

École polytechnique de Louvain

Glissement de terrain déclenché par la pluie dans un sol volcanique islandais

**Caractérisation expérimentale et modélisation
hydromécanique**

Auteur: Félix FORET

Promoteur: Hadrien RATTEZ

Lecteurs: Pierre DELMELLE, Guillaume FLOOD-PAGE

Année académique 2025–2026

Master [120] : ingénieur civil des constructions

Préambule

Dans le cadre de l'élaboration de ce travail de fin d'études, j'ai utilisé l'assistance d'outils d'intelligence artificielle : github copilot et Claude. Ces deux outils ont principalement été utilisés pour accélérer la rédaction de code en **Python**, notamment pour les scripts d'extraction de données (syntaxe particulière liée au format des fichiers de résultats) et de visualisation, et pour la gestion de la mise en page en $\text{\LaTeX}$. Les algorithmes implémentés à l'aide de ces outils ont été donnés en entrée sous forme de description détaillée ou de pseudo-code.

Claude a également été utilisé pour la restructuration de certaines phrases, la recherche de synonymes et pour la correction de fautes d'orthographe et de grammaire. J'ai veillé à relire et corriger manuellement tous les contenus générés par ces outils, afin de garantir leur pertinence et leur exactitude dans le contexte de ce travail de recherche.

Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude au Professeur Hadrien Rattez, promoteur de ce travail, pour m'avoir proposé ce sujet alliant expérimentation et modélisation numérique, ainsi que pour son encadrement attentif et ses conseils avisés.

Je remercie chaleureusement Nathan Delpierre et Guillaume Flood-Page, mes encadrants, pour leurs conseils éclairés, leur disponibilité et leur soutien constant ; leurs retours techniques m'ont été précieux pour mener à bien ce projet.

Je remercie également le Professeur Pierre Delmelle d'avoir accepté de lire ce mémoire.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien moral et leurs encouragements, en particulier pendant les dernières semaines de rédaction.

Résumé

En octobre 2021, un glissement de terrain s’est produit dans un sol volcanique (Andosol) du nord de l’Islande à la faveur d’un épisode pluvieux. Ces sols, à microstructure agrégée et à très forte capacité de rétention d’eau, présentent un comportement hydromécanique singulier encore peu documenté. Ce travail prolonge une caractérisation hydraulique antérieure du même site en y ajoutant le volet mécanique et son couplage avec les écoulements. La résistance au cisaillement de l’horizon de rupture a été mesurée par des essais triaxiaux drainés à quatre teneurs en eau. Les écoulements dans le versant ont été simulés en résolvant l’équation de Richards (module *PorousFlow* du code MOOSE), complétée par une condition aux limites de pluie développée sur mesure. Le facteur de sécurité a enfin été suivi dans le temps par la méthode de la pente infinie couplée au critère de Mohr-Coulomb. Premier couplage hydromécanique réalisé sur ce site, la chaîne localise correctement la surface de rupture à la base de l’horizon le plus argileux et reproduit l’hydraulique attendue du profil stratifié, dont une barrière capillaire, mais ne reproduit pas le déclenchement : le facteur de sécurité reste supérieur à l’unité. Elle désigne ainsi deux ingrédients manquants, une humidité antécédente sous-estimée et un effondrement thixotrope que le critère de résistance de pic ne capture pas, et place l’état hydrique initial du versant au premier rang des incertitudes à réduire.

Abstract

In October 2021, a landslide occurred in a volcanic soil (Andosol) of northern Iceland during a rainfall event. These soils, with an aggregated microstructure and a very high water-retention capacity, exhibit a distinctive hydromechanical behaviour that remains poorly documented. This work extends an earlier hydraulic characterization of the same site by adding the mechanical component and its coupling with water flow. The shear strength of the failure horizon was measured through drained triaxial tests at four water contents. Water flow within the slope was simulated by solving Richards’ equation (*PorousFlow* module of the MOOSE framework), supplemented by a custom rainfall boundary condition. The factor of safety was then tracked over time using the infinite-slope method coupled with the Mohr-Coulomb criterion. As the first hydromechanical coupling carried out on this site, the chain correctly locates the failure surface at the base of the most clayey horizon and reproduces the expected hydraulics of the stratified profile, including a capillary barrier, but it does not reproduce the triggering : the factor of safety remains above unity. It thereby points to two missing ingredients, an underestimated antecedent moisture and a thixotropic collapse that the peak-strength criterion does not capture, ranking the initial moisture state of the slope first among the uncertainties to be reduced.

Table des matières

Préambule	1
Remerciements	2
Résumé / Abstract	3
Liste des figures	10
Liste des tables	11
Liste des symboles	12
Liste des abréviations	15
1 Introduction et contexte	16
1.1 Problématique des glissements de terrain	16
1.2 Particularité des sols volcaniques islandais	18
1.3 Objectifs	18
1.4 Organisation du manuscrit	19
2 État de l'art	20
2.1 Sols volcaniques	20
2.1.1 Formation du sol	20
2.1.2 Caractéristiques des sols volcaniques islandais	21
2.2 Propriétés hydrauliques des sols	21
2.2.1 Description d'un sol	21
2.2.2 Succion	22
2.2.3 Courbe de rétention	24
2.2.4 Conductivité hydraulique	24
2.2.5 Barrière capillaire	27
2.2.6 Propriétés hydrauliques particulières des sols volcaniques	28
2.3 Modélisation des flux d'eau dans les sols	29
2.3.1 Équation de Richards	29
2.3.2 Résolution numérique	30
2.4 Propriétés mécaniques et stabilité des pentes	30
2.4.1 État de contrainte et critère de Mohr-Coulomb	30

2.4.2	L'essai triaxial	31
2.4.3	Résistance au cisaillement en conditions non saturées	32
2.4.4	Propriétés mécaniques des sols volcaniques islandais	34
2.5	Synthèse des acquis et lacunes	35
3	Présentation du site et de l'événement	36
3.1	Localisation et topographie	36
3.1.1	Climat	36
3.2	Profil de sol	36
3.3	Contexte du glissement	38
3.4	Échantillons prélevés	40
4	Caractérisation du matériau	42
4.1	Hydraulique du sol	42
4.1.1	Protocoles expérimentaux	42
4.1.2	Procédure de traitement et calcul	44
4.2	Résultats hydrauliques	44
4.3	Essais triaxiaux	44
4.3.1	Protocole expérimental	44
4.3.2	Procédure de traitement et calcul	45
4.4	Résultats des essais triaxiaux	47
4.4.1	Observations et phénomènes particuliers	48
4.4.2	Paramètres de résistance	50
5	Modélisations numériques	52
5.1	Modèle hydraulique	52
5.1.1	Application utilisée	52
5.1.2	Validation de l'application	53
5.1.3	Paramètres hydrauliques des horizons	55
5.1.4	Maillages	55
5.1.5	Conditions initiales	57
5.1.6	Conditions aux limites	57
5.1.7	Récapitulatif des cas simulés	60
5.1.8	Sorties	60
5.2	Résultats hydrauliques	60
5.2.1	Équivalence des modèles et limite de convergence	60
5.2.2	Modèle à topographie réelle (cas 5)	61
5.2.3	Effet des conditions initiales	62
5.2.4	Série pluviométrique retenue et état hydrique au déclenchement	63
5.2.5	Mise en évidence d'une barrière capillaire	66
5.3	Modèle mécanique	66
5.3.1	Formulation de la contrainte effective	67
5.3.2	Facteur de sécurité – pente infinie	67

5.3.3	Paramètres du modèle	67
5.3.4	Application au modèle	68
5.4	Résultats mécaniques	68
5.4.1	Profils de facteur de sécurité	69
5.4.2	Comparaison des deux jeux de paramètres de résistance	69
5.4.3	Sensibilité à la configuration hydraulique	70
6	Discussion	73
6.1	Caractérisation hydraulique	73
6.2	Caractérisation mécanique	74
6.3	Modèles hydrauliques	75
6.3.1	Comparaison des versions et domaine de validité	75
6.3.2	Un effet de barrière capillaire reproduit	75
6.3.3	Non-convergence des modèles en pente	76
6.3.4	Choix de la série pluviométrique et autres limites	77
6.4	Modèle mécanique	77
6.4.1	Localisation de la rupture et faiblesse du sommet	77
6.4.2	Deux jeux de paramètres : une enveloppe d'incertitude	78
6.4.3	Limites structurelles du modèle	78
6.5	Discussion générale	78
6.5.1	Reproduction de l'événement de 2021	78
6.5.2	Cumul des incertitudes	79
6.6	Perspectives	80
7	Conclusion	81
7.1	Synthèse des résultats	81
7.2	Apports et limites	82
7.3	Perspectives et ouverture	82
	Bibliographie	86
A	Annexes	87
A.1	Équations de pédotransfert	87
A.1.1	Paramètres de Van Genuchten-Mualem	87
A.1.2	Conductivité hydraulique saturée	87
A.2	Courbes de rétention calées sur les données de Harcq (2024)	87
A.3	Paramètres hydrauliques obtenus par Harcq (2024)	89
A.4	Graphiques complémentaires des essais triaxiaux	89
A.5	Calcul des paramètres de résistance mécanique	90
A.6	Code de la condition aux limites de pluie	90
A.7	Fichier d'entrée MOOSE et maillages	91
A.8	Calcul du facteur de sécurité	91

Liste des figures

1.1	Principaux types de mouvements de masse. Adapté de Lu et Godt (2013).	17
2.1	Diagramme de phases d'un sol (Desodt et Reiffsteck, 2015).	22
2.2	Ménisque capillaire dans un pore cylindrique : la tension superficielle σ_s à l'angle de contact θ génère une dépression u_w dans l'eau par rapport à la pression atmosphérique $u_a = 0$, conformément à la loi de Young-Laplace. Adapté de Delage et Cui (2000).	23
2.3	Courbes de rétention $\theta(\psi)$ typiques pour un sable, un limon et une argile : la pression d'entrée d'air et la teneur en eau résiduelle augmentent avec la finesse de la texture. Tracé d'après l'équation de Van Genuchten (1980) avec les paramètres typiques par classe texturale USDA de Carsel et Parrish (1988).	25
2.4	Hystérèse de la courbe de rétention : à succion donnée, la teneur en eau diffère selon l'historique de séchage ou de mouillage. Tracé d'après le mécanisme décrit par Lu et Likos (2004) (deux courbes de Van Genuchten à α contrasté et θ_s plus faible pour la courbe de mouillage).	25
2.5	Conductivité hydraulique relative $K_r(S_e)$ selon le modèle de Van Genuchten-Mualem (équation 2.14), pour trois valeurs de n . La conductivité chute de plusieurs ordres de grandeur dès le début de la désaturation. Tracé à partir de l'équation de Van Genuchten (1980).	26
2.6	Conductivité hydraulique $K(\psi) = K_s K_r(S_e(\psi))$ pour un sable, un limon et une argile. Composition des équations de Van Genuchten (1980) et Mualem (1976) avec les paramètres typiques par classe USDA de Carsel et Parrish (1988).	27
2.7	Champ d'écoulement en régime permanent dans une barrière capillaire inclinée bicouche : sous l'effet de l'infiltration verticale, l'eau s'accumule au sommet de la couche grossière et est déviée latéralement le long de l'interface (angle de pendage ϕ) sur une distance L . Le débit total ainsi dérivé constitue la capacité de diversion Q (Lu et Godt, 2013, Fig. 3.31).	28
2.8	Comparaison d'une courbe de rétention unimodale (sol sédimentaire) et bimodale (Andosol) : la microstructure agrégée des Andosols se traduit par un palier intermédiaire de désaturation des macropores avant d'atteindre les micropores. Tracé selon le formalisme bimodal de Durner (1994), avec θ_s et θ_r identiques entre les deux modèles afin d'isoler l'effet de la distribution de taille des pores.	29

2.9	Construction géométrique du cercle de Mohr. <i>Gauche</i> : coin de sol soumis aux contraintes principales σ_1 (face horizontale) et σ_3 (face verticale) ; la facette inclinée à α du plan principal majeur supporte la contrainte normale σ_n et la contrainte tangentielle τ . <i>Droite</i> : cercle de Mohr de centre $C = (\sigma_1 + \sigma_3)/2$ et de rayon $R = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$. Le point $P(\alpha)$ est obtenu en portant l'angle 2α à partir de σ_1 , ses coordonnées donnant directement (σ_n, τ)	31
2.10	Cercles de Mohr à la rupture pour trois pressions de confinement σ'_3 : la droite tangente à l'ensemble des cercles est l'enveloppe de Mohr-Coulomb, d'ordonnée à l'origine c' (cohésion effective) et de pente $\tan \phi'$ (angle de frottement interne). Tracé d'après le critère de Lu et Godt (2013).	33
2.11	Évolution de la contrainte de succion $\sigma^s = \chi \psi$ en fonction de la saturation effective S_e pour un sable, un limon et une argile, sous l'hypothèse $\chi = S_e$ (Bishop (1959)). La courbe est obtenue en combinant l'équation de Van Genuchten (1980) inversée ($\psi(S_e)$) avec les paramètres typiques par classe USDA de Carsel et Parrish (1988), conformément à l'équation en forme fermée de Lu et al. (2010). . . .	34
3.1	Localisation du site d'étude (carré bleu, entre Húsavík et Akureyri) sur la carte des sols d'Islande à 1 :500 000 de Arnalds (2004). Cadrage de la zone d'étude par Harcq (2024).	37
3.2	Profil altimétrique le long du glissement : la cicatrice s'étend sur 555 m de long avec un dénivelé d'environ 250 m (de 260 m en tête à 10 m à la base). Source : Landmælingar Íslands (2026).	37
3.3	Photographie du profil de sol prélevé, avec identification des horizons A, B, C, 2AB, 2C et 3AB ainsi que de la coulée de lave consolidée à la base. L'échelle graduée à droite indique la profondeur en centimètres. Source : Harcq (2024). . .	39
3.4	Hydrogrammes pluviométriques extrapolés au site à partir des modèles atmosphériques CARRA (a) et HARMONIE (b) par Jón Kristinn Helgason (communication personnelle, 2023, cité dans Harcq (2024)). L'épisode déclencheur des 2–5 octobre est visible dans les deux séries.	39
3.5	À gauche : vue depuis le bas du glissement vers la tête de la cicatrice. À droite : image satellite avec la forme allongée s'élargissant vers l'aval. Source : Harcq (2024). .	40
3.6	Image satellite du glissement avec la position du profil de sol échantillonné, en bordure nord supérieure de la cicatrice. Fond satellite : Esri et al. (2024) (service <i>World Imagery</i> , EPSG :3857).	41
4.1	Vue en coupe de l'appareil Hyprop : l'échantillon (anneau Kopecki) repose sur une balance, et deux tiges tensiométriques insérées à deux profondeurs (<i>Tensio Top</i> , <i>Tensio Bottom</i>) mesurent la charge de pression h_p au cours de l'évaporation libre par la face supérieure. Source : UMS GmbH (2015).	43
4.2	Courbes de contrainte déviatorique q en fonction de la déformation axiale ε_a pour les essais triaxiaux sur l'horizon 3AB, par groupe de teneur en eau. Les oscillations périodiques sont visibles sur tous les essais sauf les deux premiers (F35 et F36, groupe in-situ).	49

4.3	Courbes de contrainte déviatorique q en fonction de la déformation axiale ε_a pour certains essais sur des sols volcaniques de Tenerife. Source : Maxime Delvoie (communication personnelle).	49
4.4	Représentation des pics de résistance dans le plan p', q avec les droites de régression linéaire.	50
4.5	Évolution des paramètres de résistance c' et ϕ' en fonction de la saturation effective S_e	51
5.1	Validation des cas de référence : comparaison des profils simulés par MOOSE avec ceux de Delpierre et al. (2023).	54
5.2	Maillages des trois modèles hydrauliques (pente nulle, pente à 45.0 %, topographie réelle) avec leurs blocs de matériaux correspondant aux six horizons.	56
5.3	Hydrogrammes des deux séries pluviométriques imposées à la frontière supérieure : (a) série CARRA journalière sur l'année 2021, (b) série HARMONIE horaire sur l'épisode déclencheur de septembre–octobre 2021. Source des données : Jón Kristinn Helgason, citée dans Harcq (2024).	58
5.4	Évolution de la pression interstitielle u_w à la base de la couche 3AB (profondeur de rupture) pour les cas 1 à 4, série CARRA et condition initiale uniforme. Les cas 1 et 2 sont confondus (le pointillé du cas 2 se superpose au trait du cas 1). Les cas en pente (3 et 4) s'arrêtent à la saturation de la base (vers le jour 55). Les cas fermés (1 et 2) se stabilisent à l'équilibre saturé.	61
5.5	Pression interstitielle à la base, cas 4 <i>vs</i> cas 5 (coupe à $x = 1000$ m), série HARMONIE. Les deux modèles coïncident jusqu'au jour 24 environ, puis le cas 5 (topographie réelle) sature plus vite. Le cas 5 s'arrête au jour 36.	62
5.6	Champ de pression interstitielle u_w du cas 5 (topographie réelle, série HARMONIE) juste avant la divergence, autour d'une petite dépression en partie haute du versant ($x \approx 14$ m, fenêtre $x \in [10, 20]$ m). L'eau s'y accumule jusqu'à saturation locale : le point chaud rouge ($u_w > 0$) au fond de la cuvette est le lieu où le solveur cesse de converger.	63
5.7	Effet de la condition initiale (hydrostatique <i>vs</i> uniforme) sur la pression interstitielle à la base, cas 1, série CARRA. Les deux conditions convergent vers le même équilibre saturé. La condition hydrostatique sature plus tôt.	64
5.8	Série CARRA (cas 4) : hyétogramme journalier (haut) et réponse de u_w à la base (bas) sur l'année. La base sature et la simulation s'arrête fin février, bien avant la fenêtre de déclenchement (zone rouge, 2–5 octobre). CARRA est donc inexploitable pour le déclenchement.	64
5.9	Cas retenu (cas 4, série HARMONIE) : hyétogramme horaire (haut) et réponse de u_w à la base (bas). L'augmentation de la pression accélère peu après l'épisode du 2–5 octobre (zone rouge). La base n'atteint la saturation que plusieurs semaines plus tard.	65
5.10	État hydrique du cas retenu (cas 4, HARMONIE) : pression interstitielle u_w en fonction de la profondeur et du temps.	65

5.11	Saturation effective $S_e(z, t)$ du cas retenu (cas 4, série HARMONIE) : carte profondeur–temps (gauche) et profils verticaux (droite). L’horizon B (sable macroporeux) reste nettement moins saturé que les horizons fins encadrants (signature d’une barrière capillaire) tandis que la base de 3AB ne se sature que tardivement, par accumulation sur la lave imperméable.	66
5.12	Profils du facteur de sécurité $FS(z)$ dans l’horizon 3AB à plusieurs instants (cas 4, série HARMONIE), pour les paramètres dépendant de la saturation (gauche) et constants (droite). La profondeur croît vers le bas (sommet de la couche à 90 cm, base à 135 cm). Avec les paramètres constants, le minimum reste à la base, alors qu’avec les paramètres dépendant de la saturation, il migre vers le sommet de la couche au début (voir section 6.4.1).	69
5.13	Évolution du facteur de sécurité à la base de la couche $FS_{\text{base}}(t)$ (trait plein) et de son minimum sur l’horizon $FS_{\text{min}}(t)$ (pointillé) dans l’horizon 3AB (cas 4, série HARMONIE), pour les deux jeux de paramètres de résistance. La zone rouge indique la fenêtre du 2 au 5 octobre.	70
5.14	Facteur de sécurité à la base de la couche $FS_{\text{base}}(t)$ pour les cinq configurations hydrauliques (série HARMONIE, condition initiale uniforme, paramètres dépendant de la saturation $c'(S_e), \phi'(S_e)$). Les cas 1 à 4 sont quasiment superposés. Le cas 5 (topographie réelle) décroît plus vite et s’arrête au jour 36 (divergence). . .	71
5.15	Effet conjoint de la condition initiale (couleur) et du jeu de paramètres de résistance sur le facteur de sécurité à la base de la couche FS_{base} (cas 1, surface horizontale). Seule la combinaison « condition hydrostatique + paramètres $c'(S_e), \phi'(S_e)$ » conduit à $FS_{\text{base}} < 1$	72
A.1	Calage du modèle de Van Genuchten-Mualem sur l’horizon B, d’après les données HYPROP et WP4C de Harcq (2024).	88
A.2	Calage du modèle de Van Genuchten-Mualem sur l’horizon 2AB, d’après les données HYPROP et WP4C de Harcq (2024).	88
A.3	Calage du modèle de Van Genuchten-Mualem sur l’horizon 3AB, d’après les données HYPROP et WP4C de Harcq (2024).	88
A.4	Chemins de contrainte dans le plan (p, q) des essais triaxiaux sur l’horizon 3AB, par groupe de teneur en eau.	89
A.5	Déformation volumétrique ε_v en fonction de la déformation axiale ε_a pour les essais triaxiaux sur l’horizon 3AB, par groupe de teneur en eau.	90

Liste des tableaux

3.1	Granulométrie des horizons du profil étudié (Harcq, 2024).	38
4.1	Paramètres de Van Genuchten-Mualem retenus pour la modélisation, par horizon. Les paramètres des horizons suivis d'un «*» ont été estimés à partir de la granulométrie.	45
4.2	Paramètres de résistance c' et ϕ' obtenus pour chaque groupe de teneur en eau, ainsi que les valeurs moyennes de la teneur en eau $\bar{\theta}_{\text{peak}}$, la saturation $\bar{S}_{\text{peak}}$ et la succion $\bar{\psi}_{\text{peak}}$, et l'écart-type de la succion $s_{\psi_{\text{peak}}}$.	50
5.1	Propriétés hydrauliques du sol utilisé pour les deux cas de référence de validation (drainage et front d'infiltration), issues de Celia et al. (1990) et reprises par Delpierre et al. (2023).	53
5.2	Caractéristiques des trois maillages : largeur, taille de maille et nombre d'éléments.	55
5.3	Récapitulatif des cinq cas hydrauliques de complexité croissante. Tous sont simulés successivement avec les séries CARRA et HARMONIE.	60
A.1	Paramètres de Van Genuchten-Mualem obtenus par Harcq (2024), avec HYPROP.	89

Liste des symboles

Symboles latins

Symbole	Unité	Signification
A	[m ²]	section transversale de l'échantillon
A_p	[m ²]	section du piston
c'	[kPa]	cohésion effective
F	[N]	force axiale (essai triaxial)
FS	[−]	facteur de sécurité
FS_{base}	[−]	facteur de sécurité à la base de l'horizon 3AB ($z = 135$ cm)
FS_{min}	[−]	minimum du facteur de sécurité sur l'horizon 3AB
g	[m/s ²]	accélération de la pesanteur
h	[m]	charge hydraulique totale ($h = z + h_p$)
h_p	[m]	charge de pression (u_w/γ_w)
H_0	[m]	hauteur initiale de l'éprouvette
ΔH	[m]	raccourcissement axial de l'éprouvette
ΔH_{max}	[−]	déplacement axial maximal (critère d'arrêt)
ΔH	[m]	écart de charge entre les deux tensiomètres (HYPROP)
HR	[−]	humidité relative de l'air (WP4C)
J_{ij}	[kg/(m ² s Pa)]	jacobien de la condition aux limites de pluie
k	[m ²]	perméabilité intrinsèque
k_r	[−]	perméabilité relative
k_s	[m ²]	perméabilité intrinsèque à saturation
K	[m/s]	conductivité hydraulique
K_r	[−]	conductivité hydraulique relative (K/K_s)
K_s	[m/s]	conductivité hydraulique à saturation
L	[m]	longueur de l'échantillon (perméamètre) ou écartement des tensiomètres (HYPROP)
L_{cellule}	[m]	longueur d'arête de la cellule frontière
m	[kg]	masse humide totale de l'échantillon
m	[−]	paramètre de forme de Van Genuchten ($m = 1 - 1/n$)
m_s	[kg]	masse de sol sec
m_w	[kg]	masse d'eau
m_a	[kg]	masse d'air (négligée)
m_{hum}	[kg]	masse humide en fin d'essai, avant séchage
m_{tot}	[kg]	masse au cours de l'évaporation (HYPROP)
M	[−]	pente de la régression dans le plan (p', q')
M	[kg/mol]	masse molaire de l'eau
n	[−]	porosité
n	[−]	paramètre de forme de Van Genuchten
p'	[kPa]	contrainte moyenne effective
q	[kPa]	contrainte déviatorique

Symbole	Unité	Signification
$\vec{q}$	[m/s]	flux d'eau (vitesse de Darcy)
q	[m/s]	flux évaporatoire au plan médian (HYPROP)
q_0	[kPa]	ordonnée à l'origine de la régression (p', q')
Q_{pluie}	[kg/(m ² s)]	flux de pluie à la frontière supérieure
Q_{max}	[kg/(m ² s)]	flux maximal absorbable par la cellule
R_i	[kg/(m ² s)]	résidu nodal de la C.L. de pluie
S	[—]	degré de saturation
S_e	[—]	saturation effective
S_r	[—]	degré de saturation (notation d'Alonso-Pereira)
S_r^e	[—]	saturation effective modifiée (Alonso-Pereira)
S_r^m	[—]	saturation des micropores (Alonso-Pereira)
$s_{\psi \text{ pic}}$	[kPa]	écart-type de la succion au pic, par groupe
t	[s]	temps
u_a	[kPa]	pression interstitielle de l'air
u_w	[kPa]	pression interstitielle de l'eau
V	[m ³]	volume total de sol (ou de l'anneau Kopecki)
V_s, V_w, V_a	[m ³]	volumes des phases solide, liquide, gazeuse
V_v	[m ³]	volume des vides ($V_w + V_a$)
V_0	[m ³]	volume initial de l'éprouvette
V_{cellule}	[m ³]	volume de la cellule frontière
V_{libre}	[m ³]	volume encore absorbable par la cellule
ΔV_w	[m ³]	volume d'eau échangé avec la cellule
ΔV_p	[m ³]	volume balayé par le piston ($A_p \Delta H$)
W	[kPa]	contrainte verticale due au poids sus-jacent
x	[m]	coordonnée horizontale le long du versant
z	[m]	profondeur sous la surface (ou altitude)
Δt	[s]	pas de temps
Δx	[m]	pas d'espace de la discrétisation

Symboles grecs

Symbole	Unité	Signification
α	[kPa ⁻¹]	paramètre d'échelle de Van Genuchten
α	[°]	angle facette / plan principal majeur (Mohr)
α	[—]	paramètre de forme d'Alonso ($\chi = S_r^\alpha$)
β	[°]	inclinaison de la pente
γ_s	[N/m]	tension superficielle eau-air
γ_w	[kN/m ³]	poids volumique de l'eau
ε_a	[—]	déformation axiale
ε_v	[—]	déformation volumétrique
θ	[m ³ /m ³]	teneur en eau volumétrique
θ_r	[—]	teneur en eau résiduelle
θ_s	[—]	teneur en eau à saturation
λ	[—]	coefficient de pénalisation (condition de Dirichlet faible)
μ	[Pa s]	viscosité dynamique de l'eau
ρ	[kg/m ³]	masse volumique apparente (humide)
ρ_d	[kg/m ³]	masse volumique sèche
ρ_s	[kg/m ³]	masse volumique des grains solides
ρ_w	[kg/m ³]	masse volumique de l'eau
σ	[kPa]	contrainte normale totale

Symbole	Unité	Signification
σ'	[kPa]	contrainte normale effective
$\underline{\underline{\sigma}}$	[kPa]	tenseur des contraintes
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	[kPa]	contraintes principales (majeure, intermédiaire, mineure)
σ_3	[kPa]	pression de confinement
σ'_1, σ'_3	[kPa]	contraintes principales effectives
σ_n	[kPa]	contrainte normale sur la facette
σ'_n	[kPa]	contrainte normale effective sur la facette
σ^s	[kPa]	contrainte de succion ($\chi \psi$)
τ	[kPa]	contrainte de cisaillement
τ_{max}	[kPa]	résistance au cisaillement (critère de Mohr-Coulomb)
τ_d	[kPa]	contrainte de cisaillement mobilisatrice (pente infinie)
τ_f	[kPa]	résistance au cisaillement disponible (pente infinie)
ϕ'	[°]	angle de frottement interne effectif
ϕ_i	[—]	fonction de forme au nœud i
χ	[—]	paramètre d'efficacité de la succion (Bishop)
ψ	[kPa]	succion matricielle
ψ_{ae}	[kPa]	pression d'entrée d'air
ω	[kg/kg]	teneur en eau massique

Indices et exposants

Notation	Signification
x'	grandeur effective (contrainte ou paramètre de résistance)
$\bar{x}$	valeur moyenne d'un groupe d'essais
$\vec{x}$	grandeur vectorielle
indice pic	valeur au pic de résistance ($\theta_{\text{pic}}, S_{\text{pic}}, q_{\text{pic}}, \psi_{\text{pic}}, n_{\text{pic}} \dots$)
indice 0	valeur initiale (V_0, H_0, θ_0)
indice s	relatif à la phase solide ou à l'état saturé
indice r	résiduel (θ_r) ou relatif (K_r, k_r)
indice w, a	relatif à l'eau (w) ou à l'air (a)

Liste des abréviations

Abréviation	Signification
CARRA	<i>Copernicus Arctic Regional Reanalysis</i> (réanalyse atmosphérique régionale, cumuls journaliers)
CD	essai triaxial consolidé drainé
CU	essai triaxial consolidé non drainé
Dfc	climat subarctique sans saison sèche (classification de Köppen-Geiger)
HARMONIE	modèle de prévision météorologique opérationnel utilisé en Islande (cumuls horaires)
HYPROP	dispositif de mesure de la courbe de rétention par évaporation (méthode de Schindler)
KSAT	perméamètre à charge constante (mesure de K_s)
MC	Mohr-Coulomb (critère de rupture)
MNT	modèle numérique de terrain
MOOSE	<i>Multiphysics Object-Oriented Simulation Environment</i> (code de calcul par éléments finis)
SWRC	<i>Soil Water Retention Curve</i> (courbe de rétention d'eau du sol)
USDA	<i>United States Department of Agriculture</i> (classification texturale des sols)
UU	essai triaxial non consolidé non drainé
WP4C	dispositif de mesure de la succion par point de rosée
WRB	<i>World Reference Base for Soil Resources</i> (référentiel international de classification des sols)

Chapitre 1

Introduction et contexte

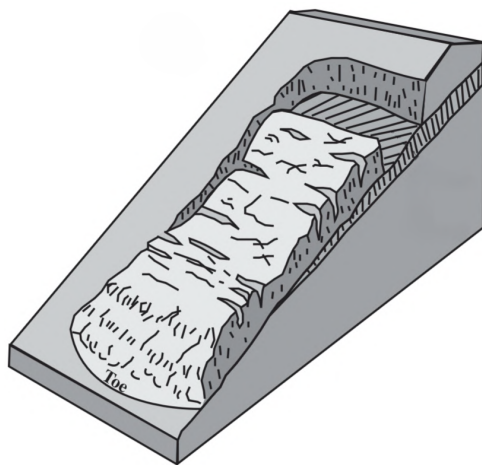
1.1 Problématique des glissements de terrain

Les glissements de terrain représentent un danger majeur pour les sociétés humaines, provoquant chaque année des milliers de victimes et des dégâts matériels considérables à l'échelle mondiale (Pollock et Wartman, 2020). Ils constituent l'un des aléas naturels les plus meurtriers, notamment en raison de leur caractère soudain et de la difficulté à les anticiper.

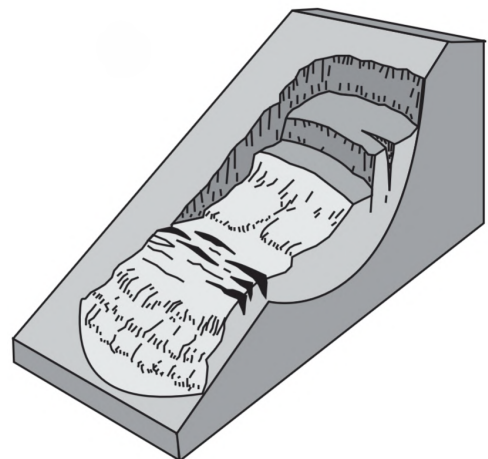
Un glissement de terrain est le déplacement d'un volume de sol ou de roche le long d'une pente, déclenché par la propagation d'une surface de rupture en profondeur. On distingue plusieurs types de mouvements de masse selon la géométrie de la rupture et la nature des matériaux (Lu et Godt, 2013) (figure 1.1). Dans un *glissement plan*, la masse se déplace le long d'une surface de rupture plane parallèle à la pente. Dans un *glissement rotationnel*, la rupture suit une surface concave, entraînant une rotation du bloc vers l'aval. Une *coulée de débris* correspond à un écoulement rapide d'un mélange eau-sol-roches, fréquent sur les versants à forte pente. Enfin, la *solifluxion* désigne un fluage lent de l'horizon superficiel saturé sur un substrat moins perméable, particulièrement répandu dans les environnements volcaniques et périglaciaires. L'amorce de la rupture résulte d'un déséquilibre entre les forces motrices et les forces résistantes : soit d'une augmentation des premières (surcharge, infiltration d'eau, séisme), soit d'une diminution des secondes (érosion interne, augmentation des pressions interstitielles, altération des minéraux) (Lu et Godt, 2013).

L'eau joue un rôle central dans ce mécanisme. D'une part, l'infiltration d'eau augmente le poids du massif de sol. D'autre part, et surtout, elle génère des pressions interstitielles positives qui réduisent la contrainte effective dans le sol et donc sa résistance au cisaillement (Delage et Cui, 2000). Des études ont mis en évidence l'importance du bilan hydrique pour évaluer la susceptibilité des sols au déclenchement de glissements de terrain (Basile et al., 2003). Les fortes précipitations sont en effet reconnues comme l'un des principaux facteurs de déclenchement (Polemio et Petrucci, 2000).

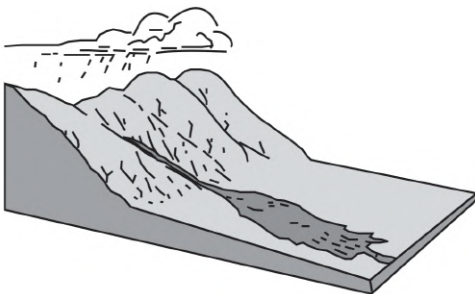
Or, les projections climatiques actuelles prévoient une intensification des précipitations extrêmes dans de nombreuses régions du globe sous l'effet du changement climatique (IPCC, 2018). L'Islande est particulièrement exposée à ces évolutions : son régime des précipitations est étroitement lié à la température de surface de la mer et à l'extension des glaciers (Jónsdóttir et Uvo, 2009), deux variables sensibles au réchauffement climatique en cours (IPCC, 2018). Ces



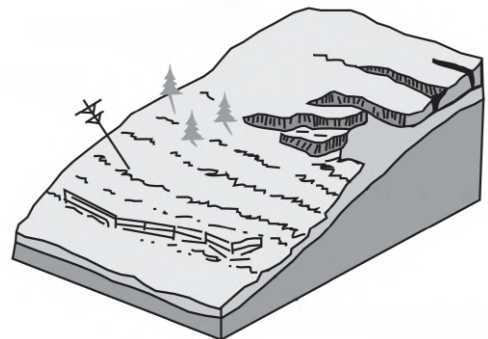
(a) Glissement plan



(b) Glissement rotationnel



(c) Coulée de débris



(d) Solifluxion

FIGURE 1.1 – Principaux types de mouvements de masse. Adapté de Lu et Godt (2013).

évolutions sont susceptibles d’augmenter la fréquence et l’intensité des glissements de terrain dans les années à venir.

1.2 Particularité des sols volcaniques islandais

L’Islande est entièrement constituée de roches et de sols d’origine volcanique. Ces Andosols, issus de l’altération de téphras basaltiques, présentent des propriétés physiques, minéralogiques et hydrauliques très différentes de celles des sols sédimentaires classiques (Arnalds, 2004). Leur microstructure agrégée, gouvernée par des minéraux peu cristallins (allophanes, imogolite, ferrihydrite), leur confère une faible densité apparente et une capacité de rétention d’eau exceptionnellement élevée. Les propriétés hydrauliques de ces matériaux sont présentées en détail au chapitre 2.

Cette forte capacité de rétention d’eau est à double tranchant du point de vue de la stabilité des pentes. Si la succion capillaire contribue positivement à la résistance mécanique des sols non saturés, l’accumulation d’eau lors d’épisodes pluvieux intenses peut conduire à la saturation et à l’apparition de surpressions interstitielles déstabilisantes (Lu et Godt, 2013). La stratification des profils islandais favorise en outre des effets de barrière capillaire qui concentrent l’humidité dans certains horizons (Basile et al., 2003).

Par ailleurs, certains horizons présentent un comportement thixotrope : sous l’effet d’un chargement intense, le sol peut perdre brusquement sa résistance et se comporter comme un fluide (Arnalds et al., 2007), mécanisme reconnu comme une cause de glissements catastrophiques dans les régions volcaniques (Delmelle et al., 2015).

Malgré ces risques, les propriétés hydromécaniques des sols volcaniques islandais restent peu documentées. Si les propriétés hydrauliques en conditions non saturées ont été caractérisées sur le site étudié (Harcq, 2024), l’articulation entre comportement hydraulique et résistance mécanique, pourtant indispensable à la compréhension des mécanismes de glissement, n’a pas encore été explorée. Il est donc nécessaire d’adopter une démarche intégrant à la fois caractérisation expérimentale et modélisation numérique, afin de caractériser ces propriétés hydromécaniques et d’analyser les conditions ayant conduit au glissement.

1.3 Objectifs

Ce travail s’inscrit dans la continuité de l’étude menée par Harcq (2024) sur le même site islandais, en élargissant l’analyse aux propriétés mécaniques et à leur couplage avec le comportement hydraulique. Les trois objectifs principaux de ce travail de fin d’études sont les suivants :

- Caractériser expérimentalement la résistance au cisaillement d’un sol volcanique à différentes teneurs en eau par des essais triaxiaux ;
- Modéliser numériquement les flux d’eau pendant une suite d’événements pluvieux ;
- Calculer l’évolution temporelle du facteur de sécurité afin d’évaluer dans quelle mesure le modèle numérique reproduit l’initiation d’un glissement observé.

1.4 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé en six chapitres principaux. Le [chapitre 2](#) présente l'état de l'art relatif aux sols volcaniques islandais, aux propriétés hydrauliques des sols non saturés, à la modélisation des flux d'eau et à la résistance au cisaillement en conditions non saturées. Le [chapitre 3](#) décrit le site étudié : sa localisation, sa topographie, le contexte pluviométrique de l'événement et les échantillons prélevés lors de la campagne de terrain. Le [chapitre 4](#) présente les protocoles et résultats des essais de laboratoire : mesures des courbes de rétention par la méthode HYPROP, mesure de la conductivité hydraulique avec un perméamètre à charge constante et essais triaxiaux à différentes teneurs en eau. Le [chapitre 5](#) détaille le modèle hydraulique développé sous MOOSE (Permann et al., [2020](#)) et le modèle de stabilité par la méthode de la pente infinie, ainsi que leurs résultats respectifs. Le [chapitre 6](#) discute les résultats expérimentaux obtenus, la qualité de la reproduction numérique de l'événement, les limites de l'approche et les perspectives d'amélioration. Enfin, le [chapitre 7](#) conclut sur les apports de ce travail.

Chapitre 2

État de l’art

Ce chapitre présente les concepts théoriques et les résultats de la littérature nécessaires à la compréhension du travail. Il couvre successivement la constitution des sols volcaniques islandais, les propriétés hydrauliques des sols non saturés et leur modélisation, les propriétés mécaniques des sols et leur couplage avec l’état hydrique, et se conclut par une synthèse des verrous scientifiques auxquels ce travail s’attaque.

2.1 Sols volcaniques

2.1.1 Formation du sol

Les sols islandais se développent principalement à partir de téphras basaltiques déposés lors d’éruptions volcaniques récurrentes (en moyenne toutes les quatre à cinq ans en Islande) et de sédiments éoliens issus des déserts sableux instables qui couvrent plus de 40 % du territoire (Arnalds, 2004). Ces matériaux parentaux sont constitués majoritairement de verre volcanique basaltique, une phase amorphe qui s’altère chimiquement beaucoup plus rapidement que son équivalent cristallin.

Sous un régime pluviométrique élevé (caractéristique de l’Islande), l’hydrolyse du verre volcanique libère du silicium et de l’aluminium en solution à des taux favorisant la sursaturation en minéraux secondaires (Delmelle et al., 2015). Les phases qui précipitent sont principalement : l’allophane, un aluminosilicate amorphe ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) à surface spécifique très élevée (600–1 000 m^2/g) ; l’imogolite, de composition proche ; et la ferrihydrite, un oxyde de fer amorphe. Ces minéraux peu ou pas cristallins définissent la classe pédologique des Andosols (classification WRB) (Delmelle et al., 2015 ; Arnalds, 2004).

L’accumulation répétée de couches de téphras au fil des éruptions imprime aux profils de sols islandais une structure stratigraphique caractéristique : chaque couche correspond à une période d’altération distincte, séparée des couches adjacentes par des discontinuités granulométriques et hydrauliques nettes. Cette stratification est fondamentale pour comprendre les écoulements préférentiels et les effets de barrière capillaire (section 2.2.5).

2.1.2 Caractéristiques des sols volcaniques islandais

Les principaux types de sols identifiés en Islande sont les Histosols (teneur en carbone organique $> 20\%$), les Andosols histic, gleyique et brun, les Vitrisols (sols peu évolués riches en verre) et les Leptosols (Arnalds, 2004). L'Islande concentre la plus grande surface d'Andosols d'Europe et plus de 5 % des Andosols mondiaux.

Ces sols présentent des propriétés physiques distinctives par rapport aux sols sédimentaires classiques (Arnalds, 2004 ; Delmelle et al., 2015) :

- **Faible masse volumique apparente** ρ_d : généralement 0,4–0,8 kg/m³, résultant d'une microstructure agrégée de grande porosité ;
- **Forte teneur en eau à saturation** : θ_s compris entre 50 et 70 % (Ciollaro et Romano, 1995), deux à trois fois supérieure à celle des limons ou sables typiques ;
- **Forte teneur en matière organique** associée aux allophanes, stabilisée par les basses températures limitant la décomposition microbienne ;
- **Comportement thixotrope** de certains horizons : sous l'effet d'une sollicitation mécanique intense, le sol perd brutalement sa résistance et se comporte comme un fluide, puis la recouvre au repos par reconstruction des liaisons interparticulaires (Arnalds et al., 2007).

2.2 Propriétés hydrauliques des sols

2.2.1 Description d'un sol

Un volume élémentaire de sol V [m³] est un milieu triphasique constitué d'une phase solide (grains, volume V_s), d'une phase liquide (eau interstitielle, volume V_w) et d'une phase gazeuse (air, volume V_a), comme illustré à la figure 2.1. Le volume de vides est $V_v = V_w + V_a$, de sorte que $V = V_s + V_v$. En négligeant la masse de l'air ($m_a \approx 0$), les masses de sol sec, d'eau et la masse totale humide sont :

$$m_s = \rho_s V_s \quad m_w = \rho_w V_w \quad m = m_s + m_w \quad (2.1)$$

où ρ_s [kg/m³] est la masse volumique des grains et $\rho_w = 1000$ kg/m³ celle de l'eau. La masse volumique des grains est fixée à $\rho_s = 2650$ kg/m³ dans ce travail, valeur correspondant à une densité relative des solides $G_s = \rho_s / \rho_w = 2,65$: il s'agit de la valeur de référence couramment adoptée pour la phase solide des sols (Cosby et al., 1984 ; Lu et Likos, 2004).

La répartition des phases est caractérisée par :

- **Porosité** n [–] – fraction du volume total occupée par les vides :

$$n = \frac{V_v}{V} \quad (2.2)$$

- **Degré de saturation** S [–] – fraction du volume de pores occupée par l'eau :

$$S = \frac{V_w}{V_v} \quad (2.3)$$

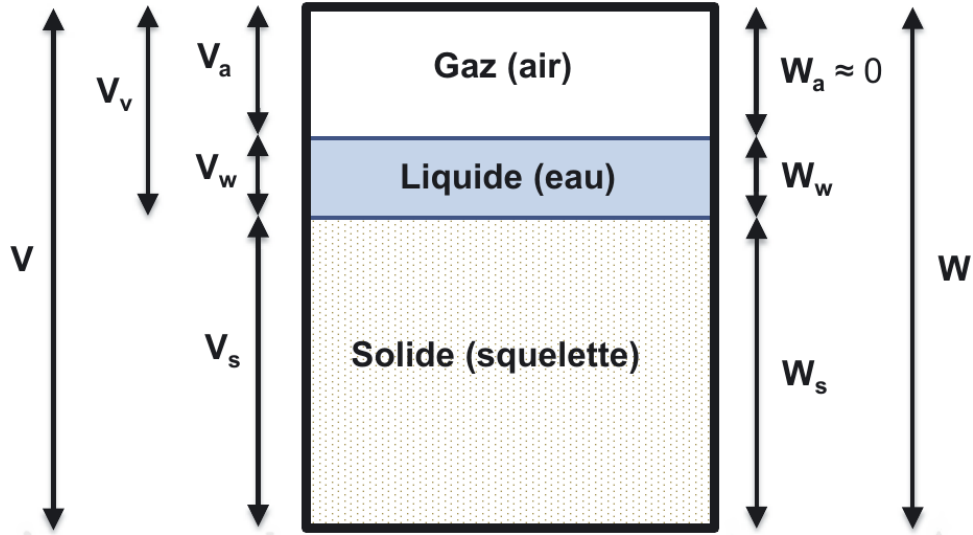


FIGURE 2.1 – Diagramme de phases d'un sol (Desodt et Reiffsteck, 2015).

- **Teneur en eau volumétrique** θ [m^3/m^3] – volume d'eau par unité de volume de sol :

$$\theta = \frac{V_w}{V} = n S \quad (2.4)$$

- **Teneur en eau massique** ω [kg/kg] – masse d'eau par unité de masse de sol sec :

$$\omega = \frac{m_w}{m_s} \quad (2.5)$$

On observe que $\theta = n$ à saturation.

Les masses volumiques caractéristiques du sol sont :

- **Masse volumique apparente** ρ [kg/m^3] – masse totale humide par unité de volume de sol :

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (2.6)$$

- **Masse volumique sèche** ρ_d [kg/m^3] – masse de sol sec par unité de volume de sol :

$$\rho_d = \frac{m_s}{V} = (1 - n) \rho_s \quad (2.7)$$

Les teneurs en eau volumétrique et massique sont reliées par $\theta = \omega \rho_d / \rho_w$. La mesure de référence est gravimétrique : un échantillon est pesé avant (m) et après séchage à 105°C jusqu'à masse constante (m_s), ce qui donne directement :

$$\omega = \frac{m - m_s}{m_s} \quad \theta = \frac{m - m_s}{\rho_w V} \quad (2.8)$$

2.2.2 Succion

Dans un sol non saturé, deux mécanismes distincts retiennent l'eau dans les pores. La capillarité résulte de la tension superficielle à l'interface eau-air : un ménisque courbe se forme dans chaque pore, créant une dépression dans l'eau par rapport à l'air ambiant qui est d'autant plus intense que le rayon du pore est petit. Ce mécanisme domine aux succions faibles à modérées

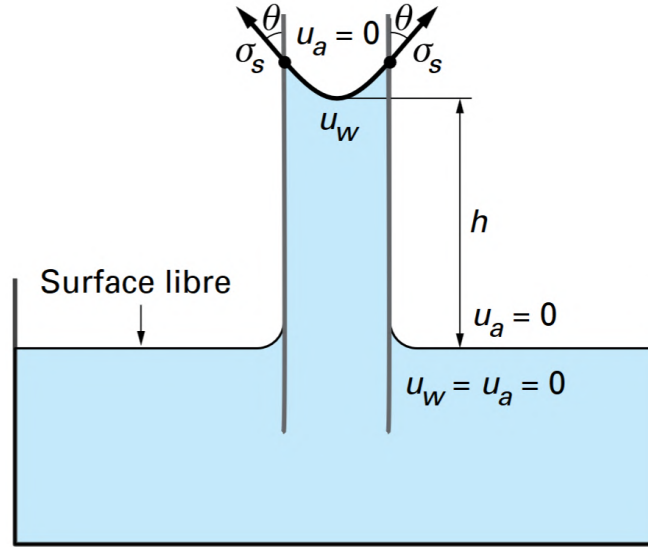


FIGURE 2.2 – Ménisque capillaire dans un pore cylindrique : la tension superficielle σ_s à l'angle de contact θ génère une dépression u_w dans l'eau par rapport à la pression atmosphérique $u_a = 0$, conformément à la loi de Young-Laplace. Adapté de Delage et Cui (2000).

($\psi \lesssim 1$ MPa) et est décrit à l'échelle du pore par la loi de Young-Laplace. L'adsorption résulte de l'attraction électrostatique et des liaisons hydrogène entre les molécules d'eau polaires et les surfaces minérales des grains : l'eau est retenue en couches moléculaires sur les parois solides, indépendamment de la géométrie des pores, et prédomine aux fortes succions ($\psi \gtrsim 1$ MPa). Ce mécanisme est d'autant plus marqué que la surface spécifique est élevée, ce qui le rend particulièrement important pour les Andosols (600–1 000 m²/g pour les allophanes) et contribue à leur forte teneur en eau résiduelle θ_r (section 2.2.3). La pression de l'air dans les pores u_a [kPa] est supposée égale à la pression atmosphérique dans ce travail ($u_a = 0$ en pression relative) alors que la pression interstitielle de l'eau u_w [kPa] est définie comme positive lorsqu'elle est supérieure à la pression atmosphérique et négative lorsqu'elle est inférieure. La succion matricielle ψ [kPa] est définie par :

$$\psi = u_a - u_w = -u_w \geq 0 \quad (2.9)$$

À l'échelle d'un pore, la loi de Young-Laplace relie ψ à la tension superficielle eau-air γ_s [N/m], à l'angle de contact θ (différent de la teneur en eau) et au rayon de courbure r [m] du ménisque (Delage et Cui, 2000) :

$$\psi = \frac{2 \gamma_s \cos \theta}{r} \quad (2.10)$$

En considérant l'angle θ constant pour un sol donné et les pores comme des cylindres de rayon r , on voit que la succion est inversement proportionnelle au rayon de pore : les petits pores génèrent une forte succion, tandis que les grands pores génèrent une faible succion. Lors du drainage, les grands pores se vident en premier (faible succion) et les petits pores restent saturés (forte succion) : la distribution granulométrique détermine donc la relation $\theta(\psi)$, appelée courbe de rétention (section 2.2.3). La figure 2.2 illustre la formation d'un ménisque capillaire dans un pore et la dépression u_w associée.

La charge de pression $h_p = u_w / \gamma_w$ [m] est négative lorsque la succion est positive. La charge

hydraulique totale $h = z + h_p$ [m] est la grandeur motrice des équations d'écoulement (section 2.3.1). La relation avec la succion est $\psi = -\gamma_w h_p$. La succion joue également un rôle mécanique direct sur la résistance au cisaillement en augmentant la contrainte effective entre les particules (section 2.4.3).

2.2.3 Courbe de rétention

La courbe de rétention (SWRC, *Soil Water Retention Curve*) est la relation $\theta(\psi)$, propriété fondamentale du sol non saturé. Un exemple de courbe pour différents types de sols est illustré à la figure 2.3. On y distingue trois zones : (i) proche de la saturation ($\psi \rightarrow 0$), θ diminue peu jusqu'à la pression d'entrée d'air ψ_{ae} ; (ii) une zone de transition autour de ψ_{ae} où la désaturation est rapide; (iii) une zone résiduelle où la teneur en eau résiduelle θ_r est retenue dans les micropores inaccessibles à la gravité.

Le modèle de Van Genuchten (Van Genuchten, 1980) est le plus utilisé pour représenter la SWRC :

$$\theta(\psi) = \theta_r + \frac{\theta_s - \theta_r}{[1 + (\alpha \psi)^n]^m} \quad (2.11)$$

avec θ_s la teneur en eau à saturation [m^3/m^3], θ_r la teneur en eau résiduelle [m^3/m^3], α un paramètre d'échelle relié à la pression d'entrée d'air [$1/\text{kPa}$], $n > 1$ un paramètre de forme lié à l'étendue de la distribution de taille des pores, et $m = 1 - 1/n$ (contrainte de Mualem). La saturation effective S_e [-] est définie par :

$$S_e = \frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r} = \frac{1}{[1 + (\alpha \psi)^n]^m} \quad (2.12)$$

La figure 2.3 compare les SWRC typiques d'un sable, d'un limon et d'une argile : la pression d'entrée d'air ψ_{ae} , la pente dans la zone de transition et la teneurs en eau résiduelles θ_r et à saturation θ_s varient sensiblement avec la texture.

La courbe de rétention présente une hystérèse entre le séchage et le mouillage (figure 2.4). En effet, l'angle de contact varie selon le mouvement du liquide dans les pores et les pores de plus grande taille vont à la fois se saturer plus rapidement lors du mouillage, mais à se désaturer également plus rapidement lors du séchage. De plus, selon que le mouillage s'effectue par le haut ou le bas, des bulles d'air peuvent être piégées dans les pores. Pour une même succion, il est donc possible d'obtenir des teneurs en eau différentes selon l'historique de saturation du sol (Lu et Likos, 2004). Étant donné la complexité de mesurer cette hystérèse, elle est négligée dans ce travail.

2.2.4 Conductivité hydraulique

La loi de Darcy relie le flux d'eau $\vec{q}$ [m/s] au gradient de charge hydraulique totale h [m] :

$$\vec{q} = -K \nabla h \quad (2.13)$$

où K [m/s] est la conductivité hydraulique. En milieu saturé, $K = K_s$ (conductivité à saturation, constante pour un sol donné). En milieu non saturé, K dépend de la teneur en eau et décroît fortement lors de la désaturation.

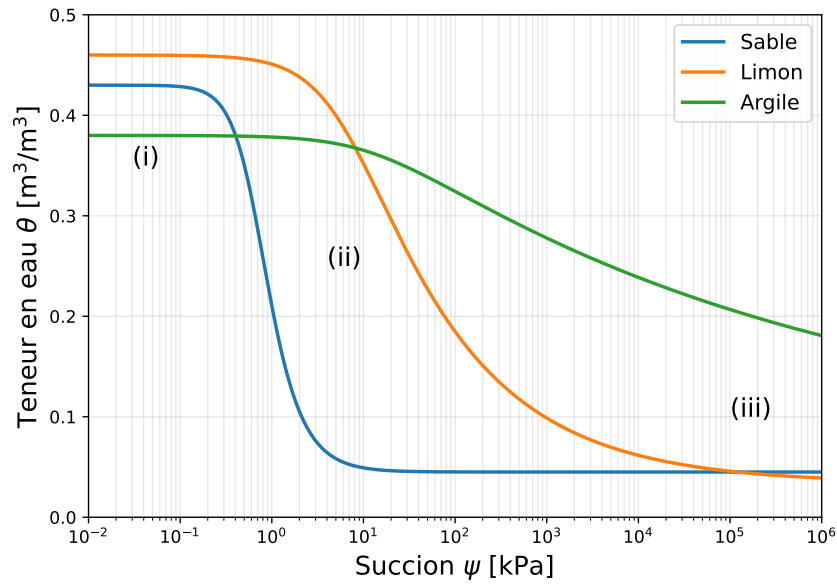


FIGURE 2.3 – Courbes de rétention $\theta(\psi)$ typiques pour un sable, un limon et une argile : la pression d'entrée d'air et la teneur en eau résiduelle augmentent avec la finesse de la texture. Tracé d'après l'équation de Van Genuchten (1980) avec les paramètres typiques par classe texturale USDA de Carsel et Parrish (1988).

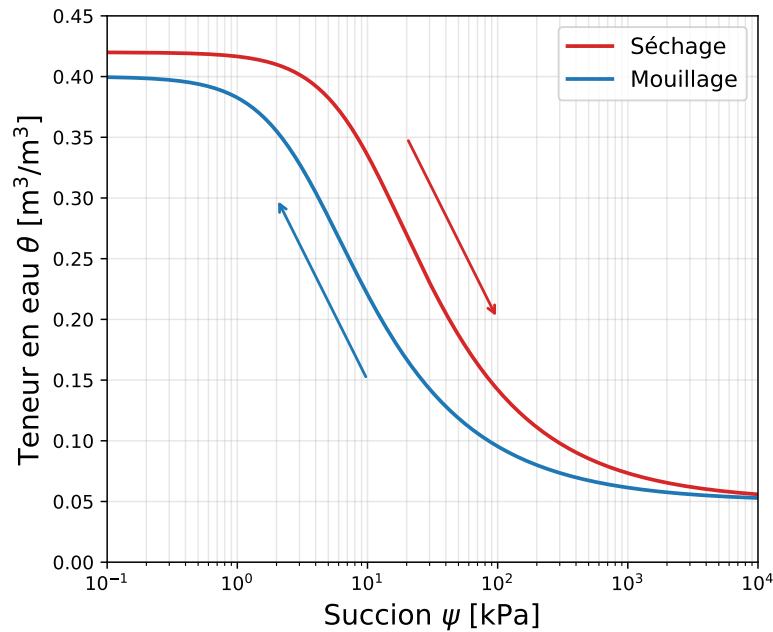


FIGURE 2.4 – Hystérèse de la courbe de rétention : à suction donnée, la teneur en eau diffère selon l'historique de séchage ou de mouillage. Tracé d'après le mécanisme décrit par Lu et Likos (2004) (deux courbes de Van Genuchten à α contrasté et θ_s plus faible pour la courbe de mouillage).

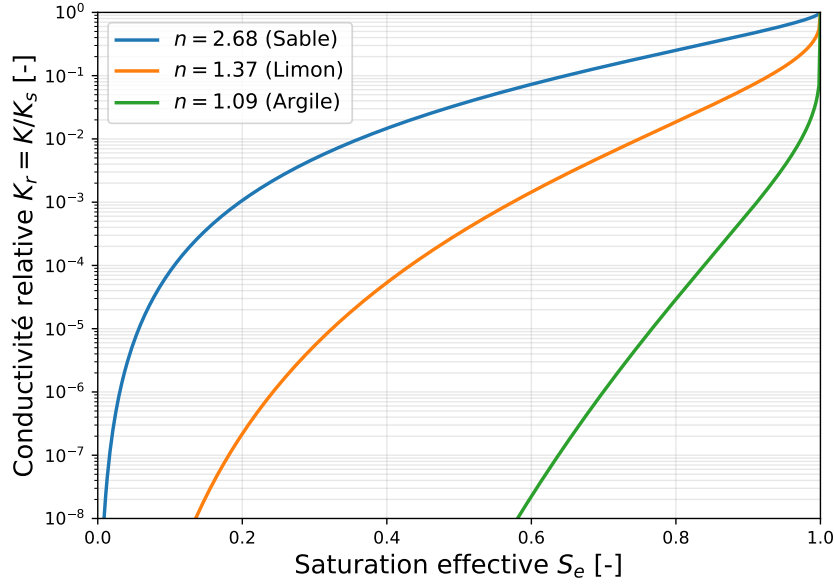


FIGURE 2.5 – Conductivité hydraulique relative $K_r(S_e)$ selon le modèle de Van Genuchten-Mualem (équation 2.14), pour trois valeurs de n . La conductivité chute de plusieurs ordres de grandeur dès le début de la désaturation. Tracé à partir de l'équation de Van Genuchten (1980).

La conductivité hydraulique est directement liée à la perméabilité k [m²] par la relation $K = \frac{k \rho_w g}{\mu}$, où ρ_w [kg/m³] est la masse volumique de l'eau, g [m/s²] l'accélération gravitationnelle et μ [Pa s] la viscosité dynamique de l'eau. La perméabilité est une propriété intrinsèque du sol liée à sa microstructure, tandis que la conductivité hydraulique dépend également des propriétés du fluide.

Le modèle de Van Genuchten-Mualem (Van Genuchten, 1980) exprime la conductivité relative $K_r = K/K_s = k/k_s$ en fonction de la saturation effective S_e :

$$K_r(S_e) = S_e^{1/2} \left[1 - \left(1 - S_e^{1/m} \right)^m \right]^2 \quad (2.14)$$

Combiné au modèle de Van Genuchten (équation 2.11), ce modèle définit la conductivité hydraulique à partir des paramètres α , n , K_s , θ_r et θ_s .

La figure 2.5 illustre cette relation pour différentes valeurs du paramètre n : on observe une chute de plusieurs ordres de grandeur de la conductivité dès le début de la désaturation, d'autant plus marquée que n est faible (sols fins).

En composant la courbe de rétention (équation 2.11) et la conductivité relative (équation 2.14), on obtient la conductivité hydraulique exprimée directement en fonction de la succion : $K(\psi) = K_s K_r(S_e(\psi))$. C'est la grandeur effectivement évaluée par les solveurs de l'équation de Richards (section 2.3.1). La figure 2.6 la trace pour un sable, un limon et une argile avec les paramètres Van Genuchten et les valeurs de K_s typiques par classe texturale USDA de Carsel et Parrish (1988). À saturation ($\psi \rightarrow 0$), K_s respecte l'ordre attendu, sable $\gg$ limon $\gg$ argile, sur plus de deux ordres de grandeur. Cet ordre s'inverse cependant dès le début de la désaturation : à partir de $\psi \approx 2$ kPa (pression d'entrée d'air du sable), la conductivité du sable chute brutalement et devient inférieure à celle du limon, puis à partir de $\psi \approx 30$ kPa, c'est l'argile qui devient le matériau le plus conducteur. Ce renversement du contraste de conductivité avec la

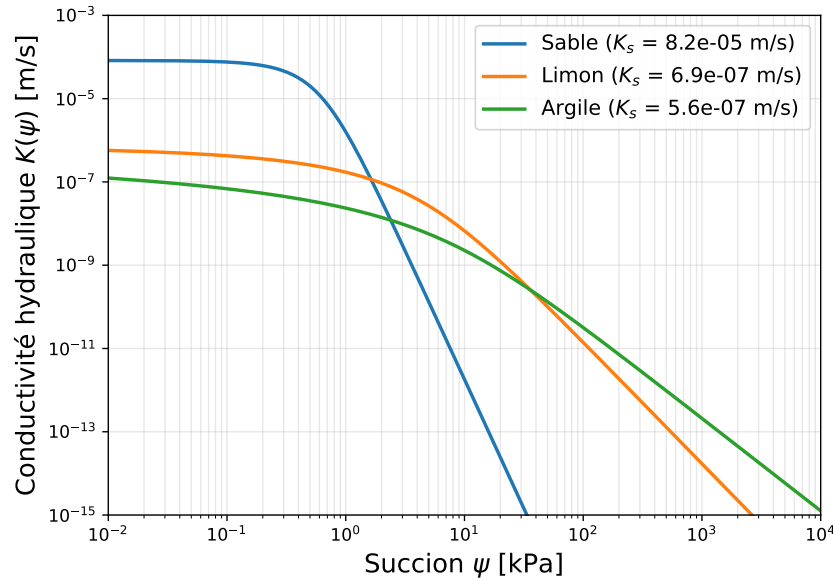


FIGURE 2.6 – Conductivité hydraulique $K(\psi) = K_s K_r(S_e(\psi))$ pour un sable, un limon et une argile. Composition des équations de Van Genuchten (1980) et Mualem (1976) avec les paramètres typiques par classe USDA de Carsel et Parrish (1988).

succion est le mécanisme physique sous-jacent à l'effet de barrière capillaire abordé à la section suivante.

2.2.5 Barrière capillaire

La capillarité étant faible dans les sols grossiers, l'eau a tendance à s'accumuler dans le bas de ces couches, laissant la partie supérieure peu saturée donc avec une conductivité hydraulique faible.

À l'inverse, la capillarité étant forte dans les sols fins, l'eau a tendance à se répartir davantage sur la hauteur de ces couches, les maintenant relativement saturées et avec une conductivité hydraulique plus élevée.

Une barrière capillaire peut se former à l'interface entre un sol fin au dessus d'un sol grossier. L'eau infiltrée s'accumule dans la couche fine dont la conductivité est relativement élevée et ne peut pénétrer dans la couche grossière, dont la conductivité est faible, que si la succion à l'interface descend sous la pression d'entrée d'air du matériau grossier (Basile et al., 2003). En cas de pente suffisante, l'eau est déviée latéralement vers l'aval.

La figure 2.7 schématise ce mécanisme sur une pente, où la barrière inclinée dévie latéralement l'écoulement vers l'aval avant que la rupture ne libère le flux vertical.

Dans les profils volcaniques islandais, l'alternance de couches de téphras de granulométries différentes crée de telles discontinuités hydrauliques (Harcq, 2024). L'effet de barrière capillaire peut conduire à la saturation d'un horizon superficiel et au développement de pressions interstitielles positives ($u_w > 0$) qui réduisent la résistance au cisaillement et peuvent déclencher un glissement (section 2.4.3).

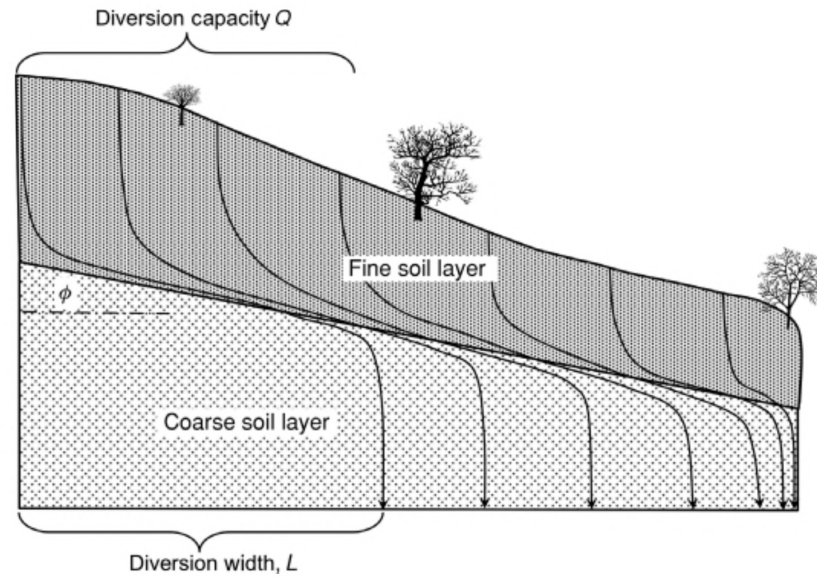


FIGURE 2.7 – Champ d'écoulement en régime permanent dans une barrière capillaire inclinée bicouche : sous l'effet de l'infiltration verticale, l'eau s'accumule au sommet de la couche grossière et est déviée latéralement le long de l'interface (angle de pendage ϕ) sur une distance L . Le débit total ainsi dérivé constitue la capacité de diversion Q (Lu et Godt, 2013, Fig. 3.31).

2.2.6 Propriétés hydrauliques particulières des sols volcaniques

La microstructure agrégée des Andosols crée une distribution bimodale de la taille des pores : de larges macropores inter-agrégats et de fins micropores intra-agrégats (Delmelle et al., 2015). Cette bimodalité se manifeste dans la courbe de rétention par une teneur en eau résiduelle θ_r élevée (eau retenue dans les micropores) et une pression d'entrée d'air ψ_{ae} relativement faible (les macropores se vident rapidement).

La conductivité hydraulique à saturation K_s des Andosols islandais est généralement élevée en raison des macropores, mais chute de plusieurs ordres de grandeur dès le début de la désaturation lorsque ceux-ci se vident (Ciollaro et Romano, 1995). En pratique, ces sols accumulent de grandes quantités d'eau lors d'un épisode pluvieux sans générer de surpression interstitielle significative tant que la barrière capillaire inférieure n'est pas rompue, puis se saturent brusquement avec une hausse rapide de u_w potentiellement déstabilisante (Basile et al., 2003).

La figure 2.8 compare une SWRC unimodale typique d'un sol sédimentaire à une SWRC bimodale caractéristique d'un Andosol : on y reconnaît le palier intermédiaire de désaturation des macropores et la teneur en eau résiduelle élevée associée aux micropores.

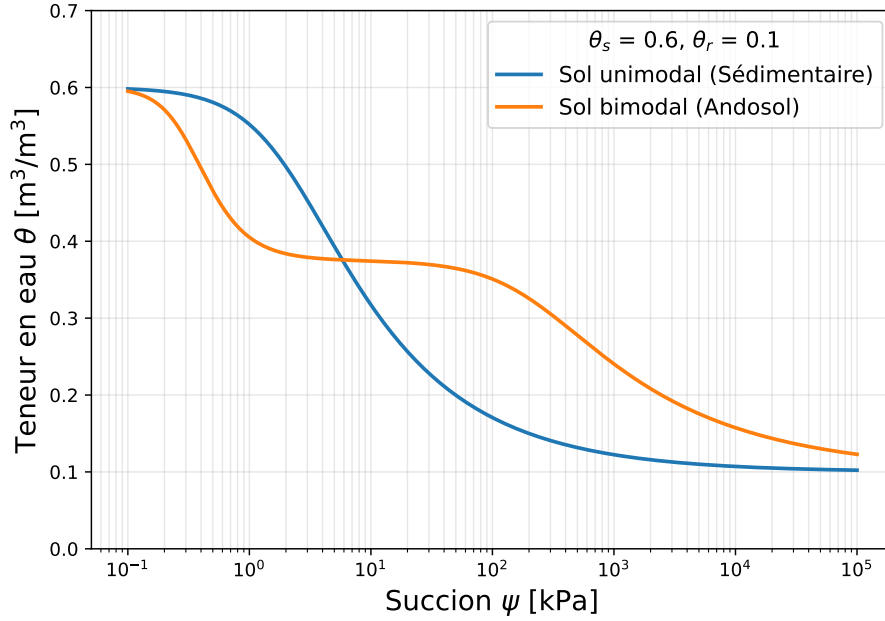


FIGURE 2.8 – Comparaison d’une courbe de rétention unimodale (sol sédimentaire) et bimodale (Andosol) : la microstructure agrégée des Andosols se traduit par un palier intermédiaire de désaturation des macropores avant d’atteindre les micropores. Tracé selon le formalisme bimodal de Durner (1994), avec θ_s et θ_r identiques entre les deux modèles afin d’isoler l’effet de la distribution de taille des pores.

2.3 Modélisation des flux d’eau dans les sols

2.3.1 Équation de Richards

L’équation de Richards (Richards, 1931) décrit les transferts d’eau en milieu poreux partiellement saturé. Elle s’obtient en substituant la loi de Darcy généralisée au milieu non saturé :

$$\vec{q} = -K(h_p) \nabla h = -K(h_p) (\nabla(h_p + z)) \quad (2.15)$$

dans l’équation de continuité $\partial\theta/\partial t + \nabla \cdot \vec{q} = 0$, ce qui donne la forme mixte (Lu et Godt, 2013) :

$$\frac{\partial\theta(h_p)}{\partial t} - \nabla \cdot [K(h_p) (\nabla(h_p + z))] = 0 \quad (2.16)$$

La charge de pression $h_p = u_w/\gamma_w$ [m] est l’inconnue principale, avec $h = z + h_p$ la charge hydraulique totale et z l’altitude par rapport à un système géodésique de référence. Les fonctions $\theta(h_p)$ et $K(h_p)$ sont définies par le modèle de Van Genuchten-Mualem (équation 2.11–équation 2.14) via la relation $\psi = -\gamma_w h_p$.

L’équation 2.16 est fortement non linéaire en raison des dépendances $\theta(h_p)$ et $K(h_p)$. La forme mixte est préférée aux formes en h_p seule (fournit une solution continue pour le régime saturé et non saturé) ou en θ (qui garantit la conservation de la masse) car elle combine les avantages de ces deux approches (Lu et Godt, 2013).

2.3.2 Résolution numérique

La résolution de l'équation 2.16 nécessite une discrétisation spatiale et temporelle du domaine et un traitement itératif de la non-linéarité des fonctions $\theta(h_p)$ et $K(h_p)$ (Farthing et Ogden, 2017). Trois familles de méthodes de discrétisation spatiale sont couramment employées : les différences finies, les volumes finis et les éléments finis (Farthing et Ogden, 2017 ; Delpierre et al., 2023). Les différences finies sont les plus simples à implémenter mais s'accommodent mal des maillages non structurés. Les volumes finis et les éléments finis se prêtent tous deux à des maillages quelconques et présentent des coûts de calcul comparables. Ils se distinguent surtout par la grandeur conservée : les volumes finis garantissent la conservation locale de la masse par cellule, ce qui est appréciable pour les problèmes de transport, tandis que les éléments finis (formulation de Galerkin) conservent la masse au sens global du résidu pondéré (Farthing et Ogden, 2017).

Le choix de la discrétisation temporelle distingue les schémas explicites et implicites. Dans un schéma explicite, l'état à $t + \Delta t$ se calcule directement à partir de l'état à t , mais la stabilité numérique impose un pas de temps petit ($\Delta t \lesssim \Delta x^2/(2D)$ pour la partie diffusive de Richards). Dans un schéma implicite, l'état à $t + \Delta t$ apparaît dans le terme de droite, ce qui exige la résolution d'un système non linéaire à chaque pas, mais la stabilité est conservée inconditionnellement pour un schéma de type Euler implicite. Pour l'équation de Richards, les schémas implicites sont quasi systématiquement retenus en raison de l'incapacité des solveurs explicites à représenter le régime saturé : la capacité capillaire $C(h_p) = \partial\theta/\partial h_p$ devient nulle lorsque $\theta \rightarrow \theta_s$, ce qui rend la formulation explicite singulière dès qu'une cellule sature (Caviedes-Voullième et al., 2013 ; Farthing et Ogden, 2017). Il existe cependant des logiciels de calcul qui utilisent un solveur de différences finies explicites. La non-linéarité du système est traitée à chaque pas par une itération de Picard modifiée (Celia et al., 1990) ou de Newton-Raphson (Farthing et Ogden, 2017).

Les solveurs grand public utilisés en hydrogéologie (Hydrus, COMSOL) et le code MOOSE retenu dans ce travail (chapitre 5) reposent sur la méthode des éléments finis avec un schéma temporel implicite (Euler arrière) et une linéarisation par Newton-Raphson.

2.4 Propriétés mécaniques et stabilité des pentes

2.4.1 État de contrainte et critère de Mohr-Coulomb

L'état de contrainte en un point du sol est décrit par le tenseur des contraintes $\underline{\sigma}$, dont les valeurs propres sont les trois contraintes principales $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ [kPa] (Wood, 1991). Conformément à la convention de signes de la mécanique des sols adoptée dans l'ensemble de ce travail, les contraintes de compression sont comptées positivement, de même que les pressions interstitielles u_w en compression. Le critère de Mohr-Coulomb ne faisant pas intervenir la contrainte principale intermédiaire σ_2 , l'analyse de la rupture se ramène au cercle de Mohr construit sur les contraintes principales extrêmes σ_1 et σ_3 . Ce cercle représente dans le plan (σ_n, τ) les contraintes normales σ_n et tangentielles τ [kPa] s'exerçant sur les facettes contenant la direction de σ_2 :

$$\sigma_n = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\alpha \quad \tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\alpha \quad (2.17)$$

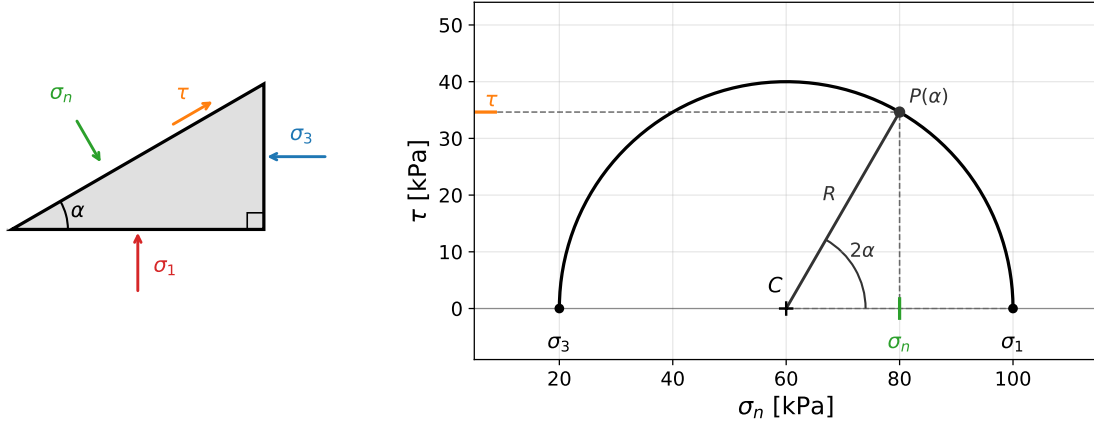


FIGURE 2.9 – Construction géométrique du cercle de Mohr. *Gauche* : coin de sol soumis aux contraintes principales σ_1 (face horizontale) et σ_3 (face verticale) ; la facette inclinée à α du plan principal majeur supporte la contrainte normale σ_n et la contrainte tangentielle τ . *Droite* : cercle de Mohr de centre $C = (\sigma_1 + \sigma_3)/2$ et de rayon $R = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$. Le point $P(\alpha)$ est obtenu en portant l'angle 2α à partir de σ_1 , ses coordonnées donnant directement (σ_n, τ) .

avec α l'angle d'inclinaison de la facette par rapport au plan principal majeur. La [figure 2.9](#) illustre cette construction pour un état de contrainte donné.

L'état de contrainte d'un sol peut aussi être décrit par le couple de contraintes moyenne p et déviatorique q [kPa] :

$$p = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \quad q = \sqrt{\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{2}} \quad (2.18)$$

Cette représentation, indépendante de l'orientation des axes, constitue l'espace naturel d'interprétation des essais triaxiaux ([chapitre 4](#)).

Le critère de Mohr-Coulomb définit l'enveloppe de rupture dans le plan (σ_n, τ) (Lu et Godt, [2013](#)) : la rupture intervient lorsque la contrainte tangentielle sur la facette critique atteint la résistance au cisaillement τ_{max} :

$$\tau_{max} = c' + \sigma'_n \tan \phi' \quad (2.19)$$

Ce critère s'exprime en contraintes effectives : σ' [kPa] désigne la contrainte effective (notion développée à la [section 2.4.3](#)), c' [kPa] la cohésion effective et ϕ' [°] l'angle de frottement interne effectif. La rupture est atteinte géométriquement lorsque le cercle de Mohr devient tangent à cette droite. En écrivant cette tangence géométrique en termes de contraintes principales, on obtient la condition équivalente (Lu et Godt, [2013](#)) :

$$\sigma'_1 = \sigma'_3 \tan^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi'}{2}\right) + 2c' \tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi'}{2}\right) \quad (2.20)$$

2.4.2 L'essai triaxial

L'essai triaxial est la méthode de référence pour déterminer expérimentalement les paramètres de résistance c' et ϕ' d'un sol (Lu et Godt, [2013](#)). Une éprouvette cylindrique de sol, enveloppée d'une membrane souple étanche et comprise entre deux embases drainantes, est pla-

cée dans une cellule remplie d'eau. L'essai se déroule en deux phases successives.

Lors de la phase de *consolidation*, la cellule est mise sous pression : l'éprouvette est soumise à une contrainte isotrope σ_3 , appelée pression de confinement, appliquée uniformément sur toute sa surface. L'eau interstitielle en excès peut être évacuée ou non par les embases drainantes jusqu'à dissipation des surpressions, dépendant du type d'essai.

Lors de la phase de *cisaillement*, un piston applique une charge axiale croissante tandis que la pression de confinement σ_3 est maintenue constante. La contrainte axiale devient la contrainte principale majeure σ_1 , et le déviateur $q = \sigma_1 - \sigma_3$ croît jusqu'à la rupture de l'éprouvette. La pression de confinement s'exerçant de manière identique dans toutes les directions perpendiculaires à l'axe, les deux contraintes principales mineures sont égales ($\sigma_2 = \sigma_3$) : l'essai impose donc un état de contrainte axisymétrique.

Selon que le drainage est autorisé ou non au cours de chaque phase, on distingue trois types d'essais (Lu et Godt, 2013) : l'*essai consolidé drainé* (CD), où le drainage reste ouvert et le cisaillement suffisamment lent pour qu'aucune surpression interstitielle ne se développe ; l'*essai consolidé non drainé* (CU), où le drainage est fermé uniquement pendant le cisaillement et la pression interstitielle mesurée ; et l'*essai non consolidé non drainé* (UU) où le drainage est fermé pendant toute la durée de l'essai. Les essais drainés, ainsi que les essais non drainés avec mesure de la pression interstitielle, donnent accès aux contraintes effectives et donc aux paramètres effectifs c' et ϕ' .

En répétant l'essai à plusieurs pressions de confinement σ_3 , on associe à chaque essai un cercle de Mohr à la rupture, construit sur les contraintes principales σ'_1 et σ'_3 mesurées au pic. La droite tangente à l'ensemble de ces cercles constitue l'enveloppe de rupture de Mohr-Coulomb : son ordonnée à l'origine donne la cohésion c' et sa pente la tangente de l'angle de frottement ϕ' (Fredlund et al., 1978).

La figure 2.10 illustre la construction de l'enveloppe pour trois essais à pressions de confinement croissantes.

En pratique, plutôt que d'ajuster graphiquement une tangente commune aux cercles, les états de rupture sont reportés dans le plan (p, q) , où une régression linéaire fournit une estimation plus objective de l'enveloppe ; les paramètres c' et ϕ' s'en déduisent ensuite analytiquement (chapitre 4).

2.4.3 Résistance au cisaillement en conditions non saturées

En conditions saturées, la contrainte effective est définie par la relation de Terzaghi :

$$\sigma' = \sigma - u_w \quad (u_w > 0) \quad (2.21)$$

Une hausse de la pression interstitielle u_w (par exemple lors d'une infiltration) réduit σ' et donc la résistance au cisaillement donnée par l'équation 2.19, pouvant conduire à la rupture.

En conditions non saturées, la présence simultanée d'eau et d'air dans les pores rend la définition de la contrainte effective plus complexe. Bishop (1959) propose une expression unifiée :

$$\sigma' = (\sigma - u_a) + \chi(u_a - u_w) \quad (2.22)$$

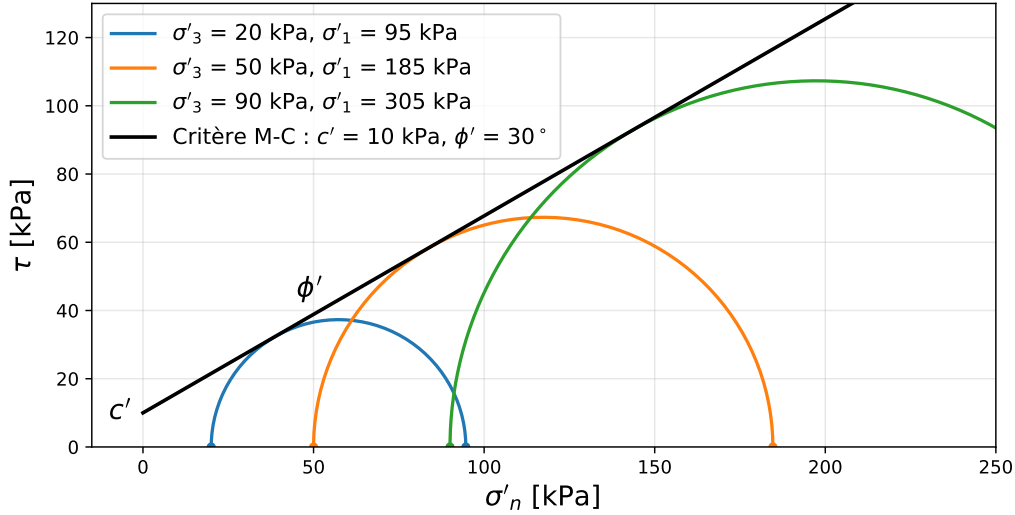


FIGURE 2.10 – Cercles de Mohr à la rupture pour trois pressions de confinement σ'_3 : la droite tangente à l'ensemble des cercles est l'enveloppe de Mohr-Coulomb, d'ordonnée à l'origine c' (cohésion effective) et de pente $\tan \phi'$ (angle de frottement interne). Tracé d'après le critère de Lu et Godt (2013).

avec χ [–] un paramètre d'efficacité de la succion, compris entre 0 (sol sec) et 1 (sol saturé). En prenant la pression atmosphérique comme pression de référence, $u_a = 0$ et on obtient :

$$\sigma' = \sigma - \chi u_w = \sigma + \chi \psi \quad (2.23)$$

En substituant l'équation 2.23 dans le critère de Mohr-Coulomb (équation 2.19), on identifie que la succion ψ contribue à augmenter la résistance au cisaillement d'un sol non saturé par rapport à un sol saturé :

$$\tau_{max} = c' + (\sigma + \chi \psi) \tan \phi' = c' + \chi \psi \tan \phi' + \sigma \tan \phi' \quad (2.24)$$

De cette équation, on peut introduire une notion de cohésion apparente $c_{app} = c' + \chi \psi \tan \phi'$ qui intègre l'effet de la succion (Fredlund et al., 1978 ; Lu et al., 2010).

Bishop (1959) suggère $\chi = S_e$ (saturation effective), mais cette approche a des limites, notamment pour les sols fins dans lesquels la saturation effective peut rester élevée même lorsque la succion augmente fortement. Cela conduit à une augmentation du terme χu_w et entraîne une augmentation excessive de la contrainte effective, augmentant la résistance au cisaillement (Alonso et al., 2010 ; Pereira et al., 2010).

La figure 2.11 illustre la variation de la contrainte de succion $\sigma^s = \chi \psi$ avec la saturation effective pour différentes classes de sol, sous l'hypothèse $\chi = S_e$ (Bishop, équation 2.23). La contribution maximale de la succion à la contrainte effective est de l'ordre de quelques kPa pour un sable, d'une centaine de kPa pour un limon et de plusieurs centaines de kPa pour une argile.

De nombreuses formules alternatives ont été proposées (Lu et al., 2010 ; Fredlund et al., 1978 ; Alonso et al., 1990), mais la formule de Bishop reste largement utilisée en géotechnique pour sa simplicité (Lu et Godt, 2013).

Par exemple, Alonso et al. (2010) et Pereira et al. (2010) proposent de différencier l'effet de

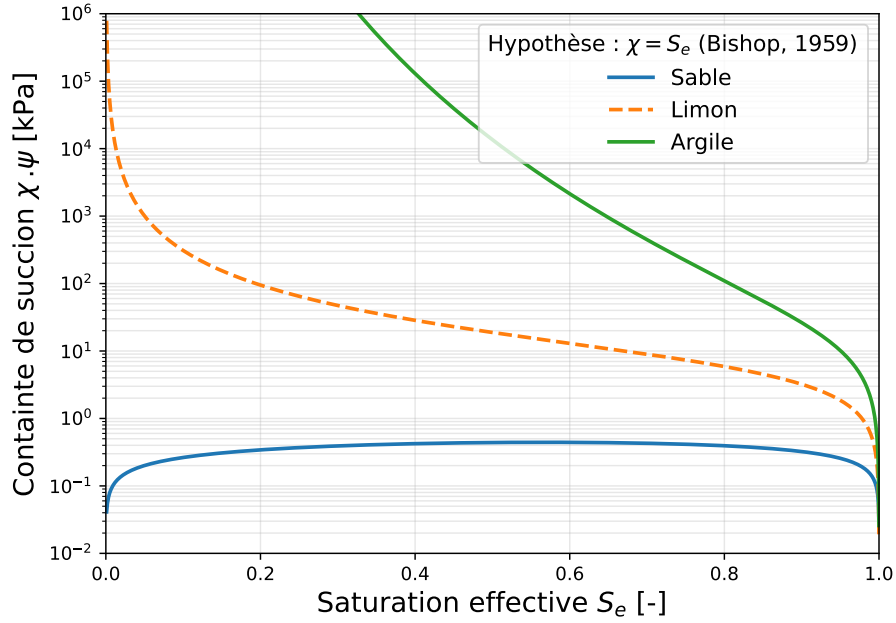


FIGURE 2.11 – Évolution de la contrainte de succion $\sigma^s = \chi \psi$ en fonction de la saturation effective S_e pour un sable, un limon et une argile, sous l'hypothèse $\chi = S_e$ (Bishop (1959)). La courbe est obtenue en combinant l'équation de Van Genuchten (1980) inversée ($\psi(S_e)$) avec les paramètres typiques par classe USDA de Carsel et Parrish (1988), conformément à l'équation en forme fermée de Lu et al. (2010).

l'eau contenue dans les macropores (qui contribue à la succion et à l'augmentation de la résistance) de celui de l'eau contenue dans les micropores (qui n'est pas mobilisable pour augmenter la résistance). Ils introduisent ainsi une saturation effective modifiée qu'ils proposent comme valeur de χ :

$$\chi = S_r^e = \left\langle \frac{S_r - S_r^m}{1 - S_r^m} \right\rangle \quad (2.25)$$

Où $\langle x \rangle = \frac{1}{2}(x + |x|)$ est la fonction de Macaulay qui annule les valeurs négatives et S_r^m la saturation des micropores. Cela introduit un paramètre supplémentaire S_r^m qui doit être déterminé expérimentalement, mais permet de mieux représenter la contribution de la succion à la résistance au cisaillement dans les sols fins à forte teneur en eau résiduelle.

Se basant également sur le principe que la taille des pores influence l'effet de la succion, Alonso et al. (2010) propose une approche tenant compte de la distribution continue des tailles de pores en avec une équation qui approxime l'équation 2.25 :

$$\chi = S_r^e = (S_r)^\alpha \quad (2.26)$$

Où α est un paramètre de forme à déterminer expérimentalement.

2.4.4 Propriétés mécaniques des sols volcaniques islandais

Les données de résistance au cisaillement disponibles pour les Andosols islandais sont rares dans la littérature. Ces sols présentent des caractéristiques mécaniques singulières liées à leur minéralogie (Arnalds, 2004 ; Delmelle et al., 2015). Les liaisons entre les allophanes et l'imogolite

confèrent une cohésion élevée à l'état non remanié, mais cette résistance s'effondre brutalement lors d'un remaniement ou d'une saturation rapide.

La thixotropie, observée dans certains horizons (notamment l'horizon 3AB du site étudié), est un mécanisme mécanique particulièrement important : le sol se liquéfie sous l'effet d'une sollicitation intense, puis recouvre sa résistance au repos par reconstruction progressive des liaisons interparticulaires (Arnalds et al., 2007). Ce phénomène est reconnu comme l'un des mécanismes à l'origine de glissements catastrophiques dans les régions volcaniques (Delmelle et al., 2015).

La dépendance des paramètres c' et ϕ' à la teneur en eau, pourtant centrale dans les conditions de déclenchement d'un glissement, reste peu documentée pour les sols volcaniques islandais, ce qui constitue l'une des motivations principales des essais triaxiaux de ce travail de fin d'études.

2.5 Synthèse des acquis et lacunes

Les sols volcaniques islandais sont des matériaux hydromécaniquement complexes. D'un côté, leur forte capacité de rétention hydrique et leur microstructure bimodale leur permettent d'accumuler d'importantes quantités d'eau lors d'épisodes pluvieux sans développer immédiatement de surpressions interstitielles (Delmelle et al., 2015 ; Basile et al., 2003). De l'autre, leur conductivité hydraulique chute de plusieurs ordres de grandeur dès le début de la désaturation (figure 2.6), ce qui limite le drainage interne et favorise, à l'inverse, l'apparition de surpressions déstabilisantes une fois la saturation atteinte dans un horizon ; certains horizons présentent en outre un comportement thixotrope fragile (Arnalds et al., 2007 ; Delmelle et al., 2015).

Les propriétés hydrauliques de ces sols ont été caractérisées sur le site étudié par Harcq (2024) et serviront ici de base à la modélisation des flux. En revanche, les propriétés mécaniques et leur dépendance à la teneur en eau restent peu documentées pour ces matériaux en Islande, et aucune étude n'a jusqu'ici couplé modèle hydraulique et critère de stabilité sur ce site.

Chapitre 3

Présentation du site et de l'événement

3.1 Localisation et topographie

Le glissement de terrain étudié s'est produit dans le nord de l'Islande, entre les villes de Húsavík et Akureyri (65,863°N ; 17,557°O), sur un flanc de vallée orienté à l'est. La région est propice aux glissements de terrain, comme en témoignent les nombreuses cicatrices visibles sur les pentes environnantes. La [figure 3.1](#) localise le site à l'échelle nationale.

Le sol est classifié comme un Andosol brun d'après la carte pédologique islandaise à 1 :500 000 (Arnalds, [2004](#)).

Le flanc de vallée s'étend sur environ 1.2 km de long pour 370 m de dénivelé, soit une inclinaison moyenne de 30.8 % (17.1°). La pente maximale atteint 71.3 % (35.5°) après un lissage du modèle numérique de terrain (MNT) par une moyenne glissante d'une largeur de 14 m. Ces valeurs ont été extraites du modèle MNT à résolution 2 m × 2 m fourni par le Service national de cartographie islandais (Landmælingar Íslands, [2026](#)). La [figure 3.2](#) présente le profil altimétrique le long du glissement.

3.1.1 Climat

Le site est soumis à un climat subarctique (classification de Köppen-Geiger : Dfc), caractérisé par des températures froides et des précipitations distribuées tout au long de l'année (Harcq, [2024](#)). La station de référence la plus proche est celle de Laugar, située à environ 20 km du site, avec une température annuelle moyenne de 1,0°C et des précipitations annuelles moyennes de 1 053 mm (Harcq, [2024](#)).

3.2 Profil de sol

Des profils pédologiques ont été réalisés par Harcq ([2024](#)) à différents endroits le long de la pente à l'aide d'une tarière. Le profil sélectionné pour l'échantillonnage, situé à la bordure nord supérieure du glissement, présente les horizons suivants de haut en bas (Harcq, [2024](#)) :

— **Horizon A** : 0 – 30 cm horizon organo-minéral de surface ;

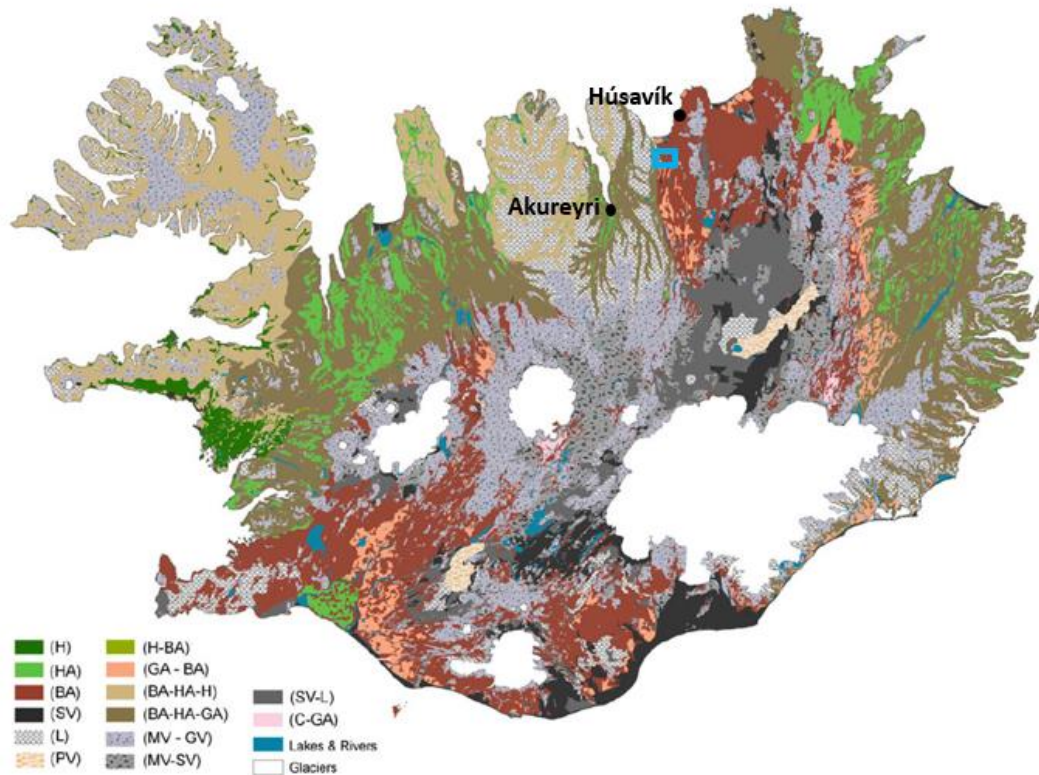


FIGURE 3.1 – Localisation du site d'étude (carré bleu, entre Húsavík et Akureyri) sur la carte des sols d'Islande à 1 :500 000 de Arnalds (2004). Cadrage de la zone d'étude par Harcq (2024).

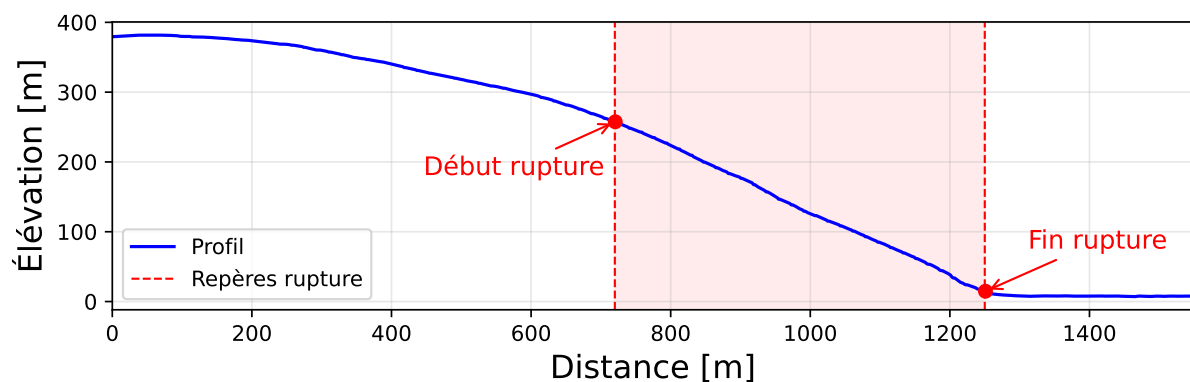


FIGURE 3.2 – Profil altimétrique le long du glissement : la cicatrice s'étend sur 555 m de long avec un dénivelé d'environ 250 m (de 260 m en tête à 10 m à la base). Source : Landmælingar Íslands (2026).

- **Horizon B** : 30 – 65 cm horizon sablo-limoneux macroporeux ;
- **Horizon C** : 65 – 70 cm couche de cendres noires basaltiques ;
- **Horizon 2AB** : 70 – 85 cm horizon organo-minéral enfoui, limoneux ;
- **Horizon 2C** : 85 – 90 cm couche de cendres jaunes rhyolitiques ;
- **Horizon 3AB** : 90 – 135 cm horizon fortement thixotropique, le plus argileux ;
- **Lave consolidée** : à partir de 135 cm conductivité hydraulique très faible.

Cette structure stratigraphique reflète l'accumulation successive de couches de téphras au cours d'éruptions multiples. L'alternance de couches de granulométries contrastées crée des discontinuités hydrauliques qui peuvent être à l'origine d'effets de barrière capillaire (section 2.2.5). La granulométrie de chaque horizon est présentée dans le [tableau 3.1](#).

TABLE 3.1 – Granulométrie des horizons du profil étudié (Harcq, 2024).

Horizon	Sable (>50 μm) [%]	Limon (2–50 μm) [%]	Argile (<2 μm) [%]
A	36,1	58,7	5,3
B	61,9	33,6	4,5
C	48,1	45,6	6,3
2AB	33,2	53,8	13,0
2C	28,7	63,7	7,7
3AB	45,5	33,8	20,8

L'horizon 3AB, avec 20,8 % d'argile et les teneurs en allophane et ferrihydrite les plus élevées du profil, présente un comportement thixotropique marqué (section 2.4.4), le rendant particulièrement vulnérable à la liquéfaction lors d'une saturation rapide. La [figure 3.3](#) illustre la disposition des horizons dans la fosse de prélèvement.

3.3 Contexte du glissement

Le glissement s'est déclenché entre le 2 et le 5 octobre 2021, lors d'un épisode pluvieux intense durant lequel 244 mm ont été enregistrés en 4 jours, dont 130 mm le seul 2 octobre (Harcq, 2024). Ces cumuls ont été extrapolés au site à partir des modèles météorologiques HARMONIE (résolution horaire) et CARRA (résolution journalière) par Jón Kristinn Helgason (communication personnelle, 2023, cité dans Harcq (2024)). Les deux séries pluviométriques sont représentées à la [figure 3.4](#) : la série CARRA, journalière, couvre l'année 2021 et permet d'apprécier la pluviométrie annuelle et l'humidité antécédente. La série HARMONIE, horaire, couvre les mois de septembre et octobre 2021 et restitue la dynamique fine de l'épisode déclencheur. La série de glissements survenue dans la région lors de cet épisode témoigne de conditions hydrologiques exceptionnelles. La [figure 3.5](#) montre une vue de la cicatrice depuis le bas de pente et la délimitation de la zone de rupture sur l'image satellite.

Le glissement présente une forme allongée qui s'élargit vers l'aval : selon les mesures effectuées sur les images satellites, il mesure 555 m de long, 14 m de large en tête et 130 m de large à la base, avec un dénivelé de 250 m (ce qui donne une pente moyenne de 45.0 % (24.2°)). La profondeur présumée de la surface de rupture correspond à la base de l'horizon 3AB, là où la lave consolidée imperméable pourrait constituer un plan de glissement. Cependant, la visite du site ayant été réalisée en juillet 2023 (presque 2 ans après le glissement), il n'a pas été possible

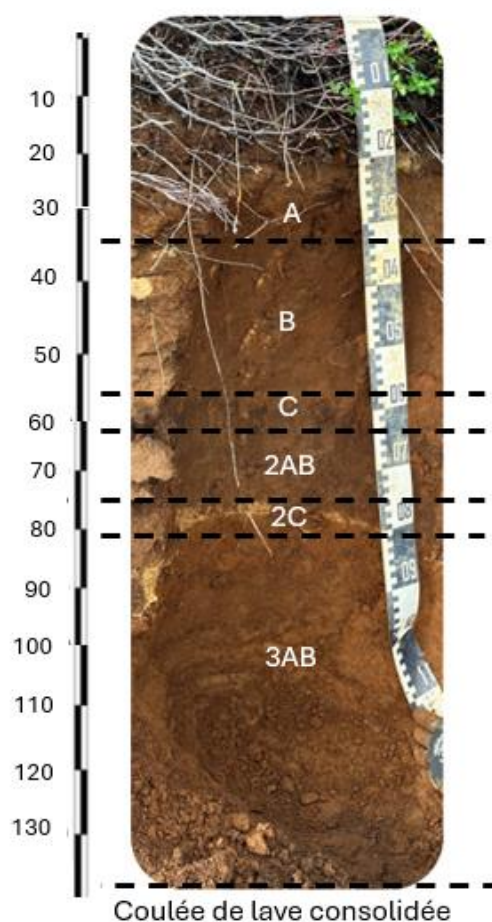


FIGURE 3.3 – Photographie du profil de sol prélevé, avec identification des horizons A, B, C, 2AB, 2C et 3AB ainsi que de la coulée de lave consolidée à la base. L'échelle graduée à droite indique la profondeur en centimètres. Source : Harcq (2024).

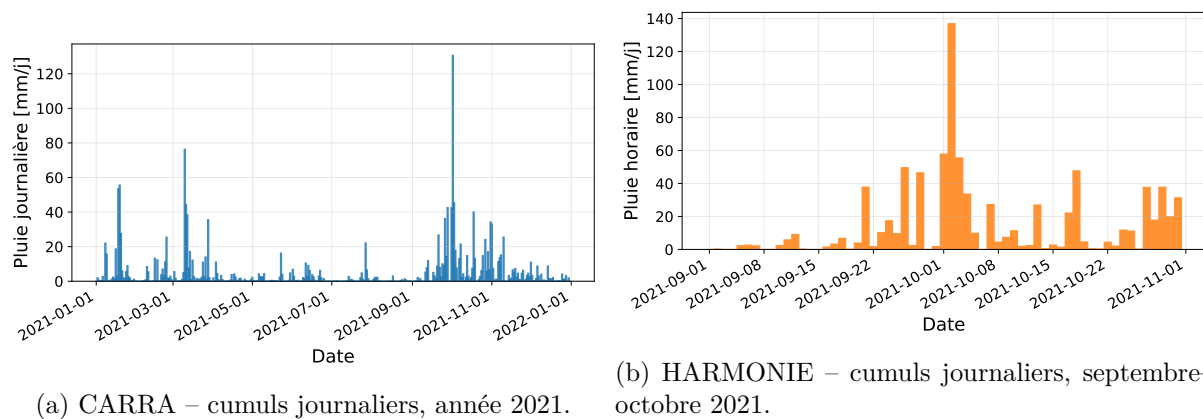


FIGURE 3.4 – Hydrogrammes pluviométriques extrapolés au site à partir des modèles atmosphériques CARRA (a) et HARMONIE (b) par Jón Kristinn Helgason (communication personnelle, 2023, cité dans Harcq (2024)). L'épisode déclencheur des 2-5 octobre est visible dans les deux séries.

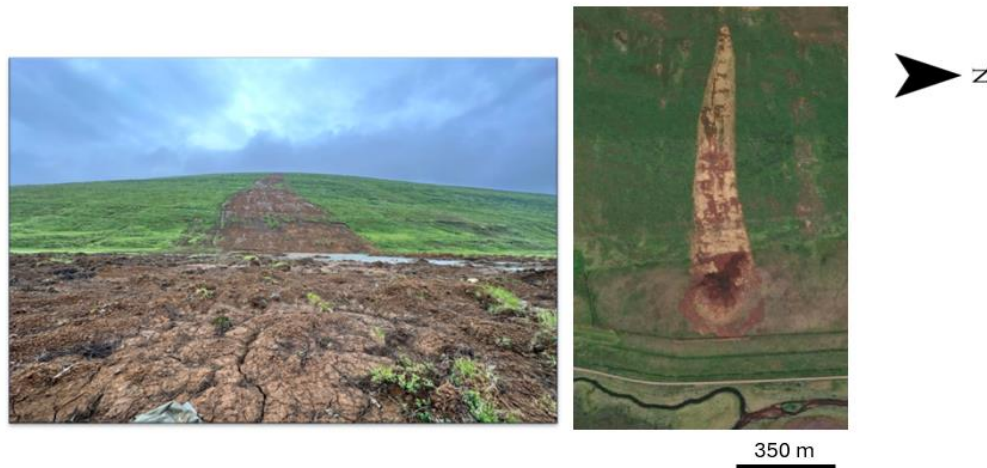


FIGURE 3.5 – À gauche : vue depuis le bas du glissement vers la tête de la cicatrice. À droite : image satellite avec la forme allongée s'élargissant vers l'aval. Source : Harcq (2024).

de déterminer si le plan de glissement était situé à l'interface entre la lave et la couche 3AB ou au sein même de celle-ci. Le volume total de sol mobilisé est estimé à environ $67\,300\text{ m}^3$ (Harcq, 2024). La figure 3.6 replace le profil de sol échantillonné dans la géométrie du glissement vue du dessus.

3.4 Échantillons prélevés

Les échantillons ont été prélevés par Harcq (2024) à la bordure nord supérieure du glissement. Trois types d'échantillons ont été collectés :

- **Échantillons non perturbés en anneaux Kopecki** (250 cm^3) : quatre dans l'horizon B, quatre dans l'horizon 2AB et six dans l'horizon 3AB, destinés aux mesures hydrauliques ;
- **Échantillons non perturbés pour essais triaxiaux** : 20 dans l'horizon 2AB et 40 dans l'horizon 3AB, prélevés à l'aide de tubes en acier de diamètre intérieur 38 mm et de longueur 75 mm. Ces dimensions correspondent exactement à celles de l'éprouvette triaxiale standard, de sorte que l'échantillon est conservé dans son tube de prélèvement jusqu'à l'essai et n'a pas besoin d'être retaillé, ce qui minimise le remaniement ;
- **Échantillons perturbés** : un par horizon dans le profil principal, ainsi que des échantillons supplémentaires de l'horizon 3AB en milieu et en bas de pente et dans les débris du glissement.

Les anneaux Kopecki ont été utilisés par Harcq (2024) pour les analyses de propriétés hydrauliques. Dans le cadre de ce travail, 15 des échantillons triaxiaux de l'horizon 3AB ont été utilisés pour la caractérisation mécanique (chapitre 4). Les 20 échantillons triaxiaux de l'horizon 2AB et les échantillons restants de 3AB seront valorisés dans des études ultérieures.



FIGURE 3.6 – Image satellite du glissement avec la position du profil de sol échantillonné, en bordure nord supérieure de la cicatrice. Fond satellite : Esri et al. (2024) (service *World Imagery*, EPSG :3857).

Chapitre 4

Caractérisation du matériau

4.1 Hydraulique du sol

4.1.1 Protocoles expérimentaux

Courbes de rétention

Les mesures ont été réalisées par Harcq (2024) à l'aide d'un appareil Hyprop (METER Group, figure 4.1), qui détermine la courbe de rétention $\theta(h)$ par suivi de l'évaporation d'échantillons initialement saturés. Les mesures ont été effectuées sur les horizons B, 2AB et 3AB, à partir de trois échantillons non perturbés prélevés dans des anneaux Kopecki de 250 cm³ par horizon.

L'appareil HYPROP repose sur la méthode d'évaporation de Schindler : l'échantillon est posé sur une balance et deux tiges tensiométriques insérées à deux profondeurs différentes mesurent en continu la charge de pression h_p en deux points. La teneur en eau θ à chaque pas de temps t_i est déduite de la variation de masse de l'échantillon entier :

$$\theta_i = \frac{m_{\text{tot}}(t_i) - m_s}{\rho_w V} \quad (4.1)$$

où m_s est la masse sèche obtenue après séchage à 105 °C et V le volume de l'anneau Kopecky. La conductivité hydraulique $K(h_p)$ est calculée en inversant l'équation de Buckingham-Darcy appliquée au flux évaporatoire entre les deux tensiomètres :

$$K(h_p) = -\frac{q L}{\Delta H} \quad (4.2)$$

où $q = \Delta m_i / (2 \rho_w A \Delta t)$ [m/s] est le flux évaporatoire au plan médian (A = section de l'échantillon, le facteur 2 provenant du fait que seule la moitié inférieure alimente ce plan), L [m] l'écartement vertical entre les deux tensiomètres, et $\Delta H = \Delta h_p + L$ [m] le gradient de charge hydraulique totale entre les deux points de mesure (Δh_p la différence de charge de pression, le terme $+L$ traduisant la contribution gravitaire $\nabla h = \nabla h_p + z$). La succion associée à chaque point est $\psi_i = -\gamma_w \bar{h}_{p,i}$, avec $\bar{h}_{p,i}$ la moyenne temporospatiale des quatre lectures tensiométriques consécutives (deux tensiomètres $\times$ deux pas de temps successifs). La cavitation des tensiomètres limite la plage de succion accessible à $\psi \lesssim 500$ kPa.

Pour les succions plus élevées ($\psi > 1$ MPa), l'appareil WP4C (Meter Group) est utilisé en

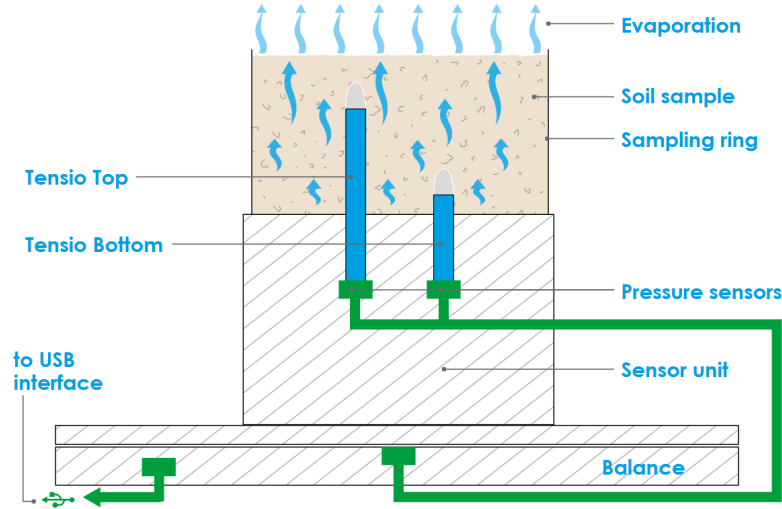


FIGURE 4.1 – Vue en coupe de l'appareil Hyprop : l'échantillon (anneau Kopecki) repose sur une balance, et deux tiges tensiométriques insérées à deux profondeurs (*Tensio Top*, *Tensio Bottom*) mesurent la charge de pression h_p au cours de l'évaporation libre par la face supérieure. Source : UMS GmbH (2015).

complément. Un petit échantillon prélevé dans l'anneau Kopecky après la mesure HYPROP est placé dans une chambre scellée et mis à l'équilibre thermodynamique avec la vapeur d'eau. L'humidité relative HR de l'air dans la chambre est mesurée par la méthode du miroir à rosée : un miroir est refroidi jusqu'à la condensation, et la température du point de rosée permet de déduire HR . La succion matricielle correspondante est calculée par la loi de Kelvin :

$$\psi = -\frac{\rho_w R T}{M} \ln(HR) \quad (4.3)$$

où $R = 8.314 \text{ J}/(\text{mol K})$ est la constante des gaz parfaits, T la température absolue [K] et $M = 0.018 \text{ kg/mol}$ la masse molaire de l'eau. La teneur en eau est déterminée par pesée avant et après séchage à l'étuve (105°C , 48 h). Les points $\theta(\psi)$ mesurés par HYPROP et WP4C sont ajoutés dans le logiciel LABROS SoilView Analysis pour l'ajustement du modèle de Van Genuchten-Mualem.

Conductivité hydraulique saturée

La conductivité hydraulique saturée K_s a été mesurée par Harcq (2024) à l'aide d'un perméamètre KSAT[®] (Meter Group), selon la méthode à charge constante. Un échantillon non perturbé par horizon a été analysé pour les horizons B, 2AB et 3AB.

Le perméamètre KSAT[®] mesure la conductivité hydraulique à saturation par la méthode à charge constante : de l'eau dégazée s'écoule à travers l'échantillon saturé depuis une burette graduée placée en amont, dont la charge hydraulique H [m] est constante. En appliquant la loi de Darcy au flux moyen sur la durée t de l'essai, on obtient (Harcq, 2024) :

$$K_s = \frac{L V}{H A t} \quad (4.4)$$

où L [m] est la longueur de l'échantillon, V [m³] le volume d'eau percolé pendant la durée t [s],

H [m] la charge hydraulique appliquée et A [m²] la section transversale de l'échantillon.

4.1.2 Procédure de traitement et calcul

Courbes de rétention

Sur base des données brutes fournies par Harcq (2024), les paramètres de Van Genuchten ont été ajustés en utilisant le logiciel LABROS SoilView Analysis. Le modèle retenu est le modèle de Van Genuchten-Mualem (Van Genuchten, 1980), défini par les paramètres α , n , θ_s et θ_r , avec le paramètre m contraint selon la relation $m = 1 - \frac{1}{n}$ (condition de Mualem) et $\theta_r \geq 0$.

Ce modèle a été choisi car il était celui correspondant le mieux aux données expérimentales selon Harcq (2024). La variante unimodale a été préférée à la version bimodale de Van Genuchten, car la bimodalité n'est pas implémentée dans le logiciel de modélisation utilisé (Moose).

Pour les horizons A, C et 2C, seuls des échantillons perturbés étaient disponibles, rendant la mesure Hyprop impossible. Les paramètres de Van Genuchten ont donc été estimés à partir des fractions granulométriques argile (f_a) et limon (f_l), exprimées en fractions décimales, par les équations de pédotransfert de Haghverdi et al. (2020) disponibles en annexe, par Harcq (2024).

Conductivité hydraulique saturée

Les valeurs de K_s retenues pour les horizons B, 2AB et 3AB sont celles mesurées par Harcq (2024) au perméamètre KSAT[®]. Pour les horizons A, C et 2C, K_s a été estimée par l'équation de pédotransfert de Cosby et al. (1984) disponible en annexe, d'après Harcq (2024).

4.2 Résultats hydrauliques

Le [tableau 4.1](#) présente les paramètres de Van Genuchten-Mualem retenus pour chaque horizon du profil. Pour les horizons B, 2AB et 3AB, les paramètres α , n , θ_s et θ_r sont issus du calage réalisé avec LABROS SoilView Analysis sur les données brutes Hyprop de Harcq (2024), tandis que K_s correspond à la valeur mesurée au perméamètre KSAT[®] par Harcq (2024). Pour les horizons A, C et 2C, l'ensemble des paramètres provient des équations de pédotransfert de Haghverdi et al. (2020) et Cosby et al. (1984), d'après Harcq (2024). Les valeurs de θ_r obtenues par Harcq (2024) étant négatives, elles ont été fixées à zéro, les autres paramètres restant inchangés. Les paramètres de Harcq (2024) pour les horizons B, 2AB et 3AB sont cohérents avec les valeurs présentées ici. Ils sont reportés en annexe à titre de comparaison. Les courbes de rétention $\theta(\psi)$ et de conductivité $K(\psi)$ ajustées sont reproduites en annexe ([section A.2](#)). Les valeurs obtenues sont discutées à la [section 6.1](#).

4.3 Essais triaxiaux

4.3.1 Protocole expérimental

Des essais triaxiaux ont été réalisés sur des échantillons non perturbés prélevés par Harcq (2024) dans l'horizon 3AB, seul horizon concerné par la rupture de 2021 (voir [section 2.4.4](#)), afin de déterminer les paramètres de résistance du sol à différents teneurs en eau. Les éprouvettes

TABLE 4.1 – Paramètres de Van Genuchten-Mualem retenus pour la modélisation, par horizon. Les paramètres des horizons suivis d'un «*» ont été estimés à partir de la granulométrie.

Horizon	α [1/cm]	n [–]	θ_r [–]	θ_s [–]	K_s [cm/j]
A*	0.0336	1.108	0.000	0.492	38
B	0.0324	1.402	0.108	0.751	223
C*	0.0558	1.121	0.000	0.491	52
2AB	0.0108	1.265	0.000	0.754	62
2C*	0.0324	1.101	0.000	0.513	30
3AB	0.0433	1.177	0.000	0.882	102

cylindriques avaient un diamètre de 38 mm et une hauteur de 75 mm, pour un volume total $V_0 = \pi(19 \text{ mm})^2 \times 75 \text{ mm} \approx 85.06 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$.

Les échantillons ont été répartis en quatre groupes de teneurs en eau :

- **in-situ** : essai réalisé à la teneur en eau naturelle de prélèvement ;
- **saturé** : immersion dans l'eau pendant 5 jours pour atteindre la saturation maximale ;
- **demi-sec** : séchage à l'air libre pendant 24 à 48 heures, menant à une teneur en eau intermédiaire entre les groupes in-situ et sec ;
- **sec** : séchage à l'air libre pendant 4 jours.

Chaque groupe a été soumis à trois pressions de confinement (20 kPa, 35 kPa et 50 kPa), pour 12 essais au total. Au total, 15 échantillons ont été utilisés : l'essai *in-situ* à 50 kPa a dû être répété (l'essai initial s'étant interrompu prématurément), un échantillon a été endommagé avant l'essai, et l'enregistrement des données d'un essai n'a pas fonctionné.

Les essais ont été réalisés en conditions drainées (CD) sans contrôle de la pression interstitielle (robinet ouvert), à un taux de déformation axiale de 0.05 mm/min pour assurer des conditions quasi-statiques. La phase de chargement axial a été démarrée directement après la consolidation, sans phase de repos intermédiaire. Le critère d'arrêt automatique de l'essai était un déplacement axial de $\Delta H_{\max} = \frac{20 \text{ mm}}{75 \text{ mm}} = 26.7\%$. Les grandeurs enregistrées en continu sont la force axiale F , le déplacement axial ΔH , la pression de confinement σ_3 et le volume d'eau échangé avec la cellule ΔV_w . En fin d'essai, les échantillons ont été pesés puis placés dans une étuve à 50 °C jusqu'à masse constante afin de déterminer leur masse sèche m_s . La température a été choisie pour des raisons de compatibilité avec les autres expériences en cours dans le laboratoire.

4.3.2 Procédure de traitement et calcul

Déformations et états de contraintes

Conformément à la convention de signes de la mécanique des sols adoptée dans ce travail (section 2.4.1), les déformations de compression sont comptées positivement : la déformation axiale $\varepsilon_a > 0$ lorsque l'échantillon se raccourcit et la déformation volumétrique $\varepsilon_v > 0$ lorsque son volume diminue.

La déformation axiale ε_a est calculée à partir du raccourcissement axial ΔH (compté positivement) et de la hauteur initiale H_0 de l'échantillon :

$$\varepsilon_a(t) = \frac{\Delta H(t)}{H_0} \quad (4.5)$$

La déformation volumétrique ε_v est obtenue à partir du volume initial V_0 de l'échantillon, du volume d'eau échangé ΔV_w et du volume entrant du piston $\Delta V_p = A_p \Delta H$:

$$\varepsilon_v(t) = \frac{\Delta V_w(t) + \Delta V_p(t)}{V_0} \quad (4.6)$$

La section actualisée A de l'échantillon est calculée avec ces deux valeurs, la hauteur et le volume courants valant respectivement $H_0(1 - \varepsilon_a)$ et $V_0(1 - \varepsilon_v)$:

$$A(t) = \frac{V_0(1 - \varepsilon_v(t))}{H_0(1 - \varepsilon_a(t))} \quad (4.7)$$

Conformément à la convention de signes adoptée en mécanique des sols, les contraintes de compression sont comptées positivement (voir [section 2.4.1](#)). La contrainte axiale totale σ_1 est alors calculée à partir de la force axiale F et de la section actualisée A :

$$\sigma_1(t) = \sigma_3 + \frac{F(t)}{A(t)} \quad (4.8)$$

Les invariants de contrainte p et q introduits à la [section 2.4.1](#) (équation 2.18) se particularisent ici au cas axisymétrique de l'essai triaxial, où les deux contraintes principales mineures sont égales ($\sigma_2 = \sigma_3$) :

$$p(t) = \frac{\sigma_1(t) + 2\sigma_3}{3} \quad q(t) = \sigma_1(t) - \sigma_3 \quad (4.9)$$

La résistance au pic correspond au maximum de q atteint au cours de l'essai, noté q_{pic} , et la contrainte axiale correspondante est p_{pic} . Le moment correspondant t_{pic} permet de déterminer la déformation axiale au pic $\varepsilon_{a,\text{pic}}$ et la déformation volumétrique au pic $\varepsilon_{v,\text{pic}}$.

Teneur en eau et succion

La teneur en eau volumétrique θ variant en fonction de la déformation volumétrique de l'échantillon, il a été décidé d'utiliser la teneur en eau au pic θ_{pic} pour caractériser l'état hydrique de chaque essai, plutôt que la teneur en eau initiale θ_0 ou la teneur en eau finale θ_{final} . En effet, θ_{pic} correspond à l'état hydrique au moment de la rupture, qui est précisément ce qui conditionne la résistance du sol.

La teneur en eau volumétrique au pic est calculée à partir de la masse humide m_{hum} (mesurée en fin d'essai, avant séchage) et de la masse sèche m_s :

$$\theta_{\text{pic}} = \frac{m_{\text{hum}} - m_s}{\rho_w V_0 (1 - \varepsilon_{v,\text{pic}})} \quad (4.10)$$

On calcule aussi, sur base des équations [équation 2.7](#) et [équation 2.4](#), la porosité n_{pic} et la saturation S_{pic} au pic :

$$n_{\text{pic}} = 1 - \frac{m_s}{\rho_s V_0 (1 - \varepsilon_{v,\text{pic}})} \quad S_{\text{pic}} = \frac{\theta_{\text{pic}}}{n_{\text{pic}}} \quad (4.11)$$

La succion ψ correspondante est déduite en inversant analytiquement le modèle de Van Genuchten ([équation 2.11](#)) calé sur l'horizon 3AB ([tableau 4.1](#)). Puisque $\theta_r = 0$ pour cet horizon,

la saturation effective se réduit à $S_{e,\text{pic}} = S_{\text{pic}}$ (équation 2.12), et la succion s'écrit :

$$\psi_{\text{pic}} = \frac{1}{\alpha} \left(S_{\text{pic}}^{-1/m} - 1 \right)^{1/n} \quad (4.12)$$

La succion retenue pour chaque groupe est la moyenne des valeurs individuelles des essais valides.

Contraintes effectives

La contrainte effective est obtenue par la formule de Bishop (équation 2.22, section 2.4.3) avec $\chi = S_{e,\text{pic}} = S_{\text{pic}}$:

$$p'_{\text{pic}} = p + S_{\text{pic}} \psi_{\text{pic}} \quad q'_{\text{pic}} = q_{\text{pic}} \quad (4.13)$$

La succion agissant de façon isotrope sur les trois contraintes principales, elle ne modifie pas $q = \sigma_1 - \sigma_3$.

Calage des paramètres de résistance

Pour chaque groupe de succion, une régression linéaire est effectuée sur les points $(p'_{\text{pic}}, q'_{\text{pic}})$ des essais valides dans l'espace de Cambridge :

$$q' = M p' + q_0 \quad (4.14)$$

Les paramètres de Mohr-Coulomb effectifs c' et ϕ' sont déduits de M et q_0 par les formules de Cambridge (Schofield et Wroth, 1968 ; Lu et Godt, 2013) :

$$\sin \phi' = \frac{3 M}{6 + M} \quad (4.15)$$

$$c' = \frac{q_0 (3 - \sin \phi')}{6 \cos \phi'} \quad (4.16)$$

Les effets de la succion étant théoriquement pris en compte par l'utilisation des contraintes effectives, une régression linéaire sur l'ensemble des points $(p'_{\text{pic}}, q'_{\text{pic}})$, sans distinction de groupe, a été réalisée pour obtenir des paramètres de résistance généraux c' et ϕ' . Cette approche permet de maximiser le nombre de points utilisés pour le calage (12 au lieu de 3 par groupe) et ainsi de réduire l'impact d'un essai atypique ou d'une erreur de mesure. L'ensemble de ce traitement (invariants de contrainte, succion par inversion du modèle de rétention, contrainte effective de Bishop et régressions) est réalisé par un script Python fourni en annexe (section A.5).

4.4 Résultats des essais triaxiaux

Les courbes de contrainte déviatorique q en fonction de la déformation axiale ε_a sont présentées à la figure 4.2 pour les 12 essais triaxiaux sur l'horizon 3AB, par groupe de teneur en eau. Les chemins de contrainte dans le plan (p, q) et l'évolution de la déformation volumétrique ε_v sont reproduits en annexe (section A.4).

4.4.1 Observations et phénomènes particuliers

Fuites de liquide de confinement Lors de certains essais, des fuites de liquide de confinement ont été observées au niveau du joint entre la cellule et le piston. Le volume d'eau supplémentaire injecté contribue à surévaluer les déformations volumiques, mais celui-ci a été évalué à 1ml (10^3 mm^3), ce qui a été considéré comme du second ordre comparé au volume de pores moyen des échantillons ($\approx 65 \cdot 10^3 \text{ mm}^3$).

Ces essais ont pu être identifiés grâce aux courbes de volume d'eau échangé $\Delta V_w(t)$ (disponibles en annexe) : leur pente est plus raide que celle des autres essais et ne tendent pas vers une valeur constante à la fin de l'essai.

Aucune correction n'a été appliquée sur les données de ces essais

Bulles d'air piégées dans la cellule Lors du remplissage de la cellule par le bas, des bulles d'air ont été systématiquement piégées au niveau des joints comprimant la membrane contre la base. Ces bulles, en se comprimant, ont pu générer des variations de volume d'eau échangé ΔV_w et ainsi fausser les calculs de déformation volumique. Cependant, ces variations sont de l'ordre de 10 à 100 mm^3 , et ont été considérées comme négligeables.

Oscillations de la contrainte axiale Un phénomène inattendu a été observé lors des essais : 10 des 12 essais présentent des oscillations périodiques de la force axiale F , avec une période correspondant à 3 à 7 % de déformation axiale (soit environ 45 à 105 minutes à la vitesse de 0.05 mm/min) et une amplitude d'environ 5 N. Seuls les deux premiers essais réalisés n'en présentent pas. La pression de confinement σ_3 n'est pas affectée. Les oscillations semblent s'amorcer dès le début de l'essai. L'impact de ces oscillations sur la contrainte déviatorique sont visibles à la [figure 4.2](#).

Plusieurs hypothèses ont été examinées et écartées :

- **Quantité de graisse sur le piston** : les deux premiers essais ayant été réalisés avec moins de graisse que les suivants, une influence de la lubrification a été suspectée. Un essai de contrôle sur sable avec une grande quantité de graisse et une faible vitesse de déformation n'a révélé aucune oscillation, ce qui écarte cette hypothèse.
- **Stick-slip du piston** : un glissement intermittent du piston aurait pu générer des variations périodiques en force. L'absence d'oscillations lors du même essai sur sable exclut également ce mécanisme.
- **Thixotropie** : le comportement thixotrope de l'horizon 3AB ([section 2.4.4](#)) aurait pu provoquer des instabilités mécaniques cycliques. Cette hypothèse est contredite par des observations similaires sur des sols volcaniques non thixotropes (voir ci-dessous).

Des oscillations de même nature ont été observées par Maxime Delvoie (communication personnelle) lors d'essais triaxiaux sur des sols volcaniques de Tenerife ([figure 4.3](#)) et de Colombie, réputés non thixotropes, réalisés avec le même appareil. L'essai de contrôle sur sable avec ce même appareil n'ayant pas produit d'oscillations, l'hypothèse d'un phénomène purement instrumental est affaiblie mais ne peut être totalement exclue.

L'origine du phénomène reste inexpliquée à ce jour.

Ce phénomène constitue une source d'incertitude sur la détermination du pic de résistance.

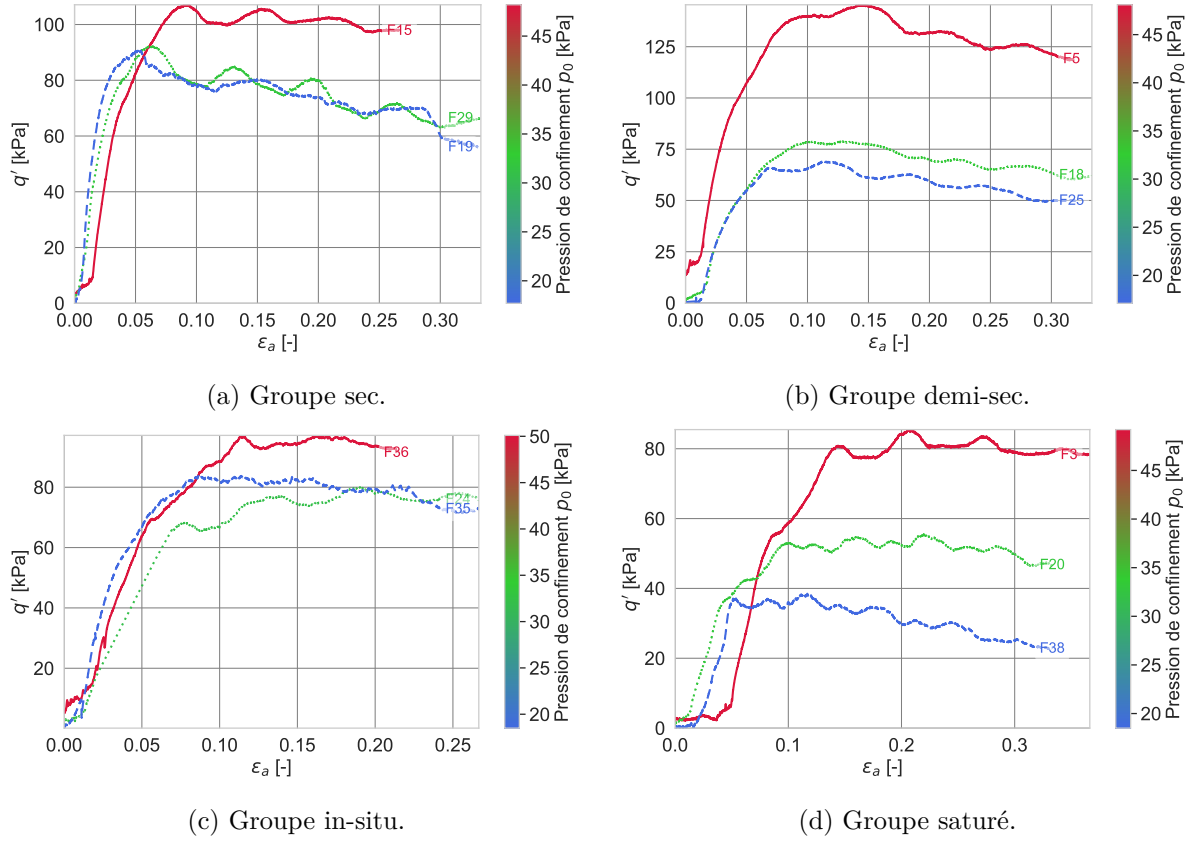


FIGURE 4.2 – Courbes de contrainte déviatorique q en fonction de la déformation axiale ε_a pour les essais triaxiaux sur l'horizon 3AB, par groupe de teneur en eau. Les oscillations périodiques sont visibles sur tous les essais sauf les deux premiers (F35 et F36, groupe in-situ).

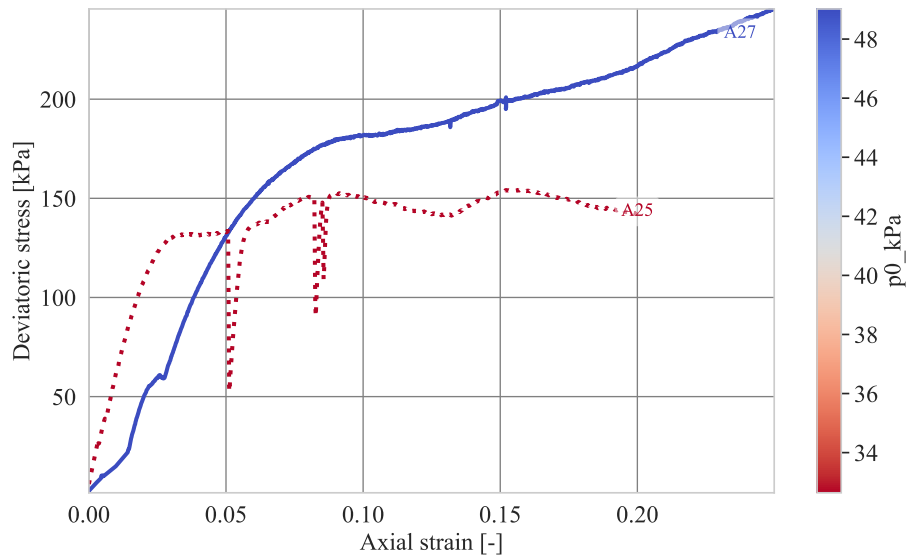


FIGURE 4.3 – Courbes de contrainte déviatorique q en fonction de la déformation axiale ε_a pour certains essais sur des sols volcaniques de Tenerife. Source : Maxime Delvoie (communication personnelle).

TABLE 4.2 – Paramètres de résistance c' et ϕ' obtenus pour chaque groupe de teneur en eau, ainsi que les valeurs moyennes de la teneur en eau $\bar{\theta}_{\text{peak}}$, la saturation $\bar{S}_{\text{peak}}$ et la succion $\bar{\psi}_{\text{peak}}$, et l'écart-type de la succion $s_{\psi_{\text{peak}}}$.

Groupe	$\bar{\theta}_{\text{peak}}$ [%]	$\bar{S}_{\text{peak}}$ [%]	$\bar{\psi}_{\text{peak}}$ [kPa]	$s_{\psi_{\text{peak}}}$ [kPa]	c' [kPa]	ϕ' [°]
saturé	64.94	79.37	7.07	2.6	1.8	24.5
in-situ	59.33	72.46	12.89	3.3	29.6	9.7
demi-sec	40.19	49.14	128.37	34.4	0.0	20.2
sec	12.34	15.02	$662.44 \cdot 10^3$	$593.8 \cdot 10^3$	53.5	0.0
tous					42.1	0.0
tous sauf sec					14.4	15.8

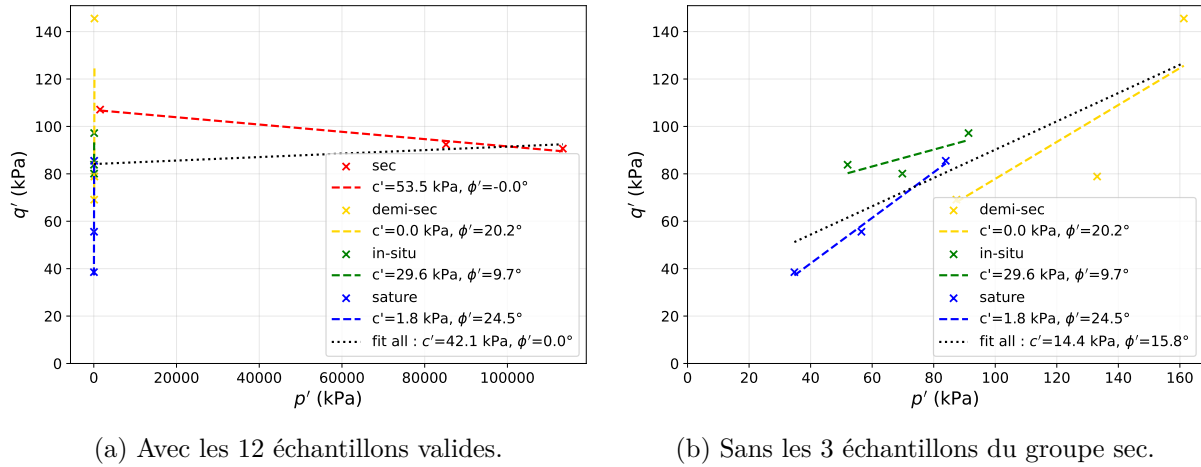


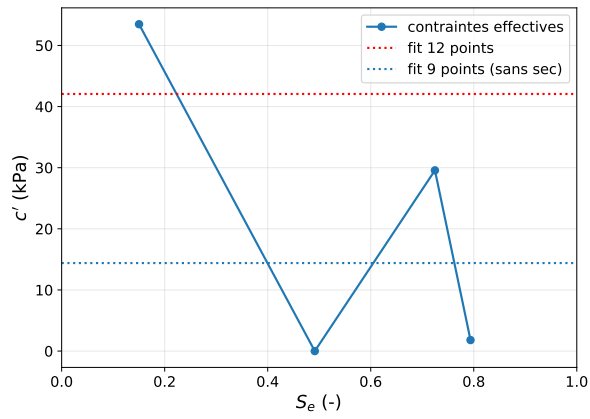
FIGURE 4.4 – Représentation des pics de résistance dans le plan p', q avec les droites de régression linéaire.

Le maximum de q retenu pour chaque essai est le plus grand pic observé sur la courbe brute. Si les oscillations démarrent avant la rupture réelle, ce maximum peut correspondre au pic d'une oscillation plutôt qu'au vrai pic de rupture, conduisant à une surestimation de la résistance. Aucun lissage ou correction n'a été appliqué dans ce travail.

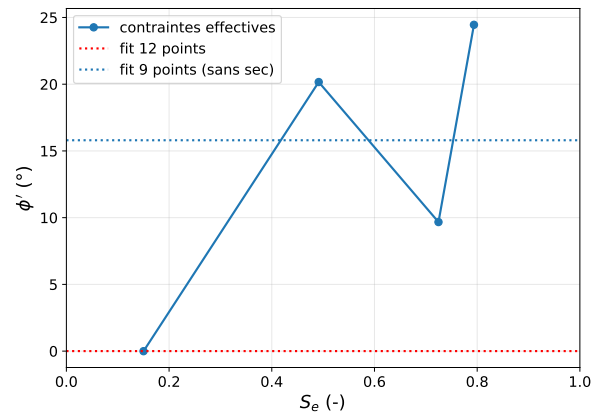
4.4.2 Paramètres de résistance

Le [tableau 4.2](#) présente les paramètres de résistance c' et ϕ' obtenus pour chaque groupe de teneur en eau, ainsi que les valeurs moyennes de teneur en eau, saturation et succion, et l'écart-type de la succion. Les résultats de la régression linéaire sur l'ensemble des points étant peu réalistes, une régression a également été effectuée en excluant les points du groupe sec, car ils présentent une succion très élevée qui cause des valeurs extrêmes de contrainte effective.

La [figure 4.4](#) représente les pics de résistance dans le plan p', q avec les droites de régression linéaire, tandis que la [figure 4.5](#) montre l'évolution des paramètres de résistance c' et ϕ' en fonction de la saturation effective S_e . L'interprétation de ces paramètres, en particulier le caractère non exploitable des couples par groupe et l'exclusion du groupe sec, est développée à la [section 6.2](#).



(a) Cohésion c' .



(b) Angle de frottement ϕ' .

FIGURE 4.5 – Évolution des paramètres de résistance c' et ϕ' en fonction de la saturation effective S_e .

Chapitre 5

Modélisations numériques

5.1 Modèle hydraulique

L’objectif de la modélisation hydraulique est de simuler l’infiltration des précipitations dans le sol et son impact sur la saturation et la pression interstitielle, qui sont des facteurs clés de l’instabilité des pentes.

5.1.1 Application utilisée

Le code MOOSE (*Multiphysics Object-Oriented Simulation Environment*), développé en logiciel libre par l’Idaho National Laboratory (Permann et al., 2020), est un cadre de résolution d’équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. Son architecture modulaire permet de coupler différentes physiques (hydraulique, mécanique, thermique) au sein d’un même maillage non structuré. La discrétisation spatiale repose sur une formulation de Galerkin continue : l’inconnue est approchée par des fonctions de forme nodales et l’équation est résolue au sens faible du résidu pondéré (section 2.3.2). La discrétisation temporelle est assurée par un schéma implicite d’ordre 1 (Euler arrière) à pas de temps adaptatif, et le système non linéaire obtenu à chaque pas de temps est résolu par la méthode de Newton-Raphson (Permann et al., 2020 ; Farthing et Ogden, 2017).

Les écoulements en milieu poreux non saturé sont traités par le module *PorousFlow* (Wilkins et al., 2020), qui résout l’équation de Richards sous sa forme mixte (équation 2.16). La masse d’eau par unité de volume, $nS\rho_w$, est la grandeur conservée et la pression interstitielle u_w la variable primaire. Les fonctions de rétention et de conductivité hydraulique suivent le modèle de Van Genuchten-Mualem (équation 2.11–équation 2.14). Le bilan de masse résolu s’écrit :

$$\frac{\partial(nS\rho_w)}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\rho_w \frac{k_s k_r(S_e)}{\mu} (\nabla u_w - \rho_w \vec{g}) \right) \quad (5.1)$$

où k_s [m²] est la perméabilité intrinsèque à saturation, $k_r(S_e)$ [–] la perméabilité relative (équation 2.14), μ [Pa s] la viscosité dynamique de l’eau et $\vec{g}$ [m/s²] l’accélération de la pesanteur..

5.1.2 Validation de l'application

L'application a été validée en comparant ses résultats à des cas de référence consistant en le drainage et la propagation d'un front d'infiltration dans des colonnes de sol non saturé. Ces deux cas de référence ont été utilisés par Delpierre et al. (2023). Les deux cas emploient le même sol (échantillon du Nouveau-Mexique de Celia et al. (1990)), dont les propriétés hydrauliques sont reprises dans le [tableau 5.1](#).

TABLE 5.1 – Propriétés hydrauliques du sol utilisé pour les deux cas de référence de validation (drainage et front d'infiltration), issues de Celia et al. (1990) et reprises par Delpierre et al. (2023).

Paramètre	Valeur	Unité
θ_s	0.368	[–]
θ_r	0.102	[–]
α	0.0335	[1/cm]
n	2	[–]
K_s	0.00922	[cm/s]
L	0.5	[–]

Drainage d'une colonne de sol non saturé

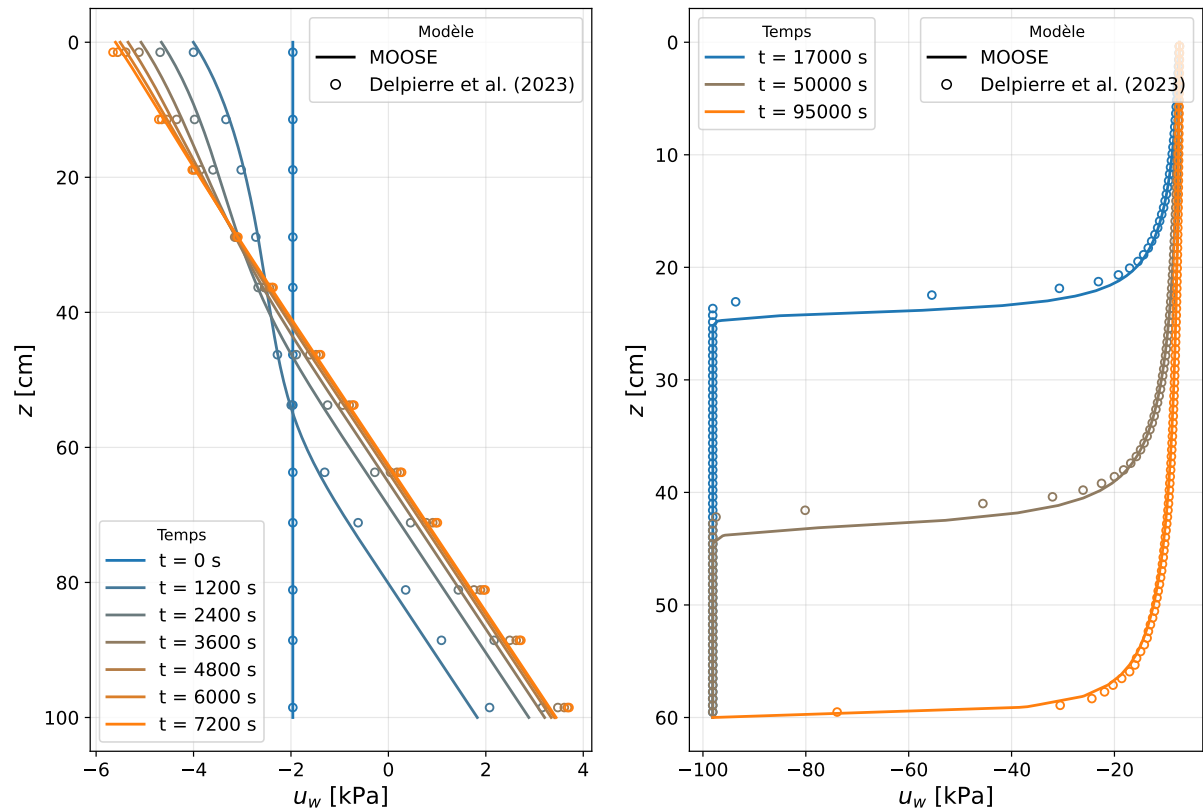
Le cas de référence, proposé par Caviedes-Voullième et al. (2013), consiste en une colonne de sol presque saturée avec une pression interstitielle initiale $u_w = -1.96$ kPa ($h = -20$ cm chez Delpierre et al. (2023)), correspondant à une teneur en eau volumétrique de 32.3 %. La colonne mesure 1 m de hauteur et 0.5 m de largeur, maillée avec des éléments triangulaires de 1 cm de côté en moyenne, et est drainée par gravité pendant 7200 secondes par pas de 10 secondes, avec une condition de flux nul sur toutes les faces. Les résultats de la simulation sont comparés à ceux obtenus par Delpierre et al. (2023) à la [figure 5.1a](#) et sont satisfaisants.

Propagation d'un front d'infiltration

Le cas de référence, utilisé par de nombreuses études (Delpierre et al., 2023), consiste en un front d'infiltration raide dans une colonne de sol. La colonne mesure 0.6 m de hauteur et 0.25 m de largeur, maillée avec des éléments triangulaires variant de 0.2 cm de côté en moyenne au sommet à 1 cm en moyenne à la base. Le sol est initialement sec. La pression interstitielle initiale reprend la forme proposée par Delpierre et al. (2023) (dont l'expression publiée omet le facteur z dans le terme linéaire), exprimée ici en pression interstitielle ($u_w = \rho_w g h$) :

$$u_w(z, t = 0) = \begin{cases} -7.36 - \frac{90.74}{0.6} z & \text{si } 0 \leq z \leq 0.6 \text{ cm} \\ -98.1 & \text{si } z > 0.6 \text{ cm} \end{cases} \quad [\text{kPa}] \quad (5.2)$$

où z est la profondeur sous la surface, exprimée en cm. La couche superficielle de 0.6 cm raccorde ainsi linéairement la valeur imposée en surface à l'état sec du reste de la colonne. La pression interstitielle est maintenue constante à $u_w = -7.36$ kPa ($h = -75$ cm) sur la face supérieure et à $u_w = -98.1$ kPa ($h = -1000$ cm) sur la frontière inférieure, tandis que les faces latérales sont



(a) Drainage gravitaire d'une colonne de sol non saturé. (b) Propagation d'un front d'infiltration raide dans une colonne de sol non saturé.

FIGURE 5.1 – Validation des cas de référence : comparaison des profils simulés par MOOSE avec ceux de Delpierre et al. (2023).

soumises à une condition de flux nul. La simulation est réalisée pendant 95000 secondes par pas de 60 secondes. Les résultats de la simulation sont comparés à ceux obtenus par Delpierre et al. (2023) à la figure 5.1b et sont satisfaisants.

5.1.3 Paramètres hydrauliques des horizons

Chaque horizon du profil (chapitre 3) est modélisé comme un milieu poreux homogène et isotrope dont la rétention et la conductivité hydraulique suivent le modèle de Van Genuchten-Mualem (équation 2.11–équation 2.14). Les paramètres utilisés sont ceux déterminés au chapitre 4 (tableau 4.1) : les horizons B, 2AB et 3AB ont été calés sur les mesures de rétention (Hyprop) et de conductivité à saturation (KSAT), tandis que les horizons A, C et 2C, non mesurés, ont été estimés par fonctions de pédotransfert à partir de leur granulométrie. La porosité est prise égale à θ_s et le paramètre m est lié à n par la contrainte de Mualem $m = 1 - 1/n$.

5.1.4 Maillages

Plusieurs modèles ont été réalisés avec une complexité croissante :

1. Un modèle 2D à pente nulle pour tester la mise en place du modèle hydraulique et les conditions initiales et aux limites.
2. Un modèle 2D avec une pente de 45.0 % (24.2°), pente moyenne de la cicatrice du glissement (figure 3.2), pour simuler l'écoulement le long de la pente et vérifier les effets de la gravité.
3. Un modèle 2D reprenant la topographie réelle du site pour simuler l'écoulement dans la pente et vérifier les effets conjoints de la gravité et de la topographie.

Dans les trois modèles, le profil stratigraphique est identique : les mêmes six horizons (chapitre 3) y sont représentés avec les mêmes épaisseurs. Les interfaces entre couches sont parallèles à la surface topographique et situées à une distance verticale constante de celle-ci. Chaque interface s'obtient ainsi en translatant verticalement la surface vers le bas de l'épaisseur cumulée des horizons situés au-dessus.

Les maillages sont composés de mailles quadrangulaires dont les arêtes sont verticales ou parallèles à la pente, de sorte que les nœuds sont alignés verticalement et que les profils de pression interstitielle et de saturation peuvent être échantillonnés à des profondeurs fixes. La taille des mailles est homogène. Les maillages sont représentés à la figure 5.2, et leurs caractéristiques (dimensions, tailles de mailles, nombre d'éléments) sont reprises dans le tableau 5.2. Les scripts Gmsh ayant servi à les générer sont fournis en annexe (section A.7).

TABLE 5.2 – Caractéristiques des trois maillages : largeur, taille de maille et nombre d'éléments.

Modèle	Largeur [m]	Taille de maille [m]	Nb d'éléments
Pente nulle	0.1	0.025	366
Pente 45.0 %	0.1	0.025	366
Topographie réelle	1549	0.1	360 931

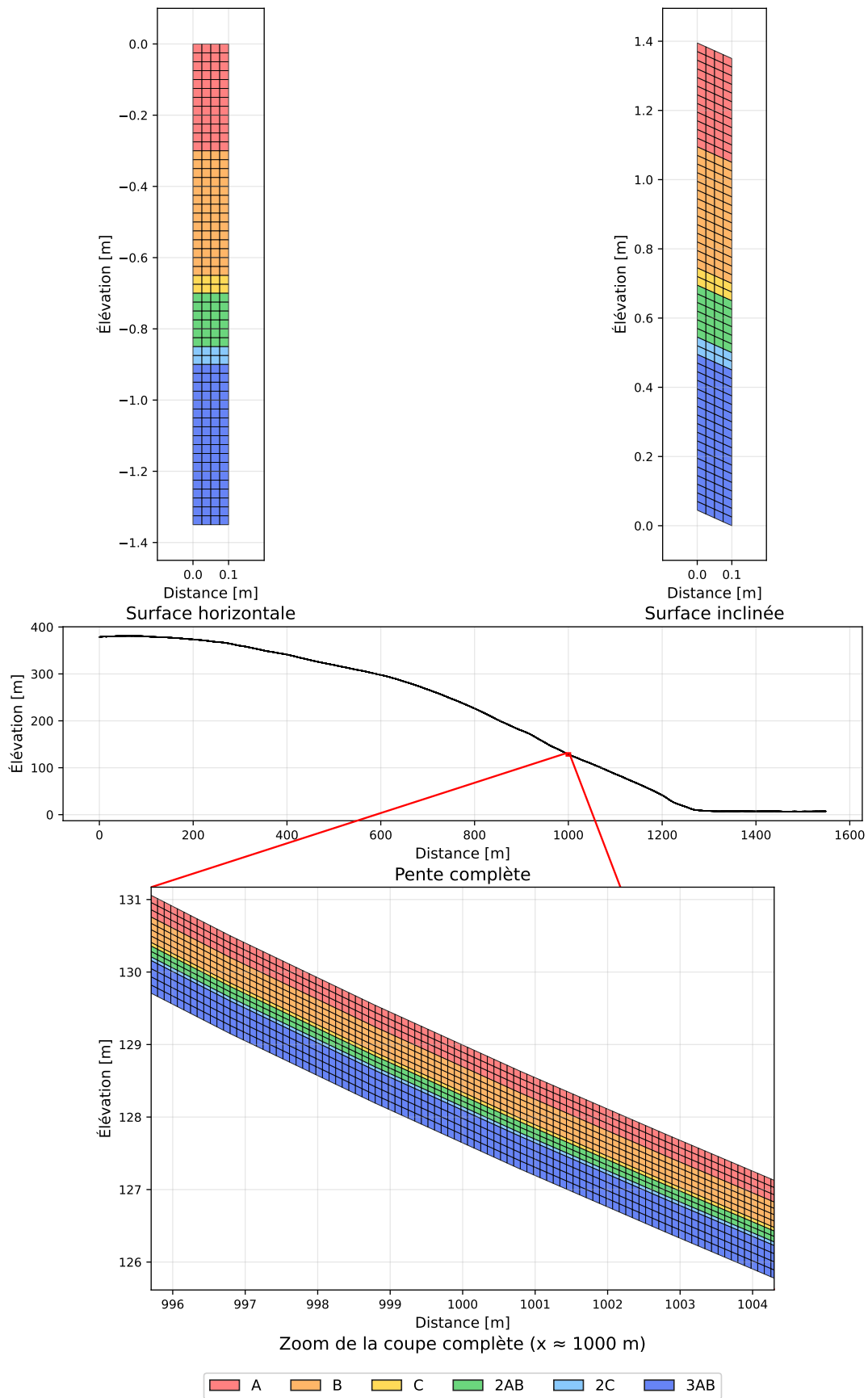


FIGURE 5.2 – Maillages des trois modèles hydrauliques (pente nulle, pente à 45.0 %, topographie réelle) avec leurs blocs de matériaux correspondant aux six horizons.

5.1.5 Conditions initiales

La pression interstitielle initiale fixe l'état hydrique du profil avant l'épisode pluvieux, c'est-à-dire l'humidité antécédente. Aucune mesure de terrain n'étant disponible à cet instant, deux conditions initiales représentant deux états antécédents contrastés ont été envisagées :

- **succion uniforme** $\psi = 13.243$ kPa sur tout le profil ($u_w = -13.243$ kPa), représentant un sol relativement sec dans lequel l'épisode pluvieux fait progresser un front d'infiltration ;
- **profil hydrostatique**, succion nulle à la base ($u_w = 0$, sol saturé) croissant linéairement jusqu'à $\psi = 13.243$ kPa en surface, représentant un sol déjà gorgé d'eau en profondeur.

Ces deux conditions ont été comparées sur les cas à surface horizontale (cas 1 à 3, [tableau 5.3](#)). Imposer un profil hydrostatique sur une surface inclinée exigerait une fonction de la position le long de la pente, compliquée à définir proprement. Les cas à surface inclinée et à topographie réelle (cas 4 et 5) n'utilisent donc que la condition de succion uniforme.

5.1.6 Conditions aux limites

Frontière inférieure

La frontière inférieure correspond à la base de la couche 3AB, qui est considérée comme imperméable. Une condition de flux nul a été imposée, ce qui correspond à une condition de Neumann homogène pour la pression interstitielle.

Frontière supérieure

La frontière supérieure correspond à la surface du sol, soumise aux précipitations, qui constituent la principale donnée d'entrée du modèle.

Aucun pluviomètre n'est installé sur le site, et la station météorologique la plus proche (Laugar, à environ 20 km) n'est pas représentative de l'altitude et de l'exposition du versant ([section 3.1](#)). À l'instar de Harcq ([2024](#)), les précipitations au droit du site sont donc reconstruites à partir de deux modèles atmosphériques, extrapolées à la zone d'étude par Jón Kristinn Helgason (communication personnelle, 2023, citée dans Harcq ([2024](#))) :

- le modèle **CARRA** (*Copernicus Arctic Regional Reanalysis*), une réanalyse régionale fournissant les cumuls *journaliers* sur l'ensemble de l'année 2021 ;
- le modèle **HARMONIE**, modèle de prévision météorologique opérationnel utilisé en Islande (Bengtsson et al., [2017](#)), fournissant les cumuls *horaires* pour les mois de septembre à novembre 2021.

Le choix de conserver ces deux séries plutôt qu'une seule répond à deux exigences difficilement conciliables. D'une part, la simulation doit couvrir une période suffisamment longue avant le glissement pour que l'état hydrique du profil se construise de manière réaliste (humidité antérieure) : la série CARRA journalière, disponible sur toute l'année, remplit ce rôle. D'autre part, le déclenchement résulte d'un épisode bref et intense (244 mm en quatre jours, dont 130 mm le seul 2 octobre 2021 ; [section 3.3](#)), dont la structure temporelle fine est lissée par un pas journalier : la série HARMONIE horaire, mieux adaptée à l'Islande, restitue cette dynamique de

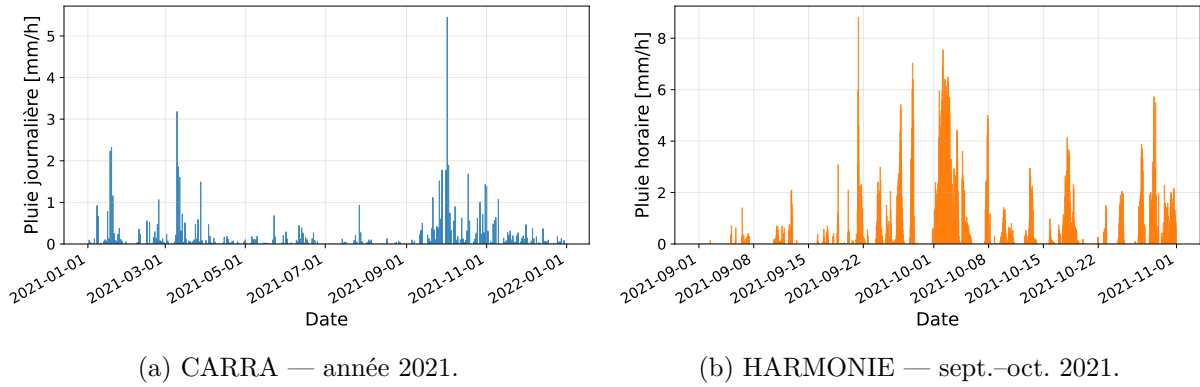


FIGURE 5.3 – Hydrogrammes des deux séries pluviométriques imposées à la frontière supérieure : (a) série CARRA journalière sur l’année 2021, (b) série HARMONIE horaire sur l’épisode déclencheur de septembre–octobre 2021. Source des données : Jón Kristinn Helgason, citée dans Harcq (2024).

pointe. Le modèle hydraulique est donc soumis tour à tour à chacune des deux séries (figure 5.3, déjà introduites au chapitre 3, figure 3.4), et les résultats sont comparés à la section 5.2.

L’hypothèse est que les précipitations sont uniformément réparties sur la surface et que l’eau ruisselle une fois la surface du sol saturée. Modéliser ce comportement requiert une condition aux limites particulière : un flux de pluie imposé tant que la surface n’est pas saturée (condition de type Neumann), et une pression atmosphérique dès qu’elle l’est (condition de type Dirichlet). Cela correspond à une condition de type Robin (une combinaison linéaire d’une condition de Dirichlet et d’une condition de Neumann (Jazayeri et Werner, 2019)) qui a été implémentée et ajoutée au module *PorousFlow* de MOOSE. Son implémentation est détaillée à la section 5.1.6 et les fichiers sources C++ (`PorousFlowSinkLimited.h` et `PorousFlowSinkLimited.C`) sont fournis en annexe (section A.6).

Frontières latérales

Sur les cas à surface horizontale, deux conditions latérales ont été comparées :

- **flux nul** (frontières imperméables), cas 1 ;
- **frontières périodiques**, $u_{w,\text{gauche}} = u_{w,\text{droite}}$, cas 2.

La condition périodique évite qu’une frontière latérale imperméable ne bloque artificiellement l’écoulement qui se développe le long de la pente. Elle est donc retenue pour les cas en pente représentés sur un domaine réduit (cas 3 et 4). Pour le cas à topographie réelle (cas 5), qui couvre l’ensemble du versant, la frontière amont (en tête de pente) impose une pression fixe $u_w = 0$, tandis que la frontière aval (au pied) et la base sont imperméables. L’eau ne peut alors quitter le domaine que par ruissellement de surface (section 5.1.6).

Implémentation de la condition de type Robin pour les précipitations

La condition a été implémentée dans une nouvelle classe `PorousFlowSinkLimited`, dérivée de la classe `PorousFlowSink` du module *PorousFlow*. Elle fournit, pour chaque nœud i de la frontière supérieure, sa contribution au résidu R_i et au jacobien J_{ij} du système d’éléments finis. Suivant la convention de signe de *PorousFlow*, un flux sortant (drainage) est positif et

un flux entrant (infiltration) est négatif. Le flux de pluie imposé vérifie donc $Q_{\text{pluie}} \leq 0$. Le traitement décrit ci-dessous ne s'active qu'en cas d'infiltration ($Q_{\text{pluie}} < 0$). En l'absence de pluie, la condition se réduit à un flux nul (Neumann homogène). En régime d'infiltration, deux situations sont distinguées selon l'état de saturation S du nœud frontière.

Surface non saturée ($S < 1$). Le flux entrant est plafonné par le volume d'eau que la cellule frontière peut encore absorber sur le pas de temps courant, afin d'éviter une sursaturation non physique. Le volume libre V_{libre} [m^3] de la cellule adjacente à la frontière vaut :

$$V_{\text{libre}} = n(1 - S) V_{\text{cellule}} \quad (5.3)$$

où V_{cellule} [m^3] est le volume de cette cellule. Le flux maximal admissible Q_{max} [$\text{kg}/(\text{m}^2 \text{s})$], correspondant au remplissage de ce volume sur le pas de temps Δt [s], est :

$$Q_{\text{max}} = \frac{-\rho_w V_{\text{libre}}}{L_{\text{cellule}} \Delta t} \quad (5.4)$$

où L_{cellule} [m] est la longueur de l'arête de la cellule située sur la frontière. Le flux appliqué est le moins intense (en valeur absolue) des deux flux négatifs Q_{pluie} et Q_{max} , soit $\max(Q_{\text{pluie}}, Q_{\text{max}})$: tant que la pluie n'excède pas la capacité d'absorption de la cellule, Q_{pluie} s'applique. Sinon, le flux est limité à Q_{max} .

Surface saturée ($S = 1$). La cellule ne peut plus absorber d'eau, l'excédent ruisselle et la pression à la surface est ramenée à la pression atmosphérique ($u_w = 0$). Cette condition de Dirichlet est imposée faiblement par pénalisation, de coefficient $\lambda = 10^8$.

Le résidu nodal s'écrit ainsi :

$$R_i = \phi_i \begin{cases} \lambda u_w & \text{si } S = 1 \quad (\text{pénalisation de } u_w = 0, \text{ surface saturée}) \\ \max(Q_{\text{max}}, Q_{\text{pluie}}) & \text{si } S < 1 \quad (\text{flux de pluie plafonné, surface non saturée}) \end{cases} \quad (5.5)$$

où ϕ_i est la fonction de forme (de test) associée au nœud i de la frontière et u_w [Pa] la pression interstitielle.

Le jacobien $J_{ij} = \partial R_i / \partial u_{w,j}$, requis par la résolution de Newton-Raphson, est obtenu par dérivation du résidu par rapport à la valeur nodale $u_{w,j}$. La porosité et la saturation étant des propriétés nodales, leur contribution au jacobien est purement locale (seul le terme diagonal $i = j$ est non nul) :

$$J_{ij} = \phi_i \begin{cases} \lambda \phi_j & \text{si } S = 1 \\ \frac{-\rho_w V_{\text{cellule}} \left[(1 - S) \frac{\partial n}{\partial u_w} - n \frac{\partial S}{\partial u_w} \right]}{L_{\text{cellule}} \Delta t} & \text{si } S < 1 \text{ et } |Q_{\text{pluie}}| > |Q_{\text{max}}| \end{cases} \quad (5.6)$$

où ϕ_j est la fonction de forme associée au nœud j , et $\partial n / \partial u_w$ et $\partial S / \partial u_w$ les dérivées de la porosité et de la saturation par rapport à la variable primaire, fournies par les propriétés matérielles de

PorousFlow. Lorsque la pluie n'est pas plafonnée ($Q_{\text{pluie}} \geq Q_{\text{max}}$), le flux imposé est indépendant de u_w et sa contribution au jacobien est celle de la classe `PorousFlowSink` standard (nulle pour un flux purement imposé).

5.1.7 Récapitulatif des cas simulés

Le [tableau 5.3](#) récapitule les cinq cas, de complexité croissante, combinant géométrie, orientation de la gravité, conditions latérales et conditions initiales. Les fichiers d'entrée MOOSE correspondants sont fournis en annexe ([section A.7](#)). Chacun a été simulé avec les deux séries pluviométriques, CARRA et HARMONIE ([figure 5.3](#)). La pente, lorsqu'elle est représentée, vaut 24.2° (45 %) et l'est de deux manières équivalentes : en inclinant le vecteur gravité sur un maillage horizontal (cas 3) ou en inclinant la surface du maillage (cas 4).

TABLE 5.3 – Récapitulatif des cinq cas hydrauliques de complexité croissante. Tous sont simulés successivement avec les séries CARRA et HARMONIE.

Cas	Surface	Gravité	Frontières latérales	Conditions initiales
1	horizontale	verticale	imperméables	hydro., uniforme
2	horizontale	verticale	périodiques	hydro., uniforme
3	horizontale	inclinée (24.2°)	périodiques	hydro., uniforme
4	inclinée (24.2°)	verticale	périodiques	uniforme
5	topographie réelle	verticale	imperméables	uniforme

5.1.8 Sorties

Les sorties du modèles sont, à chaque nœud du maillage et à chaque pas de temps :

- la **saturation** $S(z, t)$ [%]
- la **pression interstitielle** $u_w(z, t)$ [Pa]
- la **masse volumique** $\rho(z, t)$ [kg/m³], calculée avec $\rho(z, t) = (1 - n) \rho_s + n \rho_w S(z, t)$

Pour les cas 1 à 4, des profils sont échantillonnés sur la verticale située à mi-largeur du domaine. Pour le cas 5, des profils sont échantillonnés sur la verticale située à mi-cicatrice ($x = 1000$ m).

5.2 Résultats hydrauliques

La présentation suit la montée en complexité des cas simulés ([tableau 5.3](#)) : on vérifie d'abord la cohérence des choix de modélisation sur les cas simplifiés (équivalence des conditions latérales et des représentations de la pente, limite de convergence), puis on dégage la série pluviométrique et le cas retenus pour fournir l'état hydrique au modèle mécanique. Les profils étant échantillonnés sur une verticale ([section 5.1.8](#)), on suit en particulier la pression interstitielle u_w à la base de la couche 3AB (profondeur de rupture, $z = 1.35$ m), grandeur déterminante pour la stabilité.

5.2.1 Équivalence des modèles et limite de convergence

La [figure 5.4](#) compare l'évolution de u_w à la base pour les cas 1 à 4 soumis à la série CARRA (condition initiale uniforme). Trois constats se dégagent.

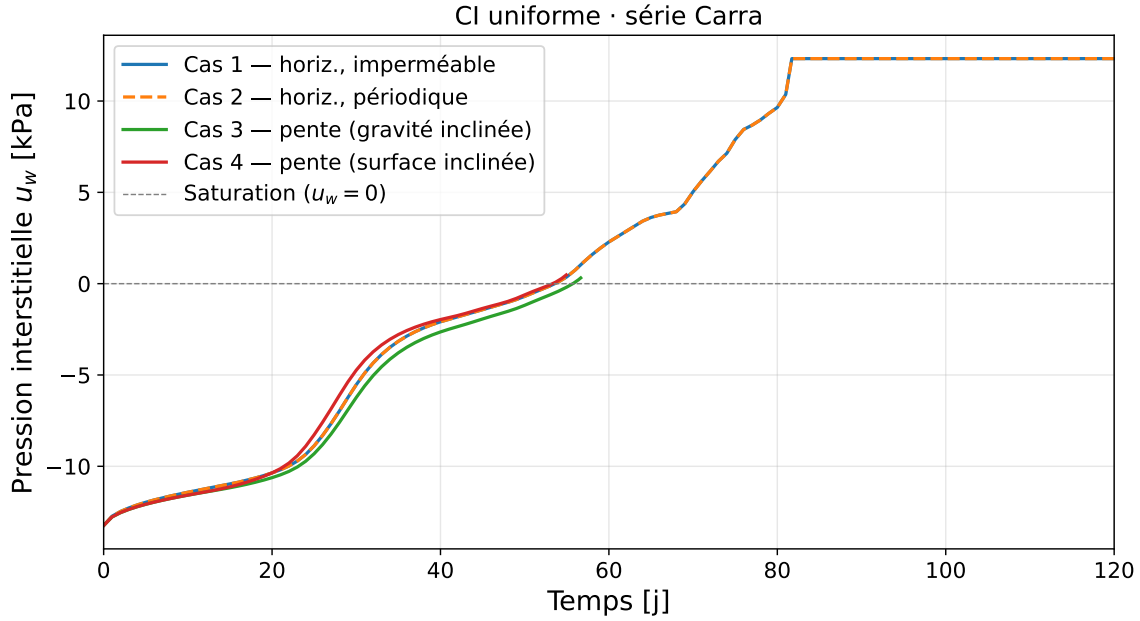


FIGURE 5.4 – Évolution de la pression interstitielle u_w à la base de la couche 3AB (profondeur de rupture) pour les cas 1 à 4, série CARRA et condition initiale uniforme. Les cas 1 et 2 sont confondus (le pointillé du cas 2 se superpose au trait du cas 1). Les cas en pente (3 et 4) s’arrêtent à la saturation de la base (vers le jour 55). Les cas fermés (1 et 2) se stabilisent à l’équilibre saturé.

D’abord, les cas 1 (frontières imperméables) et 2 (frontières périodiques) sont rigoureusement confondus : l’écart maximal de pression interstitielle reste inférieur à 2 Pa sur toute l’année, alors que les pressions évoluent sur plus de 10 kPa. En l’absence d’écoulement le long de la pente, la frontière périodique reproduit donc exactement la frontière imperméable, ce qui valide son implémentation.

Ensuite, les cas en pente (cas 3, gravité inclinée, et cas 4, surface inclinée) se comportent de façon très semblable entre eux et restent proches des cas horizontaux tant que le profil demeure loin de la saturation (écart de quelques centaines de Pa sur les premières semaines). L’écart croît ensuite à mesure que la base s’humidifie. Les deux manières de représenter la pente (incliner la gravité ou incliner la surface) donnent donc des résultats cohérents entre eux.

Enfin, les cas en pente cessent de converger lorsque la rangée de cellules de la base atteint la saturation complète ($u_w = 0$), vers le 55^e jour sous la série CARRA : le résidu de Newton diverge alors même pour des pas de temps arbitrairement petits. Les cas à frontières fermées (1 et 2) poursuivent au contraire jusqu’à un état d’équilibre entièrement saturé ($u_w \approx +12$ kPa à la base, profil hydrostatique) qu’ils conservent ensuite. L’origine de cet arrêt de convergence et le domaine de validité de ces modèles simplifiés sont analysés à la [section 6.3.1](#) et à la [section 6.3.3](#).

5.2.2 Modèle à topographie réelle (cas 5)

Le cas 5 reprend la topographie réelle du versant (maillage de 1549 m de long, dénivelé de 376 m). Le domaine a été simulé fermé (toutes les frontières imperméables hormis la surface), l’eau ne pouvant s’évacuer que par ruissellement de surface.

Sur une verticale en mi-cicatrice ($x = 1000$ m, versant ouvert d’inclinaison locale $\approx 24^\circ$), le

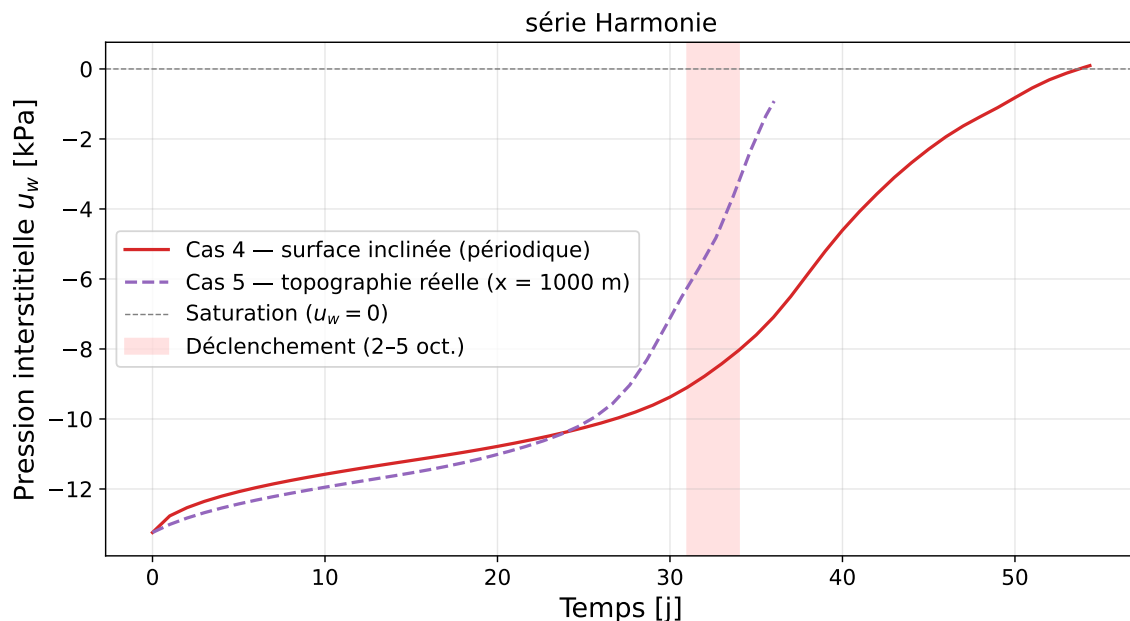


FIGURE 5.5 – Pression interstitielle à la base, cas 4 *vs* cas 5 (coupe à $x = 1000$ m), série HARMONIE. Les deux modèles coïncident jusqu'au jour 24 environ, puis le cas 5 (topographie réelle) sature plus vite. Le cas 5 s'arrête au jour 36.

cas 5 reproduit le cas 4 pendant les premières semaines, puis s'en écarte : la pression interstitielle y monte plus vite (figure 5.5).

Le cas 5 n'atteint pas un état exploitable. L'eau infiltrée s'accumule dans une petite dépression topographique en partie haute du versant ($x \approx 14$ m) : dans ce domaine fermé, quelques cellules au fond de cette cuvette atteignent la saturation, la pression interstitielle y devient positive (de l'ordre de 150 Pa) et le résidu de Newton diverge, même pour des pas de temps minimes. La simulation s'arrête ainsi dès le 28^e jour sous la série CARRA et le 36^e jour sous la série HARMONIE. Le champ de pression interstitielle juste avant l'arrêt (figure 5.6) fait clairement apparaître ce point chaud localisé au fond de la dépression.

Le cas 5 n'étant pas exploitable, le cas 4 est retenu comme le modèle le plus complexe utilisable pour la suite. L'interprétation de l'écart observé à $x = 1000$ m (apport d'eau acheminé depuis l'amont par la topographie réelle, que les frontières périodiques du cas 4 ne reproduisent pas) ainsi que les hypothèses sur l'origine de la divergence sont développées à la section 6.3.3.

5.2.3 Effet des conditions initiales

La figure 5.7 compare les deux conditions initiales (hydrostatique et uniforme) sur le cas 1, série CARRA. Les deux trajectoires convergent vers le même équilibre saturé : l'effet de la condition initiale s'estompe une fois le profil saturé. La condition hydrostatique, qui part d'une base déjà saturée, atteint cet équilibre environ 30 jours plus tôt que la condition uniforme, partant d'une succion de 13 kPa sur tout le profil. La condition initiale gouverne donc fortement la dynamique de saturation, mais non l'état final.

Cette dépendance est à mettre en regard de la durée de la série pluviométrique (section suivante) : sous une série de longue durée, l'effet de la condition initiale est estompé avant

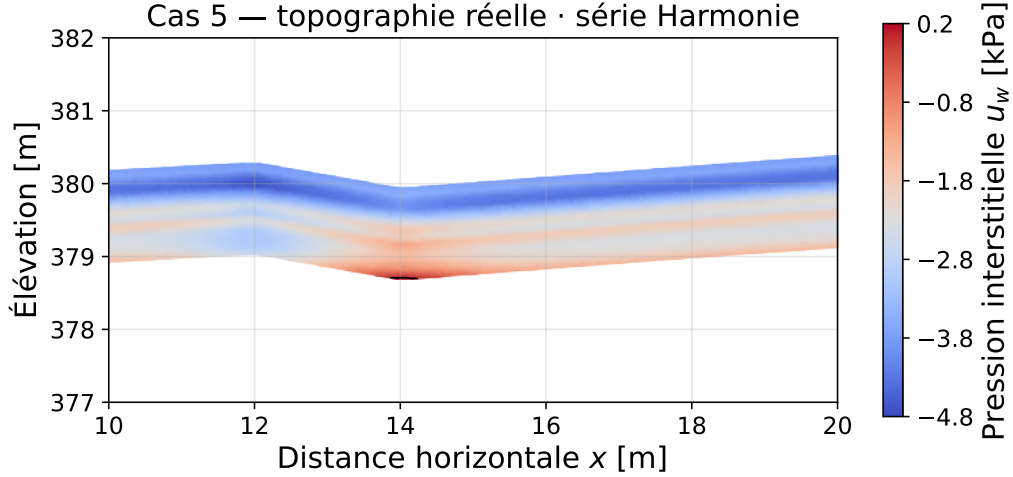


FIGURE 5.6 – Champ de pression interstitielle u_w du cas 5 (topographie réelle, série HARMONIE) juste avant la divergence, autour d’une petite dépression en partie haute du versant ($x \approx 14$ m, fenêtre $x \in [10, 20]$ m). L’eau s’y accumule jusqu’à saturation locale : le point chaud rouge ($u_w > 0$) au fond de la cuvette est le lieu où le solveur cesse de converger.

l’épisode déclencheur. Sous une série courte, il subsiste à cet instant. Ses conséquences sur l’incertitude du résultat sont examinées à la [section 6.5.1](#) et à la [section 6.5.2](#).

5.2.4 Série pluviométrique retenue et état hydrique au déclenchement

Le glissement s’est déclenché entre le 2 et le 5 octobre 2021 ([section 3.3](#)). La série CARRA, qui démarre au 1^{er} janvier, est inadaptée pour décrire cet instant : sur les cas en pente, la base sature et la simulation s’arrête dès la fin février, soit sept mois avant l’épisode déclencheur ([figure 5.8](#)). La série HARMONIE, qui démarre au 1^{er} septembre et restitue la dynamique horaire de l’épisode, couvre au contraire la fenêtre de déclenchement. C’est donc elle qui est retenue pour fournir l’état hydrique au modèle mécanique.

Le cas retenu pour le calcul du facteur de sécurité est le cas 4 (surface inclinée, condition initiale uniforme) sous la série HARMONIE : c’est le cas le plus complexe qui converge jusqu’à la fenêtre de déclenchement. La [figure 5.9](#) superpose le hyétogramme horaire d’HARMONIE et la réponse de u_w à la base. La pression interstitielle monte régulièrement à partir de l’état antécédent ($u_w \approx -13$ kPa) et accélère nettement peu après l’épisode intense du 2 octobre. La base n’atteint toutefois la saturation ($u_w = 0$) qu’environ trois semaines après la fenêtre observée. Au moment du déclenchement, elle conserve une succion de l’ordre de 8 kPa. La portée de ce décalage entre la saturation simulée de la base et la date observée du glissement est examinée à la [section 6.5.1](#), en lien avec le modèle mécanique ([section 5.4](#)).

La [figure 5.10](#) présente l’évolution spatio-temporelle complète de u_w pour ce cas, sous deux formes complémentaires : la carte profondeur–temps (gauche), qui montre l’humidification progressive depuis la surface et l’apparition tardive de la saturation à la base, et quelques profils verticaux (droite), qui montrent la descente du front d’humidité au fil de l’épisode. Ce sont ces champs $u_w(z, t)$, ainsi que la saturation $S(z, t)$ et la masse volumique $\rho(z, t)$ associées, qui alimentent le calcul du facteur de sécurité ([section 5.4](#)).

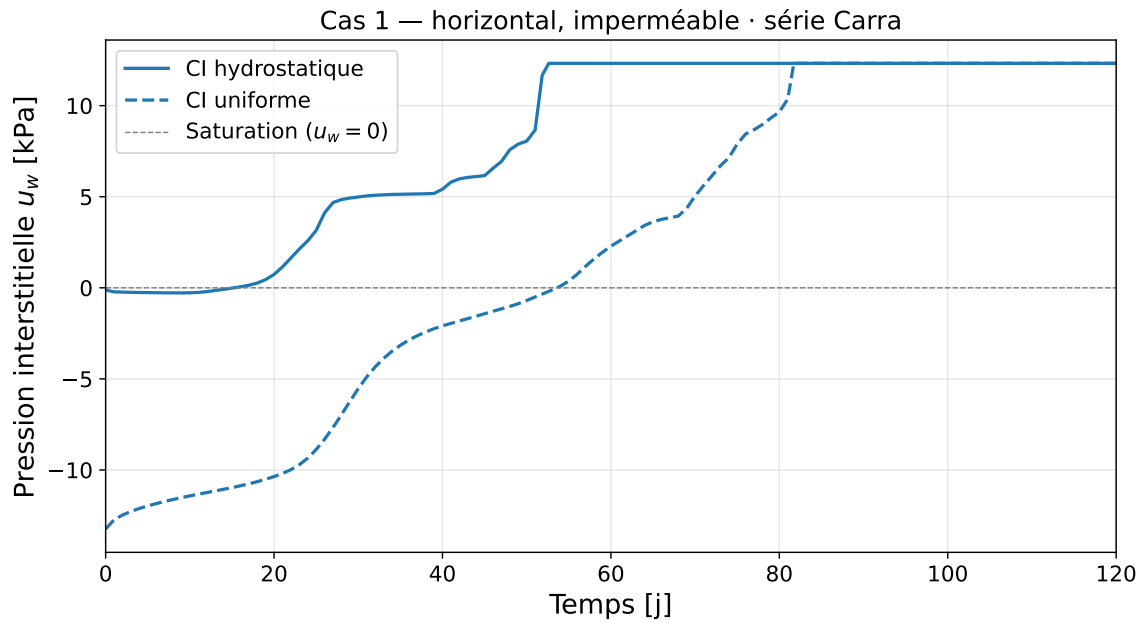


FIGURE 5.7 – Effet de la condition initiale (hydrostatique *vs* uniforme) sur la pression interstitielle à la base, cas 1, série CARRA. Les deux conditions convergent vers le même équilibre saturé. La condition hydrostatique sature plus tôt.

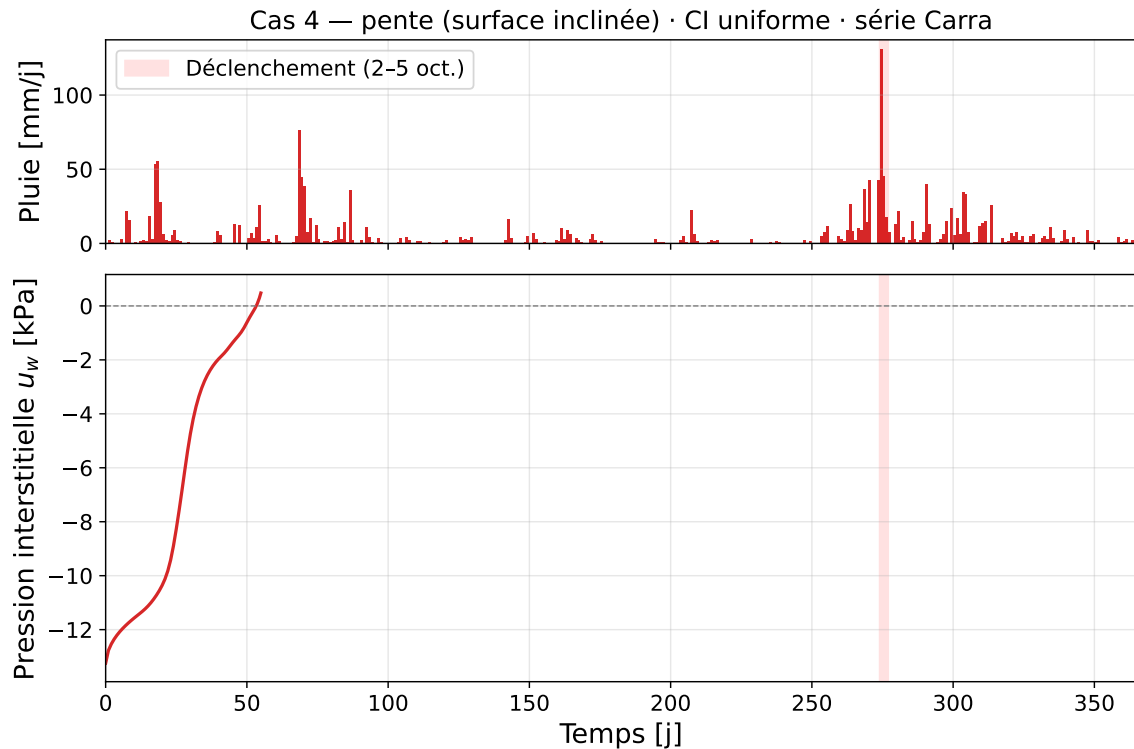


FIGURE 5.8 – Série CARRA (cas 4) : hyétogramme journalier (haut) et réponse de u_w à la base (bas) sur l'année. La base sature et la simulation s'arrête fin février, bien avant la fenêtre de déclenchement (zone rouge, 2–5 octobre). CARRA est donc inexploitable pour le déclenchement.

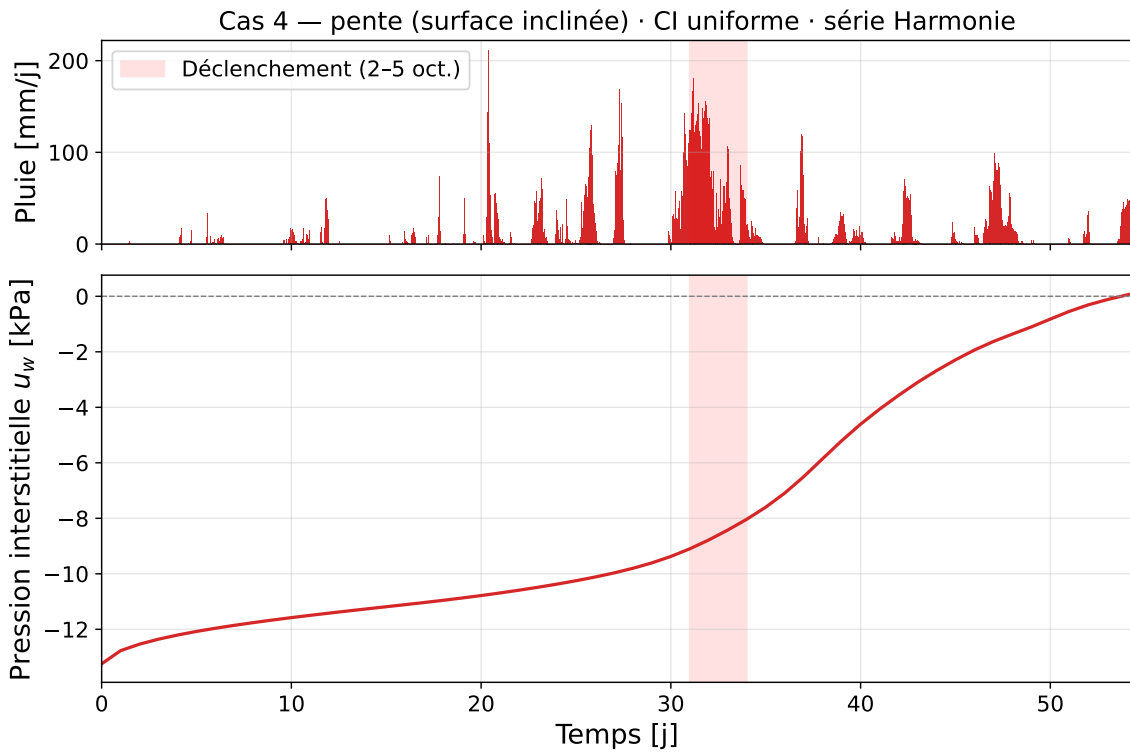


FIGURE 5.9 – Cas retenu (cas 4, série HARMONIE) : hyétogramme horaire (haut) et réponse de u_w à la base (bas). L’augmentation de la pression accélère peu après l’épisode du 2–5 octobre (zone rouge). La base n’atteint la saturation que plusieurs semaines plus tard.

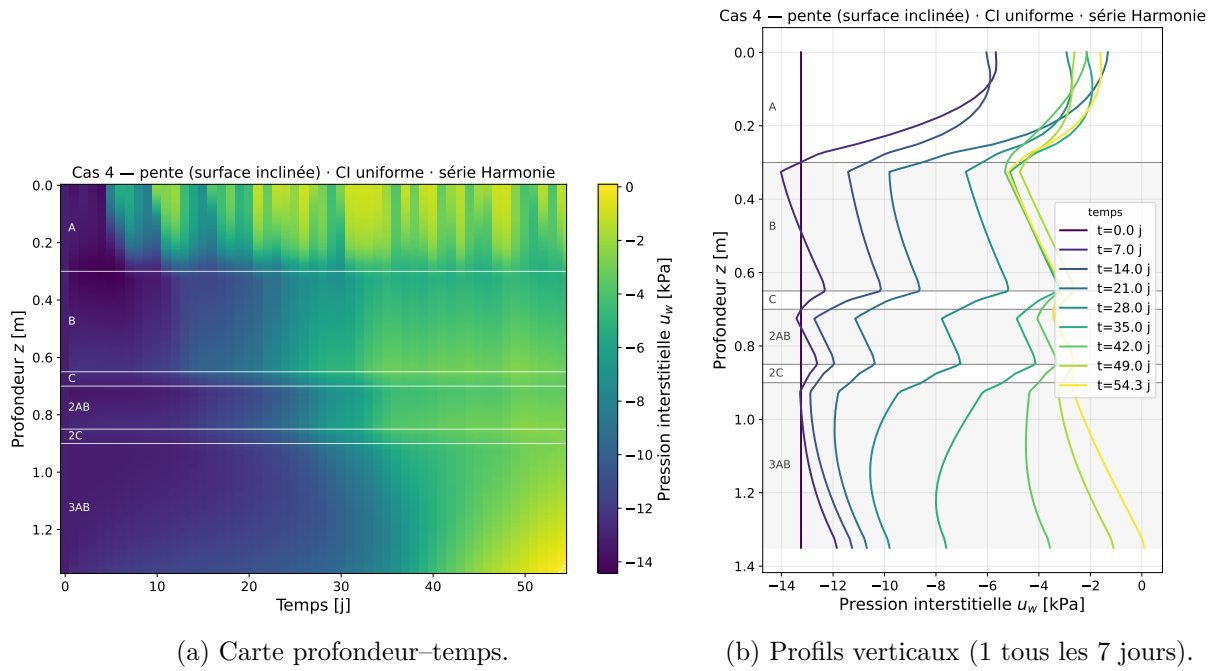


FIGURE 5.10 – État hydrique du cas retenu (cas 4, HARMONIE) : pression interstitielle u_w en fonction de la profondeur et du temps.

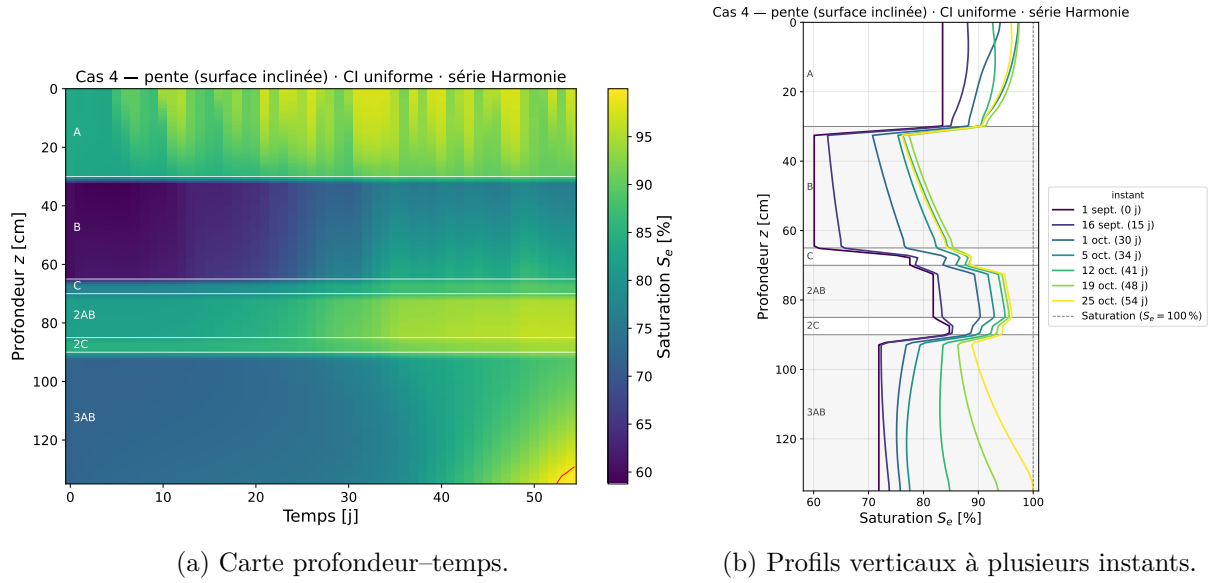


FIGURE 5.11 – Saturation effective $S_e(z, t)$ du cas retenu (cas 4, série HARMONIE) : carte profondeur-temps (gauche) et profils verticaux (droite). L’horizon B (sable macroporeux) reste nettement moins saturé que les horizons fins encadrants (signature d’une barrière capillaire) tandis que la base de 3AB ne se sature que tardivement, par accumulation sur la lave imperméable.

5.2.5 Mise en évidence d’une barrière capillaire

Les profils de saturation effective $S_e(z, t)$ du cas retenu (cas 4, série HARMONIE) complètent la lecture en pression et révèlent un effet de barrière capillaire entre horizons (figure 5.11). L’horizon B (macroporeux, $K_s = 223 \text{ cm/j}$, tableau 4.1), nettement plus grossier que ses voisins, demeure beaucoup moins saturé qu’eux pendant toute la simulation : sa saturation reste comprise entre 60 et 78 % tandis que les horizons A (au-dessus) et 2AB–3AB (en dessous) dépassent 85 à 95 %. Il en résulte des discontinuités marquées de saturation aux interfaces granulométriques, en particulier au contact A/B (30 cm) où l’eau s’accumule à la base de l’horizon fin A sans pénétrer rapidement dans le sable sous-jacent, conformément au mécanisme de barrière capillaire (section 2.2.5). La carte profondeur-temps (figure 5.11, gauche) montre que cette structure persiste pendant tout l’épisode : la bande de l’horizon B reste sèche alors que les horizons fins se saturent progressivement depuis la surface. La base de l’horizon 3AB se sature en dernier, par le bas, par accumulation sur la lave imperméable, et n’atteint la saturation complète que vers le 54^e jour. Le cas 1 (surface horizontale, non illustré) présente la même structure, indépendante de la pente. Cet effet de barrière capillaire est discuté à la section 6.3.2.

5.3 Modèle mécanique

Le glissement de 2021 présente une géométrie de glissement plan à épaisseur quasi-constante dans la couche 3AB, avec une profondeur de rupture d’environ 135 cm correspondant à la base de cet horizon (chapitre 3). Un modèle de pente infinie est donc retenu : la surface de rupture est supposée plane, parallèle à la surface topographique et latéralement infinie, ce qui est raisonnable pour un glissement de grande extension horizontale par rapport à son épaisseur (Lu et Godt, 2008).

5.3.1 Formulation de la contrainte effective

Le couplage entre le modèle hydraulique et le critère de Mohr-Coulomb (section 2.4.1) repose sur la contrainte effective de Bishop (équation 2.23, section 2.4.3), avec le coefficient $\chi = S_e$ pris égal à la saturation effective issue du modèle hydraulique. La contrainte effective s'écrit alors $\sigma' = \sigma + \sigma^s$, où la contrainte de succion σ^s [kPa] vaut :

$$\sigma^s = S_e \psi = -S_e u_w \quad (5.7)$$

Cette expression unifie les régimes saturé et non saturé : en zone saturée $S_e = 1$ et l'on retrouve la relation de Terzaghi ($\sigma^s = -u_w$), tandis qu'en zone non saturée la succion ($\psi = -u_w > 0$) accroît la contrainte effective proportionnellement à S_e .

Le coefficient $\chi = S_e$ est retenu pour sa simplicité et le faible nombre de paramètres qu'il requiert. Il convient toutefois de rappeler (section 2.4.3) que cette hypothèse tend à surestimer la contrainte effective dans les sols fins, où la saturation effective demeure élevée malgré une forte succion : l'horizon 3AB, le plus argileux du profil, relève précisément de ce cas. Une formulation distinguant l'eau des macropores de celle des micropores (équation 2.25) atténuerait ce biais, au prix d'un paramètre supplémentaire non déterminé pour ce matériau. Elle n'est pas retenue ici.

5.3.2 Facteur de sécurité – pente infinie

Pour une surface de rupture à la profondeur z [m] sous la surface, dans une pente d'inclinaison β [rad], la contrainte normale totale et la contrainte de cisaillement mobilisatrice par unité de surface valent :

$$\sigma_n = W(z) \cos^2 \beta \quad \tau_d = W(z) \cos \beta \sin \beta \quad (5.8)$$

où $W(z) = \int_0^z \rho(z') g dz'$ [kPa] est la contrainte verticale totale due au poids du sol situé au dessus. Le critère de Mohr-Coulomb effectif (équation 2.19) donne la résistance au cisaillement :

$$\tau_f = c' + \left(W(z) \cos^2 \beta + \sigma^s \right) \tan \phi' \quad (5.9)$$

Le facteur de sécurité $FS = \tau_f / \tau_d$ s'écrit alors (Lu et Godt, 2008) :

$$FS(z, t) = \frac{c'(S_e(z, t)) + (W(z, t) \cos^2 \beta - S_e(z, t) u_w(z, t)) \tan \phi'(S_e(z, t))}{W(z, t) \cos \beta \sin \beta} \quad (5.10)$$

5.3.3 Paramètres du modèle

Géométrie. L'angle de pente β est pris égal à la pente moyenne de la cicatrice du glissement (environ 250 m de dénivelé sur 555 m de longueur (figure 3.2)) soit $\beta = 24.2^\circ$ (45 %). C'est aussi la pente retenue pour les modèles hydrauliques en pente (cas 3 et 4, tableau 5.3), ce qui assure la cohérence entre les modèles hydraulique et mécanique.

Masse volumique et pression interstitielle. Le modèle hydraulique fournit à chaque pas de temps les profils de pression interstitielle $u_w(z, t)$, de saturation $S(z, t)$ et de masse volumique $\rho(z, t)$.

Paramètres de résistance. Les paramètres effectifs c' et ϕ' de l'horizon 3AB ont été déterminés par les essais triaxiaux (section 4.4). Deux jeux de paramètres en sont extraits et comparés dans le calcul du facteur de sécurité :

- *Paramètres dépendant de la saturation* : à chacun des quatre groupes de teneur en eau (saturé, in-situ, demi-sec et sec) correspond un couple (c'_k, ϕ'_k) associé à la saturation effective moyenne du groupe $S_{e,k}$ (tableau 4.2, figure 4.5). Pour toute valeur de S_e fournie par le modèle hydraulique, $c'(S_e)$ et $\phi'(S_e)$ sont obtenus par interpolation linéaire entre les deux points encadrants. Hors du domaine couvert par les essais, les valeurs du point le plus proche sont conservées.
- *Paramètres constants* : un couple unique ($c' = 14.4$ kPa, $\phi' = 15.8^\circ$), issu de la régression linéaire sur l'ensemble des essais à l'exclusion du groupe sec (section 4.4).

5.3.4 Application au modèle

Le calcul du facteur de sécurité est restreint à l'horizon 3AB (profondeur 90 à 135 cm), seul horizon pour lequel les paramètres de résistance c' et ϕ' ont été déterminés expérimentalement. Les autres horizons n'étant pas concernés par la rupture, ils ne présentent aucun intérêt pour l'analyse de la stabilité.

À chaque pas de temps, les profils $u_w(z, t)$, $S_e(z, t)$ et $\rho(z, t)$ issus du modèle hydraulique (section 5.1.8) alimentent l'équation 5.10, évaluée à chaque centimètre de la couche 3AB. Le script Python de ce calcul est fourni en annexe (section A.8). On en déduit le profil $FS(z, t)$, dont on suit deux indicateurs : son minimum sur la couche, $FS_{\min}(t) = \min_{z \in 3AB} FS(z, t)$, qui localise le point le plus fragile sans présupposer la profondeur exacte de la rupture, et sa valeur à la base de la couche, $FS_{\text{base}}(t) = FS(z = 135 \text{ cm}, t)$, qui correspond à la profondeur de rupture supposée.

Le calcul est mené pour les deux jeux de paramètres de résistance définis ci-dessus (paramètres variables $c'(S_e)$, $\phi'(S_e)$ et paramètres constants $c' = 14.4$ kPa, $\phi' = 15.8^\circ$) et pour plusieurs configurations hydrauliques (géométrie et conditions latérales : cas 1 à 5 ; condition initiale : uniforme ou hydrostatique ; série pluviométrique). Cette double comparaison vise à apprécier la sensibilité de la stabilité estimée, d'une part au choix de la paramétrisation de la résistance, d'autre part aux hypothèses du modèle hydraulique. Les configurations CARRA s'arrêtant avant l'épisode d'octobre (section 5.2.4), la comparaison au moment du déclenchement porte sur les configurations avec la série HARMONIE.

5.4 Résultats mécaniques

Le facteur de sécurité est calculé dans l'horizon 3AB (90–135 cm) à chaque pas de temps, pour les deux jeux de paramètres de résistance (section 5.3.3) et pour plusieurs configurations hydrauliques. On présente successivement les profils $FS(z)$, puis la comparaison des deux jeux de paramètres et la sensibilité à la configuration hydraulique, en distinguant le facteur de sécurité à la base de la couche, FS_{base} (lieu de la rupture observée), de son minimum sur toute la couche, $FS_{\min}$.

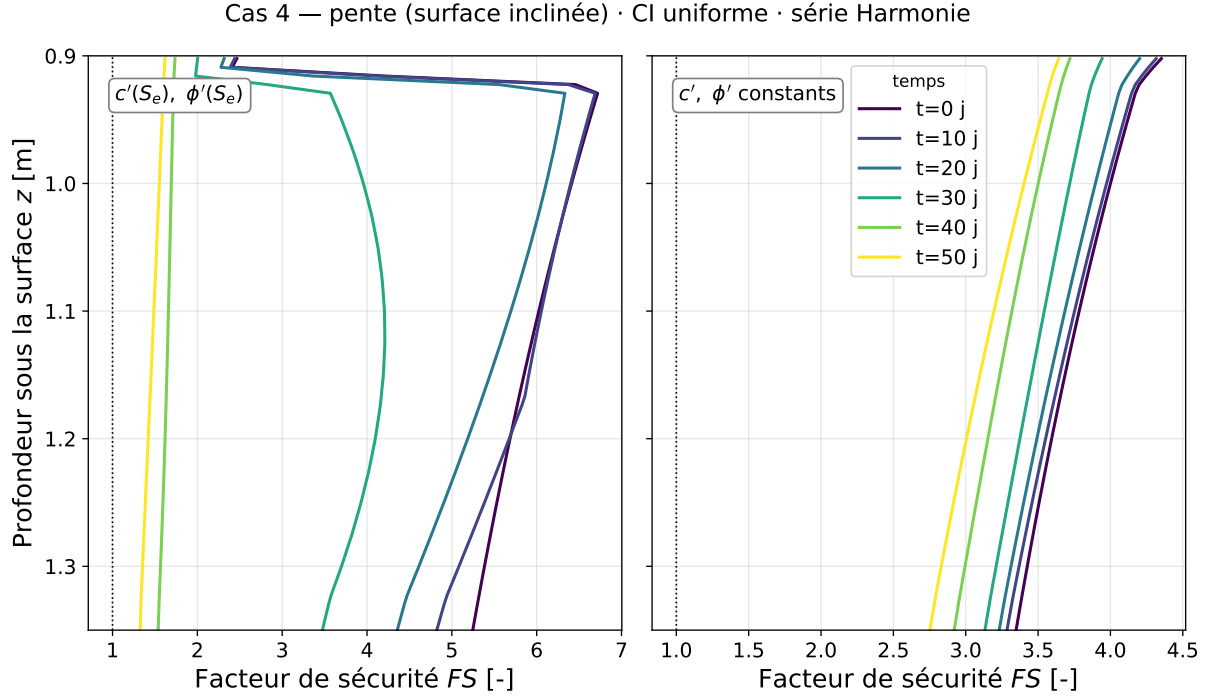


FIGURE 5.12 – Profils du facteur de sécurité $FS(z)$ dans l’horizon 3AB à plusieurs instants (cas 4, série HARMONIE), pour les paramètres dépendant de la saturation (gauche) et constants (droite). La profondeur croît vers le bas (sommet de la couche à 90 cm, base à 135 cm). Avec les paramètres constants, le minimum reste à la base, alors qu’avec les paramètres dépendant de la saturation, il migre vers le sommet de la couche au début (voir [section 6.4.1](#)).

5.4.1 Profils de facteur de sécurité

La [figure 5.12](#) montre les profils $FS(z)$ dans l’horizon 3AB à plusieurs instants, pour le cas retenu (cas 4, série HARMONIE). Avec les paramètres *constants* (droite), le facteur de sécurité décroît de façon monotone avec la profondeur et atteint son minimum à la base de la couche (135 cm) : le point le plus fragile est alors situé à l’interface avec la lave sous-jacente, conformément à la profondeur de rupture observée. Avec les paramètres *dépendant de la saturation* (gauche), le profil se déforme au cours du temps : le sommet de la couche, plus proche de l’horizon 2C fortement saturé, se sature plus tôt que la base, et la cohésion interpolée $c'(S_e)$ y chute brutalement (faible cohésion du groupe saturé), de sorte que le minimum migre vers le haut de la couche au début. Cette faiblesse superficielle est analysée à la [section 6.4.1](#). Dans les deux cas, le facteur de sécurité diminue au cours du temps, à mesure que la masse du sol augmente et que le front d’humidité progresse et réduit la succion.

5.4.2 Comparaison des deux jeux de paramètres de résistance

La [figure 5.13](#) suit, pour les deux jeux de paramètres, le facteur de sécurité à la base de la couche $FS_{\text{base}}(t)$ (trait plein) et son minimum sur toute la couche $FS_{\text{min}}(t)$ (pointillé) :

- avec les paramètres *constants* ($c' = 14.4$ kPa, $\phi' = 15.8^\circ$), les deux indicateurs sont confondus (le minimum reste à la base) et décroissent lentement de ≈ 3.35 à ≈ 2.7 ;
- avec les paramètres *dépendant de la saturation*, FS_{base} part d’une valeur élevée (≈ 5.3 , sol

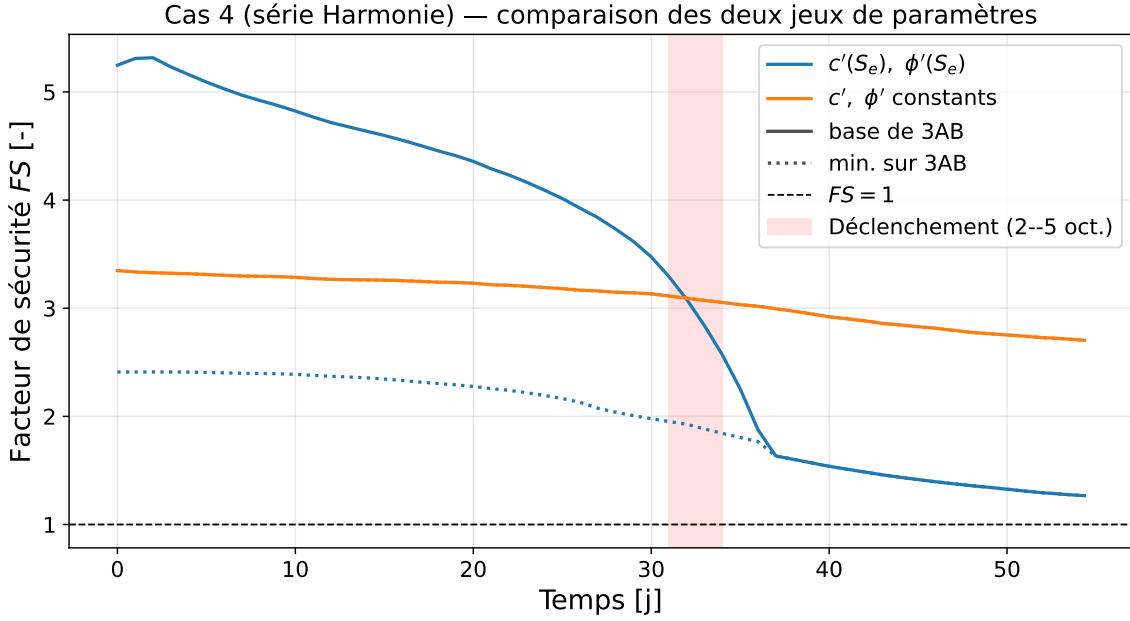


FIGURE 5.13 – Évolution du facteur de sécurité à la base de la couche $FS_{\text{base}}(t)$ (trait plein) et de son minimum sur l’horizon $FS_{\text{min}}(t)$ (pointillé) dans l’horizon 3AB (cas 4, série HARMONIE), pour les deux jeux de paramètres de résistance. La zone rouge indique la fenêtre du 2 au 5 octobre.

initialement sec à forte cohésion apparente) et chute nettement pendant et après l’épisode du 2 octobre, jusqu’à ≈ 1.3 . Le minimum sur la couche, plus bas dès le départ (≈ 2.4) car porté par le sommet de la couche, demeure au-dessus de FS_{base} jusqu’à l’épisode puis converge vers lui.

Dans tous les cas, FS_{base} reste supérieur à 1 sur toute la durée simulée. Au moment du déclenchement observé (2–5 octobre), il vaut encore entre 2 et 3. Il n’approche son minimum (≈ 1.3) qu’environ trois semaines plus tard, lorsque la base de 3AB se sature. Avec la configuration retenue, le modèle ne prédit donc pas la rupture observée. La faiblesse apparente au sommet de la couche (minimum porté par le haut avec les paramètres dépendant de la saturation) est analysée à la [section 6.4.1](#).

5.4.3 Sensibilité à la configuration hydraulique

La [figure 5.14](#) compare $FS_{\text{base}}(t)$ obtenu à partir des cinq configurations hydrauliques (cas 1 à 5, série HARMONIE, condition initiale uniforme), pour les paramètres dépendant de la saturation. Les quatre configurations simplifiées (cas 1 à 4) sont quasiment confondues : la représentation de la géométrie et des conditions latérales (surface horizontale ou inclinée, frontières imperméables ou périodiques) n’influence que marginalement le facteur de sécurité à la base. Le cas 5 (topographie réelle, évalué sur la coupe à $x = 1000$ m) s’en écarte nettement : son facteur de sécurité décroît plus tôt et plus vite, conséquence de l’humidification accélérée à mi-versant par l’apport d’eau venu de l’amont ([section 5.2.2](#)). Il décroche dès avant la fenêtre de déclenchement, donnant pendant l’épisode du 2 octobre un facteur de sécurité (≈ 1.5) sensiblement plus faible (donc plus proche de l’instabilité) que les cas simplifiés (≈ 3), puis ≈ 1.35 au jour 36 juste avant que la simulation ne diverge, sans toutefois passer sous 1 dans l’intervalle simulé.

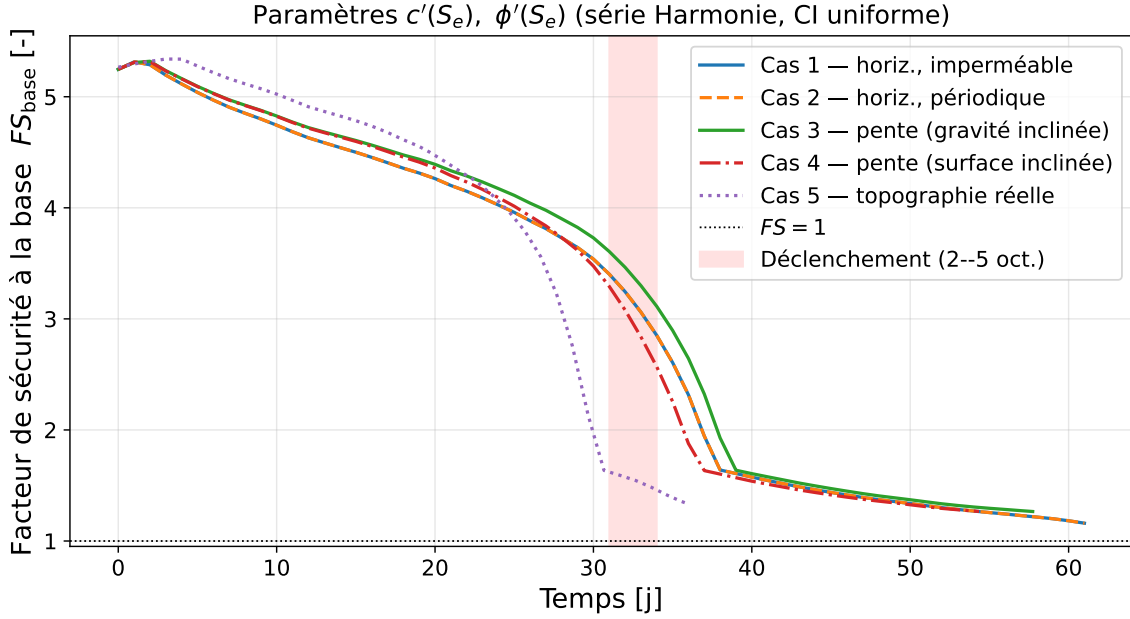


FIGURE 5.14 – Facteur de sécurité à la base de la couche $FS_{base}(t)$ pour les cinq configurations hydrauliques (série HARMONIE, condition initiale uniforme, paramètres dépendant de la saturation $c'(S_e), \phi'(S_e)$). Les cas 1 à 4 sont quasiment superposés. Le cas 5 (topographie réelle) décroît plus vite et s'arrête au jour 36 (divergence).

La condition initiale, en revanche, est déterminante, et son effet dépend du jeu de paramètres de résistance (figure 5.15). Avec la condition uniforme (sol plus sec), FS_{base} reste largement supérieur à 1 pour les deux jeux de paramètres. Avec la condition hydrostatique (sol initialement gorgé d'eau en profondeur), il part d'une valeur bien plus basse. Mais seul le jeu *dépendant de la saturation* conduit à $FS_{base} < 1$ (peu après la fenêtre de déclenchement, vers le jour 37), tandis que le jeu *constant* maintient $FS_{base} \approx 2$. La rupture n'est donc prédite que sous la conjonction de deux hypothèses : une humidité antécédente élevée *et* les paramètres $c'(S_e), \phi'(S_e)$, plus pénalisants à forte saturation (cohésion faible du groupe saturé). Cette comparaison est menée sur le cas 1 (surface horizontale) : c'est la seule configuration disposant des deux conditions initiales sous série HARMONIE jusqu'à la fenêtre de déclenchement, la condition hydrostatique du cas 3 (pente) divergeant dès le 28 septembre. La géométrie n'influençant que marginalement le facteur de sécurité pour les configurations simplifiées (figure 5.14), ce choix reste représentatif.

L'interprétation de ces résultats est développée au chapitre 6 : l'incapacité du modèle à reproduire la rupture avec la configuration retenue et le rôle décisif de l'humidité antécédente à la section 6.5.1, l'écart entre les deux jeux de paramètres à la section 6.4.2, et la faiblesse apparente au sommet de la couche à la section 6.4.1.

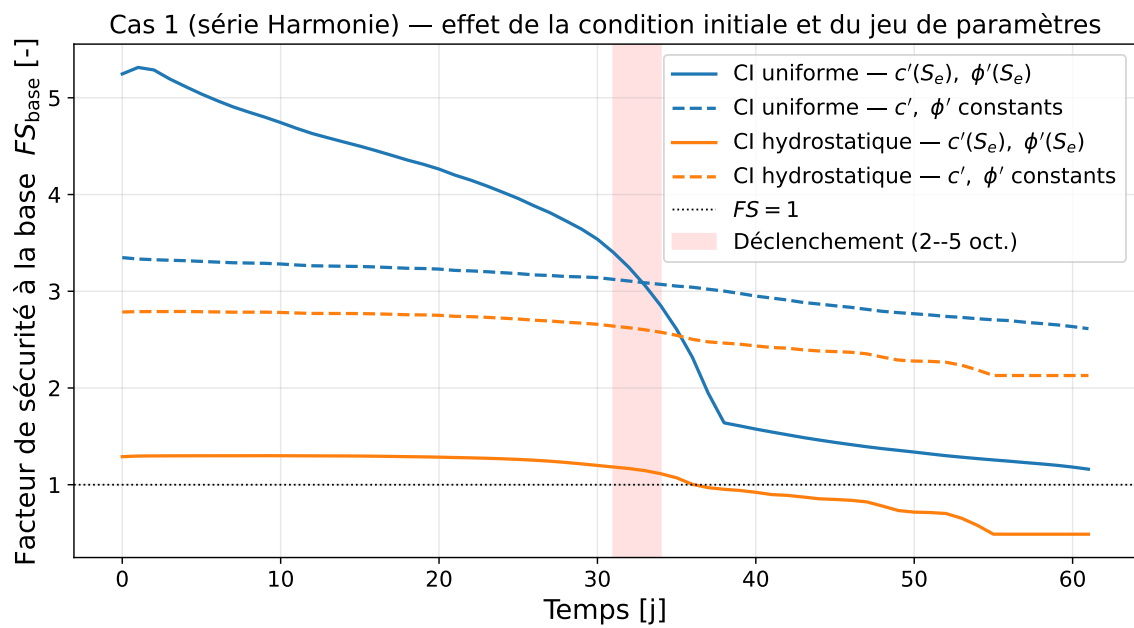


FIGURE 5.15 – Effet conjoint de la condition initiale (couleur) et du jeu de paramètres de résistance sur le facteur de sécurité à la base de la couche FS_{base} (cas 1, surface horizontale). Seule la combinaison « condition hydrostatique + paramètres $c'(S_e), \phi'(S_e)$ » conduit à $FS_{base} < 1$.

Chapitre 6

Discussion

Ce chapitre discute successivement les résultats de chaque maillon de la chaîne d’analyse, dans l’ordre où ils ont été présentés : caractérisation hydraulique puis mécanique en laboratoire ([chapitre 4](#)), puis modèles hydrauliques et modèle mécanique ([chapitre 5](#)). Pour chaque bloc, on cherche à distinguer ce qui est conforme aux attentes de l’état de l’art, ce qui est directement exploitable pour la suite, et ce qui apparaît incohérent ou fortement entaché d’incertitude. La capacité de l’ensemble à reproduire le glissement de 2021 et le cumul des incertitudes le long de la chaîne sont ensuite discutés à un niveau plus général, avant de dégager des pistes d’amélioration.

6.1 Caractérisation hydraulique

Teneurs en eau résiduelles incohérentes avec le caractère andosolique. Le résultat le plus surprenant des paramètres de rétention ([section 4.2](#), [tableau 4.1](#)) est la valeur nulle des teneurs en eau résiduelles θ_r sur l’ensemble des horizons. Ce constat est en contradiction directe avec le comportement attendu pour ces sols : la très grande surface spécifique des allophanes (600–1 000 m²/g, [section 2.2.2](#)) et la microstructure agrégée bimodale des Andosols ([figure 2.8](#)) impliquent au contraire une rétention résiduelle élevée, l’eau des micropores restant fortement adsorbée même aux fortes succions. Deux causes méthodologiques, non exclusives, expliquent vraisemblablement cet écart pour les horizons mesurés (B, 2AB, 3AB) : d’une part, les données ne descendent pas assez bas en teneur en eau pour contraindre l’asymptote résiduelle, de sorte que le calage tend vers une valeur nulle, voire négative (Harcq ([2024](#)) obtenait d’ailleurs des θ_r négatifs, ici ramenés à zéro) ; d’autre part, la plage de succion accessible à l’HYPROP est limitée ($\psi \lesssim 500$ kPa), avec peu de points WP4C au-delà pour documenter la zone résiduelle. Pour les horizons A, C et 2C, non mesurés, la cause la plus probable est que les fonctions de pédotransfert employées (Haghverdi et al., [2020](#)) ne sont pas adaptées à ce type de sol volcanique. Dans tous les cas, ce paramètre $\theta_r = 0$ traduit une incohérence forte entre le calage unimodal retenu et le comportement bimodal documenté dans la littérature.

Porosité élevée. Les teneurs en eau à saturation sont élevées ($\theta_s = 0,75$ pour B et 2AB, et jusqu’à 0,88 pour 3AB ([tableau 4.1](#))). Ces valeurs dépassent nettement la fourchette de 50 à 70 % rapportée pour les Andosols (Ciollaro et Romano, [1995](#)). Un tel dépassement est cohérent, dans son principe, avec la faible masse volumique apparente et la microstructure très poreuse de

ces sols, mais les données disponibles ne permettent pas de trancher entre un sol effectivement plus poreux que la moyenne des andosols et une erreur de mesure ou de calage.

Limites de modélisation. Au-delà des valeurs, le choix du modèle de rétention constitue une limite en soi. Le module *PorousFlow* n’implémente que le modèle de Van Genuchten-Mualem unimodal, alors qu’un modèle bimodal (Durner, 1994) représenterait mieux la double porosité (macropores inter-agrégats, micropores intra-agrégats) des Andosols (section 2.2.5). L’hystérèse de la courbe de rétention est par ailleurs négligée, alors que la seule courbe disponible est une courbe de séchage et que le phénomène modélisé relève du mouillage : cela introduit une incertitude. Enfin, trois des six horizons (A, C, 2C) reposent entièrement sur des fonctions de pédotransfert. Leur poids réel sur l’état hydrique de la base 3AB n’a pas été évalué et constituerait un bon objet d’analyse de sensibilité.

6.2 Caractérisation mécanique

Des couples par groupe non exploitables individuellement. Les paramètres de résistance obtenus groupe par groupe (section 4.4, tableau 4.2, figure 4.5) varient de façon fortement non monotone et physiquement peu plausible : l’angle de frottement passe de $24,5^\circ$ pour le groupe saturé à 0° pour le groupe sec, et la cohésion s’annule pour le groupe demi-sec. Ces couples ne peuvent pas être interprétés individuellement. Plusieurs facteurs y concourent. D’abord, la succion n’est ni contrôlée ni mesurée pendant l’essai (essais CD, robinet ouvert) et est seulement fixée *a priori* par le séchage à l’air libre, qui ne garantit pas son uniformité spatiale. Au sein d’un même groupe, les trois éprouvettes peuvent couvrir des succions très différentes, de sorte que la valeur moyenne du groupe devient une approximation grossière. L’écart-type de succion reporté dans tableau 4.2 le confirme : modéré pour les groupes saturé et in-situ (de l’ordre de quelques kPa), il devient considérable pour le groupe demi-sec (≈ 34 kPa) et atteint le même ordre de grandeur que la moyenne pour le groupe sec ($\approx 6 \cdot 10^5$ kPa), car dans la queue sèche de la courbe de rétention de faibles écarts de teneur en eau se traduisent par d’énormes écarts de succion. Ensuite, les méthodes de préparation (séchage à l’air libre, immersion de cinq jours) ont pu introduire des perturbations (gonflement, hétérogénéités) impossibles à quantifier. Le groupe in-situ se distingue ainsi nettement des groupes saturé et demi-sec (cohésion élevée, frottement faible) sans interprétation physique évidente, possiblement en lien avec les pics tardifs repérés graphiquement sur les essais à 35 et 50 kPa (figure 4.2).

Le groupe sec : une double approximation. Le cas du groupe sec est le plus net. Sa succion moyenne, $\bar{\psi} \approx 6,6 \cdot 10^5$ kPa (tableau 4.2), résulte de l’inversion du modèle de Van Genuchten à une saturation de l’ordre de 15 %, c’est-à-dire d’une extrapolation très au-delà de la plage sur laquelle le modèle a été calé. Cette succion extrême, combinée à la relation de Bishop avec $\chi = S_e$ (section 2.4.3) qui surestime la contrainte effective aux faibles saturations, engendre des contraintes effectives aberrantes : la régression incluant ce groupe donne d’ailleurs $\phi' = 0^\circ$ (figure 4.4). L’exclusion du groupe sec se justifie donc comme la conséquence d’une double approximation (extrapolation du modèle de rétention hors de son domaine de validité, et limite de la formulation de Bishop) plutôt que comme un simple choix. Le calage sur l’ensemble

des essais hormis le groupe sec fournit le couple retenu, $c' = 14,4$ kPa et $\phi' = 15,8^\circ$ (figure 4.4). La comparaison de ce couple avec des valeurs de la littérature reste à mener, les données de résistance pour les Andosols islandais étant rares (section 2.4.4).

Incertitudes additionnelles. Deux phénomènes ajoutent à l'incertitude sur le pic de résistance. La définition du pic comme maximum de q conduit parfois à retenir une valeur atteinte à grande déformation (jusqu'à 20 %), peu représentative d'une rupture et susceptible de surestimer la résistance. L'effet d'un pic pris à une déformation plus réaliste n'a pas été quantifié. De plus, les oscillations périodiques de la contrainte déviatorique q , observées sur dix des douze essais (section 4.4.1), brouillent la lecture du pic. Leur origine reste inexpliquée : les hypothèses d'un effet de lubrification du piston, d'un glissement intermittent (*stick-slip*) et du comportement thixotrope du sol ont toutes été examinées et écartées, notamment parce que des oscillations de même nature ont été observées sur des sols volcaniques non thixotropes (figure 4.3) et qu'un essai de contrôle sur sable n'en a pas produit.

Deux verrous expérimentaux. Cette caractérisation met ainsi en évidence deux verrous. Le premier est l'absence de contrôle et de mesure de la succion pendant l'essai, qui appelle à réaliser des essais triaxiaux à succion contrôlée avec mesure de la pression interstitielle. Le second, plus fondamental, est le recours à la contrainte effective de Bishop : la définition même de la contrainte effective en sol non saturé fait encore débat dans la communauté, et des formulations alternatives mériteraient d'être testées (section 6.6).

6.3 Modèles hydrauliques

6.3.1 Comparaison des versions et domaine de validité

La démarche de complexité croissante (tableau 5.3) permet de classer les cinq cas selon leur utilité. Les cas 1 et 2 (frontières imperméables *vs* périodiques, surface horizontale) sont rigoureusement confondus en l'absence d'écoulement de versant (section 5.2.1, figure 5.4) : le cas 2 valide l'implémentation de la condition périodique mais est redondant avec le cas 1. Les cas 3 et 4 (pente représentée par inclinaison de la gravité *vs* de la surface) sont équivalents : ils constituent une vérification de cohérence, l'un étant redondant avec l'autre. Le cas 4 est le cas en pente le plus complexe qui converge jusqu'à la fenêtre de déclenchement. Il est donc retenu pour la suite. Le cas 5 (topographie réelle), enfin, ne converge pas (section 5.2.2) mais n'est pas inutile : il révèle l'apport d'eau acheminé depuis l'amont, que les frontières périodiques du cas 4 ignorent. Ces cas simplifiés (1 à 4) restent toutefois très éloignés du versant réel et n'autorisent que des comparaisons limitées.

6.3.2 Un effet de barrière capillaire reproduit

L'état de l'art prédit, pour les Andosols stratifiés, un mécanisme caractéristique : l'eau s'accumule dans un horizon fin sus-jacent à un horizon grossier sans générer de surpression tant que la barrière capillaire n'est pas rompue (section 2.2.5, Basile et al., 2003). Les profils de saturation

du cas retenu (section 5.2.5, figure 5.11) confirment que le modèle reproduit ce mécanisme : l’horizon B, macroporeux, reste tout au long de l’épisode nettement moins saturé (60 à 78 %) que les horizons fins qui l’encadrent (85 à 95 %), et l’eau s’accumule préférentiellement dans l’horizon A sus-jacent. Les discontinuités de saturation aux interfaces granulométriques sont la signature directe du contraste des courbes de rétention entre couches (figure 2.8). Ce résultat, attendu et conforme à l’état de l’art, valide qualitativement la représentation multicouche du profil, et ce malgré le recours à un modèle de rétention unimodal (un modèle bimodal n’en affinerait que la structure *intra*-couche (section 6.1)). Il faut toutefois souligner que cette barrière se situe haut dans le profil (interface A/B, vers 30 cm) et n’est donc pas le moteur direct de la rupture : la base de l’horizon 3AB, à la profondeur de rupture, se sature pour sa part par le bas, par accumulation sur la lave imperméable sous-jacente.

6.3.3 Non-convergence des modèles en pente

Le constat est d’abord empirique (section 5.2.1). Les modèles en pente (cas 3 et 4) cessent de converger au moment précis où la rangée de cellules de la base atteint la saturation complète ($u_w \rightarrow 0$), vers le 55^e jour sous la série CARRA, le résidu de Newton divergeant alors même pour des pas de temps arbitrairement petits. Les cas fermés horizontaux (1 et 2) franchissent au contraire ce seuil sans difficulté et poursuivent jusqu’à un équilibre entièrement saturé, où la pression à la base devient nettement positive ($u_w \approx +12$ kPa). La divergence n’est donc pas un défaut de robustesse uniforme : elle frappe sélectivement les configurations en pente, à l’entrée même du régime de pressions positives.

L’origine exacte de cette divergence n’a pas pu être établie dans ce travail, et plusieurs hypothèses, non exclusives, peuvent être avancées sans qu’aucune n’ait pu être vérifiée. La première est la nature fermée du domaine qui, sous une pluie continue et sans possibilité d’évacuation (frontières imperméables ou périodiques), interdit tout régime permanent et conduit à une accumulation indéfinie de l’eau. La deuxième est la perte de raideur du système à l’approche de la saturation, où la capacité capillaire $\partial\theta/\partial h_p$ tend vers zéro (section 2.3.2) et dégrade le conditionnement du problème de Newton. La troisième tient au traitement numérique de la transition entre régime non saturé et régime saturé, ou au comportement de la condition aux limites de pluie au passage à la saturation de la surface. Départager ces pistes demanderait une analyse numérique dédiée. Pour le cas 5, le même type d’arrêt s’observe localement (section 5.2.2), dans une petite dépression topographique en tête de versant ($x \approx 14$ m) où l’eau s’accumule en domaine fermé jusqu’à saturation locale et apparition de pressions positives (figure 5.6).

Au-delà de la difficulté numérique, cette divergence a une conséquence sur l’interprétation physique. Sur une pente réaliste, le mécanisme de déclenchement le plus plausible est l’établissement d’une nappe perchée sur la lave imperméable, c’est-à-dire de pressions interstitielles positives à l’interface entre l’horizon 3AB et la lave, générées par la barrière capillaire et le contraste de conductivité avec le substrat (section 6.3.2, section 2.2.5). Or c’est précisément ce régime, où la base se sature puis passe en pression positive, que les configurations en pente n’atteignent jamais, puisqu’elles divergent à son entrée. Lever cette divergence n’est donc pas qu’une question de robustesse : c’est une condition nécessaire pour tester l’hypothèse de la nappe perchée, qui rejoint directement la question du « niveau » manquant du facteur de sécurité (section 6.5.1).

Cette piste est pour cette raison reprise en tête des perspectives (section 6.6).

6.3.4 Choix de la série pluviométrique et autres limites

Le choix de la série pluviométrique est dicté par la fenêtre temporelle couverte. Sous la série CARRA (journalière, année entière), les cas en pente saturent et s'arrêtent dès la fin février (figure 5.8, section 5.2.4), soit sept mois avant l'épisode déclencheur. Cette saturation hivernale précoce est toutefois en grande partie un artefact du modèle, qui néglige plusieurs processus déterminants à l'échelle annuelle sous ce climat subarctique (section 3.1) : l'évapotranspiration, l'interception de l'eau par la végétation, et surtout la neige, le gel et la fonte, dont la modélisation est complexe. Une part majeure des précipitations hivernales tombe en effet sous forme de neige et ne s'infiltre qu'à la fonte, de sorte qu'un modèle d'infiltration ignorant ce phénomène anticipe artificiellement la saturation du profil. Il serait donc pertinent de dire non pas que CARRA est inexploitable en soi, mais qu'elle est incompatible avec un modèle d'infiltration qui ne représente pas le stockage superficiel sous forme de neige. C'est cette incompatibilité qui impose le recours à la série HARMONIE (horaire, de septembre à novembre), laquelle restitue la dynamique fine de l'épisode, couvre la fenêtre de déclenchement et échappe en grande partie à ce biais hivernal.

D'autres limites affectent l'ensemble de la chaîne hydraulique. Elle est bidimensionnelle et ne capture pas d'éventuelles concentrations de flux dans la direction perpendiculaire à la pente. Les séries pluviométriques sont par ailleurs extrapolées au site à partir de modèles atmosphériques (CARRA, HARMONIE), dont la fiabilité au droit du versant n'est pas garantie. Enfin, la validation de l'application sur les cas de drainage et de propagation de front (figure 5.1) montre une superposition globalement satisfaisante avec Delpierre et al. (2023). Malgré de légers écarts résiduels, elle confirme que les limites identifiées proviennent du modèle physique et de ses hypothèses, et non de l'outil de résolution.

6.4 Modèle mécanique

6.4.1 Localisation de la rupture et faiblesse du sommet

Avec les paramètres de résistance constants, le minimum du facteur de sécurité est atteint à la base de l'horizon 3AB (section 5.4.1, figure 5.12), à l'interface avec la lave sous-jacente : le modèle localise donc correctement la profondeur de rupture observée (135 cm, section 3.3), résultat positif qui conforte le choix de restreindre l'analyse à cet horizon.

Avec les paramètres dépendant de la saturation, un minimum supplémentaire apparaît au *sommet* de la couche au début (figure 5.12, figure 5.13). Les données tranchent toutefois nettement en faveur d'une conséquence des valeurs incohérentes de résistance par groupe, et non d'un second lieu de rupture : cette faiblesse n'existe qu'avec les paramètres $c'(S_e)$, $\phi'(S_e)$, le minimum restant à la base avec les paramètres constants. Le sommet de l'horizon 3AB, proche de l'horizon 2C plus fortement saturé, se sature en effet plus tôt que la base. La cohésion interpolée $c'(S_e)$ y chute alors brutalement (cohésion quasi nulle du groupe saturé, $c' = 1,8$ kPa), ce qui effondre artificiellement le facteur de sécurité là où, précisément, la paramétrisation par groupe est la moins fiable. C'est donc bien la base de la couche qui demeure le lieu de rupture pertinent, où FS_{base} n'atteint son minimum ($\approx 1,3$) que tardivement.

6.4.2 Deux jeux de paramètres : une enveloppe d’incertitude

Les deux jeux de paramètres de résistance encadrent l’incertitude liée à la caractérisation mécanique (section 5.4.2, figure 5.13). Le jeu à paramètres *constants* ($c' = 14,4$ kPa, $\phi' = 15,8^\circ$) fournit une estimation centrale robuste, dont le facteur de sécurité décroît lentement de $\approx 3,4$ à $\approx 2,7$. Le jeu *dépendant de la saturation* constitue une borne basse plausible : dominé à forte saturation par le groupe saturé (faible cohésion, $c' = 1,8$ kPa), il est nettement plus pénalisant et chute de $\approx 5,3$ à $\approx 1,3$. L’écart d’un facteur deux environ entre les deux jeux illustre l’ampleur de l’incertitude transmise par les essais triaxiaux. Il est par ailleurs notable que, avec les paramètres dépendant de la saturation, le facteur de sécurité chute nettement pendant la fenêtre de déclenchement (où il vaut encore entre 2 et 3) : le modèle réagit donc à l’épisode au bon moment, même s’il ne franchit pas le seuil de rupture.

6.4.3 Limites structurelles du modèle

Le modèle de pente infinie associé au critère de Mohr-Coulomb présente plusieurs limites. Il suppose une surface de rupture plane déjà formée et n’évalue que la stabilité d’une surface parallèle à la pent. Il ne décrit pas une rupture locale qui s’amorcerait puis se propagerait en amont et en aval. Surtout, le critère de Mohr-Coulomb fondé sur la résistance de pic ne capture ni le comportement thixotrope ni la liquéfaction de l’horizon 3AB, pourtant établis pour ce matériau (Arnalds et al., 2007 ; Delmelle et al., 2015) : c’est une limite lourde de conséquences pour la reproduction du déclenchement.

Le couplage repose en outre sur la contrainte effective de Bishop avec $\chi = S_e$ (équation 5.7). Il faut toutefois souligner que, contrairement à ce que sa réputation pour les sols fins pourrait laisser craindre (section 2.4.3, Alonso et al., 2010 ; Pereira et al., 2010), cette hypothèse a un impact limité sur le facteur de sécurité à la base au moment du déclenchement : la base y est proche de la saturation, de sorte que $S_e \rightarrow 1$ et que la contrainte de succion $\sigma^s = S_e \psi$ tend vers ψ quel que soit le choix de χ , par ailleurs faible (ψ de 7 à 8 kPa). La limite de Bishop pèse donc davantage sur l’identification des paramètres à partir des essais triaxiaux (où les groupes secs, à faible S_e et forte succion, sont les plus affectés) que sur la stabilité calculée à la base saturée.

Enfin, le facteur de sécurité vis-à-vis d’une rupture à l’interface même entre 3AB et la lave n’a pas été calculé : seule la rupture plane au sein de l’horizon 3AB est évaluée. Or les observations de terrain ne permettent pas de trancher si le plan de glissement se situe à l’interface ou au sein de la couche (section 3.3). Cette ambiguïté reste une limite du modèle mécanique.

6.5 Discussion générale

6.5.1 Reproduction de l’événement de 2021

Avec la configuration retenue (cas 4, série HARMONIE, condition initiale uniforme), le modèle *ne reproduit pas* la rupture observée : le facteur de sécurité à la base de l’horizon 3AB (FS_{base} , lieu de la rupture) reste supérieur à 1 sur toute la durée simulée. Pendant la fenêtre de déclenchement (2–5 octobre), il vaut encore entre 2 et 3 avec les paramètres dépendant de la saturation, et n’approche son minimum ($\approx 1,3$) qu’environ trois semaines plus tard, lorsque la

base de 3AB se sature ([section 5.4](#)). Ce décalage est cohérent avec le résultat hydraulique : la base ne se sature que tardivement et conserve, au moment du déclenchement, une succion de 7 à 8 kPa ([section 5.2.4](#)). Deux ordres d'explication, portant l'un sur le *moment* et l'autre sur le *niveau*, peuvent être avancés.

Le moment. La base se sature trop tard par rapport à la date observée. Cette dynamique est gouvernée en premier lieu par l'humidité antécédente, fixée par une condition initiale inconnue faute de mesure (voir ci-dessous), et sous-estimée par la géométrie simplifiée du cas 4 : le cas 5 montre en effet que l'apport d'eau acheminé depuis l'amont accélère sensiblement l'humidification à mi-versant ([figure 5.5](#)), de sorte que le facteur de sécurité du cas 4 est probablement optimiste. Le fait que le facteur de sécurité chute fortement dès la fenêtre de déclenchement (avec les paramètres dépendant de la saturation) est néanmoins un signe encourageant que le modèle perçoit l'épisode au bon moment.

Le niveau. Même à son minimum, le facteur de sécurité ne franchit pas le seuil de rupture avec les paramètres centraux. Les explications les plus vraisemblables sont (i) l'incertitude sur les paramètres de résistance, et (ii) le critère de Mohr-Coulomb, fondé sur la résistance de pic, ne représente pas l'effondrement thixotrope ni la liquéfaction de l'horizon 3AB (Arnalds et al., 2007 ; Delmelle et al., 2015), qui sont précisément les mécanismes susceptibles de faire chuter brutalement la résistance une fois la saturation atteinte. Comme indiqué plus haut, le choix de la contrainte effective de Bishop n'est en revanche pas en cause ici, la base étant proche de la saturation.

Le rôle décisif de la condition initiale. La stabilité estimée dépend fortement de la condition initiale ([figure 5.15](#), [section 5.4.3](#)) : la rupture ($FS < 1$) n'est prédite que sous la conjonction de deux hypothèses favorables : une condition hydrostatique (sol déjà gorgé d'eau en profondeur) et les paramètres dépendant de la saturation. Cette double condition rend la prédiction fragile. Or l'état hydrique réel du versant avant l'épisode est inconnu : les seules mesures de teneur en eau disponibles ont été réalisées par Harcq (2024) en juillet 2023, en été, à la période relativement la plus sèche de l'année, alors que le glissement est survenu en octobre, à une période plus humide. L'humidité antécédente réelle était donc vraisemblablement supérieure à celle mesurée, sans que l'on puisse la quantifier. La condition initiale apparaît ainsi comme un point de fragilité de la prédiction.

6.5.2 Cumul des incertitudes

Les incertitudes se cumulent le long de la chaîne d'analyse : paramètres de rétention et de conductivité (mesurés sur trois horizons seulement, estimés par pédotransfert pour les trois autres), paramètres de résistance (oscillations, dispersion entre éprouvettes, hypothèses d'interprétation et choix de la contrainte effective), conditions initiales et aux limites, ainsi que des hypothèses transversales : isotropie des propriétés (alors que la mise en place par dépôts successifs plaide pour une anisotropie) et profil de sol unique supposé représentatif de tout le site. Ces deux dernières hypothèses portent une incertitude importante, mais dont l'impact sur le résultat

final est probablement plus modéré. Aucune propagation quantitative de ces incertitudes vers le facteur de sécurité n'a été réalisée. C'est une limite de ce travail, à laquelle une analyse de sensibilité systématique pourrait remédier ([section 6.6](#)).

En définitive, le couplage hydromécanique mis en œuvre est réalisable et localise correctement la rupture, mais le cumul des incertitudes, au premier rang desquelles la condition initiale et les paramètres mécaniques, empêche une prédiction fiable du déclenchement.

6.6 Perspectives

- **Lever la non-convergence des modèles en pente** en identifiant précisément l'origine de la divergence (schéma numérique, capacité capillaire en limite de saturation, traitement des conditions aux limites, etc; [section 6.3.3](#)) et en y apportant la correction nécessaire. Ce verrou, pas seulement numérique, empêche d'atteindre le régime de pressions interstitielles positives à la base de l'horizon 3AB, hypothèse principale du déclenchement ([section 6.5.1](#)).
- **Recalculer la contrainte effective avec d'autres formulations que celle de Bishop** (Lu et al., [2010](#); Alonso et al., [2010](#); Pereira et al., [2010](#); Fredlund et al., [1978](#)), le choix de la contrainte effective en sol non saturé faisant encore débat, et comparer la cohérence des paramètres de résistance obtenus.
- **Réaliser des essais triaxiaux à succion contrôlée** avec mesure de la pression interstitielle pour fiabiliser $c'(S_e)$ et $\phi'(S_e)$ et quantifier à cette occasion l'effet de la définition du pic de résistance.
- **Mener une analyse de sensibilité systématique** aux paramètres (c' , ϕ' , α , n , K_s , θ_r , θ_s), aux conditions initiales et aux limites, ainsi qu'à la présence des fines couches de cendres (C, 2C) dans le modèle hydraulique, et propager l'incertitude résultante jusqu'au facteur de sécurité.
- **Enrichir la physique des modèles** : modèle de rétention bimodal, prise en compte de l'hystérèse, et modèle mécanique capable de représenter la rupture progressive et le comportement thixotrope de l'horizon 3AB.

Chapitre 7

Conclusion

Ce travail s'inscrit dans le prolongement de l'étude hydraulique de Harcq (2024), consacrée à un glissement de terrain survenu en octobre 2021 dans un Andosol du nord de l'Islande. Il poursuivait trois objectifs : caractériser expérimentalement la résistance au cisaillement de l'horizon de rupture à différentes teneurs en eau ; modéliser numériquement les flux d'eau dans le versant durant l'épisode pluvieux déclencheur ; et en déduire l'évolution temporelle du facteur de sécurité, afin d'évaluer dans quelle mesure cette chaîne hydromécanique reproduit l'initiation du glissement observé.

7.1 Synthèse des résultats

Caractérisation mécanique. Quinze éprouvettes non remaniées de l'horizon 3AB, réparties en quatre groupes de teneur en eau, ont été soumises à des essais triaxiaux drainés. Les couples (c', ϕ') obtenus groupe par groupe se sont révélés fortement non monotones et physiquement peu plausibles : ils ne sont pas exploitables individuellement, en raison de la succion ni contrôlée ni mesurée pendant l'essai, de sa dispersion au sein des groupes et des limites de la contrainte effective de Bishop. Le groupe sec a été écarté comme la conséquence d'une double approximation (extrapolation du modèle de Van Genuchten hors de sa plage de calage et surestimation de la contrainte effective par Bishop aux faibles saturations), et le calage global sur les essais restants fournit le couple retenu, $c' = 14,4$ kPa et $\phi' = 15,8^\circ$. Des oscillations périodiques inexplicables de la contrainte déviatorique, observées sur la majorité des essais, constituent une incertitude supplémentaire sur la résistance de pic.

Modélisation hydraulique. Les flux d'eau ont été simulés en résolvant l'équation de Richards avec le module *PorousFlow* de MOOSE, complété par une condition aux limites de pluie sur mesure (type Robin), implémentée pour reproduire l'infiltration limitée puis le ruissellement à saturation. Cinq configurations de complexité croissante ont été comparées : la configuration en pente sur domaine réduit (cas 4) a été retenue comme la plus complexe convergeant jusqu'à la fenêtre de déclenchement, tandis que la configuration à topographie réelle (cas 5), bien que non convergente, a révélé l'effet accélérateur de l'apport d'eau venu de l'amont. Le modèle reproduit le comportement hydraulique attendu de ces sols stratifiés, notamment une barrière capillaire à l'interface entre l'horizon fin de surface et l'horizon macroporeux sous-jacent. Sous la série

pluviométrique horaire retenue, la base de l’horizon 3AB ne se sature toutefois que tardivement, conservant une succion de 7 à 8 kPa au moment du déclenchement.

Stabilité et reproduction de l’événement. Le facteur de sécurité, calculé par la méthode de la pente infinie couplée au critère de Mohr-Coulomb, localise correctement la rupture à la base de l’horizon 3AB, à la profondeur observée. Avec la configuration nominale, il reste cependant supérieur à 1 sur toute la durée simulée : encore compris entre 2 et 3 pendant la fenêtre de déclenchement, il n’atteint son minimum ($\approx 1,3$) que trois semaines plus tard. Le modèle ne reproduit donc pas le déclenchement, malgré une chute plus importante du facteur de sécurité entre le 3 et le 5 octobre. La rupture ($FS < 1$) n’apparaît que sous la conjonction d’une humidité antécédente élevée et des paramètres de résistance les plus pénalisants, ce qui en fait une prédiction fragile. L’état hydrique initial du versant, inconnu faute de mesure représentative, ressort comme le principal point de fragilité de la prédiction, avec le comportement thixotrope de l’horizon 3AB, que le critère de résistance de pic ne capture pas.

7.2 Apports et limites

La principale contribution de ce travail est la mise en place d’une chaîne hydromécanique complète pour ce site, depuis la caractérisation en laboratoire jusqu’au facteur de sécurité, en passant par un modèle d’écoulement. Cette chaîne localise correctement la rupture et reproduit l’hydraulique attendue du profil, mais ne reproduit pas le déclenchement avec la configuration nominale. Un résultat en lui-même instructif, qui désigne deux ingrédients manquants : une humidité antécédente vraisemblablement sous-estimée et un mécanisme de rupture (effondrement thixotrope, liquéfaction) que le critère de Mohr-Coulomb fondé sur la résistance de pic ne décrit pas.

Ce travail constitue, à notre connaissance, le premier couplage hydromécanique réalisé sur ce site islandais, prolongeant la caractérisation hydraulique de Harcq (2024). Il fournit en outre des données de résistance au cisaillement à différents teneurs en eau pour un Andosol islandais, rares dans la littérature. De façon plus accessoire, il a donné lieu à l’implémentation d’une condition aux limites de pluie réutilisable dans MOOSE (section 5.1.6).

Les limites de l’approche tiennent surtout au cumul des incertitudes le long de la chaîne : la condition initiale et les paramètres mécaniques en gouvernent le résultat au premier ordre, auxquels s’ajoutent les hypothèses transversales d’isotropie, de profil de sol unique et de bidimensionnalité. Aucune propagation quantitative de ces incertitudes vers le facteur de sécurité n’a été menée, ce qui invite à interpréter la valeur absolue du facteur de sécurité avec prudence et à privilégier la lecture de ses tendances.

7.3 Perspectives et ouverture

Les pistes d’amélioration, détaillées au section 6.6, se hiérarchisent naturellement. La levée de la non-convergence des modèles en pente apparaît prioritaire car elle conditionne l’accès au régime de nappe perchée susceptible de déclencher la rupture. Du côté de la caractérisation, recalculer la contrainte effective avec des formulations autres que celle de Bishop et réaliser

des essais triaxiaux à succion contrôlée fiabiliseraient la résistance, tandis qu’une analyse de sensibilité systématique quantifierait l’incertitude transmise au facteur de sécurité. À plus long terme, l’enrichissement de la physique des modèles (rétention bimodale, hystérèse et modèle mécanique représentant la thixotropie) rapprocherait la simulation du comportement réel.

Au-delà de ce site, les glissements de terrain comptent parmi les aléas naturels les plus meurtriers, et l’intensification des précipitations extrêmes attendue sous l’effet du changement climatique (IPCC, [2018](#)), à laquelle l’Islande est particulièrement exposée du fait de la sensibilité de son régime pluviométrique à la température de surface de la mer et au recul des glaciers (Jónsdóttir et Uvo, [2009](#)), est susceptible d’en accroître la fréquence. Dans ce contexte, la compréhension du comportement hydromécanique singulier des sols volcaniques islandais devient un enjeu croissant pour l’évaluation du risque. Ce travail constitue un pas vers une prédiction fondée sur la physique de ces phénomènes. Il montre aussi qu’une capacité prédictive fiable passera d’abord par la réduction des incertitudes ici identifiées, au premier rang desquelles la connaissance de l’état hydrique des versants avant l’épisode déclencheur.

Bibliographie

- Alonso, E., Pereira, J.-M., Vaunat, J. et Olivella, S. (juin 2010). « A microstructurally based effective stress for unsaturated soils ». In : *Géotechnique* 60.12, p. 913-925. ISSN : 0016-8505. DOI : [10.1680/geot.8.P.002](https://doi.org/10.1680/geot.8.P.002).
- Alonso, E., Gens, A. et Josa, A. (sept. 1990). « A constitutive model for partially saturated soils ». In : *Géotechnique* 40.3, p. 405-430. ISSN : 0016-8505. DOI : [10.1680/geot.1990.40.3.405](https://doi.org/10.1680/geot.1990.40.3.405).
- Arnalds, Ó., Óskarsson, H., Bartoli, F., Buurman, P., Stoops, G. et García-Rodeja, E. (2007). *Soils of Volcanic Regions in Europe*. Berlin : Springer Berlin, Heidelberg. ISBN : 978-3-540-48711-1. DOI : [10.1007/978-3-540-48711-1](https://doi.org/10.1007/978-3-540-48711-1).
- Arnalds, Ó. (2004). « Volcanic soils of Iceland ». In : *Catena* 56.1-3, p. 3-20. DOI : [10.1016/j.catena.2003.10.002](https://doi.org/10.1016/j.catena.2003.10.002).
- Basile, A., Mele, G. et Terribile, F. (2003). « Soil hydraulic behaviour of a selected benchmark soil involved in the landslide of Sarno 1998 ». In : *Geoderma* 117.3-4, p. 331-346. DOI : [10.1016/S0016-7061\(03\)00132-0](https://doi.org/10.1016/S0016-7061(03)00132-0).
- Bengtsson, L., Andrae, U., Aspelien, T., Batrak, Y., Calvo, J., Rooy, W. de, Gleeson, E., Hansen-Sass, B., Homleid, M., Hortal, M., Ivarsson, K.-I., Källen, E. et al. (2017). « The HARMONIE-AROME model configuration in the ALADIN-HIRLAM NWP system ». In : *Monthly Weather Review* 145.5, p. 1919-1935. DOI : [10.1175/MWR-D-16-0417.1](https://doi.org/10.1175/MWR-D-16-0417.1).
- Bishop, A. W. (1959). « The principle of effective stress ». In : *Teknisk Ukeblad* 39, p. 859-863.
- Carsel, R. F. et Parrish, R. S. (1988). « Developing joint probability distributions of soil water retention characteristics ». In : *Water Resources Research* 24.5, p. 755-769. DOI : [10.1029/WR024i005p00755](https://doi.org/10.1029/WR024i005p00755).
- Caviedes-Voullième, D., García-Navarro, P. et Murillo, J. (2013). « Verification, conservation, stability and efficiency of a finite volume method for the 1D Richards equation ». In : *Journal of Hydrology* 480, p. 69-84. DOI : [10.1016/j.jhydrol.2012.12.008](https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2012.12.008).
- Celia, M. A., Bouloutas, E. T. et Zarba, R. L. (1990). « A general mass-conservative numerical solution for the unsaturated flow equation ». In : *Water Resources Research* 26.7, p. 1483-1496. DOI : [10.1029/WR026i007p01483](https://doi.org/10.1029/WR026i007p01483).
- Ciollaro, G. et Romano, N. (1995). « Spatial variability of the hydraulic properties of a volcanic soil ». In : *Geoderma* 65.3-4, p. 263-282. DOI : [10.1016/0016-7061\(94\)00050-k](https://doi.org/10.1016/0016-7061(94)00050-k).
- Cosby, B. J., Hornberger, G. M., Clapp, R. B. et Ginn, T. R. (1984). « A statistical exploration of the relationships of soil moisture characteristics to the physical properties of soils ». In : *Water Resources Research* 20.6, p. 682-690. DOI : [10.1029/WR020i006p00682](https://doi.org/10.1029/WR020i006p00682).

- Delage, P. et Cui, Y.-J. (2000). « L'eau dans les sols non saturés ». In : *Techniques de l'Ingénieur* C301, p. 1-20. DOI : [10.51257/a-v1-c304](https://doi.org/10.51257/a-v1-c304).
- Delmelle, P., Opfergelt, S., Cornelis, J.-T. et Ping, C.-L. (2015). « Volcanic Soils ». In : *The Encyclopedia of Volcanoes*. Sous la dir. de Sigurdsson, H. et al. 2nd. Elsevier, p. 1253-1264. DOI : [10.1016/B978-0-12-385938-9.00072-9](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00072-9).
- Delpierre, N., Rattez, H. et Soares-Frazão, S. (2023). « Finite-volume coupled surface-subsurface flow modelling in earth dikes ». In : *Journal of Hydraulic Research* 61.5, p. 754-763. DOI : [10.1080/00221686.2023.2246936](https://doi.org/10.1080/00221686.2023.2246936).
- Desodt, C. et Reiffsteck, P. (2015). *Géotechnique : exercices et problèmes corrigés de mécanique des sols, avec rappels de cours*. Paris : Dunod. ISBN : 978-2-10-072896-1.
- Durner, W. (1994). « Hydraulic conductivity estimation for soils with heterogeneous pore structure ». In : *Water Resources Research* 30.2, p. 211-223. DOI : [10.1029/93WR02676](https://doi.org/10.1029/93WR02676).
- Esri, Maxar, Earthstar Geographics et GIS User Community (2024). *World Imagery*. ArcGIS Online basemap, https://server.arcgisonline.com/ArcGIS/rest/services/World_Imagery/MapServer. Imagerie satellite haute résolution diffusée par Esri (services Maxar et partenaires).
- Farthing, M. W. et Ogden, F. L. (2017). « Numerical solution of Richards' equation : A review of advances and challenges ». In : *Soil Science Society of America Journal* 81.6, p. 1257-1269. DOI : [10.2136/sssaj2017.02.0058](https://doi.org/10.2136/sssaj2017.02.0058).
- Fredlund, D. G., Morgenstern, N. R. et Widger, R. A. (1978). « The shear strength of unsaturated soils ». In : *Canadian Geotechnical Journal* 15.3, p. 313-321. DOI : [10.1139/t78-029](https://doi.org/10.1139/t78-029).
- Haghverdi, A., Öztürk, H. S. et Durner, W. (2020). « Studying Unimodal, Bimodal, PDI and Bimodal-PDI Variants of Multiple Soil Water Retention Models : II. Evaluation of Parametric Pedotransfer Functions Against Direct Fits ». In : *Water* 12.3, p. 896. DOI : [10.3390/w12030896](https://doi.org/10.3390/w12030896).
- Harcq, N. (2024). « Hydrogéologie des pentes volcaniques : Étude de cas en Islande ». Mém. de mast. Université Catholique de Louvain, Faculté des bioingénieurs.
- IPCC (2018). *Global Warming of 1.5°C. An IPCC Special Report*. Rapp. tech. Intergovernmental Panel on Climate Change.
- Jazayeri, A. et Werner, A. D. (2019). « Boundary Condition Nomenclature Confusion in Groundwater Flow Modeling ». In : *Groundwater* 57.5, p. 664-668. DOI : [10.1111/gwat.12893](https://doi.org/10.1111/gwat.12893).
- Jónsdóttir, J. F. et Uvo, C. B. (2009). « Long-term variability in precipitation and streamflow in Iceland and relations to atmospheric circulation ». In : *International Journal of Climatology* 29.10, p. 1369-1380. DOI : [10.1002/joc.1781](https://doi.org/10.1002/joc.1781).
- Landmælingar Íslands (2026). *Kortasjá — National Mapping Portal of Iceland*. <https://kortasja.lmi.is>. Modèle numérique de terrain, résolution 2 m × 2 m.
- Lu, N. et Godt, J. W. (2008). « Infinite slope stability under steady unsaturated seepage conditions ». In : *Water Resources Research* 44.11. DOI : [10.1029/2008WR006976](https://doi.org/10.1029/2008WR006976).
- (2013). *Hillslope Hydrology and Stability*. Cambridge University Press.
- Lu, N., Godt, J. W. et Wu, D. (2010). « A closed-form equation for effective stress in unsaturated soil ». In : *Water Resources Research* 46.5. DOI : [10.1029/2009WR008646](https://doi.org/10.1029/2009WR008646).

- Lu, N. et Likos, W. J. (2004). *Unsaturated Soil Mechanics*. Hoboken, NJ : John Wiley & Sons. ISBN : 978-0-471-44731-3.
- Mualem, Y. (1976). « A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media ». In : *Water Resources Research* 12.3, p. 513-522. DOI : [10.1029/WR012i003p00513](https://doi.org/10.1029/WR012i003p00513).
- Pereira, J.-M., Coussy, O., Alonso, E., Vaunat, J. et Olivella, S. (oct. 2010). « Is the degree of saturation a good candidate for Bishop's X parameter? » In : *Proceedings of the 5th International Conference on Unsaturated Soils* 2. DOI : [10.1201/b10526-141](https://doi.org/10.1201/b10526-141).
- Permann, C. J., Gaston, D. R., Andrš, D., Carlsen, R. W., Kong, F., Lindsay, A. D., Miller, J. M., Peterson, J. W., Slaughter, A. E., Stogner, R. H. et Martineau, R. C. (2020). « MOOSE : Enabling massively parallel multiphysics simulation ». In : *SoftwareX* 11, p. 100430. DOI : [10.1016/j.softx.2020.100430](https://doi.org/10.1016/j.softx.2020.100430).
- Polemio, M. et Petrucci, O. (jan. 2000). « Rainfall as a landslide triggering factor : an overview of recent international research ». In : *The 8th International Symposium on Landslides in Cardiff*, p. 1219-1226. ISBN : 9780727734631.
- Pollock, W. et Wartman, J. (2020). « Human Vulnerability to Landslides ». In : *GeoHealth* 4.10, e2020GH000287. DOI : [10.1029/2020GH000287](https://doi.org/10.1029/2020GH000287).
- Richards, L. A. (1931). « Capillary conduction of liquids through porous mediums ». In : *Physics* 1.5, p. 318-333. DOI : [10.1063/1.1745010](https://doi.org/10.1063/1.1745010).
- Schofield, A. N. et Wroth, C. P. (1968). *Critical State Soil Mechanics*. London : McGraw-Hill. ISBN : 978-0641940484.
- UMS GmbH (2015). *HYPROP Operation Manual*. UMS GmbH (now METER Group). Munich, Germany. URL : <https://www.labcell.com/media/127793/hyprop%20manual.pdf>.
- Van Genuchten, M. T. (1980). « A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils ». In : *Soil Science Society of America Journal* 44.5, p. 892-898. DOI : [10.2136/sssaj1980.03615995004400050002x](https://doi.org/10.2136/sssaj1980.03615995004400050002x).
- Wilkins, A., Green, C. P. et Ennis-King, J. (2020). « PorousFlow : a multiphysics simulation code for coupled problems in porous media ». In : *Journal of Open Source Software* 5.55, p. 2176. DOI : [10.21105/joss.02176](https://doi.org/10.21105/joss.02176).
- Wood, D. M. (1991). *Soil Behaviour and Critical State Soil Mechanics*. Cambridge University Press. ISBN : 978-1139878272.

Annexe A

Annexes

A.1 Équations de pédotransfert

A.1.1 Paramètres de Van Genuchten-Mualem

Les paramètres de Van Genuchten-Mualem pour les horizons A, C et 2C ont été estimés par les équations de pédotransfert de Haghverdi et al. (2020), d'après les propriétés granulométriques mesurées par Harcq (2024).

$$\alpha = -1.186 - 4.644 f_l - 3.038 f_a^2 + 12.213 f_a f_l \quad (\text{A.1})$$

$$n = 0.216 - 0.100 f_l - 0.109 f_a f_l \quad (\text{A.2})$$

$$\theta_r = 0.016 + 0.411 f_a - 0.372 f_l^2 \quad (\text{A.3})$$

$$\theta_s = 0.456 + 1.357 f_a f_l \quad (\text{A.4})$$

où f_l et f_a désignent respectivement les fractions massiques de limon et d'argile (en %). Les valeurs de θ_r négatives issues de l'équation (A.4) sont fixées à zéro.

A.1.2 Conductivité hydraulique saturée

La conductivité hydraulique saturée pour les horizons A, C et 2C a été estimée par l'équation de pédotransfert de Cosby et al. (1984), d'après les propriétés granulométriques mesurées par Harcq (2024).

$$K_s = 60.96 \cdot 10^{(0.0126 f_s - 0.0064 f_a - 0.60)} \quad (\text{A.5})$$

où f_s et f_a désignent respectivement les fractions massiques de sable et d'argile (en %).

A.2 Courbes de rétention calées sur les données de Harcq (2024)

Pour les horizons B, 2AB et 3AB, les paramètres de Van Genuchten-Mualem retenus (tableau 4.1) ont été calés sur les données brutes HYPROP et WP4C de Harcq (2024) à l'aide du logiciel LABROS SoilView Analysis. Les figures ci-dessous présentent, pour chaque horizon, la courbe de rétention $\theta(\psi)$ et la conductivité hydraulique $K(\psi)$ qui en résultent. Les points correspondent aux trois échantillons mesurés par horizon et le trait noir au modèle ajusté.

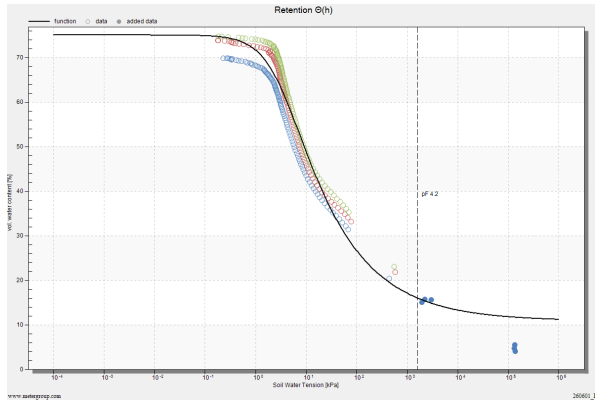
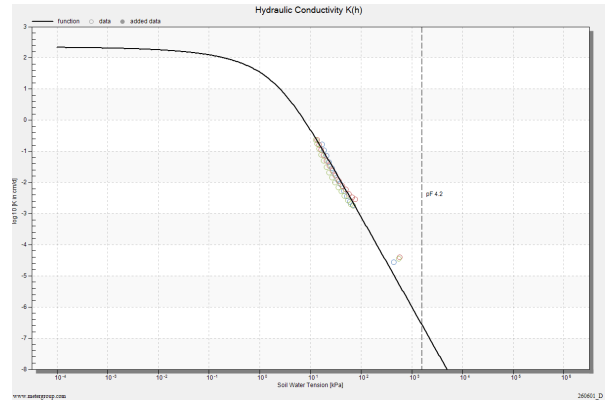
(a) Courbe de rétention $\theta(\psi)$.(b) Conductivité hydraulique $K(\psi)$.

FIGURE A.1 – Calage du modèle de Van Genuchten-Mualem sur l'horizon B, d'après les données HYPROP et WP4C de Harcq (2024).

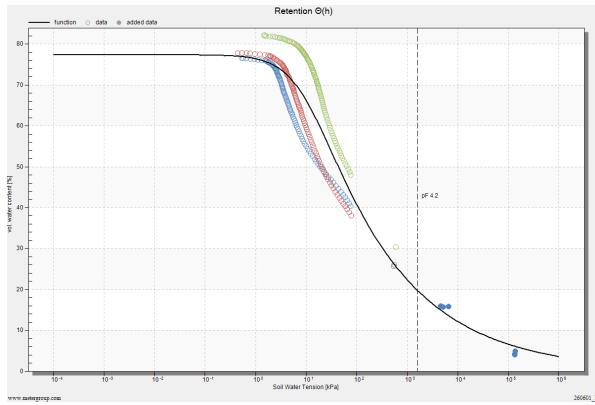
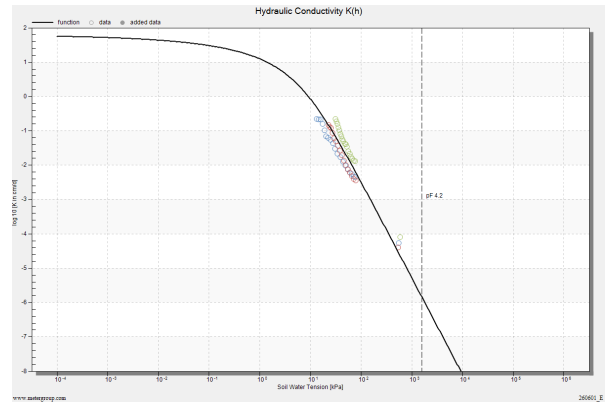
(a) Courbe de rétention $\theta(\psi)$.(b) Conductivité hydraulique $K(\psi)$.

FIGURE A.2 – Calage du modèle de Van Genuchten-Mualem sur l'horizon 2AB, d'après les données HYPROP et WP4C de Harcq (2024).

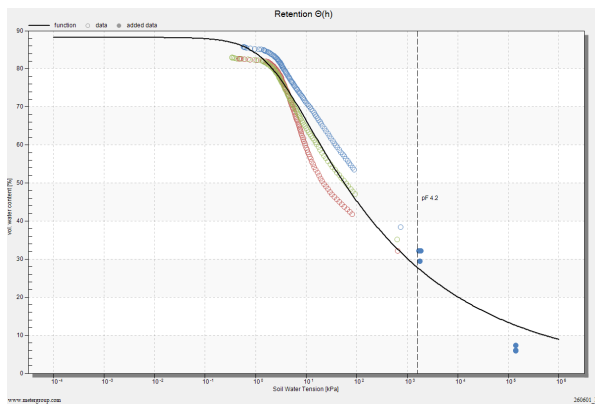
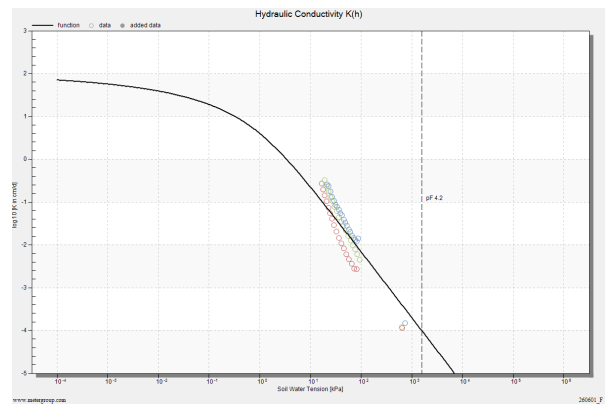
(a) Courbe de rétention $\theta(\psi)$.(b) Conductivité hydraulique $K(\psi)$.

FIGURE A.3 – Calage du modèle de Van Genuchten-Mualem sur l'horizon 3AB, d'après les données HYPROP et WP4C de Harcq (2024).

A.3 Paramètres hydrauliques obtenus par Harcq (2024)

TABLE A.1 – Paramètres de Van Genuchten-Mualem obtenus par Harcq (2024), avec HYPROP.

Horizon	α [1/cm]	n [–]	θ_r [–]	θ_s [–]	K_s [cm/j]
B	0.0320	1.411	0.112	0.750	223
2AB	0.0105	1.268	0.000	0.773	62
3AB	0.0444	1.176	0.000	0.884	102

A.4 Graphiques complémentaires des essais triaxiaux

Cette section complète la [figure 4.2](#) pour les douze essais triaxiaux de l'horizon 3AB, regroupés par teneur en eau. La [figure A.4](#) présente les chemins de contrainte dans le plan (p, q) et la [figure A.5](#) l'évolution de la déformation volumétrique ε_v en fonction de la déformation axiale ε_a .

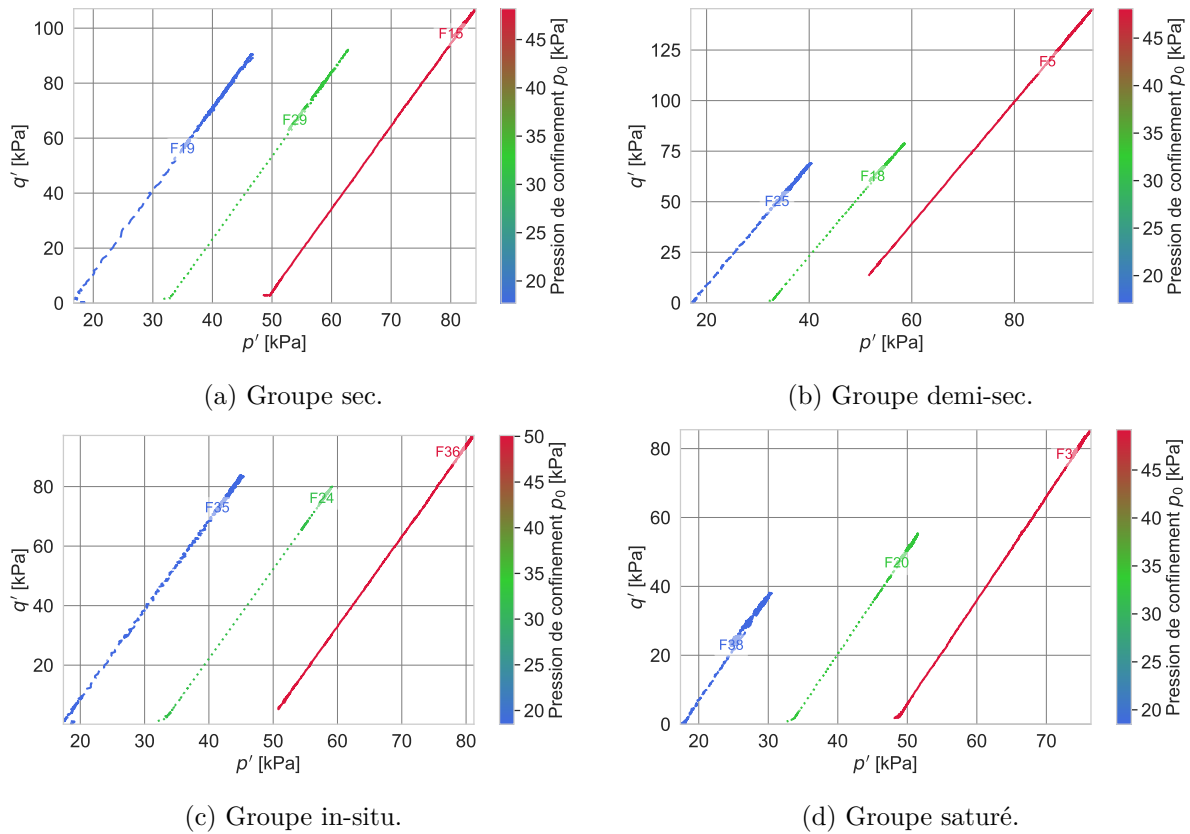


FIGURE A.4 – Chemins de contrainte dans le plan (p, q) des essais triaxiaux sur l'horizon 3AB, par groupe de teneur en eau.

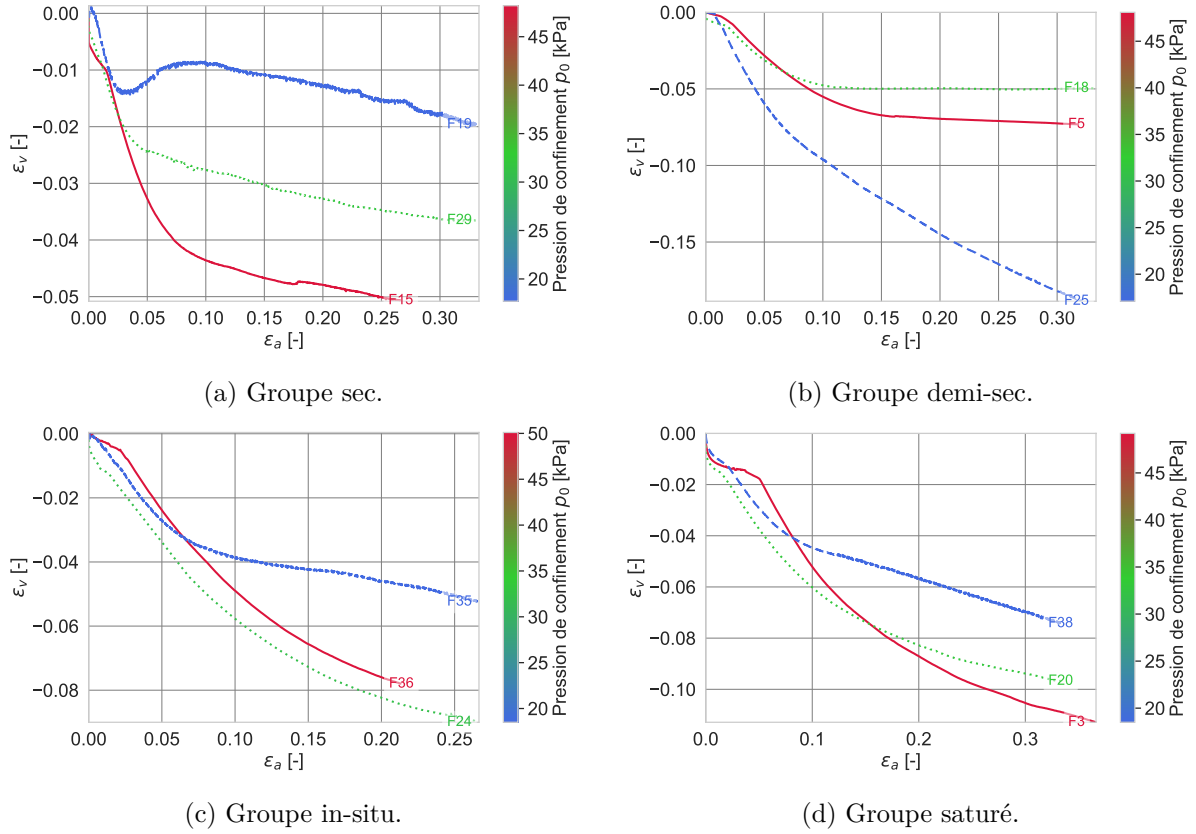


FIGURE A.5 – Déformation volumétrique ε_v en fonction de la déformation axiale ε_a pour les essais triaxiaux sur l'horizon 3AB, par groupe de teneur en eau.

A.5 Calcul des paramètres de résistance mécanique

Le traitement des essais triaxiaux décrit à la [section 4.4](#) est réalisé par un script Python et un tableur Excel. Ils prennent en entrée les contraintes p et q au pic, ainsi que les déformations axiales et volumétriques correspondantes et les masses des échantillons avant et après séchage. Ils en déduisent la teneur en eau et la succion au pic par inversion du modèle de rétention de l'horizon 3AB, appliquent la contrainte effective de Bishop, puis effectuent les régressions linéaires dans le plan (p', q') (par groupe et globale) dont sont extraits la cohésion c' et l'angle de frottement ϕ' .

Ces deux fichiers sont déposés séparément du présent document, sous le nom `Foret_87352100_2026_Annexe1.zip`.

A.6 Code de la condition aux limites de pluie

La condition aux limites de pluie de type Robin ([section 5.1.6](#)) a été implémentée dans une nouvelle classe `PorousFlowSinkLimited`, dérivée de la classe `PorousFlowSink` du module `PorousFlow` de MOOSE. Le code fournit, pour chaque nœud de la frontière supérieure, sa contribution au résidu et au jacobien du système d'éléments finis, en distinguant le régime de surface non saturée (flux de pluie plafonné par la capacité d'absorption de la cellule) du régime saturé

(ruissellement imposé par pénalisation).

Les deux fichiers sources C++, l'en-tête `PorousFlowSinkLimited.h` (déclaration de la classe) et le corps `PorousFlowSinkLimited.C` (calcul du résidu et du jacobien nodaux), sont déposés séparément du présent document, regroupés dans une archive, sous le nom `Foret_87352100_2026_Annexe2.zip`.

A.7 Fichier d'entrée MOOSE et maillages

Le fichier d'entrée MOOSE (`.i`) définit, pour chaque simulation, le maillage employé, les propriétés des matériaux par horizon, les conditions initiales et aux limites ainsi que les paramètres du solveur. Il couvre les cinq cas hydrauliques de complexité croissante ([tableau 5.3](#)). Les maillages ([figure 5.2](#)) sont quant à eux au format Gmsh (`.gmsh`).

L'ensemble de ces fichiers est déposé séparément du présent document, regroupé dans une archive, sous le nom `Foret_87352100_2026_Annexe3.zip`.

A.8 Calcul du facteur de sécurité

Le facteur de sécurité est calculé selon le modèle de pente infinie ([équation 5.10](#)) par un script Python. Celui-ci extrait des sorties de MOOSE les profils de pression interstitielle $u_w(z, t)$, de saturation $S(z, t)$ et de masse volumique $\rho(z, t)$, reconstitue la contrainte verticale et la contrainte de succion à chaque profondeur, puis évalue le facteur de sécurité à chaque centimètre de l'horizon 3AB et à chaque pas de temps.

Ce script est déposé séparément du présent document, regroupé dans une archive avec un fichier `.csv` exemple, sous le nom `Foret_87352100_2026_Annexe4.zip`.

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN
École polytechnique de Louvain

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | www.uclouvain.be/epl