a) v_s^k)_{,k} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left(\left(\rho_l e_l \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left((\rho_v e_v + \rho_a e_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\rho_v e_v \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\rho_a e_a \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.56})$$

En notant e l'énergie interne massique, l'énergie volumique ρe de tout le domaine Ω est définie par :

$$\rho e = \rho_s e_s + \rho_l e_l + \rho_v e_v + \rho_a e_a \quad (\text{I.A.57})$$

I.A.4. Équation de bilan d'énergie totale

On obtient après simplification :

$$\begin{aligned} \frac{DE}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\frac{d_s}{dt} (\rho e) + \rho e (v_s^k)_{,k} \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left((e_l J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v e_v + \rho_a e_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right) + (e_v J_v^k)_{,k} + (e_a J_a^k)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.58})$$

Le résultat final est :

$$\begin{aligned} \frac{DE}{Dt} = & \int_{\Omega} \left(\rho \frac{d_s e}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} e \right) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \left((e_l J_l^k)_{,k} + (e_g J_g^k)_{,k} + (e_v J_v^k)_{,k} + (e_a J_a^k)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.59})$$

I.A.4.3. Puissance des efforts extérieurs

La puissance des forces mécaniques et des forces à distance développée dans le volume Ω peut être décomposée en somme de puissances associées à chaque composant du VER de la façon suivante :

$$W = W_s + W_l + W_a + W_v \quad (\text{I.A.60})$$

Les forces mécaniques extérieures agissant sur le volume Ω sont les applications simultanées d'une action de volume et d'une action de surface. Or, le tenseur de contraintes de Cauchy σ^{jk} est un tenseur qui ne fait pas la distinction entre les contraintes supportées par les éléments constitutifs du volume Ω . On admettra ici que les efforts surfaciques sont repris en moyenne par les constituants du milieu suivant la fraction volumique qu'ils occupent. De ce fait, on adopte la décomposition du tenseur des contraintes comme suit :

$$\sigma^{jk} = \frac{\Omega_s}{\Omega} \sigma_s^{jk} + \frac{\Omega_l}{\Omega} \sigma_l^{jk} + \frac{\Omega_g}{\Omega} \sigma_v^{jk} + \frac{\Omega_g}{\Omega} \sigma_a^{jk} \quad (\text{I.A.61})$$

En termes de masse volumique, en prenant en compte les masses volumiques apparentes et en considérant les masses volumiques spécifiques définies par :

$$\rho_i^* = \frac{m_i}{\Omega_i} \quad (\text{I.A.62})$$

On peut écrire la contrainte totale sous la forme :

$$\sigma^{jk} = \frac{\rho_s}{\rho_s^*} \sigma_s^{jk} + \frac{\rho_l}{\rho_l^*} \sigma_l^{jk} + \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \sigma_v^{jk} + \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \sigma_a^{jk} \quad (\text{I.A.63})$$

Suite à cela, on déduit l'expression de la puissance des efforts extérieurs :

$$\begin{aligned}
 W = & \int_{\Omega} \rho v_s^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_l^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_g^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_v^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_a^j F^j d\Omega \\
 & + \int_S \sigma^{jk} v_s^j n^k dS + \int_S \frac{\rho_l}{\rho_l^*} \sigma_l^{jk} \frac{J_l^j}{\rho_l} n^k dS + \int_S \frac{\rho_g}{\rho_g^*} (\sigma_v^{jk} + \sigma_a^{jk}) \frac{J_g^j}{\rho_g} n^k dS \\
 & + \int_S \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \sigma_v^{jk} \frac{J_v^j}{\rho_v} n^k dS + \int_S \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \sigma_a^{jk} \frac{J_a^j}{\rho_a} n^k dS
 \end{aligned} \tag{I.A.64}$$

Dans le cas d'un fluide, le tenseur de contraintes peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\sigma_i^{jk} = -p_i^* \delta^{jk} + \Pi_i^{jk} \tag{I.A.65}$$

avec p_i^* , la pression hydrostatique (scalaire) déterminée complètement par l'état thermodynamique du fluide, δ^{jk} , le symbole de Kronecker tel que $\delta^{jj} = \delta^{kk} = 1$ et $\delta^{jk} = 0$ si $j \neq k$.

De ce fait, on simplifie l'équation :

$$\begin{aligned}
 W = & \int_{\Omega} \rho v_s^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_l^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_g^j F^j d\Omega + \int_S \sigma^{jk} v_s^j n^k dS \\
 & + \int_S \left(-p_l^* \delta^{jk} + \Pi_l^{jk} \right) \frac{J_l^j}{\rho_l^*} n^k dS + \int_S \left(-p_v^* \delta^{jk} + \Pi_v^{jk} - p_a^* \delta^{jk} + \Pi_a^{jk} \right) \frac{J_g^j}{\rho_g^*} n^k dS \\
 & + \int_S \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \left(-p_v^* \delta^{jk} + \Pi_v^{jk} \right) \frac{J_v^j}{\rho_v} n^k dS + \int_S \frac{\rho_g}{\rho_g^*} \left(-p_a^* \delta^{jk} + \Pi_a^{jk} \right) \frac{J_a^j}{\rho_a} n^k dS
 \end{aligned} \tag{I.A.66}$$

Dans l'hypothèse où les fluides sont assimilables à des gaz parfaits et en remarquant que $J_i^j \delta^{jk} n^k = J_i^k n^k$ et en transformant les intégrales de surface en intégrales de volume par le théorème de la divergence, on obtient :

$$\begin{aligned}
 W = & \int_{\Omega} \rho v_s^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_l^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_g^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} (\sigma^{jk} v_s^j)_{,k} d\Omega \\
 & - \int_{\Omega} \left(\frac{p_l^*}{\rho_l^*} J_l^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_g^*}{\rho_g^*} J_g^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{\rho_g}{\rho_g^*} p_v^* \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{\rho_g}{\rho_g^*} p_a^* \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} d\Omega
 \end{aligned} \tag{I.A.67}$$

En introduisant les masses volumiques spécifiques de la vapeur et de l'air définies par :

$$\rho_g^* = \frac{m_g}{\Omega_g} = \frac{m_v + m_a}{\Omega_g} = \rho_v^* + \rho_a^* \Rightarrow \begin{cases} \rho_v^* = \frac{m_v}{\Omega_g} \\ \rho_a^* = \frac{m_a}{\Omega_g} \end{cases} \tag{I.A.68}$$

I.A.4. Équation de bilan d'énergie totale

Par cette définition, on montre que : $\frac{\rho_g}{\rho_g^*} = \frac{\rho_v}{\rho_v^*} = \frac{\rho_a}{\rho_a^*}$ (I.A.69)

Par conséquent, en remplaçant dans l'équation (I.A.67) on obtient :

$$W = \int_{\Omega} \rho v_s^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_l^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_g^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} (\sigma^{jk} v_s^j)_{,k} d\Omega$$

$$- \int_{\Omega} \left(\frac{p_l^*}{\rho_l^*} J_l^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_g^*}{\rho_g^*} J_g^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_v^*}{\rho_v^*} J_v^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_a^*}{\rho_a^*} J_a^k \right)_{,k} d\Omega$$

(I.A.70)

I.A.4.4. Bilan

Si on additionne maintenant tous les résultats obtenus, on arrive à :

$$\int_{\Omega} v_s^j \left(\rho \frac{d_s v_s^j}{dt} + \frac{d_s J_l^j}{dt} + \frac{d_s J_g^j}{dt} + \left(\frac{J_l^k J_l^j}{\rho_l} \right)_{,k} + \left(\frac{J_g^k J_g^j}{\rho_g} \right)_{,k} + (J_l^j + J_g^j) v_{s,k}^k + (J_l^k + J_g^k) v_{s,j}^j \right) d\Omega$$

$$+ \int_{\Omega} (J_l^j \gamma_l^j + J_g^j \gamma_g^j + J_v^j \gamma_v^j + J_a^j \gamma_a^j) d\Omega - \frac{1}{2} \int_{\Omega} C_l \left(\frac{J_l^j J_l^j}{\rho_l} - \left(\frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{\rho_v} \right) \right) d\Omega$$

$$+ \int_{\Omega} \left(\rho \frac{d_s e}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} e \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left((e_l J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v e_v + \rho_a e_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + (e_v J_v^k)_{,k} + (e_a J_a^k)_{,k} \right) d\Omega$$

$$= \int_{\Omega} (\rho v_s^j F^j + (\sigma^{jk} v_s^j)_{,k}) d\Omega + \int_{\Omega} J_l^j F^j d\Omega + \int_{\Omega} J_g^j F^j d\Omega$$

$$- \int_{\Omega} \left(\frac{p_l^*}{\rho_l^*} J_l^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_g^*}{\rho_g^*} J_g^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_v^*}{\rho_v^*} J_v^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} \left(\frac{p_a^*}{\rho_a^*} J_a^k \right)_{,k} d\Omega - \int_{\Omega} q^j_{,j} d\Omega$$

(I.A.71)

En prenant en compte le potentiel de densité d'enthalpie massique h défini par :

$$h_i = e_i + \frac{p_i^*}{\rho_i^*}$$

(I.A.72)

On simplifie l'équation par :

$$(J_l^j (\gamma_l^j - F^j) + J_g^j (\gamma_g^j - F^j) + J_v^j (\gamma_v^j - \gamma_a^j)) - \frac{1}{2} C_l \left(\frac{J_l^j J_l^j}{\rho_l} - \left(\frac{J_g^j J_g^j}{\rho_g} + \frac{J_v^j J_v^j}{\rho_v} \right) \right) - \sigma^{jk} v_{s,j}^j + q^j_{,j}$$

$$+ \left(\rho \frac{d_s e}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} e \right) + (h_l J_l^k)_{,k} + (h_g J_g^k)_{,k} + (h_v J_v^k)_{,k} + (h_a J_a^k)_{,k} = 0$$

(I.A.73)

I.A.5. Équation de bilan d'entropie

Le bilan d'entropie est obtenu en appliquant le second principe de la thermodynamique :

$$\frac{DS}{Dt} \geq - \int_{\Omega} \left(\frac{q^j}{T} \right)_{,j} d\Omega = \int_{\Omega} \left(\frac{q^j T_{,j}}{T^2} - \frac{q^j_{,j}}{T} \right) d\Omega \quad (\text{I.A.74})$$

Soit S la densité d'entropie définie par :

$$S = \int_{\Omega} (\rho_s s_s + \rho_l s_l + \rho_v s_v + \rho_a s_a) d\Omega \quad (\text{I.A.75})$$

D'après la relation de la dérivée matérielle d'une quantité physique $F(t)$ (I.A. 8) et en remplaçant les densités volumiques de $F(t)$ par les masses volumiques multipliées par les entropies massiques s_i associées respectivement à chaque constituant i , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{DS}{Dt} &= \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s s_s + \rho_l s_l + \rho_v s_v + \rho_a s_a) d\Omega \\ &+ \int_{\Omega} \left((\rho_s s_s + \rho_l s_l + \rho_v s_v + \rho_a s_a) v_s^k \right)_{,k} d\Omega \\ &+ \int_{\Omega} \left(\left(\rho_l s_l \frac{J_l^k}{\rho_l} \right)_{,k} + \left((\rho_v s_v + \rho_a s_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + \left(\rho_v s_v \frac{J_v^k}{\rho_v} \right)_{,k} + \left(\rho_a s_a \frac{J_a^k}{\rho_a} \right)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.76})$$

En notant s l'entropie, l'entropie massique de tout le domaine Ω définie par :

$$\rho s = \rho_s s_s + \rho_l s_l + \rho_v s_v + \rho_a s_a \quad (\text{I.A.77})$$

On obtient après simplification :

$$\begin{aligned} \frac{DS}{Dt} &= \int_{\Omega} \left(\frac{d_s}{dt} (\rho s) + \rho s (v_s^k)_{,k} \right) d\Omega \\ &+ \int_{\Omega} \left((s_l J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v s_v + \rho_a s_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + (s_v J_v^k)_{,k} + (s_a J_a^k)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.78})$$

I.A.5. Équation de bilan d'entropie.

En prenant en compte le résultat obtenu pour le bilan de masse totale (I.23) :

$$\begin{aligned} \frac{DS}{Dt} = \int_{\Omega} \left(\rho \frac{d_s s}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} s \right) d\Omega \\ + \int_{\Omega} \left((s_l J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v s_v + \rho_a s_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + (s_v J_v^k)_{,k} + (s_a J_a^k)_{,k} \right) d\Omega \end{aligned} \quad (\text{I.A.79})$$

En insérant ce résultat de l'équation de bilan d'entropie (I.A.74), on obtient :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \left(\rho \frac{d_s s}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} s \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left((s_l J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v s_v + \rho_a s_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + (s_v J_v^k)_{,k} + (s_a J_a^k)_{,k} \right) d\Omega \\ - \int_{\Omega} \left(\frac{q^{jk} T_{,k}}{T^2} - \frac{q^k_{,k}}{T} \right) d\Omega \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{I.A.80})$$

Soit encore en simplifiant par la température T :

$$\begin{aligned} T \left(\rho \frac{d_s s}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} s + (s_l J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v s_v + \rho_a s_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + (s_v J_v^k)_{,k} + (s_a J_a^k)_{,k} \right) - \frac{q^k T_{,k}}{T} \\ - J_l^k (\gamma_l^k - F^k) - J_g^k (\gamma_g^k - F^k) - J_v^k (\gamma_v^k - \gamma_a^k) + \frac{1}{2} C_l \left(\frac{J_l^k}{\rho_l} \frac{J_l^k}{\rho_l} - \left(\frac{J_g^k}{\rho_g} \frac{J_g^k}{\rho_g} + \frac{J_v^k}{\rho_v} \frac{J_v^k}{\rho_v} \right) \right) \\ - \left(\rho \frac{d_s e}{dt} - (J_l^k + J_g^k)_{,k} e \right) - (h_l J_l^k)_{,k} - \left((\rho_v h_v + \rho_a h_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} - (h_v J_v^k)_{,k} - (h_a J_a^k)_{,k} + \sigma^{jk} v_s^j_{,k} \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{I.A.81})$$

En considérant deux nouveaux potentiels thermodynamiques, la densité d'énergie libre $\Psi = e - Ts$ et la densité d'enthalpie libre massique $g_i = h_i - Ts_i$, on obtient :

$$\begin{aligned} \rho \left(T \frac{d_s s}{dt} - \frac{d_s e}{dt} \right) + (J_l^k + J_g^k)_{,k} (e - Ts) \\ + ((Ts_l - h_l) J_l^k)_{,k} + \left((\rho_v (Ts_v - h_v) + \rho_a (Ts_a - h_a)) \frac{J_g^k}{\rho_g} \right)_{,k} + ((Ts_v - h_v) J_v^k)_{,k} + ((Ts_a - h_a) J_a^k)_{,k} \\ - \left(s_l J_l^k + (\rho_v s_v + \rho_a s_a) \frac{J_g^k}{\rho_g} + s_v J_v^k + s_a J_a^k \right) T_{,k} - \frac{q^k T_{,k}}{T} \\ - (J_l^k (\gamma_l^k - F^k) + J_g^k (\gamma_g^k - F^k) + J_v^k (\gamma_v^k - \gamma_a^k)) + \frac{1}{2} C_l \left(\frac{J_l^k}{\rho_l} \frac{J_l^k}{\rho_l} - \left(\frac{J_g^k}{\rho_g} \frac{J_g^k}{\rho_g} + \frac{J_v^k}{\rho_v} \frac{J_v^k}{\rho_v} \right) \right) + \sigma^{jk} v_s^j_{,k} \geq 0 \end{aligned} \quad (\text{I.A.82})$$

Or, en prenant en compte les équations de bilan de masse de chaque phase et constituant et en notant que :

$$g_{i,k} + s_i T_{,k} = \frac{p_{i,k}^*}{\rho_i^*} \quad (\text{I.A.83})$$

On obtient par simplification :

$$\begin{aligned}
 & -\rho \frac{d_s \Psi}{dt} - \left(\frac{d_s \rho}{dt} + \rho v_{s,k}^k \right) \Psi - \rho s \frac{d_s T}{dt} \\
 & + \left(g_l \left(\frac{d_s \rho_l}{dt} + \rho_l v_{s,k}^k - C_l \right) + g_v \left(\frac{d_s \rho_v}{dt} + \rho_v v_{s,k}^k + C_l \right) + g_a \left(\frac{d_s \rho_a}{dt} + \rho_a v_{s,k}^k \right) \right) - \frac{q^k T_{,k}}{T} \\
 & - J_l^k \left(\gamma_l^k + \frac{p_{l,k}^*}{\rho_l^*} - F^k \right) - J_g^k \left(\gamma_g^k + \frac{p_{g,k}^*}{\rho_g^*} - F^k \right) - J_v^k \left(\gamma_v^k + \frac{p_{v,k}^*}{\rho_v^*} - \left(\gamma_a^k + \frac{p_{a,k}^*}{\rho_a^*} \right) \right) \\
 & + \frac{1}{2} C_l \left(\frac{J_l^k}{\rho_l} \frac{J_l^k}{\rho_l} - \left(\frac{J_g^k}{\rho_g} \frac{J_g^k}{\rho_g} + \frac{J_v^k}{\rho_v} \frac{J_v^k}{\rho_v} \right) \right) + \sigma^{jk} v_{s,k}^j \geq 0
 \end{aligned} \tag{I.A.84}$$

Ce qui donne finalement :

$$\begin{aligned}
 & -\frac{d_s \rho \Psi}{dt} + (\rho_l g_l + \rho_g g_g - \rho \Psi) v_{s,k}^k - \rho s \frac{d_s T}{dt} + g_l \frac{d_s \rho_l}{dt} + g_v \frac{d_s \rho_{gv}}{dt} + g_a \frac{d_s \rho_a}{dt} - \frac{q^k T_{,k}}{T} \\
 & - J_l^k \left(\gamma_l^k + \frac{p_{l,k}^*}{\rho_l^*} - F^k \right) - J_g^k \left(\gamma_g^k + \frac{p_{g,k}^*}{\rho_g^*} - F^k \right) - J_v^k \left(\gamma_v^k + \frac{p_{v,k}^*}{\rho_v^*} - \left(\gamma_a^k + \frac{p_{a,k}^*}{\rho_a^*} \right) \right) \\
 & + C_l \left(g_l + \frac{J_l^k}{2\rho_l} \frac{J_l^k}{\rho_l} - \left(g_v + \frac{J_g^k}{2\rho_g} \frac{J_g^k}{\rho_g} + \frac{J_v^k}{2\rho_v} \frac{J_v^k}{\rho_v} \right) \right) + \sigma^{jk} v_{s,k}^j \geq 0
 \end{aligned} \tag{I.A.85}$$

II.A. Mise au point de la chaîne de mesure et de régulation de la température

Suite à la rupture de deux des trois résistances chauffantes de l'appareil triaxial thermique, celles-ci ont du être remplacées. Cette opération a nécessité :

- Une redéfinition du schéma électrique en liaison avec la répartition des puissances et l'homogénéité de la température dans l'enceinte,
- Un réétalonnage de la chaîne de mesure et de la régulation de la température permettant d'accéder aux relations entre la température de consigne et les températures de l'échantillon de sol et des flasques inférieur et supérieur.

II.A.1. Chaîne de mesure et de régulation de la température

II.A.1.1. Le cahier des charges

La chaîne de mesure et de régulation doit permettre :

- De travailler dans une plage de températures allant jusqu'à 70°C,
- De réguler la température de l'échantillon de sol autour d'une température de consigne choisie avec une précision de $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$,
- D'obtenir une homogénéité en température au sein de l'échantillon de sol.

II.A.1.2. Solution adoptée

A partir des schémas électriques proposés par Fella (1987) et Hassan (1989), on a retenu la configuration présentée à la figure II.A.1.

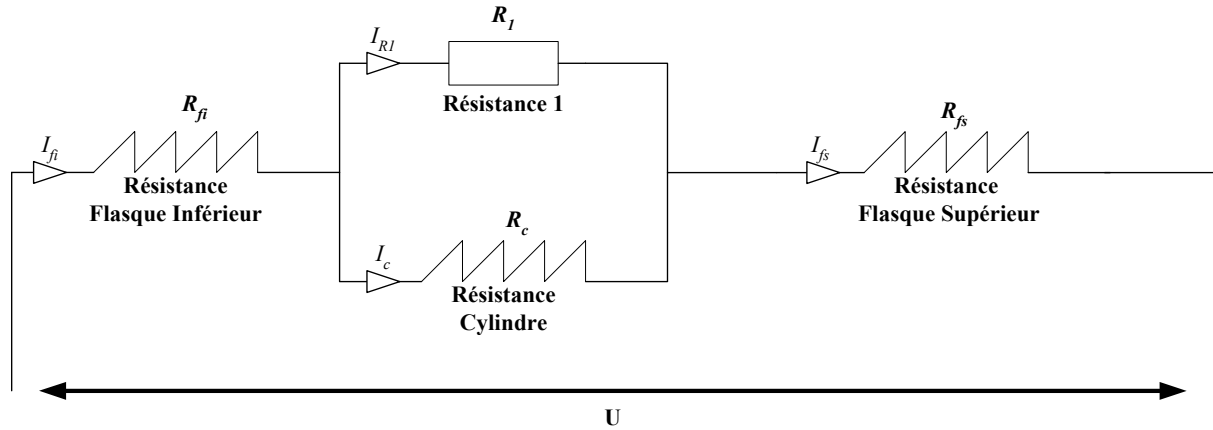


Figure II.A.1. Montage électrique retenu pour l'application de la température.

Dans cette configuration, les résistances chauffantes mises en place au niveau du flaque inférieur et du cylindre sont respectivement $R_{fi}=19,5 \Omega$ et $R_c=21,6 \Omega$. Le principe de dimensionnement de la résistance dissipative R_I et de la résistance chauffante du flaque supérieur R_{fs} a consisté à fournir une puissance proportionnelle à la masse de chacun des éléments. Ainsi, la puissance P_{fi} dissipée dans le flaque inférieur, de masse $m_{fi}=18\text{kg}$, a été prise comme puissance de référence. Les puissances à fournir aux résistances au niveau du cylindre, de masse $m_c=6\text{kg}$, et du flaque supérieur, de masse $m_{fs}=11\text{kg}$ sont :

$$P_c = \frac{m_c}{m_{fi}} P_{fi} = \frac{6}{18} P_{fi}$$

$$P_{fs} = \frac{m_{fs}}{m_{fi}} P_{fi} = \frac{11}{18} P_{fi}$$
(II.A.1)

L'intensité I_i et la tension U_i relatives à chaque résistance R_i s'écrivent :

$$I_i = \sqrt{\frac{P_i}{R_i}}$$

$$U_i = R_i I_i$$
(II.A.2)

Le tableau II.A.1 résume les calculs pour différentes puissances du flaque inférieur P_{fi} . L'objectif est de dimensionner les résistances R_I et R_{fs} tout en respectant la tension d'alimentation de 74 Volts.

Puissance Flasque Inférieur	P_{fi}	45,00	50,00	55,00	58,00	60,00
Puissance Cylindre	P_c	15,00	16,67	18,33	19,33	20,00
Puissance Flasque Supérieur	P_{fs}	27,50	30,56	33,61	35,44	36,67
Intensité Flasque Inférieur	I_{fi}	1,54	1,62	1,70	1,75	1,78
Intensité Cylindre	I_c	0,83	0,88	0,92	0,95	0,96
Intensité Flasque Supérieur	I_{fs}	1,54	1,62	1,70	1,75	1,78
Intensité Résistance 1	I_{r1}	0,71	0,74	0,78	0,80	0,81
Tension Cylindre	U_c	18,00	18,97	19,90	20,44	20,78
Résistance Flasque Supérieur	R_{fs}	11,61	11,61	11,61	11,61	11,61
Résistance 1	R_I	25,51	25,51	25,51	25,51	25,51
Résistance Equivalente	R_{eq}	42,31	42,31	42,31	42,31	42,31
Tension d'entrée	U	65,11	68,63	71,98	73,92	75,18

Tableau II.A.1. Détermination théorique des résistances R_{fs} et R_I par le principe de dimensionnement (II.A.1).

Le tableau II.A.1 montre que, quelle que soit la puissance dissipée par la résistance chauffante du flasque inférieur, les résistances à mettre en place afin de respecter le principe de dimensionnement (II.A.1) sont $R_I=25,5 \Omega$ et $R_{fs}=11,6 \Omega$. Le schéma retenu est donné à la figure II.A.2.

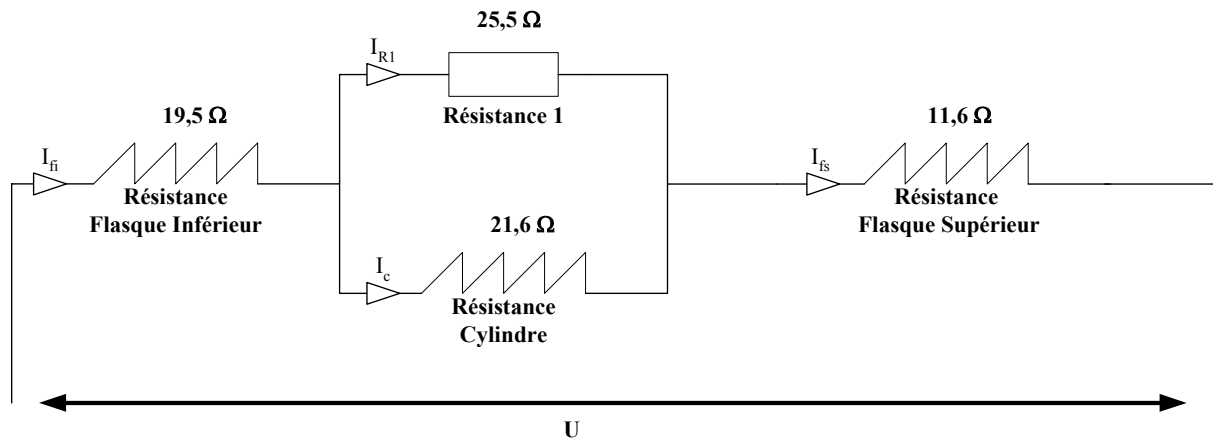


Figure II.A.2. Montage électrique retenu pour l'application de la température.

II.A.2. Étalonnage de la chaîne de mesure et de régulation de la température

Lors des étalonnages de la mesure et de la régulation de la température, un thermocouple a été utilisé pour mesurer la température au sein de l'échantillon. Deux sondes de platine permettent, quant à elles, de mesurer la température régnant dans les flasques inférieur et supérieur.

II.A.2.1. Première série d'essais

Avec le montage des résistances électriques décrit à la figure II.A.2, on a effectué des montées en température de 5°C entre 30°C et 70°C. Les résultats sont présentés dans le tableau II.A.2 où T_c est la température de consigne, T_{fi} et T_{fs} les températures des flasques inférieur et supérieur, T_e la température de l'échantillon et $grad\ T$ le gradient de température dans l'axe vertical de la cellule.

T_c (°C)	T_{fi} (°C)	T_{fs} (°C)	T_e (°C)	$\Delta T = T_{fi} - T_{fs} $ (°C)	$\Delta T_i = T_{fi} - T_c $ (°C)	$\Delta T_s = T_{fs} - T_c $ (°C)	$grad\ T$ (°C/m)
30	32,1	32,5	32,8	0,4	2,1	2,5	4
35	36,5	37,6	37,7	1,1	1,5	2,6	10
40	41,6	43,2	43,3	1,6	1,6	3,2	15
45	45,9	48,4	48,4	2,5	0,9	3,4	24
50	50,3	53,5	53,4	3,2	0,3	3,5	30
55	54,5	58,6	58,3	4,1	0,5	3,6	39
60	59,2	63,3	63,3	4,1	0,8	3,3	39
65	63,6	69,4	68,5	5,8	1,4	4,4	55
70	68,9	75	74,6	6,1	1,1	5	58

Tableau II.A.2. Résultats obtenus lors de la première série d'essais.

Le tableau II.A.2 montre que la différence de température ΔT entre les flasques supérieur et inférieur devient plus importante avec l'augmentation de la température de consigne (figure II.A.3).

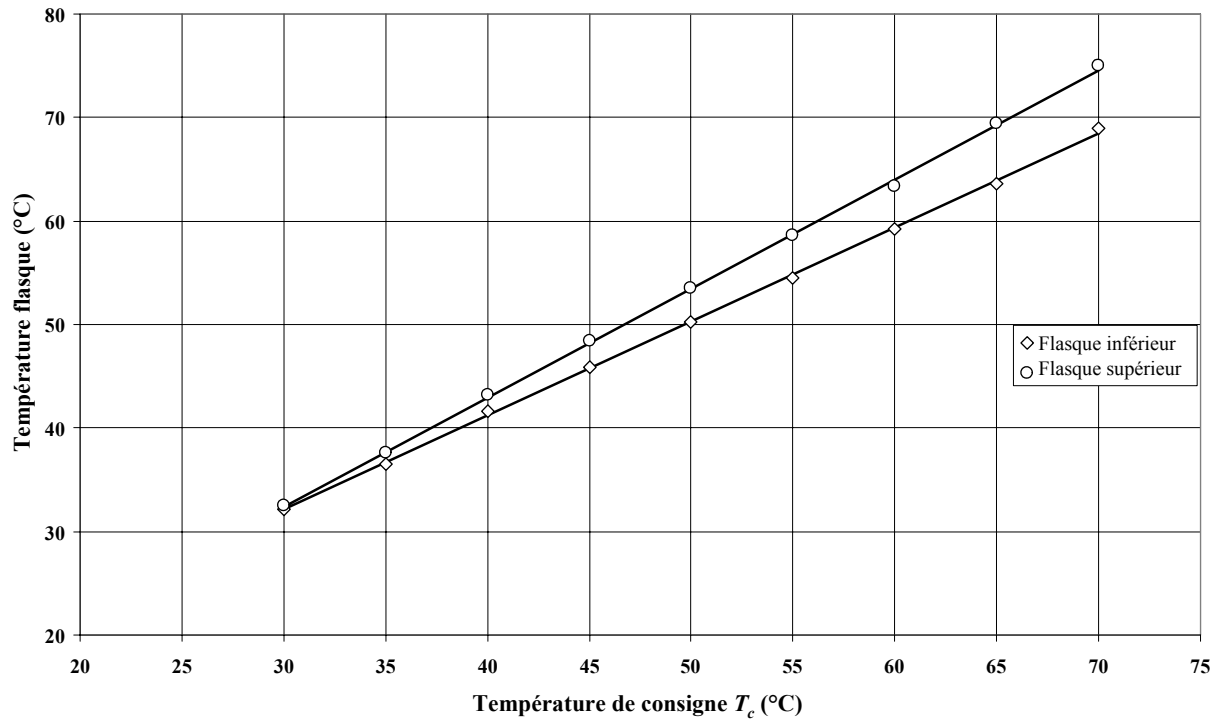


Figure II.A.3. Relation entre les températures des flasques et la température de consigne.

Cette différence peut s'expliquer par le fait que la température est régulée en fonction de la température du flasque inférieur. Dès que la température de ce flasque devient inférieure à celle imposée par la consigne, le système de régulation se met en marche. Etant donné que la masse métallique du flasque supérieur est moins importante que celle du flasque inférieur, l'activation de la régulation tend à suralimenter ce dernier d'où un gradient de température plus important pour une température de consigne élevée.

II.A.2.2. Deuxième série d'essais

Afin de pallier cet inconvénient, de nouveaux essais ont été entrepris en plaçant une résistance dissipative R_2 en parallèle avec la résistance du flasque supérieur afin d'éviter une suralimentation au niveau de ce flasque lors de la montée en température (figure II.A.4).

II.A.2. Étalonnage de la chaîne de mesure et de régulation de la température

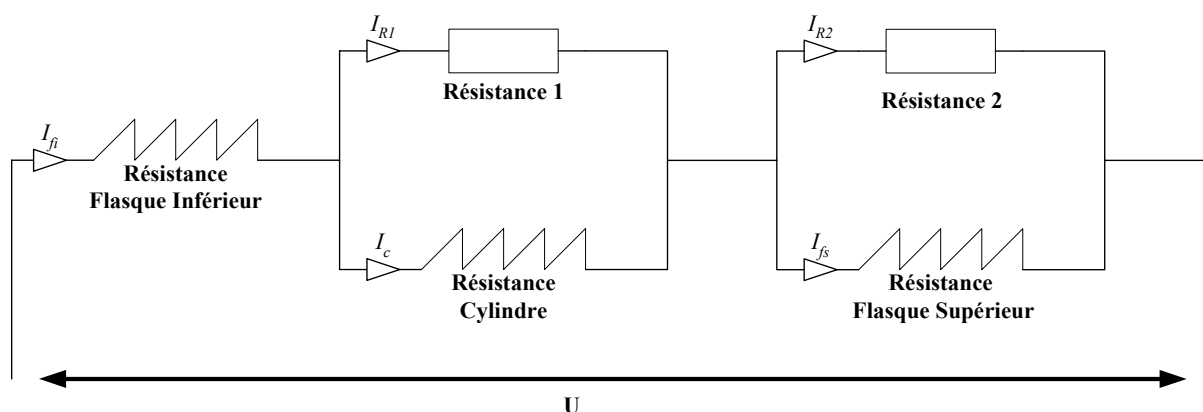


Figure II.A.4. Nouveau montage électrique proposé pour l'application de la température.

La deuxième série d'étalonnage a montré que (tableau II.A.3) :

- Pour une température de consigne de 30°C, la résistance R_2 n'est pas nécessaire,
- Pour une température de consigne supérieure à 30°C, la résistance R_2 varie en sens inverse de l'élévation de la température.

T_c (°C)	T_{fi} (°C)	T_{fs} (°C)	T_e (°C)	$\Delta T = T_{fi} - T_{fs} $ (°C)	$\Delta T_i = T_{fi} - T_c $ (°C)	$\Delta T_s = T_{fs} - T_c $ (°C)	$Grad\ T$ (°C/m)	R (Ω)
27	29,3	29,8	29,6	0,5	2,3	2,8	4,8	-
32	33,8	34,6	34,6	0,8	1,8	2,6	7,6	100
37	38,6	39,5	39,7	0,9	1,6	2,5	8,6	68
42	42,7	43,8	44,4	1,1	0,7	1,8	10,5	47
47	47,4	48,3	49,6	0,9	0,4	1,3	8,6	27
52	51,9	52,5	54,6	0,6	0,1	0,5	5,7	22
57	56,7	57,4	60	0,7	0,3	0,4	6,7	18
62	60,7	60,8	64,4	0,1	1,3	1,2	9,5	15
67	64,8	64,2	68,9	0,6	2,2	2,8	5,7	10

Tableau II.A.3. Résultats obtenus lors de la deuxième série d'essais.

La figure II.A.5 donne l'évolution des températures des flasques supérieur et inférieur en fonction de la température de consigne. On a confirmation ici de la quasi-identité des températures qui se traduit, au niveau de l'échantillon, par des écarts voisins de 0,1°C entre les faces supérieure et inférieure.

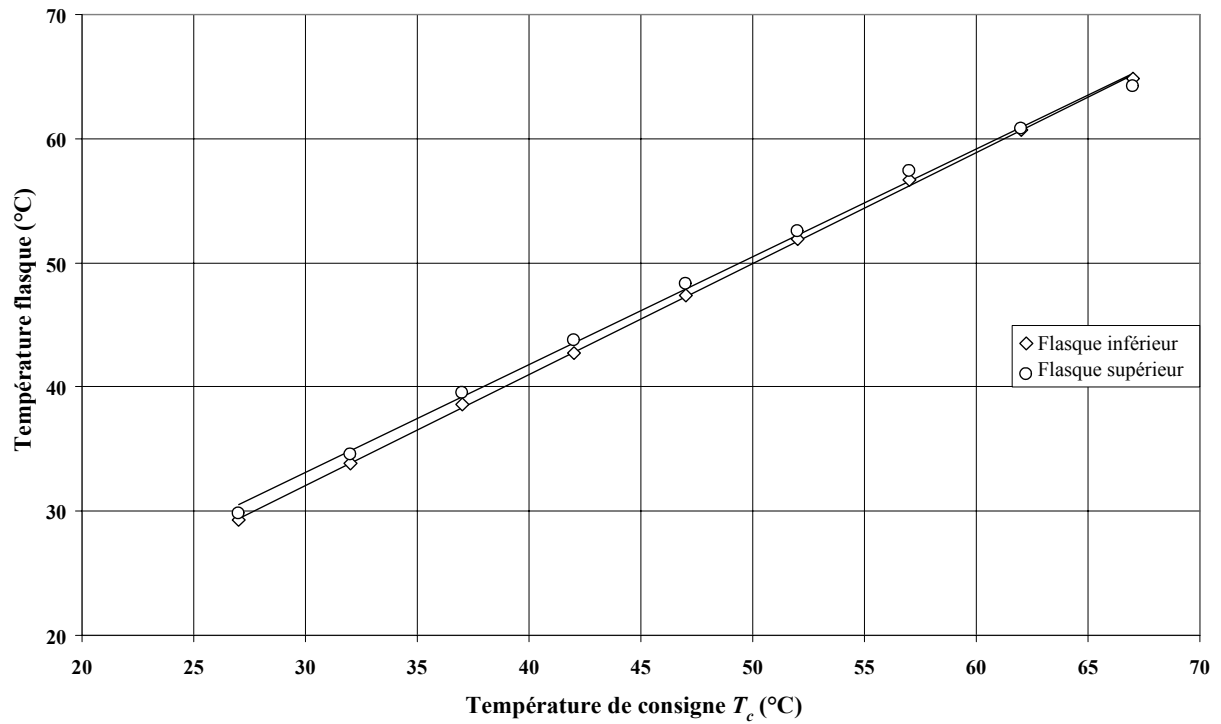


Figure II.A.5. Relation entre la température des flasques et la température de consigne après étalonnages.

Ces essais permettent également d'établir une relation entre la température de consigne et la température de l'échantillon donnée à la figure II.A.6.

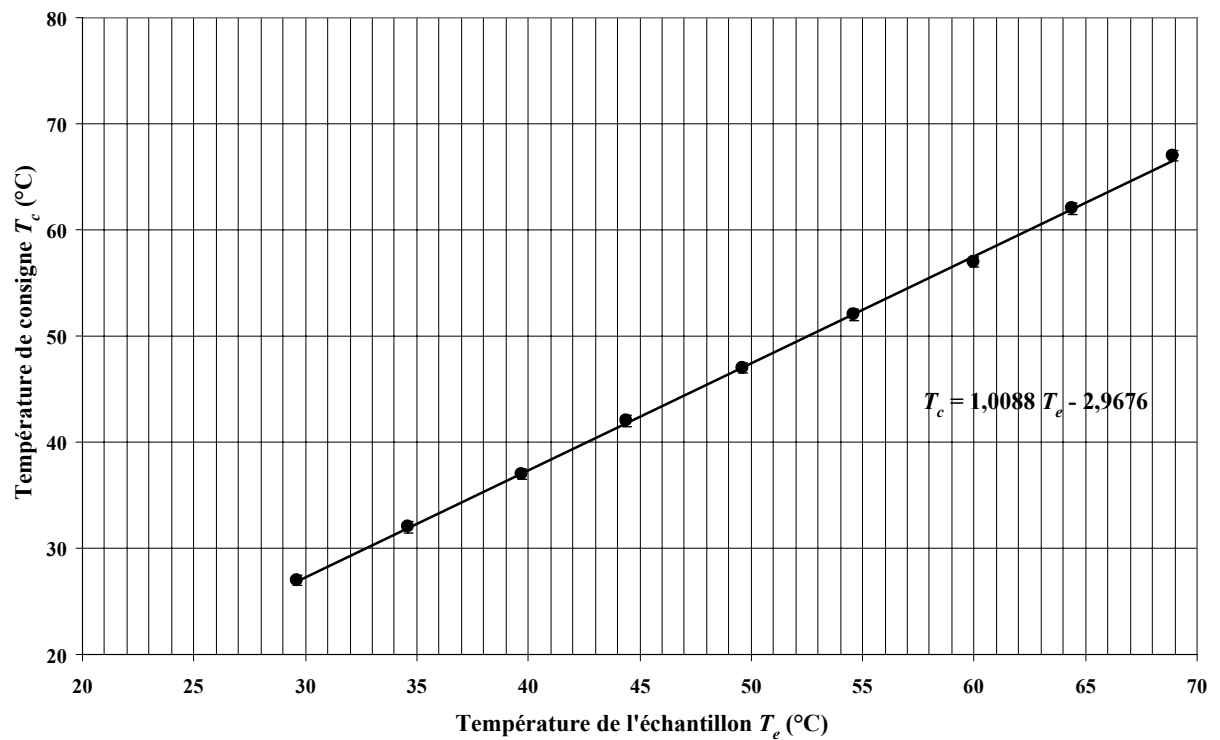


Figure II.A.6. Relation entre la température de l'échantillon et la température de consigne.

II.A.3. Conclusion

Le montage électrique adopté est donné à la figure II.A.7.

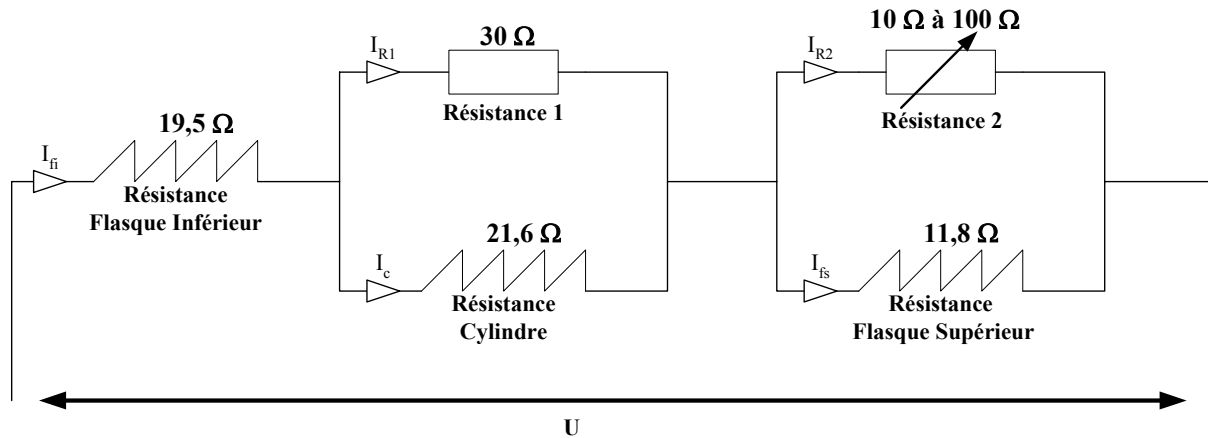


Figure II.A.7. Montage électrique retenu pour l'application de la température.

La résistance R_2 qui varie entre 10 et 100 Ω est constituée d'une série de résistances de puissance disposées sur un dissipateur thermique. Les valeurs de ces résistances sont données dans le tableau II.A.4 en fonction de la température de l'échantillon et de la température de consigne.

Température de l'échantillon T_e (°C)	Température de consigne T_c (°C)	Résistance R_2 (Ω)
30	27,3	-
35	32,3	100
40	37,4	68
45	42,4	39
50	47,5	27
55	52,5	22
60	57,6	18
65	62,6	15
70	67,6	10

Tableau II.A.4. Valeurs des températures et des résistances à prendre en compte pour chaque essai.

Ce dispositif règle le problème du gradient vertical de température dans la cellule du triaxial thermique. Le même type de question peut être posé concernant le gradient radial axi-symétrique. L'étude conduite par Fella (1987), dans des conditions jugées moins favorables, avait montré un écart maximum de 0,5°C entre le centre et la face latérale de l'échantillon pour une température de consigne de 60°C.

II.B. Mise au point de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

Cette annexe décrit la mise au point de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol suite à l'utilisation de capteurs Kaman en remplacement du système utilisé auparavant. Ce nouveau dispositif a nécessité un étalonnage de la chaîne de mesure des déplacements permettant de corriger les effets simultanés des chargements mécanique et thermique.

II.B.1. Chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

II.B.1.1. Le cahier des charges

La chaîne de mesure des déformations verticales et radiales de l'échantillon de sol doit permettre :

- D'effectuer des mesures de déplacements dans une plage comprise entre ± 2 mm à partir de l'état de mise en place de l'échantillon,
- D'obtenir une incertitude absolue pour les mesures de l'ordre de quelques micromètres,
- De s'affranchir de l'influence de la température sur la fiabilité du dispositif de mesure,
- De s'affranchir de l'influence des contraintes mécaniques sur la fiabilité du dispositif de mesure.

Pour répondre aux deux derniers points de ce cahier des charges, des essais d'étalonnage de la chaîne sous différents états de températures et de contraintes mécaniques sont nécessaires.

II.B.1.2. Solution adoptée

Initialement, la solution envisagée pour la mesure des déformations verticales consistait à mesurer le déplacement du piston par des comparateurs au 1/1000 de millimètres ayant comme référentiel la traverse du pont de chargement. Au cours des premiers essais de mise au point de la chaîne, il est apparu une incompatibilité entre les différentes fonctions de la traverse :

- Dilatations différentielles importantes des parties métalliques en température,
- Déformations aléatoires du bâti de l'appareil triaxial thermique ainsi que de l'empilement dans la cellule (piston, bille, biellette, ...), sous chargement mécanique.

Il était donc préférable de dissocier les fonctions de chargement et de mesure des déplacements. Une modification importante par rapport au projet initial concerne le référentiel du comparateur. Ce dernier devient solidaire de l'embase. Un dispositif comportant deux colonnes en Invar fixées sur l'embase et reliées par une traverse devient le nouveau dispositif support du comparateur.

À ce jour, l'utilisation de comparateurs est abandonnée au profit de capteurs KAMAN. Le système de fixation reste le même ; seule une pièce « cible » a été ajoutée au niveau du piston pour permettre la mesure du déplacement vertical.

II.B.1.3. Les capteurs Kaman[®] KD 2300

Deux capteurs sont utilisés pour mesurer le déplacement radial et le déplacement vertical. Il s'agit de capteurs Kaman[®] (série KD 2300) permettant, grâce à un champ magnétique, de mesurer la distance entre la tête du capteur et une cible en aluminium en s'affranchissant des problèmes de contact.

Pour chaque capteur, on a réalisé :

- Un réglage du zéro, du gain et de la linéarité,
- Un étalonnage en place qui permet de prendre en compte l'environnement métallique du capteur.

L'étalonnage donne les relations suivantes :

$$\begin{cases} d_v = a_v U_v + b_v \\ d_r = a_r U_r + b_r \end{cases} \quad (\text{II.B.1})$$

avec d_v (resp. d_r), la distance verticale (resp. radiale) entre le capteur et la cible (en mm), U_v (resp. U_r), la tension verticale (resp. radiale) correspondant à la distance verticale d_v (resp. radiale d_r) (en Volt), a_v (resp. a_r), la pente d'étalonnage du capteur vertical (resp. radial) (en mm/Volt) et b_v (resp. b_r), la valeur de la distance verticale (resp. radiale) pour une tension verticale (resp. radiale) nulle.

Ces étalonnages sont systématiquement réalisés au début de chaque essai. Par la suite, on ne parlera plus en terme de distance d entre la tête du capteur et la cible mais en terme de distance par rapport à une origine d_0 qui donne le déplacement. En d'autres termes, on a :

$$\begin{cases} \Delta h = d_v - d_{v0} = a_v \Delta U_v \\ \Delta r = d_r - d_{r0} = a_r \Delta U_r \end{cases} \quad (\text{II.B.2})$$

avec Δh (resp. Δr), le déplacement vertical (resp. radial) de l'échantillon de sol (en mm) et ΔU_v (resp. ΔU_r), la variation de tension verticale (resp. radiale) correspondant au déplacement vertical (resp. radial) (en Volt).

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

Pour s'affranchir des effets conjugués de la température et des contraintes mécaniques (plus précisément de la contrainte déviatorique $\sigma_z - \sigma_x$) sur le dispositif de mesure des déplacements vertical et radial, on a réalisé en parallèle deux étalonnages complets de la chaîne.

II.B.2.1. Présentation générale

Dans un premier temps, analysons les variables susceptibles d'influencer la réponse des capteurs (figure II.B.1).

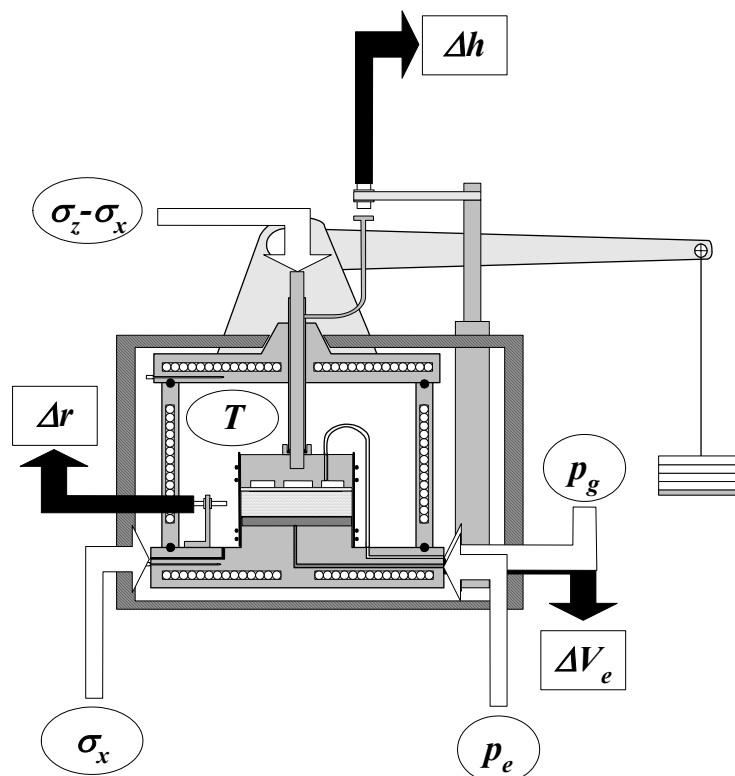


Figure II.B.1 : Variables expérimentales susceptibles d'influencer les mesures expérimentales.

Pour la mesure du déplacement vertical Δh , on constate que deux facteurs de chargement peuvent modifier la lecture des déplacements réels du sol. Le premier est la contrainte déviatorique ($\sigma_z - \sigma_x$) qui a tendance, lorsqu'elle croît, à écraser l'ensemble du

dispositif de chargement. Le second est la température T qui a tendance, lorsqu'elle croît, à dilater l'ensemble du dispositif de chargement constitué d'éléments métalliques. Pour la mesure des déplacements radiaux Δr , étant donné la configuration actuelle du dispositif, il apparaît que seule la température joue un rôle dans la correction à apporter à la mesure.

Deux étalonnages sont alors à prendre en compte :

➤ Le premier étalonnage, portant sur la correction Δh^* à apporter à la mesure des déplacements verticaux, peut être représenté par une fonction f dont l'équation est celle d'une surface dans l'espace des paramètres $[\Delta h^*, \Delta T, \Delta(\sigma_z - \sigma_x)]$:

$$\Delta h^* = f(\Delta T; \Delta(\sigma_z - \sigma_x)) \quad (\text{II.B.3})$$

➤ Le deuxième étalonnage, portant sur la correction Δr^* à apporter à la mesure des déplacements radiaux, peut être représenté par une fonction g dont l'équation est :

$$\Delta r^* = g(\Delta T) \quad (\text{II.B.4})$$

avec ΔT , l'incrément de température entre l'état d'équilibre de chargement thermique T et l'état de référence T_0 (la température ambiante) de l'échantillon de sol (en °C), $\Delta(\sigma_z - \sigma_x)$, l'incrément de contrainte déviatorique entre l'état d'équilibre de chargement mécanique $(\sigma_z - \sigma_x)$ et l'état de référence $(\sigma_z - \sigma_x)_0$ (déviateur nul) (en kPa).

Pour le déplacement vertical, on peut écrire entre deux états voisins la relation suivante :

$$d(\Delta h^*) = \left(\frac{\partial f}{\partial \Delta T} \right)_{\Delta(\sigma_z - \sigma_x)} d(\Delta T) + \left(\frac{\partial f}{\partial \Delta(\sigma_z - \sigma_x)} \right)_{\Delta T} d(\Delta(\sigma_z - \sigma_x)) \quad (\text{II.B.5})$$

Notons alors :

$\alpha_T = \left(\frac{\partial f}{\partial \Delta T} \right)_{\Delta(\sigma_z - \sigma_x)}$, le coefficient global de dilatation thermique de l'appareil triaxial (en mm/°C),
 $\beta_\sigma = \left(\frac{\partial f}{\partial \Delta(\sigma_z - \sigma_x)} \right)_{\Delta T}$, le coefficient global de déformation de l'appareil triaxial thermique (en mm/kPa).

L'équation devient alors :

$$d(\Delta h^*) = \alpha_T d(\Delta T) + \beta_\sigma d(\Delta(\sigma_z - \sigma_x)) \quad (\text{II.B.6})$$

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

De même, pour le déplacement radial, on peut écrire :

$$d(\Delta r^*) = \left(\frac{\partial g}{\partial \Delta T} \right) d(\Delta T) \quad (\text{II.B.7})$$

Notons alors :

$\alpha = \left(\frac{\partial g}{\partial \Delta T} \right)$, le coefficient global de dilatation thermique du capteur radial (en mm/°C).

L'équation devient alors :

$$d(\Delta r^*) = \alpha . d(\Delta T) \quad (\text{II.B.8})$$

L'étalonnage de la chaîne de mesure des déformations consiste donc à :

- Déterminer les valeurs de ces trois coefficients pour les gammes de température et de contraintes mécaniques choisies dans le cahier des charges,
- Dédire les fonctions f et g ,
- Déterminer par intégration les valeurs des corrections Δh^* et Δr^* à apporter aux mesures des déplacements.

À cet égard, deux types d'essais d'étalonnage sont préconisés :

- Des essais de chargement mécanique à température constante dans les plans $[\Delta h^* ; \Delta(\sigma_z - \sigma_x)]$, on détermine alors les valeurs du coefficient β_{σ} ,
- Des essais de chargement thermique à contraintes mécaniques constantes, d'une part, dans les plans $[\Delta h^* ; \Delta T]$, on détermine alors les valeurs du coefficient α_T et, d'autre part, dans les plans $[\Delta r^* ; \Delta T]$, on détermine alors les valeurs du coefficient α .

Pour ces étalonnages, l'échantillon de sol est remplacé par un échantillon en Invar de dimensions analogues. L'Invar est un alliage composé de 64% de Fer et 36% de Nickel ayant un coefficient de dilatation extrêmement faible.

Le tableau II.B.1 donne quelques caractéristiques de l'Invar :

Caractéristiques mécaniques	
Dureté	160
Elongation (%)	< 45
Module d'élasticité (GPa)	140 – 150
Résistance à la traction (MPa)	450 - 590
Caractéristiques physiques	
Densité (g.cm ⁻³)	8
Caractéristiques thermiques	
Conductivité thermique à RTP (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	13
Expansivité thermique de 20°C à 90°C (10 ⁻⁶ K ⁻¹)	1,7 – 2,0
Caractéristiques électriques	
Résistance électrique (μOhm.cm)	75 - 85

Tableau II.B.1 : Caractéristiques de l'Invar (D'après Goodfellow www.goodfellow.com).

Compte tenu de ces caractéristiques, l'échantillon en Invar subira les déplacements suivants (pour un $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ et $\Delta(\sigma_z - \sigma_x) = 400\text{kPa}$).

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta l(T) = \alpha_{INVAR} \times \Delta T_{max} \times l(T_0) = 2.10^{-6} \times 50 \times 15 = 1,5 \mu\text{m} \\ \Delta r(T) = \alpha_{INVAR} \times \Delta T_{max} \times r(T_0) = 2.10^{-6} \times 50 \times 35 = 3,5 \mu\text{m} \\ \Delta l(\sigma) = l \times \frac{(\sigma_z - \sigma_x)_{max}}{E_{INVAR}} = 15 \times \frac{400}{140.10^6} = 0,4 \mu\text{m} \\ \Delta r(\sigma) = \frac{r}{2} \times \frac{(\sigma_z - \sigma_x)_{max}}{E_{INVAR}} = \frac{35}{2} \times \frac{400}{140.10^6} = 0,5 \mu\text{m} \end{array} \right. \quad (\text{II.B.9})$$

Par conséquent, on constate que l'erreur de mesure sur les déplacements (tassement et / ou dilatation) due aux sollicitations thermomécaniques est de l'ordre de grandeur de précision des mesures sur l'appareil triaxial. Les déplacements seront donnés par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta h = \Delta h_m - (\Delta h^* + \Delta h_{INVAR}) \\ \Delta r = \Delta r_m - (\Delta r^* + \Delta r_{INVAR}) \end{array} \right. \quad (\text{II.B.10})$$

avec Δh (resp. Δr) le déplacement vertical (resp. radial) réel de l'échantillon de sol, Δh_m (resp. Δr_m) la mesure du déplacement vertical (resp. radial) donnée par les capteurs KAMAN, Δh^* (resp. Δr^*) la correction verticale (resp. radiale) issue de l'étalonnage de la chaîne et Δh_{INVAR} (resp. Δr_{INVAR}) ≈ 0 .

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

Implicitement, les relations contenues dans (II.B.10) imposent comme convention le tassement positif et le gonflement négatif. Compte tenu du dernier terme négligeable, on a :

$$\begin{cases} \Delta h = \Delta h_m - \Delta h^* \\ \Delta r = \Delta r_m - \Delta r^* \end{cases} \quad (\text{II.B.11})$$

Compte tenu des relations II.B.1 et II.B.2, on peut écrire :

$$\begin{cases} \Delta h = a_v \Delta U_v \\ \Delta r = a_r \Delta U_r \end{cases} \quad (\text{II.B.12})$$

avec ΔU_v (resp. ΔU_r), la variation de tension verticale (resp. radiale).

Avec la relation (II.B.11), (II.B.12) peut s'écrire :

$$\begin{cases} \Delta U_v = \Delta U_{vm} - \Delta U_v^* \\ \Delta U_r = \Delta U_{rm} - \Delta U_r^* \end{cases} \quad (\text{II.B.13})$$

avec ΔU_{vm} (resp. ΔU_{rm}), la tension verticale (resp. radiale) correspondant à la mesure du déplacement vertical (resp. radial) donné par le capteur (en Volt), ΔU_v^* (resp. ΔU_r^*), la correction verticale (resp. radiale) issue de l'étalonnage de la chaîne (en Volt).

Ces relations permettent d'envisager un étalonnage des capteurs à travers les variations de tension ΔU_v^* et ΔU_r^* sous l'hypothèse que les pentes a_v et a_r restent indépendantes des contraintes et de la température appliquées.

Les gammes de mesure sont :

- La température varie de l'ambiante ($\approx 25^\circ\text{C}$) à 70°C ,
- La contrainte déviatorique varie de 0 à 400 kPa.

Les organigrammes donnés aux figures II.B.2 et II.B.3 définissent le mode opératoire à observer pour les deux types d'essais envisagés. Pour chacun d'eux, les résultats obtenus par Fella (1987) sont rappelés.

➤ Essais de chargement mécanique à température constante.

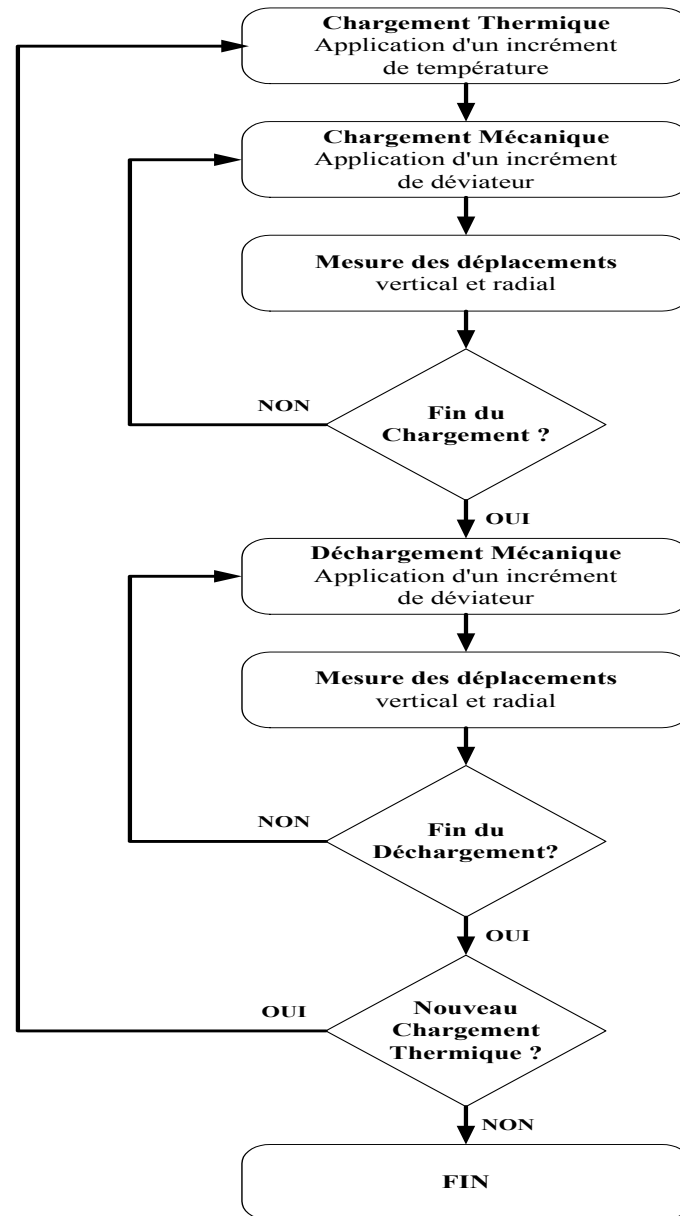


Figure II.B.2 : Organigramme des essais de chargement mécanique à température constante.

D'après les essais entrepris par Fella (1987), le coefficient global de déformation β_σ a pu être approché par une fonction exponentielle qui dépend de ΔT et $\Delta(\sigma_z - \sigma_x)$. L'équation proposée est la suivante :

$$\beta(\Delta T; \Delta(\sigma_z - \sigma_x)) = \underbrace{(2,4 + 0,015 \cdot \Delta T) \left(1 - e^{\left(\frac{\Delta(\sigma_z - \sigma_x) + 0,04}{0,385(2 + 0,0125 \Delta T)} \right)} \right)}_{\text{Terme du au chargement mécanique}} - \underbrace{(6 + 0,0175 \cdot \Delta T)}_{\text{Terme du au chargement thermique}} \quad m/Pa \quad (\text{II.B.14})$$

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

➤ Essais de chargement thermique à contraintes constantes.

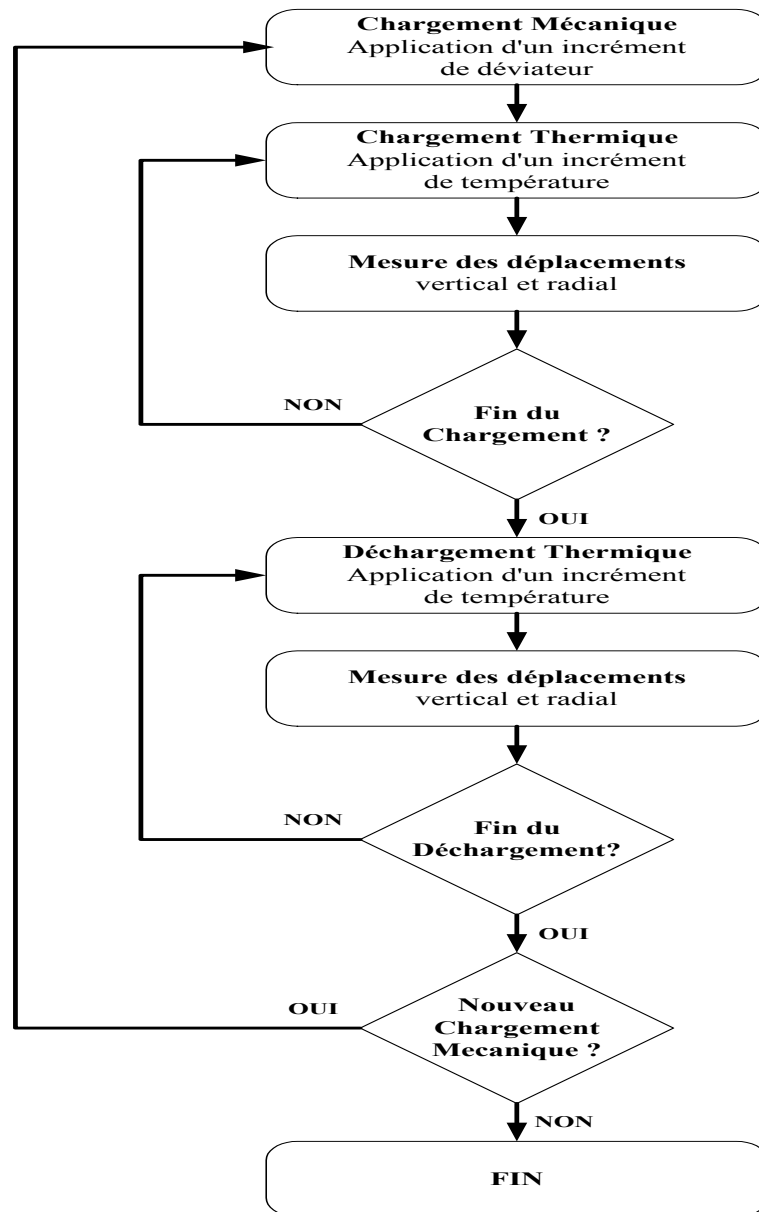


Figure II.B.3 : Organigramme des essais de chargement thermique à contrainte constante.

Fella (1987) a pu constater sur ce type d'essais que le coefficient global de dilatation thermique α_T n'est que très peu influencé par le chargement mécanique. Ce coefficient a pu être approché, suivant deux plages distinctes, par :

$$\begin{aligned}
 0 < \Delta T < 21,5^\circ\text{C} &\longrightarrow \alpha_T = 3.10^{-3} \text{ mm}/^\circ\text{C} \\
 21,5^\circ\text{C} < \Delta T &\longrightarrow \alpha_T = (2,6 + 0,019\Delta T).10^{-3} \text{ mm}/^\circ\text{C}
 \end{aligned}
 \tag{II.B.15}$$

II.B.2.2. Essais de chargement mécanique à températures constantes

L'objectif des essais de chargement mécanique à températures constantes est de réaliser les étalonnages des capteurs vertical et radial sous des chargements mécanique et thermique.

Capteur vertical

La figure II.B.4 présente les résultats obtenus lors de ces essais pour le capteur vertical :

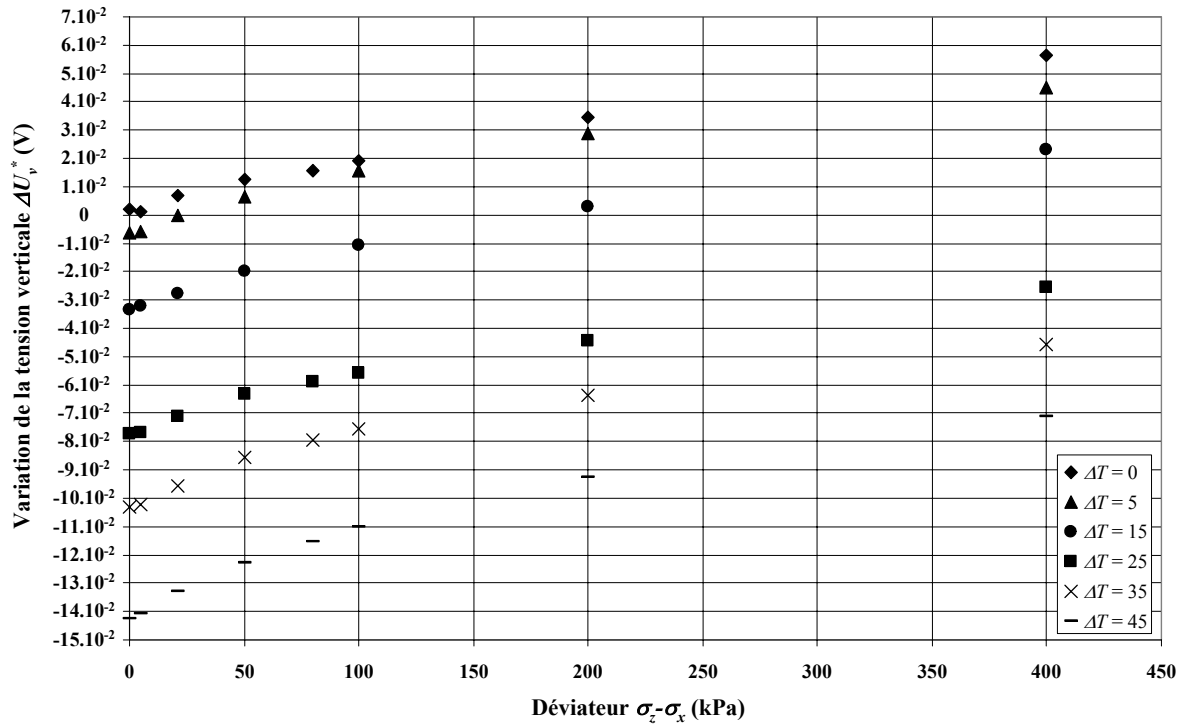


Figure II.B.4 : Résultats des essais de chargement mécanique à températures constantes.

À partir de ces résultats, on a modélisé la réponse du capteur ΔU_v^* en fonction de la contrainte déviatorique $\sigma_z - \sigma_x$ et de la température ΔT par une fonction de la forme :

$$\Delta U_v^*(\sigma_z - \sigma_x; \Delta T) = \underbrace{a(\Delta T) \left(1 - e^{-b(\Delta T)(\sigma_z - \sigma_x)} \right)}_{\text{Terme dû au chargement mécanique}} + \underbrace{c(\Delta T) \Delta T}_{\text{Terme dû au chargement thermique}} \quad (\text{II.B.16})$$

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

La démarche suivie pour obtenir ce type de formulation, consiste à étudier, d'une part, la fonction ΔU_v^* dans le plan $[\Delta U_v^*; \Delta(\sigma_z - \sigma_x)]$ donc à l'élévation de température maintenue constante ΔT_0 et, d'autre part, la fonction ΔU_v^* dans le plan $[\Delta U_v^*; \Delta T]$ donc à contraintes mécaniques constantes $\Delta(\sigma_z - \sigma_x)_0$.

La première étude permet de définir le terme dû au chargement mécanique :

$$\Delta U_v^*(\sigma_z - \sigma_x; \Delta T_0) = a(\Delta T_0) \left(1 - e^{-b(\Delta T_0)(\sigma_z - \sigma_x)} \right) \quad (\text{II.B.17})$$

La seconde étude permet de définir le terme dû au chargement thermique :

$$\Delta U_v^*((\sigma_z - \sigma_x)_0; \Delta T) = c(\Delta T) \cdot \Delta T \quad (\text{II.B.18})$$

Dans un premier temps, on prend en compte uniquement l'effet du déviateur sans introduire l'effet de la dilatation. On obtient les résultats de la figure II.B.5.

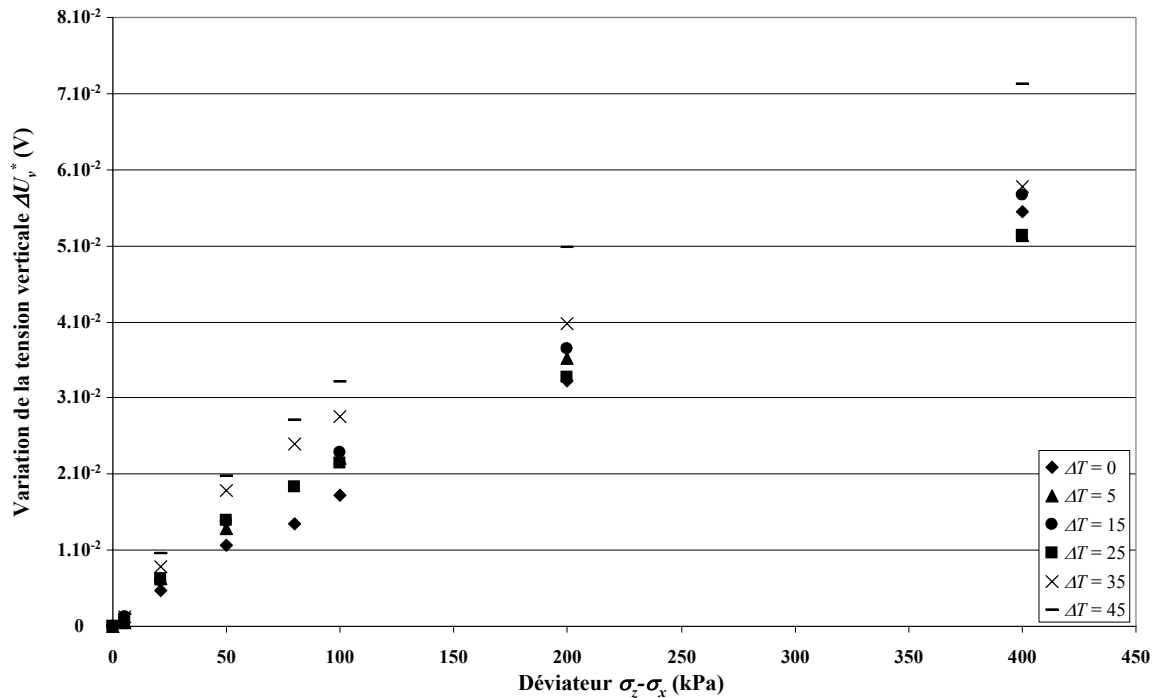


Figure II.B.5 : Influence du chargement mécanique à une élévation de température maintenue constante.

Les expressions de $a(\Delta T_0)$ et $b(\Delta T_0)$ ont été obtenues à partir d'interpolations numériques. On a obtenu les fonctions suivantes (figure II.B.6) :

$$\begin{cases} a(\Delta T_0) = 4,82 \cdot 10^{-7} \Delta T_0^2 - 5,55 \cdot 10^{-5} \Delta T_0 + 7,10 \cdot 10^{-2} \\ b(\Delta T_0) = 5,93 \cdot 10^{-5} \Delta T_0 + 2,89 \cdot 10^{-3} \end{cases} \quad (\text{II.B.19})$$

II.B. Mise au point de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale

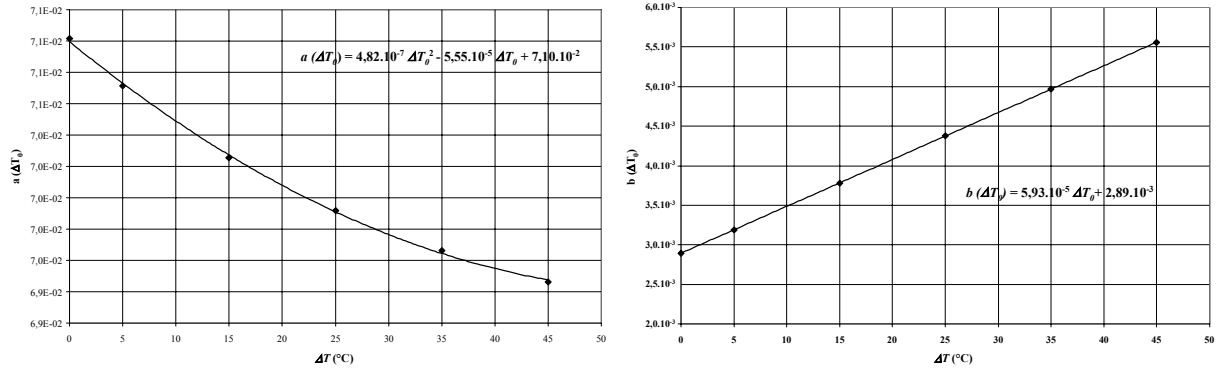


Figure II.B.6 : Coefficients a et b en fonction de ΔT_0 .

La réponse du capteur vertical notée $\Delta U_v^*(\sigma_z - \sigma_x; \Delta T_0)$ prend la forme (figure II.B.7) :

$$\Delta U_v^*(\sigma_z - \sigma_x; \Delta T_0) = \underbrace{\left(4.82 \cdot 10^{-7} \Delta T_0^2 - 5.55 \cdot 10^{-5} \Delta T_0 + 7.10 \cdot 10^{-2} \right)}_{\text{Terme dû au chargement mécanique}} \left(1 - e^{-(5.93 \cdot 10^{-5} \Delta T_0 + 2.89 \cdot 10^{-3})(\sigma_z - \sigma_x)} \right) \quad (\text{II.B.20})$$

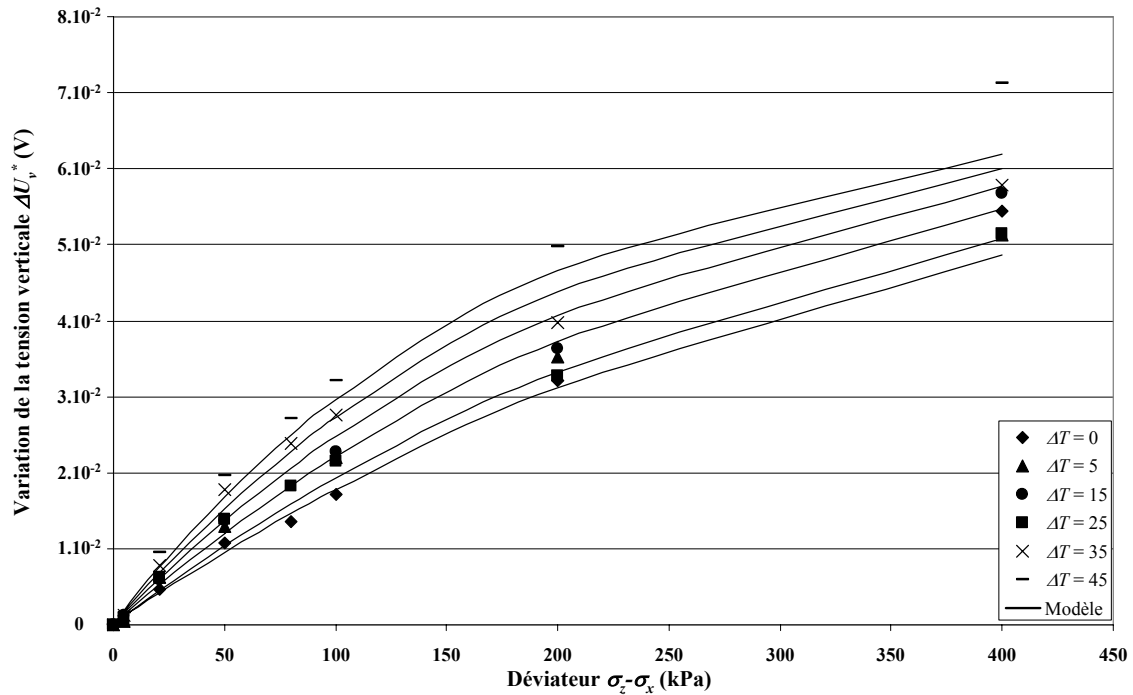


Figure II.B.7 : Modélisation de la réponse du capteur vertical sous chargement mécanique à élévation de température maintenue constante.

Dans un deuxième temps, on prend en compte uniquement l'effet de la température sans introduire l'effet de la compression. On obtient les résultats de la figure II.B.8.

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

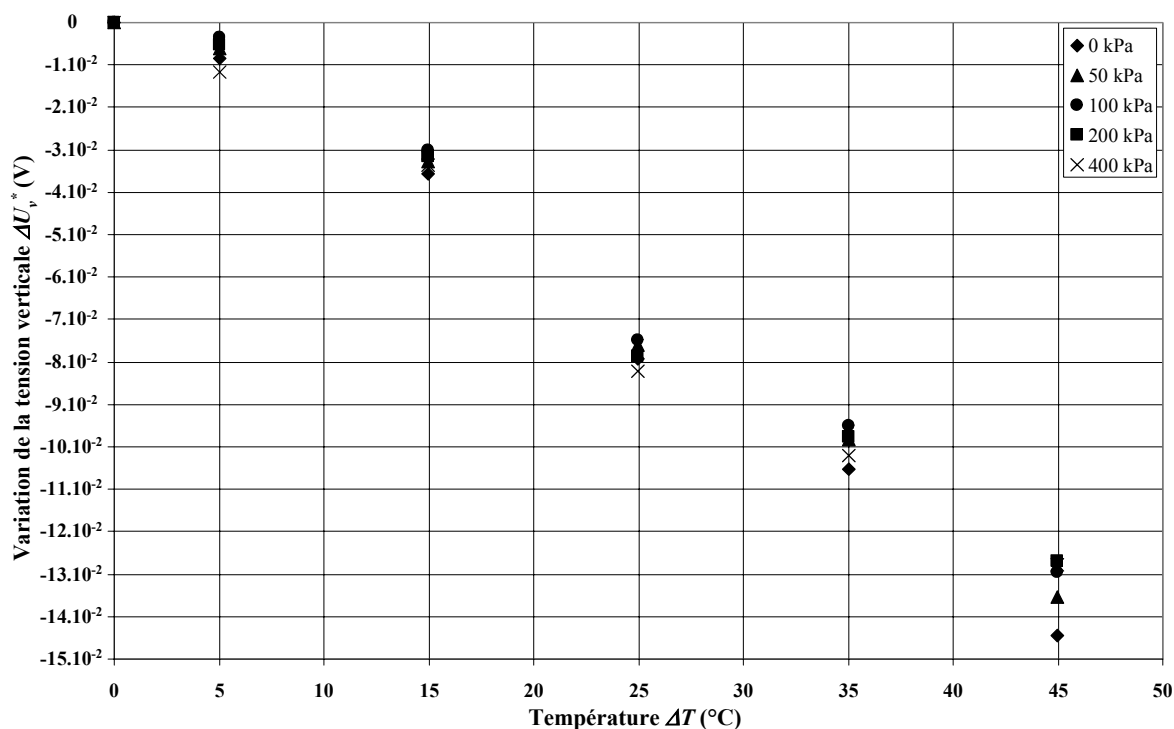


Figure II.B.8 : Influence du chargement thermique à divers états de contraintes mécaniques maintenus constants.

On constate sur la figure II.B.8 que la réponse du capteur vertical au cours d'un chargement thermique dépend peu du déviateur. Par conséquent, l'écriture proposée en (II.B.18) de $\Delta U_v^*((\sigma_z - \sigma_x)_0; \Delta T)$ est validée. La fonction $c(\Delta T)$ a été obtenue à partir d'interpolations numériques donnant la valeur de la pente $c(\Delta T)$ pour chaque incrément de température ΔT . On a obtenu (figure II.B.9) :

$$c(\Delta T) = - \frac{3,04 \cdot 10^{-3}}{1 + 2,55 \cdot e^{-1,44 \cdot 10^{-1} \Delta T}} \quad (\text{II.B.21})$$

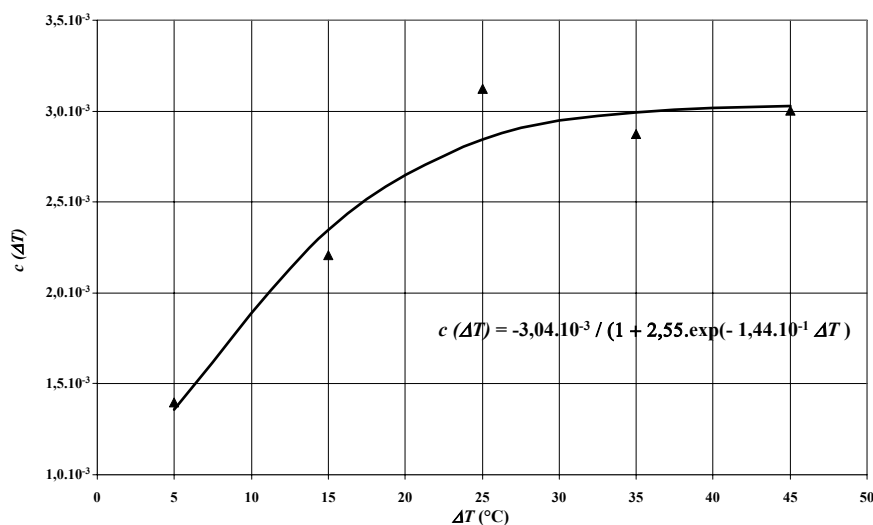


Figure II.B.9 : Coefficient c en fonction de ΔT .

En analysant de plus près cette équation, on constate que lorsque ΔT tend vers 0 alors $c(\Delta T)$ tend vers $-8,5 \cdot 10^{-4}$ Volt / °C et que lorsque ΔT tend vers ∞ alors $c(\Delta T)$ tend vers $-3,04 \cdot 10^{-3}$ Volt / °C. Sachant que 1 Volt correspond à 1 mm, cette valeur est équivalente à celle donnée par Fella (1987) qui est de $-3 \cdot 10^{-3}$ mm / °C. La réponse du capteur vertical notée $\Delta U_v^*((\sigma_z - \sigma_x)_0; \Delta T)$ prend la forme (figure II.B.10) :

$$\Delta U_v^*((\sigma_z - \sigma_x)_0; \Delta T) = - \frac{3,04 \cdot 10^{-3}}{1 + 2,55 \cdot e^{-1,44 \cdot 10^{-1} \Delta T}} \Delta T \quad (\text{II.B.22})$$

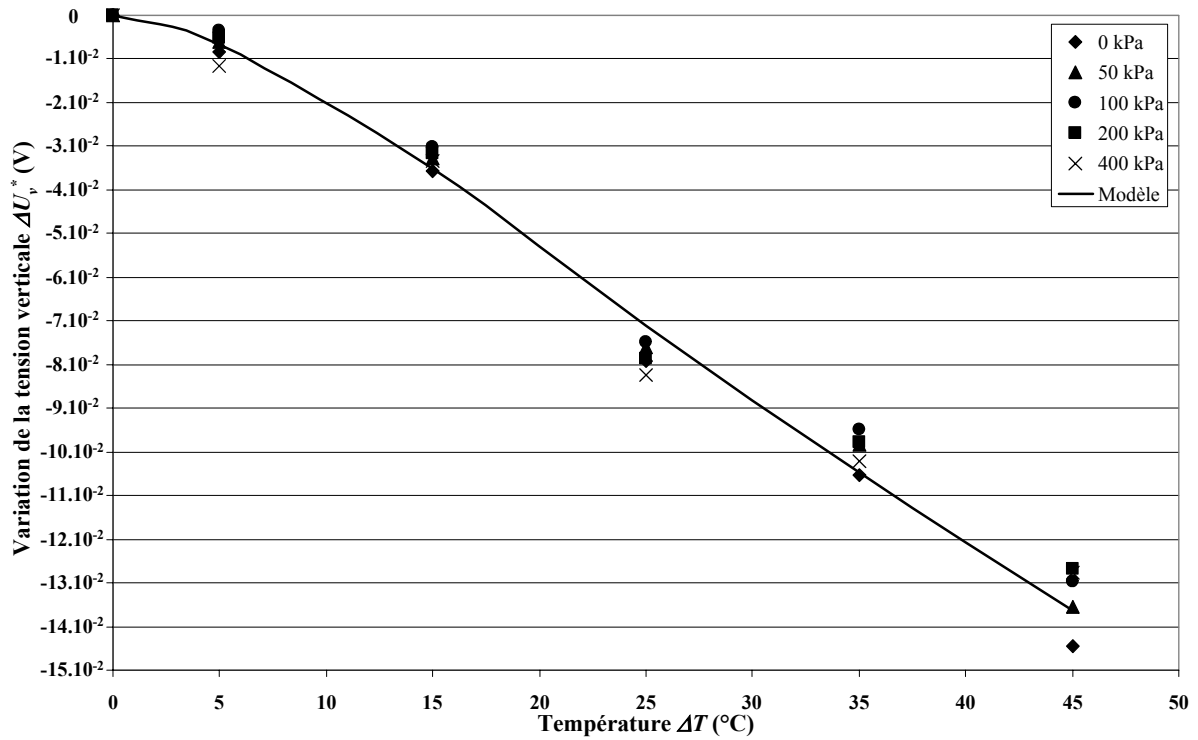


Figure II.B.10 : Modélisation de la réponse du capteur vertical sous chargement thermique à divers états de contraintes mécaniques maintenus constants.

L'ensemble de ces résultats donne l'équation de la fonction d'étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticales (figure II.B.11) :

$$\Delta U_v^*((\sigma_z - \sigma_x); \Delta T) = \underbrace{\left(4,82 \cdot 10^{-7} \Delta T^2 - 5,55 \cdot 10^{-5} \Delta T + 7,10 \cdot 10^{-2} \right) \left(1 - e^{-(5,93 \cdot 10^{-5} \Delta T + 2,89 \cdot 10^{-3}) (\sigma_z - \sigma_x)} \right)}_{\text{Terme dû au chargement mécanique}} - \underbrace{\frac{3,04 \cdot 10^{-3}}{1 + 2,55 \cdot e^{-1,44 \cdot 10^{-1} \Delta T}} \Delta T}_{\text{Terme dû au chargement thermique}} \quad (\text{II.B.23})$$

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

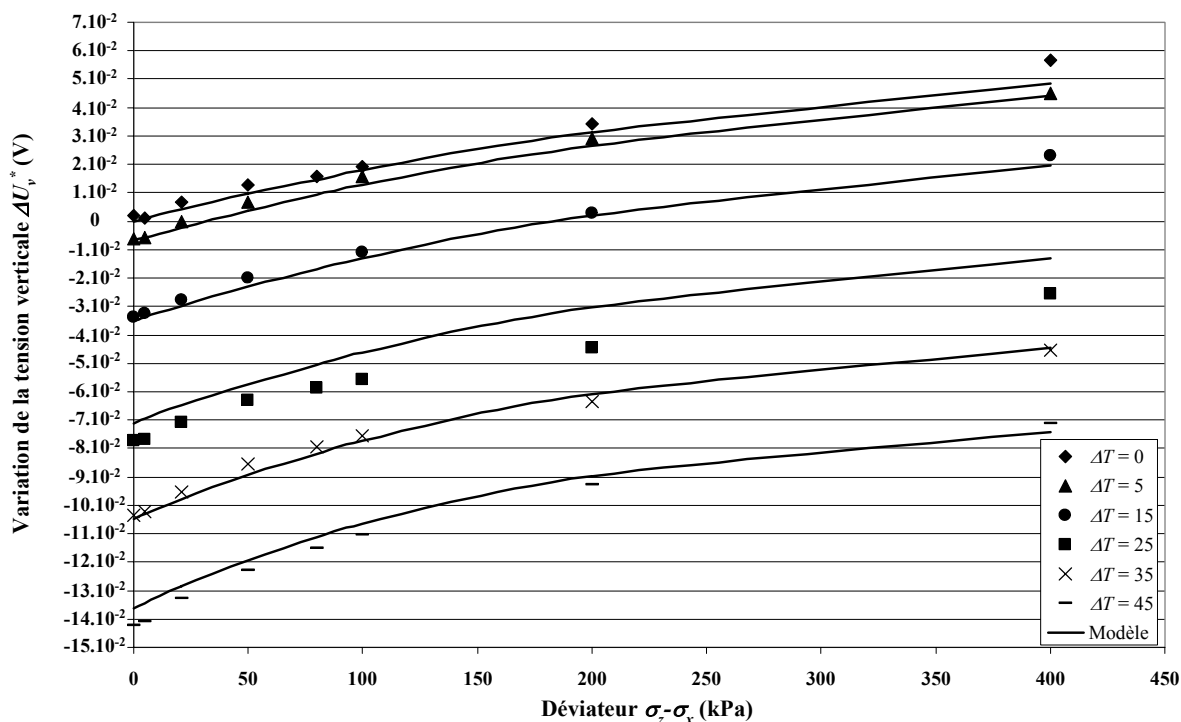


Figure II.B.11 : Modélisation de la correction à apporter sur la lecture de la tension verticale.

On constate une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et la modélisation mathématique. Pour la valeur de température $\Delta T = 25^\circ\text{C}$, le décalage entre la modélisation mathématique et les résultats expérimentaux est légèrement plus important mais une modélisation plus précise n'a pu être établie. De ce fait, on estime l'objectif quasiment atteint.

Capteur radial

Lors de ces séries d'essais, des problèmes de mise en place du capteur radial n'ont pas permis d'obtenir des résultats satisfaisants pour modéliser la réponse de ce capteur sous chargement thermique.

II.B.2.3. Essais de chargement thermique à contraintes constantes

L'objectif des essais de chargement thermique à contrainte déviatorique constante est double :

- Confirmer les résultats de la modélisation obtenus avec les essais précédents,
- Réaliser l'étalonnage en température du capteur radial qui n'a pas pu être réalisé précédemment.

Dans cette série d'essais, on s'est limité à trois chargements mécaniques constants à savoir les déviateurs de 0, 50 et 100 kPa.

Capteur vertical

La figure II.B.12 donne les variations de la tension verticale obtenues à partir des essais de chargement thermique sous contrainte déviatorique constante.

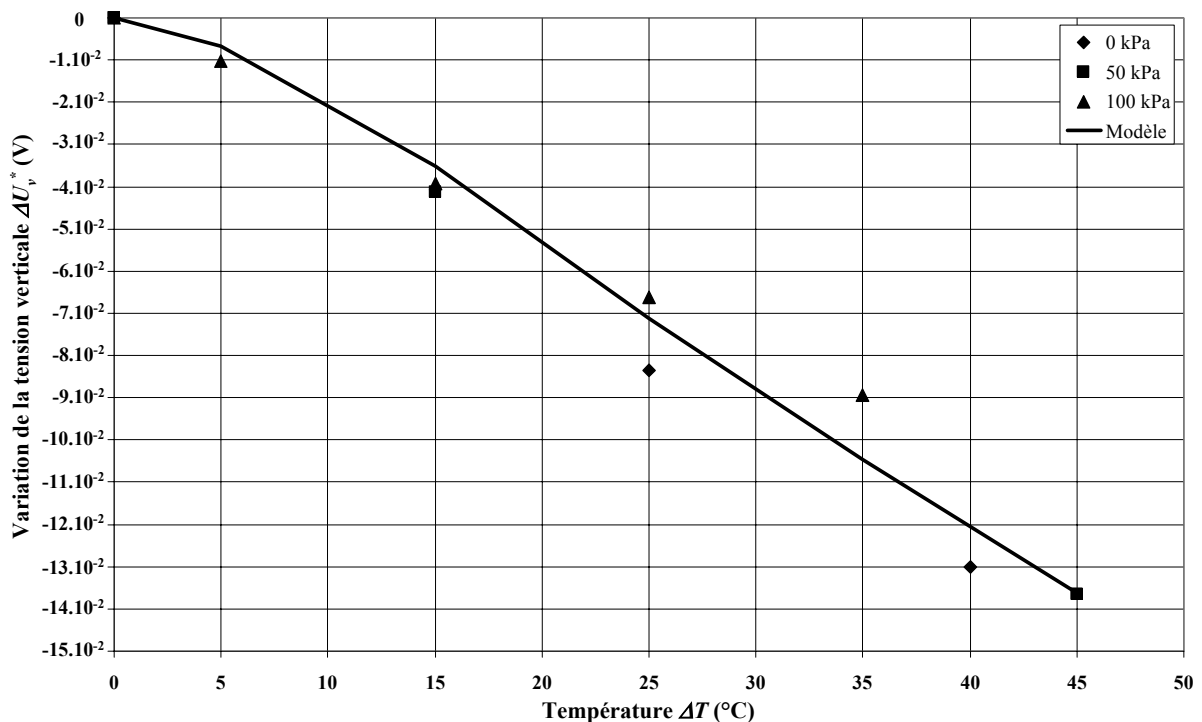


Figure II.B.12 : Comparaison avec la modélisation.

La modélisation (II.B.22) établie à partir des essais de chargement mécanique à température constante apparaît satisfaisante.

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

Capteur radial

La figure II.B.13 donne les résultats obtenus pour le capteur radial :

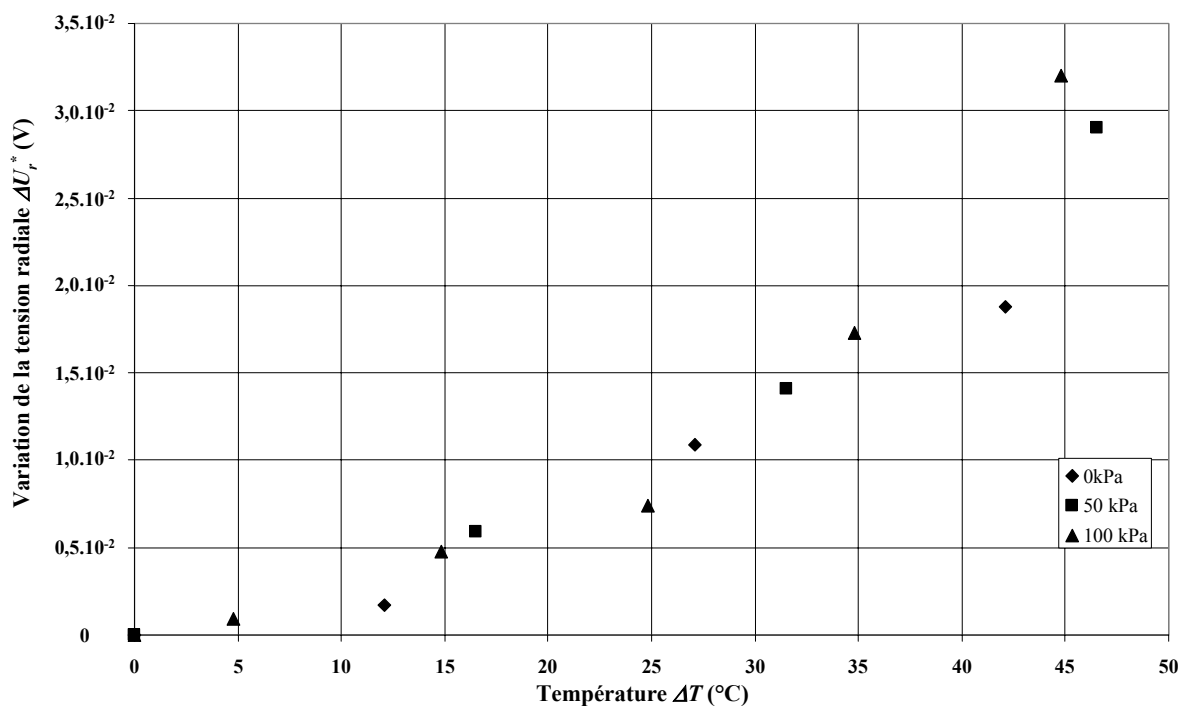


Figure II.B.13 : Résultats des essais de chargement thermique à divers états de contraintes mécaniques maintenus constants.

La réponse du capteur radial est modélisée par une fonction de la forme :

$$\Delta U_r^*(\Delta T) = \frac{a}{1 + b \cdot e^{-c\Delta T}} \quad (\text{II.B.24})$$

L'ensemble des points obtenus lors de ces trois essais donne l'équation suivante (figure II.B.14) :

$$\Delta U_r^*(\Delta T) = \frac{5,55 \cdot 10^{-2}}{1 + 48,46 \cdot e^{-8,64 \cdot 10^{-2} \Delta T}} \quad (\text{II.B.25})$$

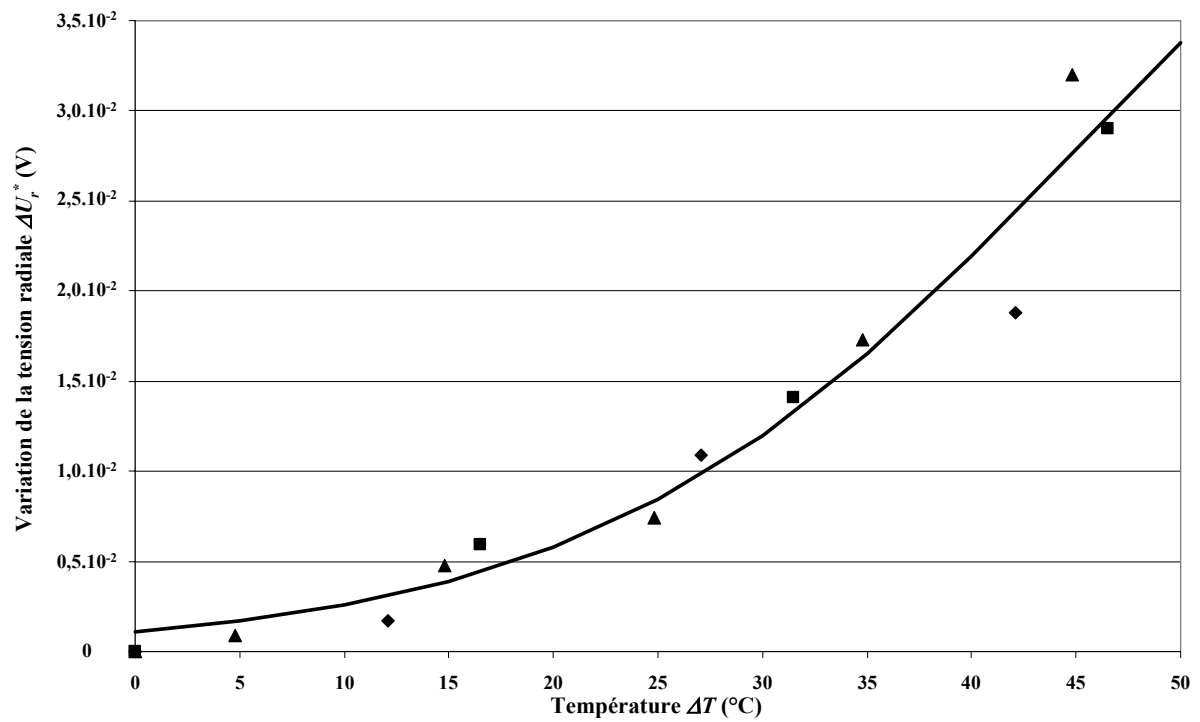


Figure II.B.14 : Modélisation de la réponse du capteur radial sous chargement thermique.

II.B.2. Étalonnage de la chaîne de mesure des déformations verticale et radiale de l'échantillon de sol

II.B.3. Conclusions

L'ensemble des essais réalisés dans cette phase d'étalonnage des capteurs permet de s'appuyer sur les modélisations (II.B.23) et (II.B.25) pour prendre en compte l'influence de la température et de la contrainte déviatorique sur les mesures des déplacements vertical et radial.

III.A. Modélisation des isothermes par le modèle de GAB

Il existe plusieurs formules d'approximation des isothermes de désorption ([Iglesias & Bueno, 1999] et [Sandoval & Barreiro, 2002]). Dans cette étude, on a choisi d'utiliser le modèle de GAB (du nom des auteurs Guggenheim, Anderson et de Boer), emprunté à la modélisation des isothermes pour des produits alimentaires [Iglesias & Chirife, 1995], qui apparaît être une bonne approximation des courbes d'isothermes :

$$w = \frac{X_m C_g K_g HR}{(1 - K_g HR)(1 + (C_g - 1)K_g HR)} \quad (\text{III.A.1})$$

où X_m , C_g et K_g sont les paramètres sans dimension du modèle de GAB.

Afin de déterminer les constantes de ce modèle, il suffit de transformer (III.A.1) en une équation du second degré sous la forme [Timmermann et al., 2001] :

$$\frac{HR}{w} = -\frac{C_g - 1}{X_m C_g} K_g HR^2 + \frac{C_g - 2}{X_m C_g} HR + \frac{1}{X_m C_g K_g} \Leftrightarrow \omega = A.HR^2 + B.HR + C \quad (\text{III.A.2})$$

où ω est le rapport entre l'humidité relative et la teneur en eau d'équilibre correspondante. A , B et C sont les constantes de l'équation du second degré.

La figure III.A.1 donne un exemple de détermination des trois paramètres A , B et C de l'équation du second degré à partir des résultats expérimentaux obtenus sur le sable limoneux argileux.

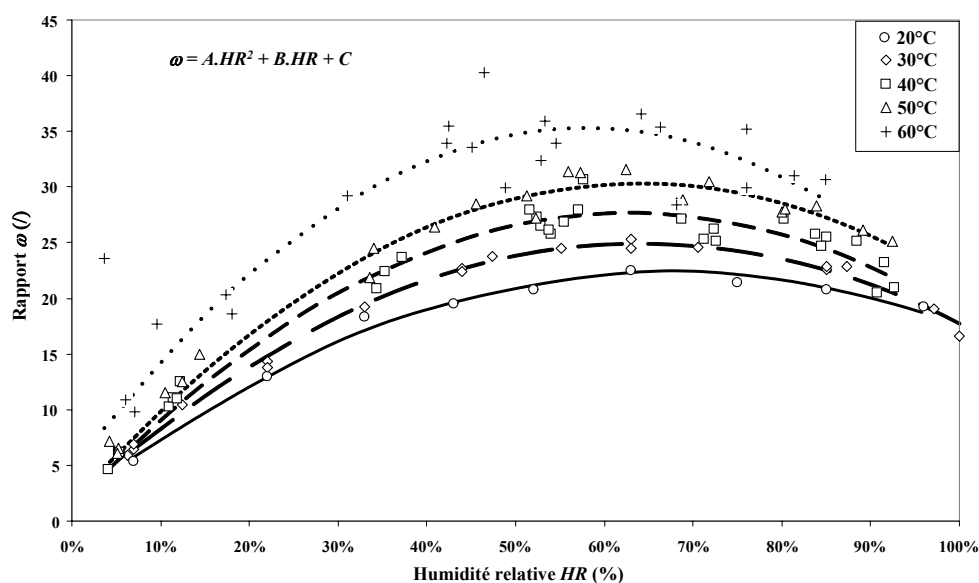


Figure III.A.1. Détermination des paramètres du modèle de GAB à diverses températures pour le sable limoneux argileux.

Notons Δ le discriminant de l'équation du second degré. Les constantes du modèle de GAB sont alors déterminées par :

$$\begin{aligned} X_m &= \Delta^{-0,5} \\ C_g &= \frac{2}{\Delta^{0,5}(\Delta^{0,5} - B)} \\ K_g &= \frac{\Delta^{0,5} - B}{2A} \end{aligned} \quad (\text{III.A.3})$$

Dans le cas du sable limoneux argileux, cette méthode de détermination des constantes du modèle de GAB a donné les résultats suivants (tableau III.A.1) :

	Température T (°C)				
	20	30	40	50	60
X_m	$1,57.10^{-2}$	$1,33.10^{-2}$	$1,17.10^{-2}$	$1,08.10^{-2}$	$0,89.10^{-2}$
C_g	50,47	60,77	82,21	78,35	29,42
K_g	0,73	0,76	0,78	0,77	0,83

Tableau III.A.1. Paramètres du modèle de GAB pour le sable limoneux argileux.

On constate que le paramètre X_m est une fonction décroissante de la température alors que le paramètre K_g est une fonction croissante. Le paramètre C_g semble, quant à lui, atteindre un maximum pour une température avoisinant les 40°C. Sur la figure III.A.2, on a représenté les isothermes de désorption déduites du modèle de GAB.

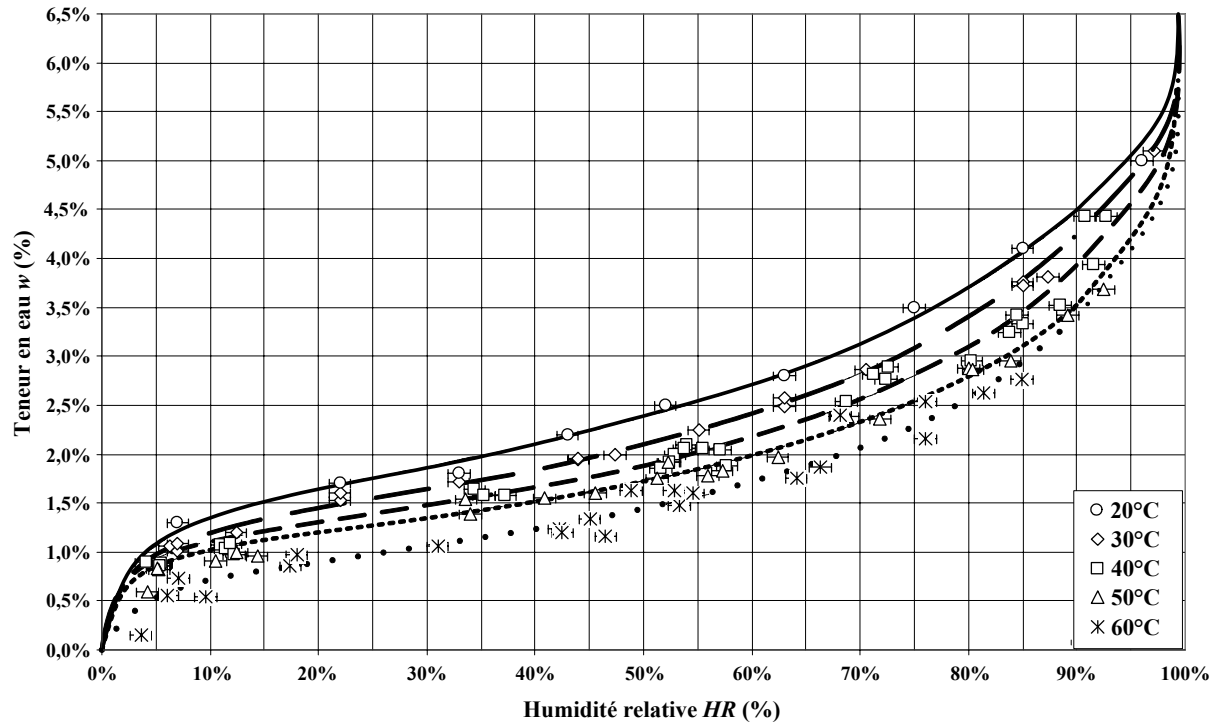


Figure III.1.8. Modélisation des isothermes de désorption par le modèle de GAB entre 20°C et 60°C pour le sable limoneux argileux.

Sur la totalité du domaine de teneurs en eau d'équilibre étudié, la formule (III.A.01) offre une bonne approximation de l'isotherme de désorption dans le cas du sable limoneux argileux. Il est à noter que cette modélisation n'est satisfaisante que pour des humidités relatives inférieures à 90%.

III.B. Quelques modélisations de la courbe caractéristique

Il existe dans la littérature de nombreuses modélisations de la courbe caractéristique. Cette annexe présente quelques-unes de ces modélisations. Ici, on note w_s la teneur en eau de saturation et w_r la teneur en eau résiduelle de l'échantillon de sol.

Modèle	Relation $w=f(s)$	Paramètres
Gardner (1958)	$w = w_r + \frac{w_s - w_r}{1 + qs^n}$	q , paramètre lié à la succion d'entrée d'air, n , paramètre lié à la pente au point d'inflexion de la courbe de rétention.
Brooks & Corey (1964)	$w = w_r + (w_s - w_r) \left(\frac{s_e}{s} \right)^\alpha$	α , indice de distribution de la taille des pores, s_e , succion d'entrée d'air.
Van Genuchten (1980)	$w = w_r + \frac{w_s - w_r}{\left(1 + (ps)^n \right)^m}$	p , n et m , trois paramètres du modèle, $m = 1 - \frac{1}{n}$
Williams et al. (1983)	$w = e^{(l \ln s - a_l)/b_l}$	a_l et b_l , paramètres du modèle.
Mac Kee & Bumb (1984)	$w = w_r + \frac{w_s - w_r}{e^{(s-a_2)/b_2}}$	a_2 et b_2 , paramètres du modèle.
Mac Kee & Bumb (1987)	$w = w_r + \frac{w_s - w_r}{1 + e^{(s-a_3)/b_3}}$	a_3 et b_3 , paramètres du modèle.

III.C. Quelques expressions du coefficient relatif de perméabilité des sols non saturés

Il existe dans la littérature de nombreuses expressions du coefficient relatif de perméabilité des sols non saturés. Cette annexe présente quelques-unes de ces expressions. Ici, on note w_s la teneur en eau de saturation, w_r la teneur en eau résiduelle et k_r le coefficient relatif de perméabilité de l'échantillon de sol.

	Modèle	Coefficient relatif de perméabilité k_r	Paramètres
En fonction de la teneur en eau w	Averjanov (1950)	$k_r(w) = \left(\frac{w - w_r}{w_s - w_r} \right)^n$	n , paramètre empirique dépendant de la nature du sol.
	Davidson et al. (1969)	$k_r(w) = e^{-\alpha(w_s - w)}$	α , constante empirique.
	Campbell (1973)	$k_r(w) = \left(\frac{w}{w_s} \right)^n$	n , paramètre empirique dépendant de la nature du sol.
	Mualem (1976) Van Genuchten (1980)	$k_r(w) = \Theta^q \left(1 - \left(1 - \Theta^{\frac{1}{m}} \right)^m \right)^2$	q et m , constantes qui caractérisent le sol, $\Theta = \left(\frac{w - w_r}{w_s - w_r} \right)$
En fonction de la succion s	Wind (1955)	$k_r(s) = \alpha \frac{I}{s^n}$	α , constante empirique, n , paramètre empirique dépendant de la nature du sol.
	Gardner (1958)	$k_r(s) = e^{-\alpha s}$	α , constante empirique,
	Gardner (1958)	$k_r(s) = \frac{I}{I + \alpha s^n}$	α , constante empirique, n , paramètre empirique dépendant de la nature du sol.
	Brooks & Corey (1965)	$k_r(s) = \left(\frac{s_e}{s} \right)^n$	n , paramètre empirique dépendant de la nature du sol.

III.D. Variation de la succion avec le degré de saturation et la température

La succion $s=s(S_r, T)$ est une fonction du degré de saturation S_r et de la température T . La variation de succion ds peut alors s'écrire en fonction des variations du degré de saturation dS_r et de la température dT en considérant la différentielle totale exacte de la forme :

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial S_r} \right)_T dS_r + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{S_r} dT \quad (\text{III.D.1})$$

Le degré de saturation S_r s'écrit :

$$S_r = \frac{w\rho_s^*}{e\rho_e^*} \quad (\text{III.D.2})$$

Sous les hypothèses que l'indice des vides e reste constant et que, sous une variation de température, la variation de la masse volumique spécifique des grains solides ρ_s^* est négligeable devant celle de l'eau ρ_e^* , on peut écrire la différentielle totale exacte du degré de saturation sous la forme :

$$dS_r = \left(\frac{\partial S_r}{\partial w} \right)_{T,e} dw + \left(\frac{\partial S_r}{\partial T} \right)_{w,e} dT = \left(\frac{\partial S_r}{\partial w} \right)_{T,e} dw + \left(\frac{\partial S_r}{\partial \rho_e^*} \frac{\partial \rho_e^*}{\partial T} \right)_{w,e} dT \quad (\text{III.D.3})$$

En faisant apparaître le coefficient de dilation thermique β de l'eau défini par :

$$\frac{d\rho_e^*}{\rho_e^*} = -\beta dT \quad (\text{III.D.4})$$

La relation (III.D.4) permet alors d'écrire la différentielle totale exacte (III.D.3) sous la forme :

$$dS_r = \frac{\rho_s^*}{e\rho_e^*} dw + \frac{w\rho_s^*}{e\rho_e^*} \beta dT \quad (\text{III.D.5})$$

D'autre part, la loi de Jurin s'écrit :

$$s = \frac{2\sigma_s \cos \theta}{r} \quad (\text{III.D.6})$$

où r est le rayon moyen des pores, θ l'angle de mouillage et σ_s la tension superficielle.

Dans l'hypothèse que l'angle de mouillage θ est un paramètre indépendant de la température, la tension superficielle étant une fonction décroissante de la température, on a :

$$\frac{\partial s}{\partial T} = \frac{s}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} \leq 0 \quad (\text{III.D.7})$$

Les relations (III.D.5) et (III.D.7) conduisent à écrire la relation (III.D.1) sous la forme :

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial S_r} \right)_{T,e} dS_r + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{S_r,e} dT = F_w \frac{e\rho_e^*}{\rho_s^*} \left(\frac{\rho_s^*}{e\rho_e^*} dw + \frac{w\rho_s^*}{e\rho_e^*} \beta dT \right) + \frac{s}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} dT \quad (\text{III.D.8})$$

où F_w est la pente de la courbe caractéristique à température constante s'exprimant par :

$$F_w = \frac{\partial s}{\partial w} \leq 0 \quad (\text{III.D.9})$$

La relation (III.D.8) peut se mettre sous la forme :

$$ds = F_w \frac{e\rho_e^*}{\rho_s^*} \left(\frac{\rho_s^*}{e\rho_e^*} dw + \frac{w\rho_s^*}{e\rho_e^*} \beta dT \right) + \frac{s}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} dT \quad (\text{III.D.10})$$

Ce qui, après simplification, donne :

$$ds = F_w dw + \left(F_w \beta w + \frac{s}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} \right) dT \quad (\text{III.D.11})$$

Contribution à l'étude du transport de matière et de la rhéologie dans les sols non saturés à différentes températures

Thèse présentée à l'Université Montpellier II – Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le diplôme de Doctorat, mention Sciences

N° d'ordre :

N° CNU : 60

Spécialité : Mécanique, Génie Mécanique, Génie Civil

Résumé

Les résultats de cette recherche concernent trois volets.

Le volet théorique (partie I) présente une modélisation générale du comportement thermo-hydro-mécanique de sols non saturés. Le modèle prend en compte la déformation du squelette, la filtration des phases liquide et gazeuse, la diffusion de vapeur, la conduction de chaleur et le changement de phase liquide-vapeur. Cette modélisation est utilisée pour décrire le transport d'eau dans un sol non saturé en favorisant les phénomènes de filtration d'eau liquide, de diffusion de vapeur d'eau et de changement de phase d'eau liquide-vapeur.

Le volet instrumental (partie II) porte sur la réalisation d'un banc de sorption et d'un dispositif de type plaque de pression en température. Ces matériels permettent de réaliser des essais de désaturation et de déterminer la courbe caractéristique sol-eau. Un autre aspect concerne la rénovation d'un appareil triaxial thermique en le dotant d'une instrumentation plus adaptée à l'étude du comportement thermo-hydro-mécanique de sols non saturés.

Le volet expérimental est double. Le premier aspect (partie III), relatif à l'étude de la désaturation et à la détermination de la courbe caractéristique d'une argile plastique et d'un sable limoneux argileux à 20°C et 60°C, porte sur la détermination d'un coefficient de transport en phase liquide. Le second aspect (partie IV) s'intéresse à la représentation de surfaces de charge dans le cas du sable limoneux argileux non saturé à différentes températures. Cette surface de charge présente un caractère thermo-extensif dont on propose une modélisation et une interprétation physique.

Title Contribution to the study of mass transfert and of rheology for unsaturated soils at different temperatures

Abstract

The results of this research concern three aspects.

The theoretical aspect (part I) presents a general modelling of thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated soils. The description takes into account skeleton deformation, liquid and gas phase's filtrations, vapour diffusion, heat conduction and liquid-vapour phase change. This modelling is used to describe the water transport in unsaturated soil by favouring the phenomena of water filtration, vapour water diffusion and liquid-vapour water phase change.

The instrumental aspect (part II) concerns the realization of sorption device and Richard's cell in temperature. These materials allow to realize desaturation experiments and to determine soil-water characteristic curve. Another aspect concerns the development of a thermal triaxial apparatus by adding a specific instrumentation more adapted to study the thermo-hydro-mechanical behaviour of unsaturated soils.

The experimental aspect is double. The first (part III), concerning desaturation study and characteristic curve determination of a plastic clay and a clayey silty sand at 20°C and 60°C, allows to determine a liquid phase transport coefficient. The second (part IV) is related to the representation of yield surfaces in the case of unsaturated clayey silty sand at different temperatures. This yield surface presents a thermo-extensive nature of which a modelling and a physical interpretation are proposed.

Mots-clefs Sols non saturés / Thermo-hydro-mécanique / Transport d'eau / Consolidation / Surface de charge
