

# Thèse de Doctorat

Eliane IBRAHIM

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
grade de Docteur de l'Université de Nantes  
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : SPIGA

Discipline : Génie Civil  
Spécialité : Géologie  
Unité de recherche : GeM

Soutenue le 28 Avril 2016

## Analyse du comportement du front de taille des tunnels. Etudes déterministe et probabiliste.

### JURY

Président du jury :	<b>Franck SCHOEFS</b> , Professeur, Université de Nantes
Rapporteurs :	<b>Anne PANTET</b> , Professeur, Université de le Havre <b>Hussein MROUEH</b> , Professeur, Polytech'Lille
Examineurs :	<b>Wassim RAPHAEL</b> , Professeur, Université Saint Joseph <b>Daniel DIAS</b> , Professeur, UFJ Grenoble <b>Tamara AL-BITTAR</b> , Maitre de conférences, Université Libanaise <b>Ashraf AHMED</b> , Maitre de conférences, Université d'Aswan
Invités :	<b>Ali REDA</b> , Docteur, Dar Al-Handasah (Shair & Partners)
Directeur de Thèse :	<b>Abdul-Hamid SOUBRA</b> , Professeur, Université de Nantes

*A Maman,  
A l'âme de mon Père.*

Et maintenant on va où Seigneur ?

يا رب... وهلاً لوين؟

## REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, M. Abdul-Hamid Soubra, pour m'avoir donné la chance de réaliser cette thèse malgré la distance et mes conditions de travail difficiles : sans son accord, je n'aurais pas pu réaliser ce travail. Je le remercie pour sa patience et sa disponibilité tout au long de ces années de recherche.

Ma sincère reconnaissance va également à mon co-encadrant de thèse M. Wassim Raphael, pour sa confiance en moi, son encouragement continu et son support inlassable.

Je remercie aussi M. Daniel Dias pour son soutien spécialement pendant la période passée à Lyon, ainsi que M. Guilhem Mollon pour sa sympathie et son aide. Je remercie également Mme Tamara Al-Bittar pour sa disponibilité et ses conseils.

Je tiens de même à remercier M. Hussein Mroueh, de Polytech'Lille, et Mme Anne Pantet, de l'Université de le Havre, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail de recherche.

Il est bien évident que ce travail de recherche a nécessité un fort investissement personnel, qui a été parfois aux dépens de mes responsabilités à Dar Al-Handasah que je remercie fermement en la personne de M. Sherif Wissa, directeur actuel de notre département et M. Issam Ghalayini, ancien directeur.

J'exprime aussi ma sincère gratitude à mon chef d'équipe à Dar Al-Handasah, M. Ali Reda, ou Dr. Ali comme j'ai l'habitude de l'appeler, parce qu'il ne s'est jamais lassé de me supporter, de m'encourager et de me relancer, lui qui a vécu mon parcours à cœur ouvert, au jour le jour, avec ses hauts et ses bas.

Enfin, il m'est très cher de remercier et d'embrasser très fort Mama Yvette... les mots ne sauront exprimer mon amour et ma gratitude envers elle. Je remercie aussi tous mes amis qui sont pour moi une grande famille, toujours présente à mes côtés.

## RESUME

L'objet de cette thèse est d'étudier le comportement du front de taille des tunnels à front pressurisé par deux approches déterministe et probabiliste. Deux nouveaux modèles analytiques 3D sont proposés. Le premier modèle permet de modéliser le cas de tunnels creusés dans des massifs multicouches purement frottants. Le second modèle est capable de prendre en compte la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement du sol sous forme de champs aléatoires discrétisés par les méthodes Karhunen-Loeve et EOLE. Une comparaison de ces deux nouveaux mécanismes analytiques avec des modèles équivalents en éléments finis montrent qu'ils rejoignent ces derniers par la précision de leurs résultats mais les devancent par leur temps calculatoire très réduit. La méthode de Monte-Carlo est ensuite utilisée pour étudier l'effet de la variabilité spatiale 3D de l'angle de frottement et de la cohésion sur la distribution de la pression au front et la probabilité de ruine du système. Dans un premier temps, cette méthode est appliquée au nouveau modèle analytique, et dans un second temps, elle est appliquée à un méta-modèle obtenu par la méthode du chaos polynomial creux et qui vient remplacer ce dernier pour une plus grande réduction du coût calculatoire.

## ABSTRACT

This thesis aims at studying the stability of a tunnel face excavated with pressurized shields using both deterministic and probabilistic approaches. Two new 3D analytical models are proposed in this regard. The first model allows modeling tunnels that are bored in a multilayered purely frictional soil medium. The second one is capable of taking into account the spatial variability of the shear strength parameters of the soil. Three-dimensional random fields were generated using Karhunen-Loeve and EOLE methods. A comparison between the two new analytical models with equivalent finite element models reveals a good agreement between their results but much smaller computation times for the analytical models than the numerical ones. Monte-Carlo method is then used to evaluate the effect of cohesion and friction angle spatial variability on the critical face pressure and the system's probability of failure. Monte-Carlo is applied first to the analytical model itself, and then it is applied to a meta-model generated with the sparse polynomial chaos expansion method that replaces the analytical model for a further reduction in the computation time.

## TABLE DES MATIERES

<b>IREMERCIEMENTS.....</b>	<b>ii</b>
<b>RESUME .....</b>	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIERES.....</b>	<b>v</b>
<b>LISTE DES FIGURES .....</b>	<b>x</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX.....</b>	<b>xvi</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE.....</b>	<b>18</b>
<b>CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE .....</b>	<b>21</b>
<b>I.1 Introduction.....</b>	<b>21</b>
<b>I.2 Excavation et stabilisation des tunnels .....</b>	<b>23</b>
I.2.1 Creusement conventionnel .....	23
I.2.2 Creusement mécanisé .....	24
<b>I.3 Creusement au tunnelier .....</b>	<b>25</b>
I.3.1 Les principaux types de tunnelier.....	25
I.3.2 Les tunneliers à air comprimé .....	26
<b>I.4 Etude de la stabilité du front de taille d'un tunnel creusé au tunnelier .....</b>	<b>27</b>
I.4.1 Approches expérimentales.....	27
I.4.2 Approches en équilibre limite .....	34
I.4.3 Approches en analyse limite.....	35
I.4.4 Approches numériques .....	39

<b>I.5</b>	<b>Mouvements engendrés par le creusement d'un tunnel.....</b>	<b>42</b>
<b>I.6</b>	<b>Origines de la variabilité en géotechnique.....</b>	<b>46</b>
<b>I.7</b>	<b>Quantification de la variabilité spatiale des propriétés du sol .....</b>	<b>46</b>
I.7.1	Lois de distribution.....	47
I.7.2	Coefficient de variation .....	47
I.7.3	Coefficient de corrélation .....	49
I.7.4	Fonctions et distances d'autocorrélation .....	49
<b>I.8</b>	<b>Discrétisation des champs aléatoires.....</b>	<b>51</b>
I.8.1	Méthode de Karhunen-Loeve (KL) .....	52
I.8.2	Méthode de discrétisation par la méthode d'expansion de l'estimation linéaire optimale (EOLE).....	54
<b>I.9</b>	<b>Analyse probabiliste d'un système .....</b>	<b>55</b>
I.9.1	Méthode de simulation de Monte Carlo .....	55
I.9.2	Méthode de la surface de réponse.....	56
I.9.3	Méthode du chaos polynomial (Polynomial Chaos Expansion PCE) .....	57
I.9.4	Méthode du chaos polynomial creux (Sparse Polynomial Chaos Expansion SPCE) 61	
<b>I.10</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>64</b>

## CHAPITRE II MECANISME DE RUPTURE ROTATIONNEL EN SOLS MULTICOUCHES

<b>II.1</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>65</b>
<b>II.2</b>	<b>Validation du mécanisme « Corne » en sol homogène .....</b>	<b>66</b>
<b>II.3</b>	<b>Extension du mécanisme « Corne » en sol homogène au cas des sols multicouches.....</b>	<b>70</b>
II.3.1	Définition du mécanisme de rupture .....	70
II.3.2	Construction géométrique du mécanisme de rupture .....	72
II.3.3	Equation de bilan des puissances .....	75

II.3.4	Unicité du mécanisme de rupture critique dans un sol multicouche .....	76
<b>II.4</b>	<b>Modélisation numérique d'un tunnel dans le cas d'un sol multicouche.....</b>	<b>80</b>
II.4.1	Présentation du modèle numérique étudié.....	81
II.4.2	Pression critique .....	83
II.4.3	Surface de rupture.....	85
<b>II.5</b>	<b>Comparaison entre les résultats du mécanisme « Corne » multicouche et ceux du modèle numérique .....</b>	<b>85</b>
II.5.1	Comparaison des pressions critiques.....	87
II.5.2	Comparaison des surfaces de rupture .....	88
<b>II.6</b>	<b>Application du modèle analytique proposé à des sols bicouche et tri-couche....</b>	<b>92</b>
II.6.1	Cas d'un tunnel creusé dans un sol bicouche .....	92
II.6.2	Cas d'un tunnel creusé dans un sol tricouche.....	96
<b>II.7</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>99</b>
<b>CHAPITRE III EFFET DE LA VARIABILITE SPATIALE DU SOL SUR LA STABILITE DU FRONT DE TAILLE PAR LA METHODE DE MONTE CARLO</b>		
<b>III.1</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>101</b>
<b>III.2</b>	<b>Extension du mécanisme « Corne » en sols homogènes aux cas de sols spatialement variables .....</b>	<b>102</b>
III.2.1	Variabilité spatiale de l'angle de frottement interne du sol.....	102
III.2.2	Construction géométrique du mécanisme de rupture .....	103
III.2.3	Equation de bilan des puissances .....	107
III.2.4	Unicité du mécanisme de rupture critique.....	109
<b>III.3</b>	<b>Présentation du cas de référence d'un tunnel creusé dans un sol spatialement variable .....</b>	<b>110</b>
<b>III.4</b>	<b>Modélisation numérique du cas de référence.....</b>	<b>112</b>
III.4.1	Présentation du modèle numérique étudié.....	112
III.4.2	Pression critique .....	115

III.4.3	Surface de rupture.....	117
<b>III.5</b>	<b>Modélisation analytique du cas de référence .....</b>	<b>117</b>
<b>III.6</b>	<b>Comparaison des résultats des modèles numérique et analytique du cas de référence étudié.....</b>	<b>119</b>
III.6.1	Comparaison des pressions critiques.....	119
III.6.2	Comparaison des surfaces de rupture .....	119
<b>III.7</b>	<b>Analyse probabiliste par Monte-Carlo .....</b>	<b>124</b>
III.7.1	Choix du nombre de termes de la série K-L.....	124
III.7.2	Choix du nombre optimal de simulations Monte-Carlo .....	126
III.7.3	Effet de la variabilité spatiale du sol sur la pression critique .....	128
<b>III.8</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>134</b>
<b>CHAPITRE IV ANALYSE PROBABILISTE DE LA STABILITE DU FRONT DE TAILLE D'UN TUNNEL PRESSURISE PAR LA METHODE DU CHAOS POLYNOMIAL CREUX</b>		
<b>IV.1</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>136</b>
<b>IV.2</b>	<b>Modèle mécanique de référence .....</b>	<b>137</b>
<b>IV.3</b>	<b>Génération des champs aléatoires par EOLE.....</b>	<b>138</b>
IV.3.1	Génération des champs aléatoires par EOLE .....	139
IV.3.2	Détermination de l'ordre d'expansion N.....	140
<b>IV.4</b>	<b>Construction du méta-modèle SPCE .....</b>	<b>142</b>
<b>IV.5</b>	<b>Cas de référence .....</b>	<b>143</b>
<b>IV.6</b>	<b>Distribution de probabilité et indices de Sobol .....</b>	<b>145</b>
IV.6.1	Cas Isotropes .....	145
IV.6.2	Cas Anisotropes.....	148
<b>IV.7</b>	<b>Probabilité de ruine .....</b>	<b>150</b>
<b>IV.8</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>153</b>

**CONCLUSION GENERALE ..... 155**

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES..... 160**

**ANNEXE A MECANISME DE RUPTURE ROTATIONNEL DANS UN SOL HOMOGENE**

**A.1 Définition du mécanisme de rupture.....174**

**A.2 Construction géométrique de la surface de rupture.....176**

A.2.1 Discrétisation du front de taille ..... 176

A.2.2 Génération des plans de construction radiaux ..... 177

A.2.3 Génération d'un nouveau point ..... 178

**A.3 Equation de bilan des puissances .....182**

## LISTE DES FIGURES

Figure I-1. Creusement conventionnel (Lunardi, 2008). .....	23
Figure I-2. Tunnelier à front pressurisé (Berthoz, 2012). .....	24
Figure I-1. Expériences de Chambon & Corté au tube pressurisé : a) mécanismes de rupture ; b) Influence de la profondeur ; c) relation entre déplacement frontal et pression (Chambon et Corté, 1994). .....	28
Figure I-2. Expérience de Messerli et al. (2010) en massif purement frottant. ....	29
Figure I-3. Mécanisme d'effondrement observé par tomographie rayon X (Takano et al., 2006). .....	29
Figure I-4. Champs de déformation observés au sein a) d'un sable dense b) d'un sable lâche (Kirsch, 2010). .....	30
Figure I-5. Déformations en cisaillement pour a) $C/D = 1.5$ et b) $C/D = 0.5$ (Idinger et al., 2011). .....	30
Figure I-6. Mécanismes de rupture par effondrement mis en évidence sur le modèle réduit de tunnelier de l'ENTPE : a) massif purement frottant (Branque et al., 2002) ; b) massif cohérent frottant (Doan, 2007) (issus de Berthoz, 2012). .....	32
Figure I-7. Mécanisme de rupture observé pour le sol homogène frottant à faible cohésion (Berthoz, 2012). .....	32
Figure I-8. Mécanisme de rupture observé pour le modèle bicouche MS2 (Berthoz, 2012)...	32
Figure I-9. Mécanisme de rupture observé pour le modèle tri-couche MS3 (Berthoz, 2012). 32	
Figure I-10. a) Analyse en équilibre limite (Horn, 1961) ; b) et c) Extension par Broere (2001) du mécanisme de rupture en équilibre limite développé par Horn (1961) aux cas de sols multicouches. ....	34

Figure I-11. Mécanisme de rupture rotationnel 3D (Wong et Subrin, 2006 ; Subrin et al., 2009). .....	36
Figure I-12. Différents mécanismes de rupture translationnels (Leca et Dormieux, 1990 ; Mollon et al., 2009b, 2010). .....	37
Figure I-13. Technique de discrétisation du mécanisme M3 (poussée et butée) (issue de Mollon et al., 2011a). .....	38
Figure I-14. Exemple d'un mécanisme d'effondrement critique pour un sol purement frottant avec $\varphi=30^\circ$ (issue de Mollon et al., 2011a). .....	39
Figure I-15. Modèle T2 tenant compte de la surcoupe et de la conicité de la jupe (Mollon et al., 2013a). .....	40
Figure I-16. a) Déplacement au front en un point de contrôle donné en fonction de la pression appliquée ; b) déformations en cisaillement à la rupture (Vermeer et al., 2002). ..	41
Figure I-17. Surfaces de rupture pour différents angles de frottement (Vermeer et al., 2002). .....	41
Figure I-24. Les trois types de déplacements affectant le tunnel excavé (Lunardi, 2008). .....	42
Figure I-25. Cuvette de tassement 3D (Leblais et al., 1995). .....	43
Figure I-26. Mécanismes primaire et secondaire (Pantet, 1991). .....	43
Figure I-31. Schéma de l'algorithme pour la construction pas-à-pas d'un chaos polynomial creux (issue de Blatman et Sudret 2010). .....	63
Figure II-1. Comparaison entre les pressions critiques normalisées calculées par différents modèles théoriques et celles obtenues par les essais expérimentaux menés par a) Chen et al. (2013) ; b) Kirsch (2010). .....	67
Figure II-2. Comparaison entre les surfaces de rupture générées par le mécanisme analytique de Mollon et al. (2011a) et celles qui sont observées lors des essais menés par a) Berthoz et al. (2012) ; b) Kirsch (2010). .....	69
Figure II-3. Définition du mécanisme dans le plan $X=0$ . .....	71
Figure II-4. Discrétisation du front de taille. ....	73
Figure II-6. Intersection du mécanisme avec l'interface entre 2 couches de sol. ....	74

Figure II-7. Tunnel de 5.0 m de diamètre creusé dans 2 couches de sol : a) Surface de réponse de la pression dans le plan ( $\beta_E, r_E$ ) avec $\sigma_c = 10.1\text{kPa}$ , b) Coupe du mécanisme de rupture critique dans le plan $X=0$ avec $\beta_E = 31.6^\circ$ et $r_E = 3.40\text{m}$ et c) Représentation 3D de ce mécanisme. ....	78
Figure II-8. Tunnel de 7.0 m de diamètre creusé dans 3 couches de sol : a) Surface de réponse de la pression dans le plan ( $\beta_E, r_E$ ) avec $\sigma_c = 18.2\text{kPa}$ , b) Coupe du mécanisme de rupture critique dans le plan $X=0$ avec $\beta_E = 36.3^\circ$ et $r_E = 4.69\text{m}$ et c) Représentation 3D de ce mécanisme. ....	79
Figure II-9. Maillage adopté et conditions aux limites. ....	81
Figure II-10. Déformations au front de taille.....	84
Figure II-11. Déplacement maximal au front de taille en fonction de la pression appliquée ..	85
Figure II-13. Mécanisme de rupture critique obtenu par le modèle analytique proposé pour le cas de référence étudié : a) coupe de la surface de rupture 3D dans le plan $X=0$ avec $\sigma_c = 9.1\text{ kPa}$ , $\beta_E = 31.1^\circ$ , $r_E = 3.4\text{ m}$ et b) & c) vues 3D de la surface de rupture. ....	86
Figure II-14. Coupes au sein de la surface analytique 3D dans des plans parallèles a) au plan (X, Y) b) au plan (X, Z) et c) au plan (Z, Y).....	87
Figure II-15. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (Z, Y) ( $X = 0, -1.0, -1.5$ et $-2.0\text{m}$ ) : a) coupes dans la surface de rupture analytique et b) superposition des coupes du modèle numérique et du modèle analytique. ....	89
Figure II-16. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (X, Z) ( $Y = -1.0, -2.0\text{m}, -3.0\text{m}$ et $-4.0\text{m}$ ) : a) coupes dans la surface de rupture analytique, b) superposition des coupes des modèles numérique et analytique. ....	90
Figure II-17. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (X, Y) ( $Z = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ et $1.2\text{m}$ ) : a) coupes dans la surface de rupture analytique, b) superposition des coupes des modèles numérique et analytique. ....	91
Figure II-18. Mécanismes de rupture critiques obtenus pour un tunnel creusé dans deux couches de sable dense et lâche (avec le sable dense au-dessous du sable lâche), pour	

plusieurs positions de l'interface entre ces deux couches (a) les valeurs de pression critique correspondantes (b).....	94
Figure II-19. Mécanismes de rupture critiques obtenus pour un tunnel creusé dans deux couches de sable dense et lâche (avec le sable dense au-dessus du sable lâche), pour plusieurs positions de l'interface entre ces deux couches (a) les valeurs de pression critique correspondantes (b).....	95
Figure II-20. Mécanisme de rupture critique obtenu pour le cas du tunnel creusé dans un sable dense intercepté par un sable lâche : a) coupe de la surface de rupture 3D dans le plan $X=0$ avec avec $\sigma_c = 7.25$ kPa, $\beta_E = 29.3^\circ$ , $r_E = 3.2$ m et b) & c) vues 3D de la surface de rupture.....	96
Figure II-21. Mécanismes de rupture critiques obtenus pour un tunnel creusé dans une couche de sol dense interceptée par une couche de sable lâche de 1.0 m d'épaisseur, pour plusieurs positions de cette dernière au sein du sable dense (a) les valeurs de pression critique correspondantes (b) .....	98
Figure III-1. Définition du mécanisme dans le plan $X=0$ . .....	105
Figure III-4. a) Surface de réponse de la pression dans le plan ( $\beta_E$ , $r_E$ ) avec $\sigma_c = 24.6$ kPa b) Coupe du mécanisme de rupture critique dans le plan $X = 0$ avec $\beta_E = 33.0^\circ$ and $r_E = 4.69$ m et c) Présentation 3D de ce mécanisme. ....	110
Figure III-5. Discrétisation en volumes élémentaires du Modèle éléments finis sur Midas-GTS. ....	113
Figure III-6. Déplacements au front de taille.....	116
Figure III-7. Déplacement maximal au front en fonction de la pression appliquée. ....	116
Figure III-8. Vues 3D de la surface de rupture critique pour le cas de référence étudié, obtenue par le modèle analytique proposé.....	118
Figure III-9. Coupes au sein de la surface 3D dans des plans parallèles a) au plan (X, Y) b) au plan (Z, Y) et c) au plan (X, Z). ....	118
Figure III-10. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (Y,Z) ( $X = 1.0, -1.0, 1.5, -1.5, 2.0$ and $-2.0$ m) a. coupes dans la surface de rupture analytique b. superposition des coupes du modèle numérique et du modèle analytique. ....	121

Figure III-11. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (X, Z) (Y = -1.0, -2.0m, -3.0m and -4.0m) : a. coupes dans la surface de rupture analytique b. superposition des coupes des modèles numérique et analytique. .... 122

Figure III-12. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (X, Y) (Z = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.2 et 1.4 m) : a. coupes dans la surface de rupture analytique b. superposition des coupes des modèles numérique et analytique. .... 123

Figure III-13. Comparaison entre la fonction de répartition cible et la moyenne des fonctions générées pour 200 réalisations du champ de l'angle de frottement, pour plusieurs nombres de termes M. .... 125

Figure III-14. Comparaison entre la fonction d'autocorrélation cible et la moyenne des fonctions d'autocorrélation générées pour 200 réalisations du champ de l'angle de frottement, pour plusieurs nombres de termes M. .... 125

Figure III-15. Moyenne (a) et coefficient de variation (b) de la pression critique au front en fonction du nombre de simulations MC, pour différents nombres de termes M de la série K-L. .... 127

Figure III-16. Variation de la moyenne de la pression critique au front en fonction de la distance d'autocorrélation pour des champs aléatoires 1D, 2D et 3D. .... 129

Figure III-17. Exemples de réalisation du champ de l'angle de frottement pour différentes distances d'autocorrélation. .... 131

Figure III-18. Variation de l'écart-type de la pression critique au front en fonction de la distance d'autocorrélation pour des champs aléatoires 1D, 2D et 3D. .... 132

Figure IV-1. Variances de l'erreur ( $\epsilon$ ) en fonction du nombre de valeurs et vecteurs propres (N) pour différentes distances d'autocorrélation d'un seul champ aléatoire (a) Cas Isotropes (b) Anisotropes .... 140

Figure IV-2. Moyenne et écart-type de la pression ultime en fonction du nombre de simulations de Monte-Carlo, obtenues pour le modèle (I) .... 144

Figure IV-3. Densité de probabilité des pressions ultimes au front pour les deux modèles I et II. .... 145

Figure IV-4. Effet des distances d'autocorrélation isotropes sur la PDF de la pression ultime .....	146
Figure IV-5. Indices de Sobol des 2 champs aléatoires pour $L=5m$ : l'angle de frottement pour $\xi_i=(1,\dots,8)$ et la cohésion pour $\xi_i=(9,\dots,16)$ . .....	148
Figure IV-6. Effet des distances d'autocorrélation anisotropes sur la PDF de la pression ultime au front .....	149
Figure IV-7. Indices de Sobol des 2 champs aléatoires pour $L_x=L_z=3m$ : l'angle de frottement pour $\xi_i=(1,\dots,8)$ et la cohésion pour $\xi_i=(9,\dots,16)$ . .....	150
Figure IV-8. Probabilité de rupture en fonction de la pression appliquée au front (a) cas isotropes (b) cas anisotropes. ....	151
Figure A-1. Définition du mécanisme de rupture dans le plan $X=0$ . ....	175
Figure A-2. Discrétisation du front de taille. ....	176
Figure A-3. Discrétisation du mécanisme par des plans radiaux. ....	177
Figure A-4. Détail de génération d'un point du mécanisme. ....	178
Figure A-5. Calcul de la puissance de la pression appliquée au front de taille. ....	183
Figure A-6. Calcul de la puissance de la pression appliquée au front de taille. ....	183

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau I-2. Valeurs du coefficient de variation de la cohésion du sol. ....	48
Tableau I-3. Valeurs du coefficient de variation de l'angle de frottement interne du sol. ....	48
Tableau I-4. Valeurs du coefficient de variation du module d'Young du sol. ....	49
Tableau I-5. Valeurs de distances d'autocorrélation horizontale et verticale. ....	50
Tableau I-6. Différents types de fonction d'autocorrélation. ....	51
Tableau I-7. Exemples de polynômes multidimensionnels d'Hermite pour $M=2$ et $p=3$ . ....	59
Tableau II-1. Comparaison entre les pressions critiques théoriques obtenues par le mécanisme Corne et les observations expérimentales de Berthoz et al. (2012). ....	68
Tableau II-2. Caractéristiques géotechniques du modèle numérique (critère de rupture de type Mohr–Coulomb). ....	82
Tableau III-1. Caractéristiques géotechniques déterministes du modèle numérique. ....	114
Tableau III-2. Moyenne $\mu(\sigma_c)$ , coefficient de variation $COV(\sigma_c)$ et estimation de l'erreur $\varepsilon_{rr}$ pour différents nombres de simulations MC et nombres de termes $M$ de la série $K$ - $L$ . ....	127
Tableau IV-1. Lois de distribution des champs aléatoires considérés. ....	138
Tableau IV-2. Grille stochastique pour différentes longueurs d'autocorrélation. ....	139
Tableau IV-3. Variances de l'erreur ( $\varepsilon$ ) en fonction du nombre de valeurs et vecteurs propres ( $N$ ) pour différentes distances d'autocorrélation d'un seul champ. Cas isotropes et anisotropes. ....	141
Tableau IV-4. Nombre total de variables aléatoires, adopté pour la discrétisation des deux champs aléatoires en fonction des différentes distances d'autocorrélation isotropes et anisotropes. ....	141

Tableau IV-5. Nombre de coefficients retenus par le SPCE et nombre d'appels au modèle déterministe pour les cas isotropes et anisotropes ..... 142

Tableau IV-6. Moments statistiques obtenus pour les pressions ultimes au front calculées par les modèles en variables aléatoires (I) et en champs aléatoires pour une très grande distance d'autocorrélation (II)..... 144

Tableau IV-7. Effet des distances d'autocorrélation isotropes sur les moments statistiques de la pression ultime au front..... 145

Tableau IV-8. Effet des distances d'autocorrélation isotropes sur les indices de Sobol de  $c$  et  $\phi$ . ..... 148

Tableau IV-9. Effet des distances d'autocorrélation anisotropes sur les moments statistiques de la pression ultime au front..... 148

Tableau IV-10. Effet des distances d'autocorrélation anisotropes sur les indices de Sobol de  $c$  et  $\phi$ . ..... 150

## INTRODUCTION GENERALE

Quelle que soit la méthode de creusement d'un tunnel, la stabilité du front de taille doit être assurée tout en limitant les déformations générées par la perturbation du massif. Si le creusement a lieu par tunnelier, la stabilité est assurée par application d'une certaine pression au front pour éviter son effondrement.

Traditionnellement, l'analyse de la stabilité du front de taille est basée sur un grand nombre d'approches déterministes développées dans la littérature, soient des approches expérimentales, analytiques et numériques. Or, d'une part, la plupart de ces méthodes ne s'applique qu'aux cas de tunnels creusés dans des sols monocouches, à moins qu'une étude par modélisation numérique ne soit effectuée ; et d'une autre part, les aléas et incertitudes des caractéristiques du sol ne peuvent être pris en compte que d'une manière simplifiée sous la forme de facteurs de sécurité ou de variables aléatoires.

Afin de contribuer à l'affranchissement de ces limitations des modèles de calcul existants, deux nouveaux mécanismes de rupture analytiques sont développés dans le cadre de cette thèse, à partir d'un des modèles analytiques les plus récents, celui de Mollon et al. (2011a), qui s'applique aux tunnels au front soutenu par une pression uniforme, i.e. cas des boucliers à pression d'air, et creusés dans des sols monocouches et homogènes. Les deux modèles proposés sont basés sur le théorème cinématique de l'analyse limite et consistent en un mécanisme de rupture rotationnel tridimensionnel, formé par des spirales logarithmiques. Les résultats qui en découlent s'expriment en termes de pression ultime au front et de surface de rupture 3D.

Le premier modèle permet d'évaluer la stabilité du front de taille dans un sol multicouche. Quant au second, il est capable de prendre en considération la variabilité spatiale du sol sous forme de champs aléatoires. Ainsi, les différentes incertitudes sur les paramètres d'entrée sont quantifiées, elles sont ensuite incarnées dans des champs aléatoires et injectées par suite dans le modèle de calcul. La réponse du système est enfin obtenue suite à une analyse probabiliste, sous la forme d'une loi de distribution ou à l'aide d'une probabilité de ruine pour un seuil fixé de cette réponse.

Les deux aspects déterministe et probabiliste de la stabilité du front de taille sont ainsi abordés au fil de 4 chapitres, où ces deux nouveaux mécanismes de rupture analytiques sont présentés et utilisés dans plusieurs applications et études de cas, après avoir montré qu'ils rejoignent par la précision de leurs résultats les modèles numériques mais les devançant par leur temps de calcul nettement plus réduit.

Le premier chapitre de cette thèse présente les résultats d'une recherche bibliographique. Dans un premier temps, un bref descriptif de la technique de creusement est présenté ainsi qu'une revue de plusieurs approches déterministes d'analyse de la stabilité du front de taille des tunnels creusés par bouclier pressurisé. Dans un second temps, différents principes et méthodes d'analyse probabiliste sont exposés, notamment la génération des champs aléatoires par les méthodes Karhunen-Loeve et EOLE (Expansion Optimal Linear Estimation), ainsi que les méthodes d'analyse probabiliste de Monte Carlo et du chaos polynomial creux (Sparse Polynomial Chaos Expansion SPCE).

Le deuxième chapitre s'intéresse à la modélisation déterministe de la stabilité d'un front de taille pressurisé dans un sol multicouche. En fait, étant donné que les mécanismes analytiques reportés dans la littérature ne s'adressent qu'aux cas de sols monocouches, alors qu'en pratique, les massifs rencontrés sont loin d'être formés par une seule couche de sol, un nouveau mécanisme analytique 3D est proposé pour le cas des massifs multicouches. La pertinence de ce modèle est montrée en comparant ces résultats à ceux d'un modèle analytique équivalent. Deux exemples d'application sont ensuite donnés pour des tunnels creusés dans des sols purement frottants formés par deux ou trois couches, afin d'observer l'influence de la densité des couches sur le comportement au front de taille et sur le mécanisme de rupture en soi.

Le troisième chapitre quant à lui, il présente le nouveau mécanisme analytique 3D qui est capable de prendre en compte la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement du sol sous forme de champs aléatoires. Comme au Chapitre 2, la précision des résultats de ce mécanisme par rapport à ceux d'un modèle numérique est montrée, mais pour un temps de calcul qui est nettement plus réduit, d'où l'avantage d'utiliser ce nouveau modèle analytique pour des analyses probabilistes qui requièrent d'habitude un grand nombre d'appels au modèle déterministe. En guise d'application, l'impact de la variabilité spatiale 3D de l'angle de frottement interne du sol sur les deux premiers moments statistiques de la pression au front est étudié en fonction des distances d'autocorrélation, et ce en utilisant la méthode classique de Monte-Carlo.

Le quatrième chapitre propose d'effectuer une analyse probabiliste plus poussée moyennant le nouveau modèle présenté au Chapitre 3, pour étudier l'effet de la variabilité spatiale 3D des paramètres du sol sur la pression au front. Pour cela, un méta-modèle basé sur la méthode du chaos polynomial creux (appelée en Anglais Sparse Polynomial Chaos Expansion SPCE) est développé. A partir de ce modèle, non seulement les moments statistiques de la pression au front sont calculés, mais aussi la probabilité de ruine pour un seuil fixé de cette pression et ce, en un temps de calcul très réduit par rapport à la méthode classique de Monte Carlo. Les poids respectifs (ou la contribution) des différents champs aléatoires employés sont aussi déterminés et ce, dans la variabilité de la pression au front.

A la fin de ce mémoire, une conclusion générale résume les principaux résultats obtenus et d'introduire les perspectives de ce travail.

## CHAPITRE I

### ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

#### I.1 Introduction

Ce premier chapitre propose une revue bibliographique des principaux axes abordés dans ce travail de thèse. Il est divisé en deux grandes parties :

(I) La première partie traite les problèmes de stabilité du front de taille des tunnels creusés par tunneliers pressurisés. Un bref descriptif de la technique de creusement est d'abord présenté, pour passer dans un second temps à l'exposé des différentes approches expérimentales, analytiques et numériques développées dans la littérature pour l'étude de la stabilité du front de taille relative à ce type de soutènement. Ensuite, le comportement en déformation du massif est décrit tant au niveau des mouvements affectant le front de taille en soi qu'au niveau de leur propagation jusqu'à la surface.

(II) La deuxième partie présente les principes et méthodes d'analyse probabiliste.

Tout d'abord, les différents types d'incertitudes sur les propriétés géotechniques sont brièvement rappelés. Ensuite, la modélisation mathématique de ces incertitudes sous la forme de variables ou de champs aléatoires ainsi que les méthodes de discrétisation des champs aléatoires (comme celles de Karhunen-Loeve et d'EOLE) sont présentées. Enfin, les méthodes de calcul probabilistes sont exposées : Après un bref rappel de la méthode classique de Monte Carlo, la méthode du chaos polynomial creux (Sparse Polynomial Chaos Expansion SPCE) sera présentée en détail. Cette méthode consiste à remplacer le modèle déterministe par un méta-modèle analytique au temps de calcul quasi-instantané. L'analyse probabiliste basée sur le méta-modèle permet ainsi un gain très significatif dans le temps de calcul par rapport à la méthode classique de Monte Carlo.

**PARTIE A**

**STABILITE DU FRONT DE TAILLE DES TUNNELS**

## I.2 Excavation et stabilisation des tunnels

Le choix d'une méthode de creusement en souterrain est autant bien lié à la conception du tunnel en soi qu'aux conditions géotechniques et hydrologiques du massif. En d'autres termes, bien que la méthode d'exécution des travaux dépendrait étroitement de la nature du terrain à traverser, elle est conditionnée aussi par la géométrie de la section du tunnel (forme circulaire ou non circulaire, diamètre), l'alignement vertical et horizontal du tracé (hauteur de couverture, courbures, pentes, etc.), le type de revêtement définitif à adopter, la longueur du tunnel et même la disponibilité d'espace pour l'installation du chantier, sans oublier le temps alloué à l'exécution des travaux qui impose une vitesse d'avancement donnée.

Ceci étant, deux grandes familles de méthodes de creusement de tunnels sont distinguées :

- (i) Le creusement conventionnel (ou traditionnel)
- (ii) Le creusement mécanisé

### I.2.1 Creusement conventionnel

Les méthodes d'excavation conventionnelles s'appliquent à la construction de tunnels de forme quelconque. Elles sont basées sur un processus d'avancement cyclique comprenant les opérations suivantes (Figure I-1) : creusement aux explosifs ou à l'aide de machines à attaque ponctuelle, marinage, mise en place du soutènement provisoire et celle du revêtement définitif.

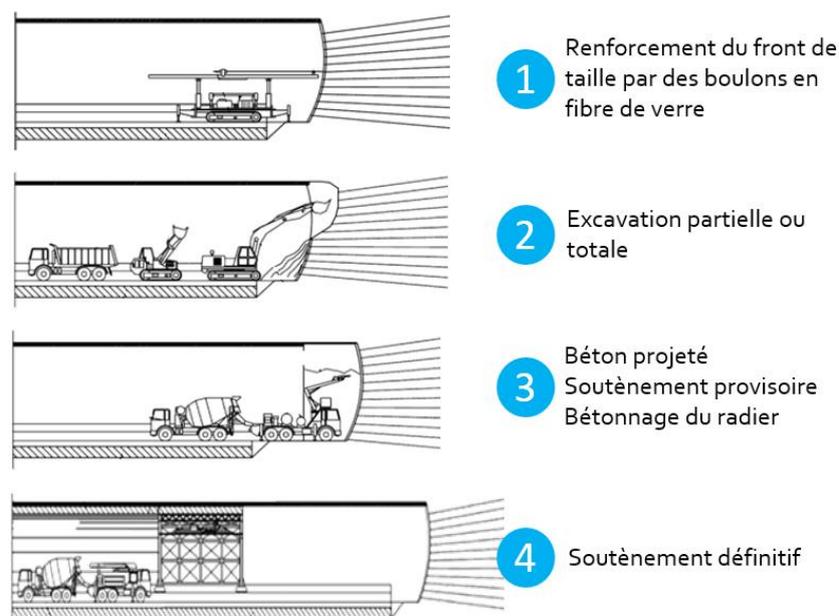


Figure I-1. Creusement conventionnel (Lunardi, 2008).

L'excavation peut se faire en section totale ou en divisant cette dernière en sous-sections. Diverses méthodes de protection et de renforcement du massif excavé sont appliquées, comme la voûte parapluie et le boulonnage du front de taille. Elles offrent l'avantage d'être très flexibles, puisqu'elles permettent, en cours de creusement, d'adapter les procédés de construction, le phasage des travaux ainsi que le soutènement prévu en fonction des changements rencontrés et des observations sur chantiers (cf. les méthodes NATM « New Austrian Tunnelling Method » et ADECO « Analysis of the Controlled Deformation in Rock and Soil »).

### I.2.2 Creusement mécanisé

Le creusement mécanisé regroupe un ensemble de machines automatiques, allant des plus simples (machines à attaque ponctuelle) au plus compliquées (tunneliers à front pressurisé), capables d'effectuer l'excavation et le marinage, d'assurer le soutènement immédiat du front de taille et des parois de l'excavation si nécessaire, et d'installer simultanément le revêtement définitif du tunnel. Contrairement aux méthodes conventionnelles, le creusement mécanisé manque de flexibilité puisqu'il ne s'applique qu'aux sections circulaires et qu'il est difficile de l'adapter aux changements majeurs des conditions géologiques en cours de construction. Comme les tunnels soutenus par une pression uniforme constituent le centre d'intérêt de ce mémoire, les différents types de tunneliers seront présentés dans ce qui suit, notamment ceux à confinement d'air comprimé.

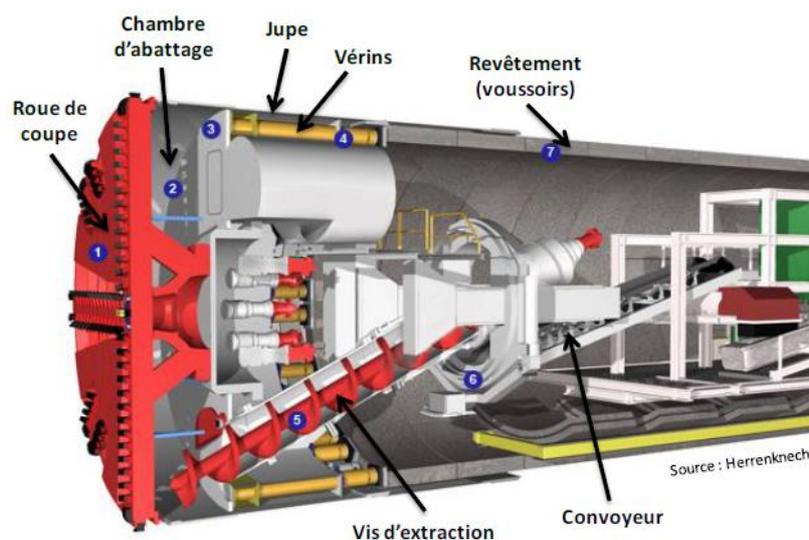


Figure I-2. Tunnelier à front pressurisé (Berthoz, 2012).

### **I.3 Creusement au tunnelier**

#### **I.3.1 Les principaux types de tunnelier**

Les tunneliers sont principalement classés en fonction du type de soutènement du terrain qu'ils assurent en cours de creusement, soient les tunneliers à appui radial, les boucliers à front ouvert et les boucliers à front confiné.

##### ***a. Les tunneliers à appui radial :***

Ce type de tunnelier est employé surtout dans les massifs rocheux auto-stables, qui ne nécessitent pas un soutènement intégral et immédiat de l'excavation. Toutefois, si besoin est, les blocs rocheux instables peuvent être stabilisés par boulonnage radial ou par pose de cintres métalliques à partir d'un atelier monté à bord. Cette machine assure son avancement en s'appuyant sur des patins de vérins latéraux appelés « grippers » qui s'appuient à leur tour sur les parois excavées.

##### ***b. Les boucliers à front ouvert :***

Ces machines sont dotées d'une structure cylindrique rigide, appelée bouclier, qui assure au fur et à mesure de son avancement, un soutènement immédiat des parois de l'excavation, mais non du front. Ce type de tunnelier s'adapte le mieux aux terrains cohérents mais pas trop résistants, d'où la nécessité du soutènement latéral de l'excavation.

##### ***c. Les boucliers à front confiné :***

Ce type de machines est capable de faire face à des conditions géologiques particulièrement difficiles, soient des terrains meubles et saturés. Comme pour les boucliers à front ouvert, le support immédiat des parois latérales de l'excavation est assuré par le bouclier. Mais en plus, ce type de machines est pourvu d'une chambre d'abattage isolée par une cloison étanche, dans laquelle est maintenue une pression de confinement soutenant le front. Pour avancer, le tunnelier prend appui longitudinalement sur le revêtement définitif du tunnel qui est monté au fur et à mesure de l'avancement.

Plusieurs types de confinement du front de taille existent : confinement par pression de boue, confinement par pression de terre, confinement à air comprimé et confinement mixte. Dans ce qui suit, le bouclier à confinement à air comprimé.

### **I.3.2 Les tunneliers à air comprimé**

Le confinement du front par air comprimé est une technique très ancienne qui revient jusqu'en 1873. Elle fut utilisée pour la construction du tunnel ferroviaire sous l'Hudson River à New York afin de faire face aux importantes venues d'eau rencontrées. Ces tunneliers sont équipés soit d'une tête d'abattage à attaque globale (bouclier fermé) soit, plus généralement, de bars excavateurs similaires à ceux des machines à attaque ponctuelle (bouclier ouvert).

Le confinement est réalisé par mise en pression de l'air contenu dans la chambre d'abattage. L'extraction des déblais est effectuée par un dispositif de décharge permettant d'amener les matériaux extraits de la pression de confinement à la pression atmosphérique régnant dans le tunnel.

Cette méthode permet d'équilibrer efficacement les pressions hydrostatiques dans des terrains à faible perméabilité ( $k < 10^{-5}$  m/s environ) pour éviter les fuites d'air qui peuvent être réduites davantage par le recours à un film de boue bentonitique. Pourtant, l'équilibre des pressions au front est difficile à réaliser si le diamètre du tunnel est grand et si la perméabilité du terrain est variable sur la hauteur du front de taille. Pour cela, il est recommandé de limiter l'usage de ce type de tunneliers aux tunnels au diamètre relativement petit à moyen.

Dans ce mémoire, le modèle analytique adopté considère l'application d'une pression uniforme au front, ce qui est équivalent au cas des boucliers à pression d'air. Ceci étant, c'est cette dernière technique de confinement du front de taille qui sera adoptée comme référence.

## I.4 Etude de la stabilité du front de taille d'un tunnel creusé au tunnelier

Le comportement du front de taille d'un tunnel creusé au tunnelier fut largement traité au cours des dernières années. Des séries d'expérimentation sur modèles réduits ont été réalisées afin d'observer et de mieux comprendre les différents phénomènes susceptibles d'être induits par le creusement, comme les déformations et la rupture. Ces résultats expérimentaux en plus des observations en vraie grandeur sur les chantiers de construction ont boosté le développement des modèles théoriques qui visent principalement à évaluer le degré de stabilité du front et à déterminer la pression à appliquer pour éviter son effondrement.

Les principaux modèles expérimentaux et théoriques seront présentés dans ce qui suit, sachant que ces derniers comportent des méthodes d'équilibre limite, d'analyse limite ainsi que des méthodes numériques.

### I.4.1 Approches expérimentales

La stabilité du front de taille des tunnels fut étudiée par des modèles physiques pour deux types de sols (sol pulvérulent et sol purement cohérent). L'objectif est de mieux comprendre le comportement du front à l'effondrement et de le reproduire dans des modèles théoriques. Dans ce qui suit, seuls les principaux modèles en milieu frottant seront présentés.

- ***Chambon et Corté (1994)***

Chambon et Corté (1994) ont mené des expériences en centrifugeuse (50g, 100g et 130g) sur des modèles de tunnels en matériaux granulaires afin de visualiser la zone de rupture : la masse de sol en rupture prend la forme d'une cheminée et subit un mouvement rigide. En cas de faible couverture, inférieure à 1D, cette cheminée atteint la surface alors que pour une couverture de l'ordre de 2D, cette zone de rupture ne s'étend que sur une hauteur de 1D au-dessus du tunnel (figures 1-1.a et b).

Les déplacements du front de taille reportés en fonction de la pression appliquée au front montrent que le comportement dépend d'une pression critique ( $P_c$ ) et d'une pression à la rupture ( $P_r$ ), cernant le processus d'effondrement en 4 étapes :

- (i) tout d'abord, lorsque la pression appliquée est supérieure ou égale à  $P_c$  aucun mouvement n'est observé au front.
- (ii) Ensuite de faibles déplacements au front et en surface commencent à être observés pour une pression appliquée comprise entre  $P_c$  et  $P_r$ .

(iii) Quand  $P_r$  est atteinte, une rupture localisée et soudaine est observée au sein du massif pour (iv) se répandre enfin par écoulement à une rupture totale du front pour des pressions bien inférieures à  $P_r$  (figure I-1.c).

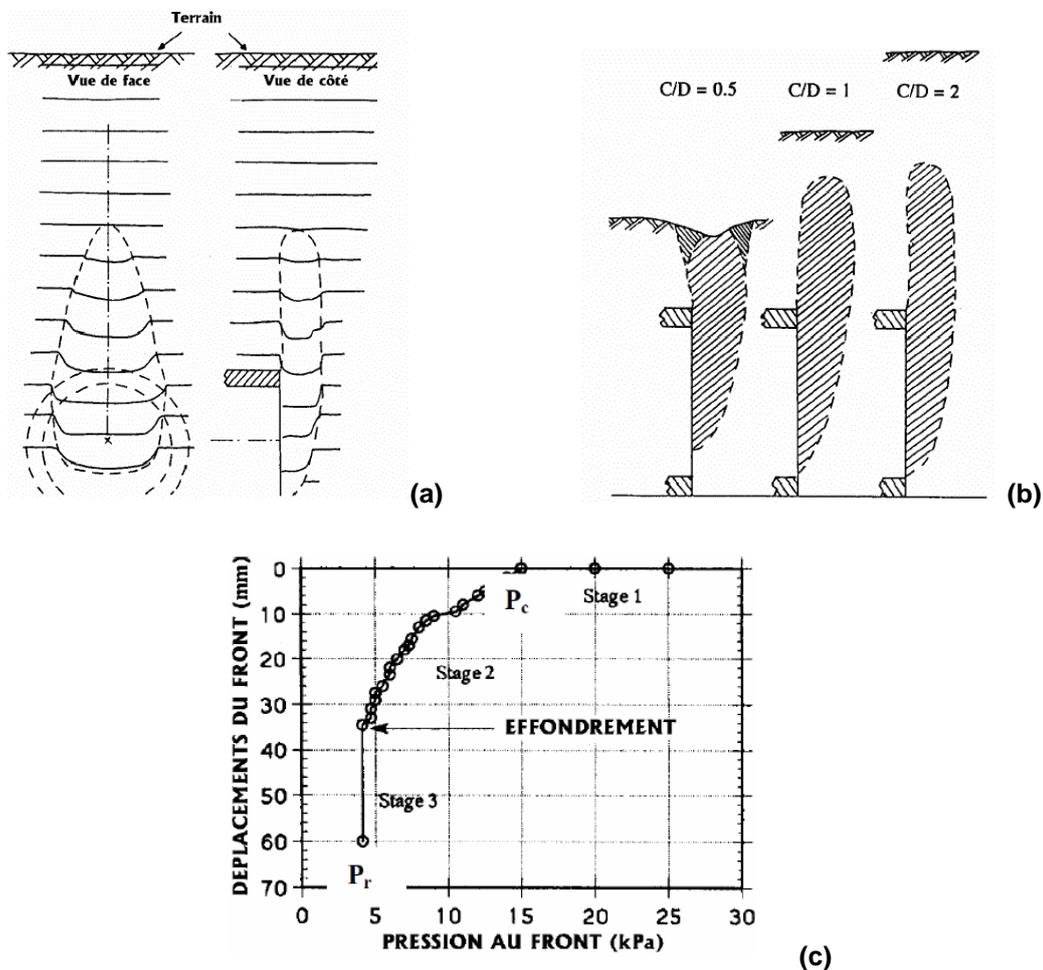


Figure I-3. Expériences de Chambon & Corté au tube pressurisé : a) mécanismes de rupture ; b) Influence de la profondeur ; c) relation entre déplacement frontal et pression (Chambon et Corté, 1994).

Plus tard, Messerli et al. (2010) sont venus confirmer ces résultats (figure I-2) par des essais non centrifugés mettant en œuvre des tubes rigides à fronts déplaçables : lorsque la hauteur de couverture est supérieure à  $1D$ , elle n'a plus d'influence sur le mécanisme de rupture (pression de confinement et géométrie). Pourtant, le mécanisme peut s'étendre avec le temps jusqu'à la surface par une cheminée d'écoulement si le front est laissé suffisamment longtemps libre (déconfiné).

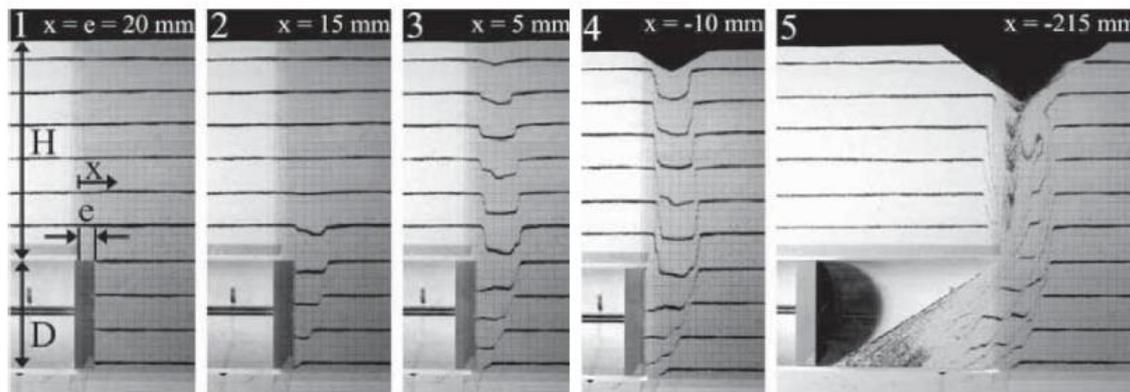


Figure I-4. Expérience de Messerli et al. (2010) en massif purement frottant.

- *Takano et al. (2006)*

Takano et al. (2006) ont montré en utilisant la technique de tomographie 3D à rayons X que la rupture a lieu par rotation d'un bloc de sol vers le front de taille (figure I-3). Ce bloc peut être représenté par deux spirales logarithmiques dans la direction verticale et des ellipses à section variables dans la direction horizontale.

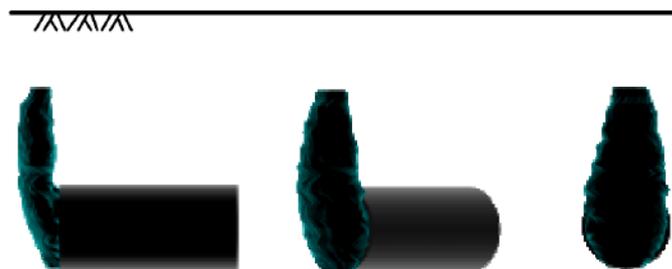


Figure I-5. Mécanisme d'effondrement observé par tomographie rayon X (Takano et al., 2006).

- *Kirsch (2010)*

Kirsch (2010) a effectué deux séries d'essais sur modèle réduit d'un tunnel de 100mm de diamètre sous gravité réelle, pour étudier l'effet de la densité du sable sur la zone de rupture. Dans un sable dense, la zone de rupture est clairement définie et se propage progressivement vers la surface ; alors que dans un sable lâche sa forme est indéfinie et les déformations atteignent immédiatement la surface (figure I-4). Les valeurs de pression normalisée obtenues à la rupture ( $P_f/(\gamma D)$ ) sont comparées à des valeurs issues de différents modèles théoriques pour des conditions similaires. Ces comparaisons seront détaillées au Chapitre II de cette thèse.

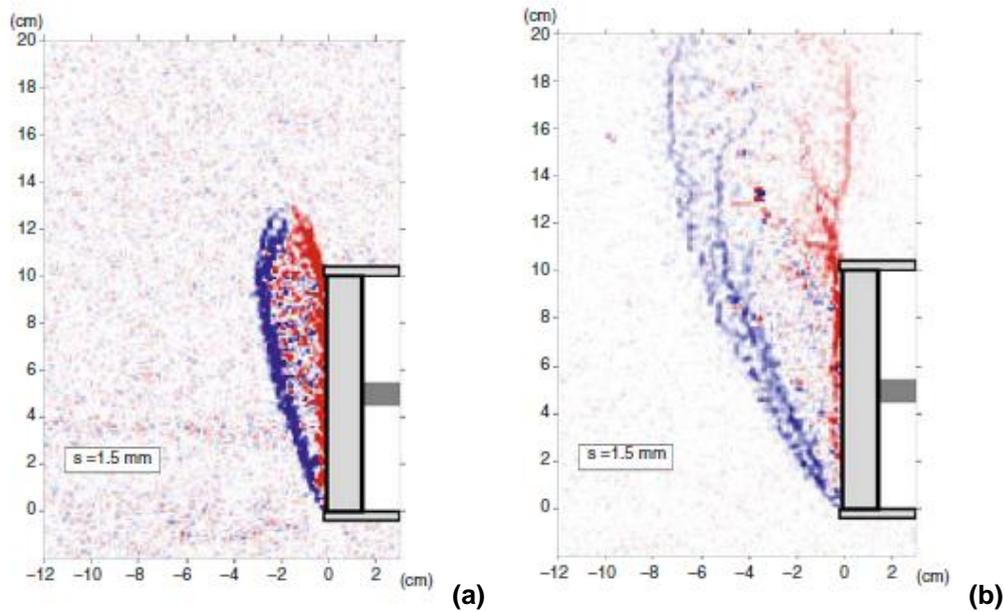


Figure I-6. Champs de déformation observés au sein a) d'un sable dense b) d'un sable lâche (Kirsch, 2010).

- *Idinger et al. (2011)*

Idinger et al. (2011) ont réalisé des expérimentations en centrifugeuse à 50g, pour diverses hauteurs de couverture relatives  $C/D$ . Les résultats qu'ils ont obtenus sont en bonne concordance avec ceux de Chambon et Corté (1994). Ces résultats ont souligné l'importance de la hauteur de couverture relative sur l'étendue de la zone de rupture : le mécanisme de rupture émerge en surface pour un ratio  $C/D$  inférieur à 1.0, mettant en évidence l'effet de voûte qui se développe pour des ratios supérieurs (figure I-5).

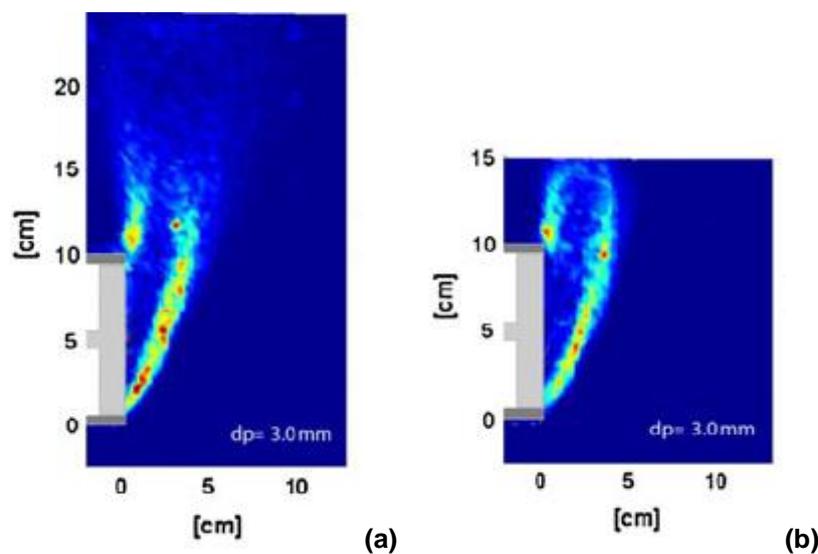


Figure I-7. Déformations en cisaillement pour a)  $C/D = 1.5$  et b)  $C/D = 0.5$  (Idinger et al., 2011).

- **Berthoz et al. (2012)**

Berthoz et al. (2012) ont conduit huit essais sur le modèle réduit de tunnelier à pression de terre de l'ENTPE, dont trois sont réalisés dans des massifs stratifiés. Leurs travaux sont une extension des campagnes d'essais menées en massifs homogènes par Branque et al. (2002) et Doan (2007). Ils concernent le cas des sols frottants ou frottants-cohérents (figure I-6).

Les principaux résultats de Berthoz et al. (2012) sont résumés ci-après :

- Dans les sols homogènes frottants à cohésion faible (de l'ordre de 0.5 kPa), la zone de rupture observée prend la forme d'un toron à section décroissante, interceptant la totalité du front de taille et s'étendant jusqu'à  $0.3D$  à l'arrière du front et jusqu'à  $0.1D$  au-dessus de la clé du tunnel (figure I-7). Le mécanisme ainsi formé est susceptible de se propager jusqu'à la surface par rupture progressive.
- Le massif bicouche est formé par une première couche sous l'axe du tunnel, constituée d'un sol cohérent-frottant auto-stable, superposée par une deuxième couche de sol purement frottant qui continue jusqu'à la surface. Ce modèle (MS2) présente une zone de rupture en forme de cheminée qui prend naissance au niveau de la tête du tunnel et s'étend à la surface (figure I-8).
- En cas de massif tricouche, la deuxième couche purement frottante s'arrête à la clé du tunnel et elle est superposée par une troisième couche constituant la couverture et formée par un sol frottant à cohésion faible (0.5 kPa). La zone de rupture observée pour ce modèle (MS3) a une forme cylindrique et commence par une extrusion au sein de la deuxième couche et continue par une chute de blocs progressive de la couche cohérente-frottante jusqu'à atteindre la surface (figure I-9).

Bien que ces derniers résultats de Berthoz et al. (2012) soient les seuls s'adressant aux problèmes de stabilité dans des massifs stratifiés, ils sont limités aux cas qui n'impliquent pas la totalité du front de taille lors de la rupture vu que la couche de sol formant la demi partie inférieure du tunnel est auto-stable.

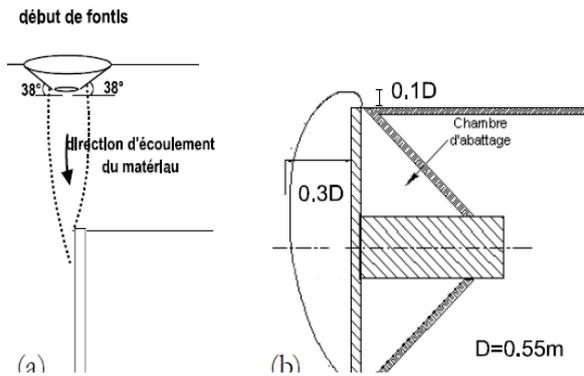


Figure I-8. Mécanismes de rupture par effondrement mis en évidence sur le modèle réduit de tunnelier de l'ENTPE : a) massif purement frottant (Branque et al., 2002) ; b) massif cohérent frottant (Doan, 2007) (issus de Berthoz, 2012).

Figure I-9. Mécanisme de rupture observé pour le sol homogène frottant à faible cohésion (Berthoz, 2012).

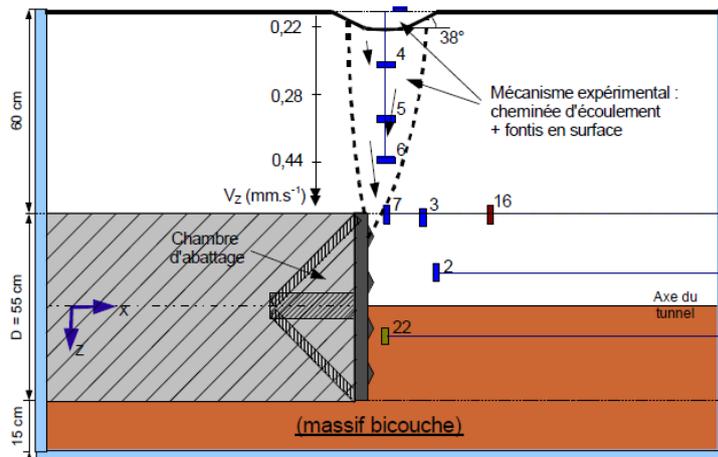
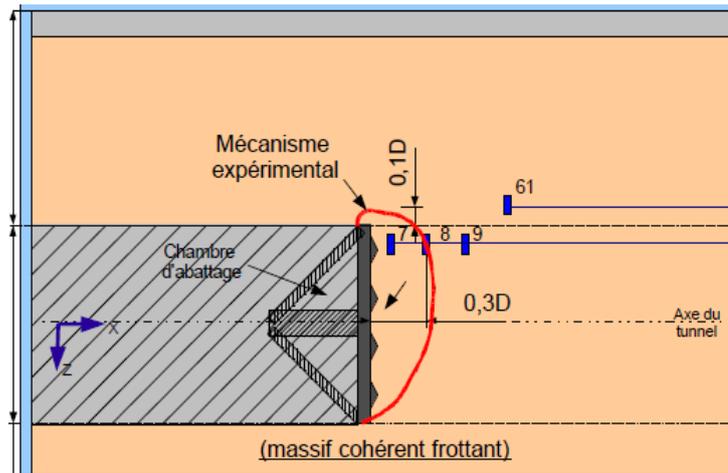
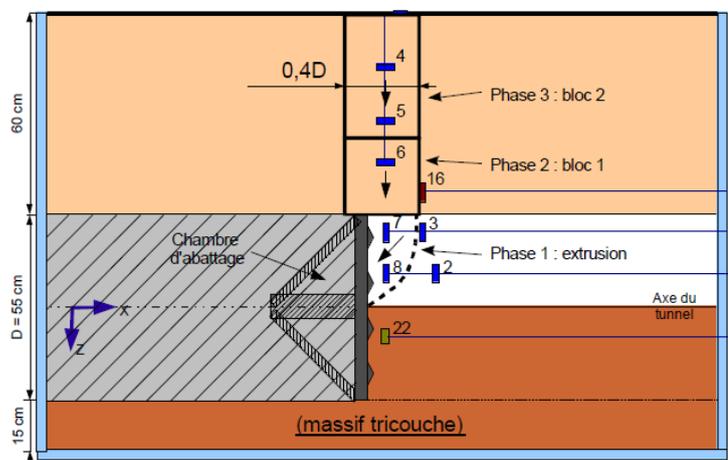


Figure I-10. Mécanisme de rupture observé pour le modèle bicouche MS2 (Berthoz, 2012).

Figure I-11. Mécanisme de rupture observé pour le modèle tri-couche MS3 (Berthoz, 2012).



- ***Chen et al. (2013)***

Chen et al. ont conduit une série d'essais sur un modèle réduit de tunnel de 1.0m de diamètre, creusé dans un massif sableux, pour différentes épaisseurs de couverture, soit des rapports  $C/D$  de 0.5, 1.0 et 2.0. Pour chaque essai, la pression ultime au front et les tassements sont mesurés. Ils ont montré que la rupture a lieu par un effondrement local qui met en vigueur l'effet de voûte. Avec le temps, la rupture s'étend à la surface sous forme d'un effondrement global. Quant à la pression au front, ils ont noté qu'elle augmente lorsque le rapport  $C/D$  augmente, et devient constante pour des rapports  $C/D$  supérieurs à 1.0. Aussi, ces chercheurs ont comparé les résultats expérimentaux à ceux issus de modèles équivalents en éléments finis (Chen et al., 2013 ; Vermeer et al., 2002), en équilibre limite (Anagnostou et Kovari, 1994 ; Anagnostou, 2012) et analytiques (Leca and Dormieux, 1990 ; Mollon et al., 2010). Ces résultats seront discutés dans le Chapitre II.

### I.4.2 Approches en équilibre limite

Les méthodes de calcul en équilibre limite considèrent l'équilibre d'un bloc rigide en glissement à l'avant du front de taille avec la résistance du sol au cisaillement au niveau des surfaces de glissement, en écrivant le bilan des efforts exercés sur ce bloc. Or un problème se pose au niveau de la détermination de la contrainte verticale  $q$  que le bloc en mouvement subit (figure I-10.a). Pour de faibles profondeurs, cette pression serait égale au poids des terres au-dessus ; dans le cas contraire, elle serait calculée par la formule du silo de Terzaghi (1943) qui prend en compte l'effet de voûte.

Plusieurs méthodes furent développées [e.g. Anagnostou et Kovari (1994) et Broere (1998, 2001)] : elles sont basées sur le mécanisme de rupture tridimensionnel de Horn (1961) et utilisent la méthode de Terzaghi pour déterminer la charge verticale de chargement  $q$  (figure I-10.b). Notons que le mécanisme de rupture de Broere (2001) présente une amélioration du mécanisme de Horn (1961) en considérant des sols multicouches.

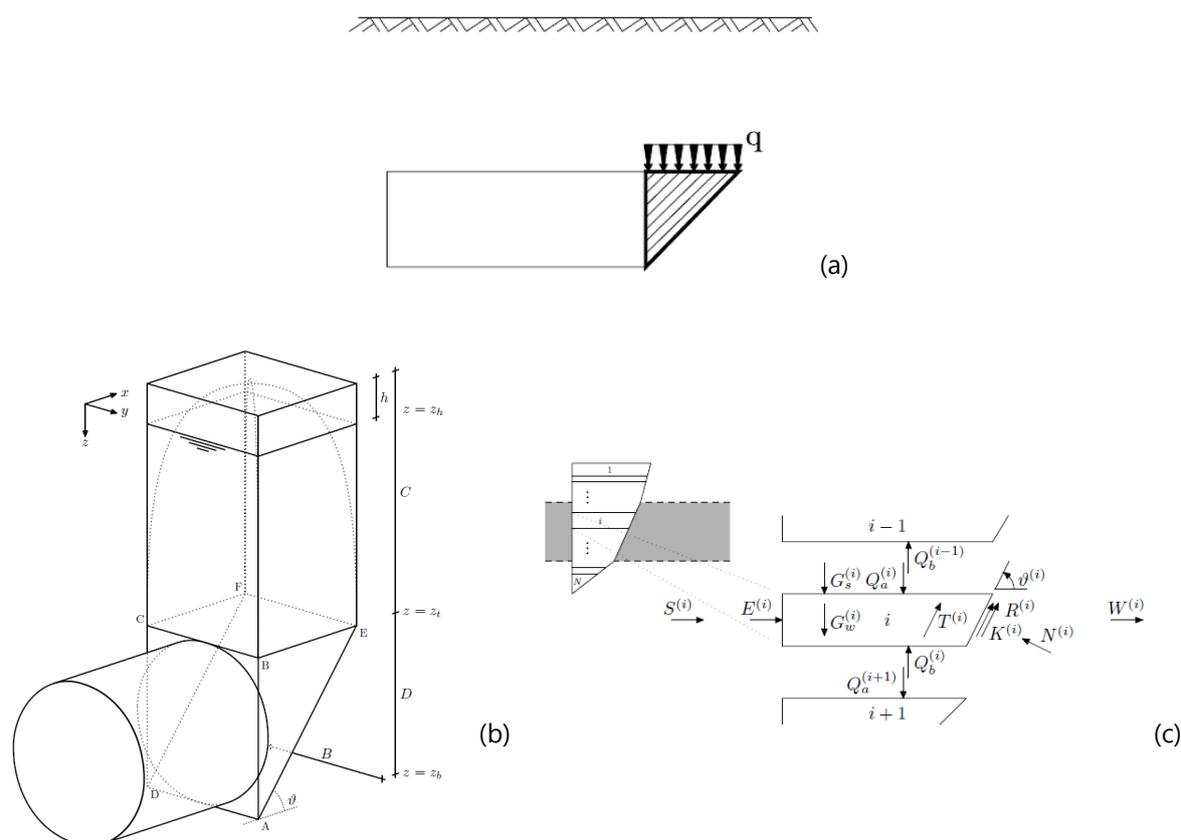


Figure I-12. a) Analyse en équilibre limite (Horn, 1961) ; b) et c) Extension par Broere (2001) du mécanisme de rupture en équilibre limite développé par Horn (1961) aux cas de sols multicouches.

### I.4.3 Approches en analyse limite

Les approches en analyse limite permettent d'encadrer le domaine de chargement potentiellement supportable ou admissible d'un système donné en vue du critère de résistance du matériau qui le constitue. Une première méthode dite statique, consiste à déterminer les champs de contraintes statiquement admissibles qui vérifient le critère de résistance du matériau et elle conduit à une borne inférieure ou sécuritaire de la charge de rupture. Quant à la deuxième, dite cinématique, elle est basée sur le développement de mécanismes de rupture virtuels et donne une borne supérieure de la charge ultime. Lorsque les charges de rupture issues des 2 approches sont égales, la valeur trouvée correspondrait alors à la solution exacte du problème. L'approche cinématique sera présentée en particulier dans ce qui suit, vu qu'elle est utilisée pour le développement du mécanisme de rupture du front de taille étudié dans cette thèse.

#### I.4.3.1 *Approche cinématique en analyse limite par bloc rigide*

En approche cinématique par bloc rigide, la rupture est supposée avoir lieu soit par translation soit par rotation d'un corps rigide le long d'une surface de rupture de forme prédéfinie, tout en respectant le principe de normalité de Hill (1950). Ce principe stipule que le vecteur représentant le tenseur de vitesse de déformation est normal à la surface de charge. Ceci est seulement vérifié pour des sols dont l'angle de frottement interne du sol est égal à son angle de dilatance ( $\psi = \varphi$ ), i.e. pour des matériaux associés. Cette hypothèse est exacte dans le cas des sols purement cohérents, mais ne l'est pas dans le cas des sols frottants pour lesquels l'angle de dilatance est inférieur à l'angle de frottement, ce qui fait que l'analyse limite en sols frottants repose sur une hypothèse inexacte. Désormais, cette hypothèse quoique inexacte, ne remet pas en cause la rigueur des bornes obtenues mais seulement leur « proximité » avec la valeur réelle recherchée. Ceci étant et considérant une loi d'écoulement associée, un mécanisme de rupture cinématiquement admissible est défini tel que l'angle entre le vecteur vitesse et la surface de glissement est égal à l'angle de frottement interne du sol,  $\varphi$ . La puissance des forces extérieures et la puissance dissipée dans les zones plastiquement déformées sont alors égalisées. L'extremum de la charge de rupture ainsi obtenu n'est autre qu'une borne supérieure (i.e. un majorant) de la charge de rupture.

### I.4.3.2 Modèles analytiques existants

Plusieurs auteurs ont utilisé l'approche cinématique de la théorie de l'analyse limite pour l'étude de la stabilité du front de taille des tunnels, cette dernière devant être assurée par une pression appliquée au front au cas où le tunnel est creusé par tunnelier à front pressurisé.

Leca et Dormieux (1990), Wong et Subrin (2006) et Subrin et al. (2009) ont proposé des mécanismes de rupture 3D. Le modèle développé par Leca et Dormieux (1990) est basé sur un mouvement en translation de deux blocs tronconiques à section circulaire et il est défini par un seul paramètre géométrique. Wong et Subrin (2006) et Subrin et al. (2009), quant à eux, leur mécanisme est à deux paramètres et implique la rotation d'un bloc de sol rigide limité par deux spirales logarithmiques dans le plan longitudinal, et par un cercle dans chaque plan de rotation (figure I-11). Ce mécanisme, tout comme celui de Leca et Dormieux (1990), ne permet pas d'impliquer la totalité du front de taille dans la rupture, son intersection avec ce dernier étant elliptique et non circulaire.

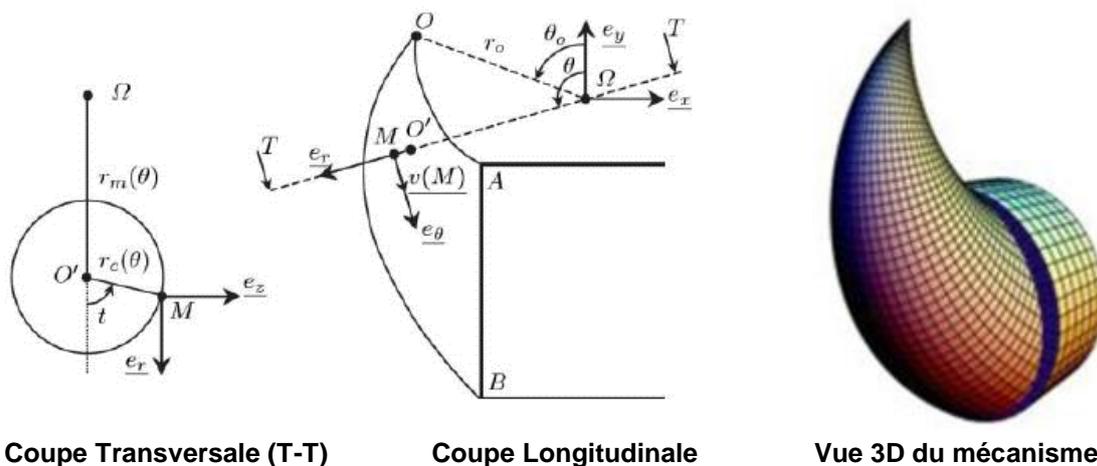


Figure I-13. Mécanisme de rupture rotationnel 3D (Wong et Subrin, 2006 ; Subrin et al., 2009).

Plus récemment, Mollon et al. (2009b) ont amélioré le mécanisme de Leca et Dormieux (1990). Ils ont proposé un mécanisme translationnel multibloc constitué par  $n$  blocs rigides tronqués, augmentant ainsi le nombre de degrés de liberté du champ de vitesse par rapport au mécanisme de ces auteurs. Or, comme le mécanisme de Leca et Dormieux (1990), ce mécanisme, intitulé M1, est incapable de décrire une intersection complète circulaire avec le front de taille du tunnel. Une innovation dans le tracé du mécanisme fut alors introduite par ces auteurs pour surmonter ce handicap (cf. Mollon et al. 2010) : le mécanisme est généré point par point à partir de la périphérie du front de taille par une méthode de discrétisation spatiale. Cette

méthode aboutit à un nouveau mécanisme translationnel multibloc M2 dont le premier bloc en mouvement intercepte la totalité du front de taille.

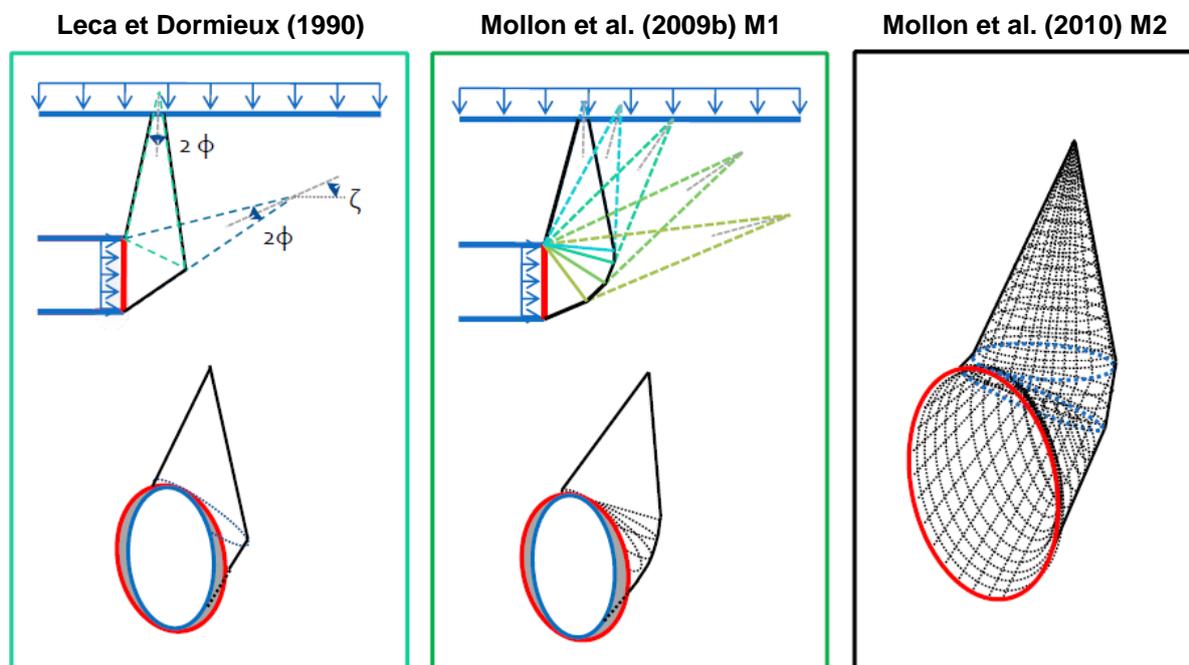


Figure I-14. Différents mécanismes de rupture translationnels (Leca et Dormieux, 1990 ; Mollon et al., 2009b, 2010).

Cependant, comme il a été déjà mentionné, les expériences menées par plusieurs chercheurs tel que Takano et al. (2006), ont montré que l'effondrement du front de taille a lieu par rotation d'un seul bloc rigide délimité par des arcs de spirales logarithmiques, et non suivant un ensemble de blocs en translation. Un nouveau mécanisme M3 fut alors développé par Mollon et al. (2011a) conformément à ces observations expérimentales.

Tous ces mécanismes s'intéressent aux sols monocouches et homogènes. Or en réalité, un sol est bien loin d'être uniforme. Pour cela, dans cette thèse, le dernier mécanisme développé par Mollon et al. (2011a), soit le mécanisme M3 ou « Corne », est choisi pour être étendu aux cas de sols multicouches [cf. Chapitre II et Ibrahim et al. (2015)] et aux sols présentant une variabilité spatiale (cf. Chapitres III et IV).

#### I.4.3.3 Présentation du Mécanisme Corne M3 (Mollon et al., 2011a)

Mollon et al. (2011a) ont établi un nouveau mécanisme de rupture pour étudier la stabilité du front de taille en cours d'excavation pour des sols homogènes frottants (avec ou sans cohésion). Ce mécanisme s'applique aussi bien à la rupture par effondrement qu'à la rupture par

refoulement, mais seul le premier cas est objet d'intérêt dans ce travail de thèse.

Il s'agit d'un mécanisme 3D délimité par deux spirales logarithmiques (dans le plan central vertical passant par l'axe longitudinal du tunnel) ayant un même centre  $O$ . Il opère un mouvement de rotation avec une vitesse angulaire uniforme  $\omega$  autour de l'axe horizontal passant au travers du point  $O$ .

Le mécanisme de rupture est construit de manière à intercepter la totalité du front de taille circulaire, tout en respectant la condition de normalité, c.à.d. de telle sorte que le vecteur vitesse fasse un angle  $\varphi$  avec la surface de glissement, en tout point.

Afin de pouvoir prendre en compte la totalité du front de taille, il est nécessaire de passer par une discrétisation spatiale et de définir le mécanisme « point par point » au lieu d'utiliser des formes géométriques prédéfinies (figure I-14). Une première discrétisation consiste à découper le contour du front de taille circulaire par un nombre de points également répartis (figure I-13.a). Une seconde discrétisation consiste à découper le mécanisme par une succession de plans radiaux inclinés qui se rencontrent tous au point  $O$  (figure I-13.b).

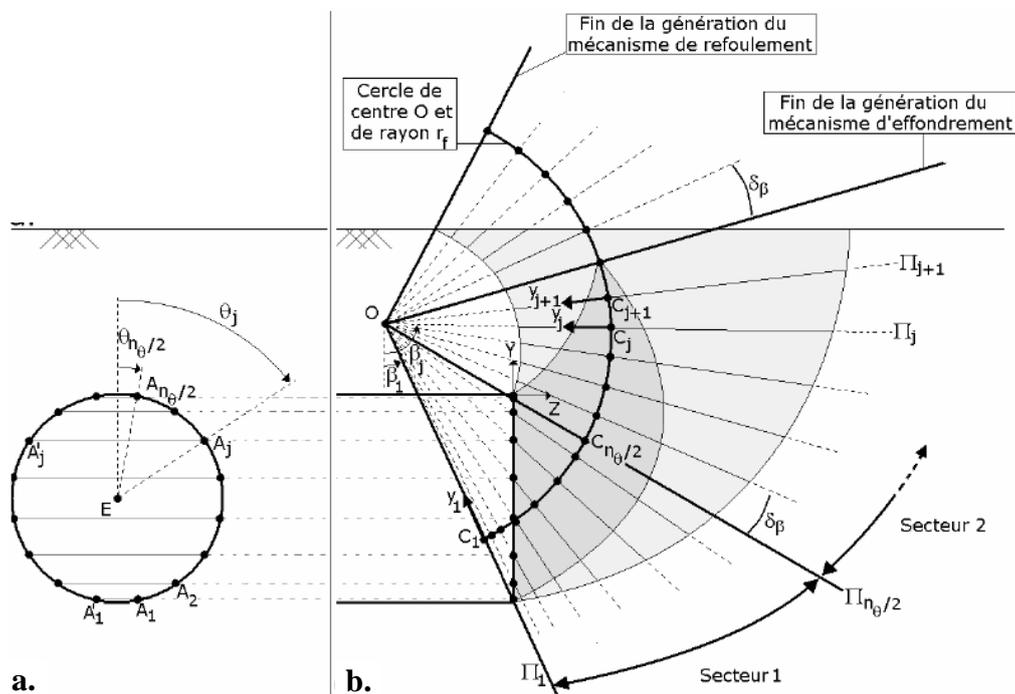
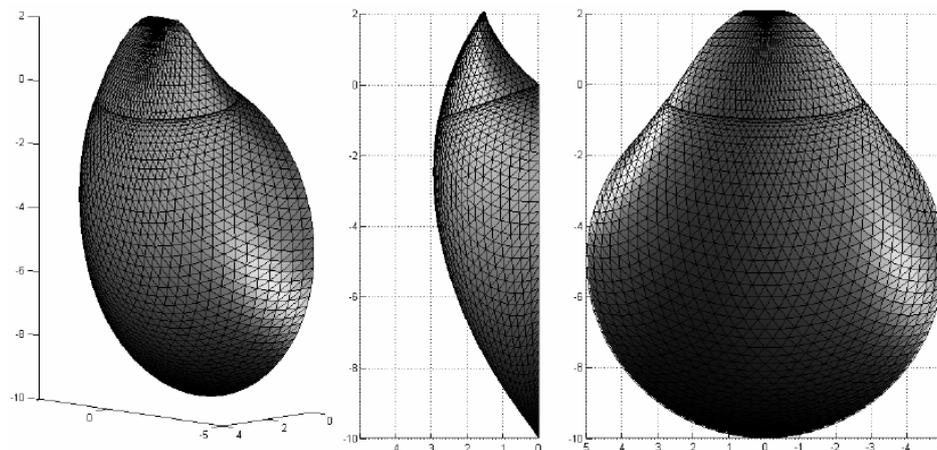


Figure I-15. Technique de discrétisation du mécanisme M3 (poussée et butée) (issue de Mollon et al., 2011a).

La surface de rupture 3D est alors construite « point par point », par génération successive d'ensembles de points dans un plan radial donné à partir d'un ensemble de points aux coordonnées connues dans un plan radial précédent, jusqu'à atteindre l'extrémité du mécanisme. La position d'un nouveau point est recherchée à partir des coordonnées connues de deux points existants du plan radial précédent, en respectant la condition de normalité : la normale à la facette reliant les 3 points doit faire un angle  $\pi/2 + \varphi_i$  avec le vecteur vitesse. Les points ainsi générés sont reliés entre eux par des facettes triangulaires élémentaires dont l'ensemble constitue la surface de rupture (figure I-14). Le détail du développement mathématique de ce mécanisme est donné en Annexe A.



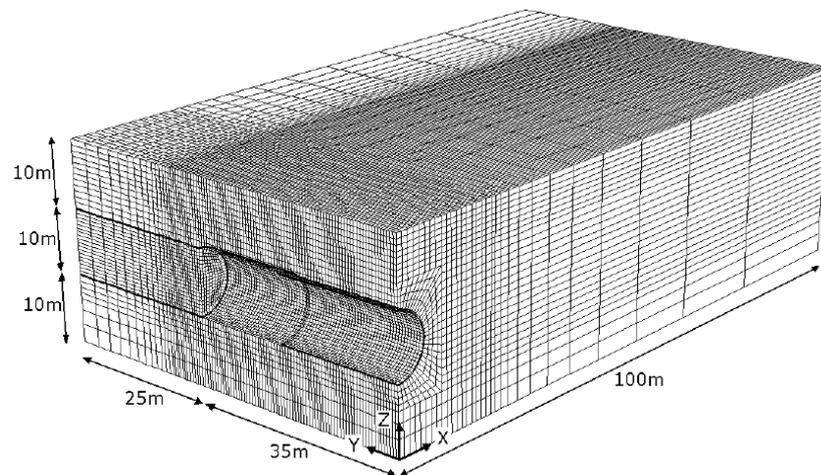
**Figure I-16. Exemple d'un mécanisme d'effondrement critique pour un sol purement frottant avec  $\varphi=30^\circ$  (issue de Mollon et al., 2011a).**

#### I.4.4 Approches numériques

Ces dernières années, la modélisation numérique des tunnels creusés par bouclier pressurisé a été largement utilisée, notamment en 3D que ce soit en éléments finis ou en différences finies (Karim, 2007 ; Funatsu et al., 2008 ; Chen et al., 2011 ; etc.).

Différents niveaux de complexité ont été considérés dans les modélisations numériques : des modèles simples qui tiennent compte seulement de la décompression du sol due à la pression du fluide de soutènement au front de taille ; et des modèles plus fins, voire plus complexes, qui prennent en considération la surcoupe, la conicité de la jupe, la pression d'injection en arrière du bouclier pressurisé, etc. Les modélisations simples sont utilisées en général pour étudier le comportement global du massif tel que les mécanismes de rupture au front de taille et la pression de rupture. Divers chercheurs ont recours à cette approche pour comparer leurs

résultats à ceux issus d'expériences sur modèles réduits tels que Chen et al. (2013) et Berthoz et al. (2012). En revanche, les modèles plus détaillés (e.g. Figure I-15) visent à prendre en compte les étapes de construction et l'influence des différents procédés mis en œuvre par le tunnelier sur le massif (Galli et al., 2004 ; Kim et Tonon, 2010 ; Mollon et al., 2013a).



**Figure I-17. Modèle T2 tenant compte de la surcoupe et de la conicité de la jupe (Mollon et al., 2013a).**

Suite à des modèles 3D en différences finies, Dias et al. (2008) ont montré que les formes des surfaces de rupture des mécanismes analytiques proposés par Leca et Dormieux (1990) ne sont pas très fiables surtout au niveau de leur intersection avec le front de taille.

Vermeer et al. (2002) ont eux aussi conduit des modélisations numériques mais par éléments finis en 3D. La pression à la rupture est déterminée en réduisant à pas progressifs la pression appliquée et en notant les déplacements au front, en un ensemble de points de contrôle (figure I-16). Ils ont mis en évidence l'effet voûte qui se manifeste pour des sols ayant un angle de frottement supérieurs à  $20^\circ$  (figure I-17). De même, ils ont montré que la profondeur relative du tunnel ( $C/D$ ) n'a pas beaucoup d'influence sur la stabilité du front de taille, conformément aux observations expérimentales de Chambon et Corté (1994).

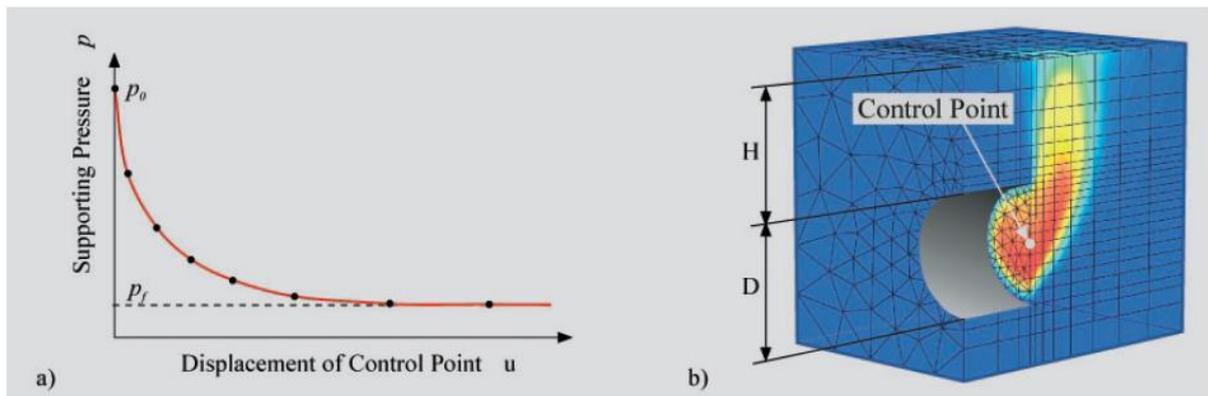


Figure I-18. a) Déplacement au front en un point de contrôle donné en fonction de la pression appliquée ; b) déformations en cisaillement à la rupture (Vermeer et al., 2002).

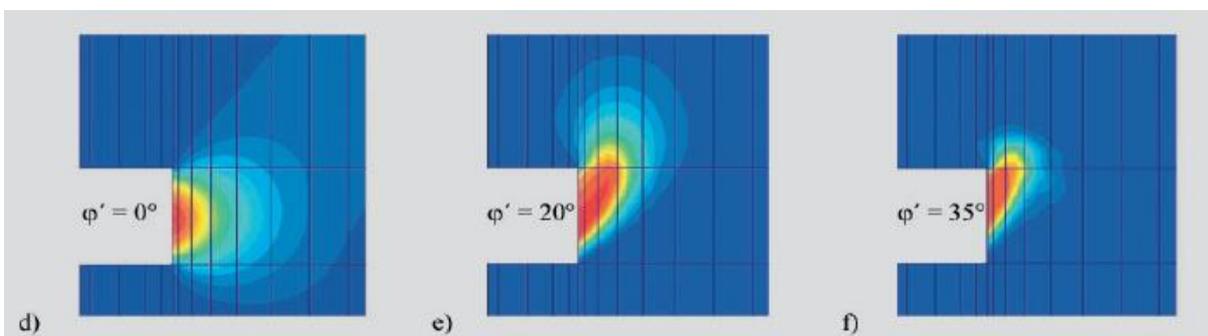


Figure I-19. Surfaces de rupture pour différents angles de frottement (Vermeer et al., 2002).

Demagh et al. (2008) ont discuté l'influence de l'angle de dilatance sur les pressions limites et les mécanismes de rupture. Ces auteurs ont montré, d'après leurs modèles numériques aux différences finies que le caractère associé de la loi d'écoulement n'a pas une influence majeure sur les résultats des calculs numériques. En fait, dans le cas de la rupture par effondrement, considérer une loi d'écoulement associée entraînerait une faible erreur sur la pression ultime (inférieure à 7%). Sur ce, cette hypothèse peut être adoptée si nécessaire dans les modèles numériques par analogie aux modèles analytiques en analyse limite.

Une dernière approche peut être également citée, celle de combiner la méthode des éléments finis et les méthodes de l'analyse limite (Augarde et al., 2003 ; Yamamoto et al., 2009 ; Abbo et al., 2009). Elle permet d'obtenir des bornes rigoureuses de la pression limite tout en étant capable de traiter de géométries complexes grâce à une discrétisation en éléments finis.

## I.5 Mouvements engendrés par le creusement d'un tunnel

Lors du creusement d'un tunnel, l'équilibre interne du massif environnant est perturbé, provoquant un changement de l'état de contraintes et de déformations. Des mouvements apparaissent alors dans le sol au voisinage direct de l'excavation et peuvent se propager vers la surface. L'ampleur et l'étendue de ces mouvements dépendent essentiellement de la nature du sol, de la technique de creusement et de la hauteur de couverture au-dessus de l'excavation. Plusieurs facteurs contribuent à la génération de ces mouvements. Par exemple, pour le cas de creusement au tunnelier, l'AFTES (1999) attribue 10% à 20% des tassements en surface à la perte de sol au front de taille, 40% à 50% au vide annulaire laissé par le bouclier et 30% à 40% à l'échappement de la jupe. Reste les déplacements dus à la déformation du soutènement mais ils sont généralement négligeables. Selon Mair et Taylor (1997), l'ensemble de ces pertes de volume est estimé à 0.5% en terrains sableux, 1 à 2% en terrains argileux et 2 à 4% en terrains mixtes. En contrepartie, en cas d'excavation conventionnelle, les mouvements qui ont lieu dépendent de la succession des différentes phases des travaux, le renforcement du front de taille, le système de soutènement provisoire adopté et l'installation du revêtement final tel que le coulage du radier.

L'excavation d'un tunnel implique (figure I-24) :

- (i) un mouvement d'extrusion du front dans la direction longitudinale (horizontale) parallèle à l'axe du tunnel,
- (ii) un déplacement axial vertical (ou préconvergence) à l'arrière du front de taille et le long de l'axe longitudinal passant par la tête du tunnel,
- (iii) une convergence radiale de la section en arrière du front de taille dans la direction transversale, perpendiculairement à l'axe du tunnel.

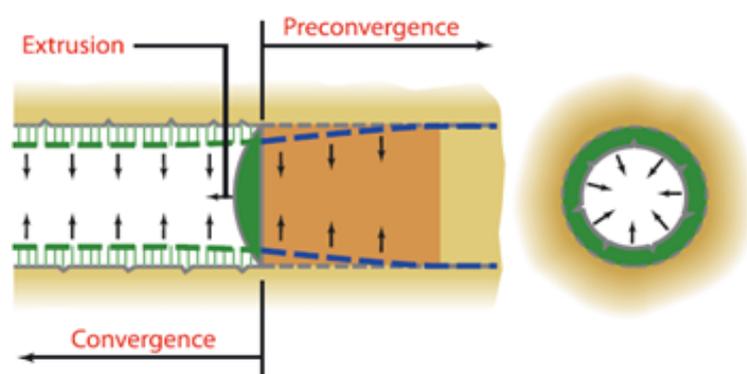


Figure I-20. Les trois types de déplacements affectant le tunnel excavé (Lunardi, 2008).

Ces mouvements sont dus à une perte de volume qui, avec le temps et pour de faibles hauteurs de couverture, pourrait atteindre la surface et provoquer une dépression 3D appelée cuvette de tassement (Schlosser, 1989) ou même aboutir à une rupture en bloc de toute la couverture (Chapeau, 1991). Les dimensions de la cuvette dépendent du type de sol, de la hauteur de couverture et du diamètre du tunnel.

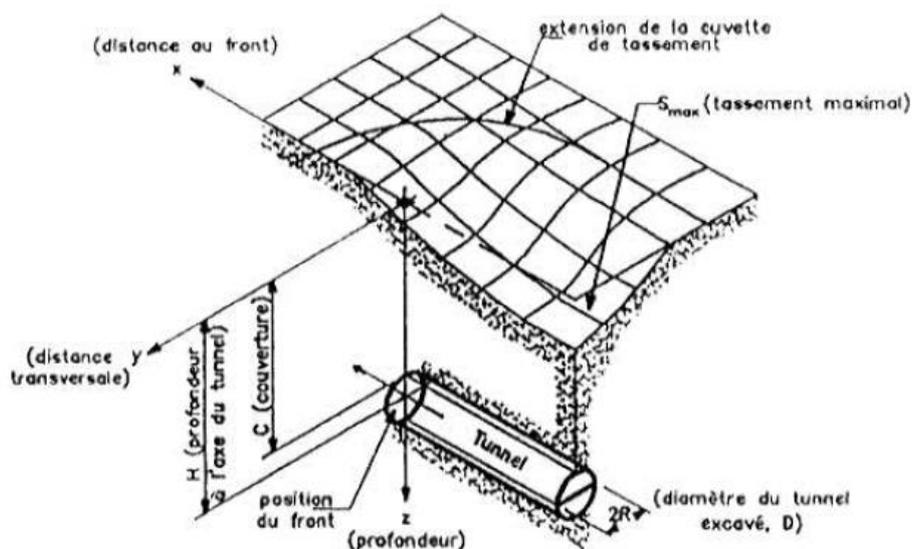
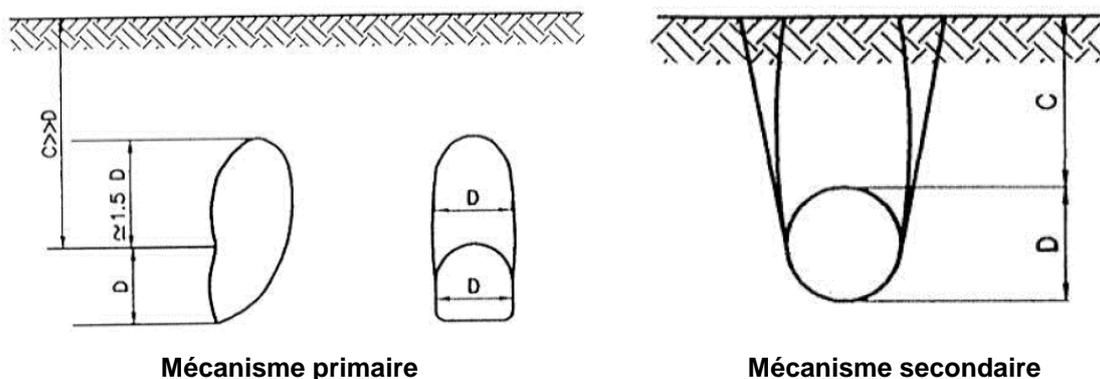


Figure I-21. Cuvette de tassement 3D (Leblais et al., 1995).

Les essais et observations in situ de Pantet (1991) montrent que la transmission des déplacements à la surface se fait en deux temps (figure I-26). En un premier temps, une zone de déformation se forme atteignant une hauteur de 1 à 1.5D au-dessus de l'excavation. Si la hauteur de la couverture est faible, un deuxième mécanisme se développe et se traduit par la formation d'un bloc rigide limité par 2 bandes de cisaillement, comme celui qui est décrit par Chapeau (1991).



Mécanisme primaire

Mécanisme secondaire

Figure I-22. Mécanismes primaire et secondaire (Pantet, 1991).

En plus des tassements, des déplacements horizontaux sont provoqués pendant le creusement du tunnel et sont mesurés in situ à l'aide d'inclinomètres. Selon Bernat (1996) et Ollier (1997), l'observation des déformations dans la direction transversale montre que le terrain situé sous le radier est peu perturbé, et que le terrain situé en surface a tendance à converger vers le centre de la cuvette de tassement.

Pour des hauteurs de couverture plus importantes, Lunardi (1997) évoque l'effet de voûte qui réduit la transmission des effets du creusement à la surface et permet la tenue d'espaces vides dans le souterrain. La manifestation de cet effet dépendrait de l'état de contraintes au sein du massif ainsi que des propriétés de résistance et de déformabilité du sol.

Cording et Hansmire (1977), suite à des mesures prises du chantier du métro Washington D.C., ont montré que le déplacement vertical maximal a lieu au niveau de la clé du tunnel tandis que le déplacement horizontal est maximal en surface.

Des approches empiriques, analytiques et numériques ont été développées pour étudier et évaluer les mouvements affectant le massif de sol. Une récapitulation des ces différentes approches sont présentées par Dias (1999).

**PARTIE B**

**PRINCIPES ET METHODES D'ANALYSE PROBABILISTE**

## **I.6 Origines de la variabilité en géotechnique**

Selon Kulhawy (1992), trois sources d'incertitudes sont distinguées en géotechnique :

- (i) la variabilité naturelle du sol qui est une propriété intrinsèque aux formations géologiques, reliée aux processus de genèse et d'évolution de ces dernières.
- (ii) l'erreur de mesure qui est reliée à l'échantillonnage et aux activités de reconnaissance de terrain, comme les erreurs dues aux appareils de mesure, à l'opérateur, au manque de connaissance liée à des mesures ou des reconnaissances géotechnique incomplètes, etc.
- (iii) l'erreur de modélisation qui réside dans l'interprétation des résultats des essais, leur conversion en paramètres géotechniques et l'approximation du comportement réel des sols par des modèles théoriques.

Dans le cadre de cette thèse, seule la variabilité naturelle du sol sera prise en compte dans l'étude probabiliste et fiabiliste de la stabilité du front de taille.

## **I.7 Quantification de la variabilité spatiale des propriétés du sol**

La variabilité spatiale d'une propriété géotechnique donnée est caractérisée par 3 paramètres statistiques, soient la moyenne, la variance (ou l'écart-type ou le coefficient de variation) et la distance d'autocorrélation (ou la fonction d'autocorrélation) (VanMarcke, 1977).

Les deux premiers paramètres, appelés aussi premiers moments statistiques, permettent de représenter une propriété du sol par une variable aléatoire qui suit une certaine distribution statistique.

Si en plus, la distance d'autocorrélation est prise en compte, la propriété étudiée est alors modélisée par un champ aléatoire qui reflète la variabilité spatiale du sol. En d'autres termes, la valeur numérique d'une propriété en un point dépendrait de la position de ce dernier.

La détermination de ces paramètres requiert la réalisation d'études statistiques sur les résultats d'investigations géotechniques comportant des essais in-situ et/ou de laboratoire. Phoon et Kulhawy (1996), ont montré que les résultats issus d'essais in-situ manifestent une variabilité supérieure à celle des résultats obtenus à partir d'essais de laboratoire, vu que ces derniers permettent un meilleur contrôle de la qualité des mesures.

### **I.7.1 Lois de distribution**

Les différentes lois de distribution utilisées pour modéliser les propriétés du sol sont reportées dans la littérature (Griffiths and Fenton, 2001 ; Griffiths *et al.*, 2002 ; Fenton and Griffiths, 2002, 2003, 2005 ; Fenton *et al.*, 2003). La loi de distribution log-normale est la plus recommandée pour représenter le module d'Young, le coefficient de Poisson, les paramètres de cisaillement, du fait que ces grandeurs n'admettent que des valeurs strictement positives.

### **I.7.2 Coefficient de variation**

Selon Phoon et Kulhawy (1999), les coefficients de variation sont censés représenter la variabilité naturelle intrinsèque du sol uniquement. Or les valeurs trouvées dans la littérature la surestiment étant donné que la variabilité qui est due aux erreurs de mesures et aux erreurs de modélisation s'ajoute à cette dernière, d'où la difficulté de cerner la variabilité naturelle intrinsèque des sols.

#### **I.7.2.1 Cohésion**

Cherubini *et al.* (1993) ont trouvé que la variabilité diminue avec l'augmentation de la cohésion du sol et ont recommandé un intervalle de 12% à 45% pour des argiles raides. Quant aux argiles molles, elles présentent une plus grande variabilité avec un coefficient de variation pouvant atteindre 80%. Des valeurs typiques de coefficients de variation de la cohésion du sol sont données dans le tableau I-2.

Phoon et Kulhawy (1999) ont trouvé à partir d'une série d'essais in-situ et d'essais de laboratoire que le coefficient de variation de la cohésion, dû à la variabilité naturelle uniquement, varie entre 10% et 55%. Ils ont montré aussi l'influence du type d'essai sur les valeurs du coefficient de variation. Par exemple, pour un même type d'argile (London Clay), le coefficient de variation varie entre 10% et 30% pour des essais triaxiaux UU et entre 20% et 40% pour des essais triaxiaux CU.

Tableau I-1. Valeurs du coefficient de variation de la cohésion du sol.

Auteurs	COV(c) (%)
Lumb (1972)	30 - 50 (test UC) 60 - 85 (argile extrêmement variable)
Morse (1972)	30 - 50 (test UC)
Fredlund et Dahlman (1972)	30 - 50 (test UC)
Lee et al. (1983)	20 - 50 (Argiles) 25 - 30 (Sables)
Ejezie et Harrop-Williams (1984)	28 - 96
Cherubini et al. (1993)	12 - 145 (Argile moyenne à forte)
Lacasse et Nadim (1996)	5 - 20 (argile - essai triaxial) 10 - 30 (limon argileux)
Phoon et Kulhawy (1999)	10 - 30 (test UU, London Clay) 20 - 40 (test UC, London Clay)
Duncan (2000)	13 - 40

### I.7.2.2 L'angle de frottement interne

Phoon et Kulhawy (1999) ont montré que l'intervalle du coefficient de variation est plus restreint pour les angles de frottement interne du sol que celui de la cohésion. Pour des sols ayant un angle de frottement entre 20° et 40°, le coefficient de variation est compris entre 5% et 15%. Des valeurs typiques du coefficient de variation de l'angle de frottement interne du sol sont données dans le tableau I-3.

Tableau I-2. Valeurs du coefficient de variation de l'angle de frottement interne du sol.

Auteurs	COV( $\phi$ ) (%)	Types de sol
Lumb (1966)	9	Différents types de sols
Harr (1987)	7 - 12	Gravier Sable
Wolff (1996)	16	Argile
Lacasse and Nadim (1996)	2 - 5	Alluvial
Phoon and Kulhawy (1999)	5 - 11 4 - 12	Sable

Il est bien clair que le coefficient de variation de la cohésion est nettement supérieur à celui de l'angle de frottement. Ceci pourrait être dû aux échantillons en soi, surtout qu'il est bien connu

que les argiles sont beaucoup plus vulnérables que les sols frottants, vu l'influence du degré de remaniement des échantillons, de leur manipulation au laboratoire, de leur teneur en eau ainsi que de la profondeur de l'échantillon sur les résultats de cohésion.

### **I.7.2.3 Le module d'Young et le coefficient de Poisson**

La variabilité des propriétés élastiques des sols est d'autant plus importante que ces dernières sont faibles (Bauer et Pula, 2000). Les valeurs du coefficient de variation du module d'Young mentionnées dans la littérature varient entre 2% et 50% (Baecher et Christian, 2003 ; Nour et al., 2002). Phoon et Kulhawy (1999) proposent d'adopter une valeur de 30%. En ce qui concerne le coefficient de Poisson, il apparaît que sa variabilité pourrait être négligée dans les calculs de tassement, surtout qu'il n'existe pas d'informations suffisantes sur son coefficient de variation. Des valeurs typiques du coefficient de variation du module d'Young du sol sont données dans le tableau I-4.

**Tableau I-3. Valeurs du coefficient de variation du module d'Young du sol.**

<b>Auteurs</b>	<b>COV(E) (%)</b>
<b>Baecher et Christian (2003)</b>	2 - 42
<b>Nour et al. (2002)</b>	40 - 50
<b>Bauer et Pula (2000)</b>	15
<b>Phoon et Kulhawy (1999)</b>	30

### **I.7.3 Coefficient de corrélation**

Le coefficient de corrélation entre deux paramètres de sol mesure le degré de dépendance entre ces paramètres. La corrélation entre les paramètres de cisaillement du sol ( $c$  et  $\phi$ ) varie entre -0.49 et -0.24 selon Yuceman et al. (1973) et elle est de -0.47 selon Wolff (1985) et de -0.61 selon Cherubini (2000). Concernant la corrélation entre les paramètres élastiques du sol ( $E$  et  $\nu$ ), Bauer et Pula (2000) ont suggéré une corrélation négative entre ces deux paramètres.

### **I.7.4 Fonctions et distances d'autocorrélation**

La distance d'autocorrélation est un paramètre qui décrit la variabilité spatiale naturelle d'une propriété du sol. Il donne une indication sur l'étendue spatiale au sein de laquelle les valeurs de la propriété montrent une forte corrélation entre elles.

Une grande valeur de la distance d'autocorrélation implique une faible variation des propriétés du sol dans l'espace, alors qu'une petite valeur dessine un espace fortement disséqué.

Les distances d'autocorrélation horizontale sont généralement comprises entre 5 et 40m tandis que les distances dans la direction verticale sont nettement plus petites et varient entre 1 et 6m. Des valeurs typiques de distances d'autocorrélation horizontale et verticale sont données dans le tableau I-5.

**Tableau I-4. Valeurs de distances d'autocorrélation horizontale et verticale.**

Auteurs	Distance d'autocorrélation verticale (m)	Distances d'autocorrélation horizontale (m)
Chiasson et al. (1995)	2	-
Soulie et al. (1990)	3	7 - 30 (Sol argileux)
Popescu (1995)	-	12 (Sable) 5 (Sol argileux)
Lacasse et Nadim (1996)	3 - 1	5 - 38
Phoon et Kulhawy (1999)	0.5 - 6 (la majorité entre 1 - 2)	40 - 60

Des fonctions d'autocorrélation sont utilisées pour représenter la dépendance des valeurs d'une propriété pour différentes positions dans l'espace (Vanmarcke 1983) (tableau I-6). Les méthodes d'identification de ces fonctions sont abordées entre autres dans Fenton (1999). En fait, des mesures sont effectuées pour une propriété de sol donnée. Ces mesures sont équidistantes de  $\Delta u$ , sachant que cette distance doit être inférieure à la distance d'autocorrélation (Degroot et Baecher, 1993 ; Fenton, 1999). Ceci rend l'identification des distances d'autocorrélation exhaustive, nécessitant des campagnes d'investigation très denses comportant un grand nombre d'essais. Donc, pour un nombre  $n$  de mesures équidistantes de  $\Delta u$ , la valeur du coefficient d'autocorrélation  $\rho$  entre deux valeurs  $Z(X_i)$  et  $Z(X_{i+k})$  de la propriété  $Z$ , distantes de  $k \cdot \Delta u$  est donnée par (Fenton, 1999) :

$$\rho(k \cdot \Delta u) = \frac{1}{(n - k) \cdot \sigma_Z^2} \sum_{i=1}^{n-k} (Z(X_i) - \mu_Z)(Z(X_{i+k}) - \mu_Z) \quad (I-1)$$

$\mu_Z$  et  $\sigma_Z$  sont respectivement la moyenne et l'écart-type de la propriété  $Z$  ;  $X_i$  et  $X_{i+k}$  sont les coordonnées des 2 points considérés et distants de  $k \cdot \Delta u$  ;  $i$  est un indice compris entre 0 et  $n-k$

et  $k$  est le nombre de pas compris entre 0 et  $K$ . Box et Jenkins (1970) recommandent d'adopter une valeur de  $K=n/4$ .

Les valeurs de  $\rho$  obtenues pour différentes distances  $k.\Delta u$  constituent un diagramme expérimental d'autocorrélation appelé auto-corrélogramme. Cet auto-corrélogramme expérimental est alors ajusté selon des modèles théoriques d'autocorrélation (tableau I-6) qui mettent en vigueur la décroissance de la fonction d'autocorrélation de l'unité, au voisinage de l'origine, jusqu'à zéro (Vanmarcke, 1983 ; Popescu, 1995 ; Degroot, 1996 ; Hegazy et al., 1996 ; Ural, 1996 ; Fenton et Griffiths, 2002, 2003 ; Pula et Shahrour 2003).

**Tableau I-5. Différents types de fonction d'autocorrélation.**

Type	Fonction d'autocorrélation
Triangulaire	$\rho_k = \begin{cases} 1 - \frac{ k.\Delta u }{a} & \text{si }  k.\Delta u  \leq a \\ 0 & \text{si }  k.\Delta u  > a \end{cases}$
Exponentiel du premier ordre	$\rho_k = \exp\left(-\frac{ k.\Delta u }{a}\right)$
Exponentiel du second ordre	$\rho_k = \exp^2\left(-\frac{ k.\Delta u }{a}\right)$

Dans le cadre de ce travail de recherche, des fonctions d'autocorrélation exponentielles du second ordre sont adoptées vu qu'elles sont les plus utilisées en géotechnique (Propescu et al., 2005). Dans un domaine 3D,  $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$  sont les distances d'autocorrélation dans les 2 directions horizontales et celle verticale. Sur ce, la dépendance de deux valeurs du champ  $Z$  en deux points distincts du sol,  $X_1(x_1, y_1, z_1)$  et  $X_2(x_2, y_2, z_2)$  est définie par :

$$\rho(X_1, X_2) = \exp^2\left(-\frac{|x_1 - x_2|}{L_x} - \frac{|y_1 - y_2|}{L_y} - \frac{|z_1 - z_2|}{L_z}\right) \quad (\text{I-2})$$

## I.8 Discrétisation des champs aléatoires

La dépendance spatiale des propriétés du sol est modélisée sous forme de champs aléatoires. Comme il a été déjà mentionné, un champ aléatoire est défini par une fonction d'autocorrélation en plus de la loi de distribution statistique. Ce champ aléatoire est alors introduit dans les modèles de calcul soit sous une forme de fonction continue soit sous forme discrétisée. Par

exemple, la variabilité spatiale d'une propriété donnée du sol est prise en compte dans un modèle aux éléments finis en affectant à chaque maille (ou volume de sol) du modèle une valeur générée en fonction de sa position dans l'espace, suivant la loi de distribution et la fonction d'autocorrélation définissant le champ.

Plusieurs méthodes existent pour discrétiser ou générer un champ aléatoire. Trois catégories principales sont distinguées :

- (i) discrétisation par valeurs ponctuelles : ces méthodes consistent à appliquer directement une valeur discrète en des points spécifiques, soit au centroïde de l'élément (Mid-Point method), soit aux nœuds du maillage (Nodal Point method).
- (ii) discrétisation par valeurs moyennes : ces méthodes ont recours à un moyennage spatial du champ sur les éléments du modèle (Vanmarcke et Grigoriou, 1983).
- (iii) discrétisation par développements en séries : ces méthodes sont utilisées pour représenter le champ aléatoire en une série de variables aléatoires, comme la méthode d'expansion en séries orthogonales (OSE), la méthode de discrétisation par estimation linéaire optimale (EOLE) et la méthode de Karhunen-Loeve (K-L).

Les deux premières catégories donnent des solutions non optimales pour la discrétisation des champs aléatoires étant donné qu'elles nécessitent un grand nombre de variables aléatoires qui est fonction de la taille du modèle déterministe. Les développements en séries quant à eux, résolvent ce problème vu qu'elles se contentent d'un nombre optimal de variables aléatoires. Pour cela, les méthodes de discrétisation par K-L et EOLE sont choisies pour la génération des champs aléatoires dans le cadre de ce travail de recherche, et seront présentées dans ce qui suit.

### **I.8.1 Méthode de Karhunen-Loeve (KL)**

Comme il a été déjà mentionné, tout champ aléatoire est défini par une loi de distribution et une fonction d'autocorrélation. Les champs aléatoires à générer dans cette thèse, sont des champs tridimensionnels qui suivent une loi de distribution log-normale  $Z$  de moyenne  $\mu$  et d'écart-type  $\sigma$ . La moyenne et l'écart-type du champ  $\ln(Z)$  normalement distribué sont respectivement notés  $\mu_{\ln Z}$  et  $\sigma_{\ln Z}$  et sont donnés par :

$$\sigma_{\ln Z} = \sqrt{\ln \left( 1 + \frac{\sigma^2}{\mu^2} \right)} \quad \text{(I-3)}$$

$$\mu_{\ln Z} = \ln(\mu) - \frac{1}{2}\sigma_{\ln}^2 \quad (\text{I-4})$$

La fonction d'autocorrélation exponentielle du second ordre entre deux points  $X_1(x_1, y_1, z_1)$  et  $X_2(x_2, y_2, z_2)$  s'écrit :

$$\rho(X_1, X_2) = \exp \left[ - \left( \frac{|x_1 - x_2|}{L_{\ln x}} \right)^2 - \left( \frac{|y_1 - y_2|}{L_{\ln y}} \right)^2 - \left( \frac{|z_1 - z_2|}{L_{\ln z}} \right)^2 \right] \quad (\text{I-5})$$

$L_{\ln x}$ ,  $L_{\ln y}$  et  $L_{\ln z}$  étant les distances dans les deux directions horizontales et celle verticale, selon lesquelles les valeurs de  $\ln(Z)$  sont fortement corrélées.

Le champ aléatoire ainsi défini, la méthode d'expansion en séries de Karhunen-Loeve (K-L), présentée par Spanos et Ghanem (1989), est utilisée pour l'exprimer moyennant une série tronquée par un nombre  $M$  de termes comme suit:

$$Z(X, \theta) \approx \exp \left( \mu_{\ln} + \sum_{i=1}^M \sqrt{\lambda_i} \phi_i(X) \xi_i(\theta) \right) \quad (\text{I-6})$$

$\lambda_i$  et  $\phi_i$  sont respectivement les valeurs propres et fonctions propres de la fonction de covariance  $C(X_1, X_2)$  ;  $X$  est le vecteur de coordonnées des points du domaine 3D où les valeurs de la propriété  $Z$  sont à générer ;  $\theta$  est la variable du tirage aléatoire ;  $\xi_i(\theta)$  est un ensemble de variables aléatoires normales centrées et réduites.

Les valeurs propres et fonctions propres ( $\lambda_i$  et  $\phi_i$  respectivement) de la fonction de covariance  $C(X_1, X_2)$  sont solutions de l'équation suivante :

$$\int_D C(X_1, X_2) \phi_i(X_1) dX_1 = \lambda_i \phi_i(X_2) \quad (\text{I-7})$$

Cette intégrale est résolue analytiquement pour quelques types de fonctions d'autocorrélation seulement. La solution analytique pour la fonction d'autocorrélation exponentielle ci-adoptée est donnée par Ghanem et Spanos (1991).

A noter que le nombre de termes  $M$  est choisi en fonction de la précision cible. L'estimation de l'erreur  $\varepsilon_{rr}(X)$  des valeurs générées par la série d'expansion K-L pour un nombre de termes  $M$  est donnée par (Sudret & Berveiller, 2008) :

$$\varepsilon_{rr}(X) = 1 - \left(\frac{1}{\sigma_{\ln}}\right) \sum_{i=1}^M \lambda_i \phi_i^2(X) \quad (\text{I-8})$$

### 1.8.2 Méthode de discrétisation par la méthode d'expansion de l'estimation linéaire optimale (EOLE)

La méthode dite "Expansion Optimal Linear Estimation" (EOLE) a été proposée par Li et Der Kiureghian (1993) pour la discrétisation d'un champ aléatoire. Pour ce faire, un maillage stochastique composée de  $s$  nœuds est tout d'abord défini. Ensuite la matrice d'autocorrélation qui donne la corrélation entre chaque nœud du maillage et tous les autres nœuds de ce maillage est déterminée et ce, à partir de la fonction d'autocorrélation du champ aléatoire. Si un champ log-normal  $Z^{\text{LN}}$  est considéré, la matrice d'autocorrélation log-normale  $\Sigma^{\text{LN}}$  doit être transférée à l'espace Gaussien moyennant la transformation de Nataf (Nataf, 1962). Une matrice d'autocorrélation gaussienne  $\Sigma^{\text{G}}$  est alors obtenue et elle est par suite utilisée pour discrétiser le champ aléatoire Gaussien  $Z$ , comme ce qui suit :

$$\tilde{Z}(X) = \mu_{\ln Z} + \sigma_{\ln Z} \sum_{j=1}^N \frac{\xi_j}{\sqrt{\lambda_j}} (\phi_j)^T \Omega \quad (\text{I-9})$$

$\mu_{\ln Z}$  et  $\sigma_{\ln Z}$  sont respectivement les moyenne et écart-type du champ normal  $\ln(Z^{\text{LN}})$  ;  $\lambda_j$  et  $\phi_j$  sont respectivement les valeurs propres et fonctions propres de la matrice d'autocorrélation  $\Sigma^{\text{G}}$  ;  $\Omega$  (de dimension  $(s \times 1)$ ) est le vecteur de corrélation entre les valeurs du champ en un point arbitraire  $X(x, y, z)$  et ses valeurs aux différents nœuds du maillage ;  $\xi_j$  ( $j=1, \dots, N$ ) est le vecteur des variables aléatoires normales standards et  $N$  est le nombre de de termes adopté (l'ordre d'expansion). Le nombre  $N$  est déterminé en arrangeant les valeurs propres  $\lambda_j$  par ordre décroissant et en retenant le nombre  $N$  de modes propres respectant la valeur maximale de variance de l'erreur, qui est prescrite par l'utilisateur. La variance de l'erreur est donnée par :

$$\text{Var}[Z(X) - \tilde{Z}(X)] = \sigma_{\ln Z}^2 \left\{ 1 - \sum_{j=1}^N \frac{1}{\lambda_j} ((\phi_j)^T \Omega)^2 \right\} \quad (\text{I-10})$$

$Z(X)$  et  $\tilde{Z}(X)$  sont respectivement les valeurs exacte et approximative du champ aléatoire en un point  $X$  donné et  $(\phi_j)^T$  (de dimension  $(1 \times s)$ ) est la transposée du vecteur propre  $\phi_j$ .

A noter que si un champ aléatoire log-normal  $Z^{\text{LN}}$  a été considéré, le champ aléatoire Gaussien  $\tilde{Z}(X)$  obtenu doit être transféré à l'espace log-normal.

## I.9 Analyse probabiliste d'un système

La méthode la plus directe et la plus robuste pour effectuer une analyse probabiliste de la réponse d'un système (calcul des moments statistiques de la réponse du système et/ou calcul de la probabilité de ruine pour un seuil fixé de la réponse) est celle de Monte Carlo. Cette méthode consiste à calculer la réponse du modèle déterministe pour un grand nombre de tirages aléatoires de variables d'entrée. Ce grand nombre d'appels au modèle déterministe la rend très exhaustive surtout si ce dernier présente un coût calculatoire élevé comme c'est le cas des modèles en éléments finis. Des méthodes de méta-modeling furent alors développées pour essayer de pallier un tel inconvénient et limiter le temps de calcul autant que possible. Ces méthodes consistent à remplacer le modèle déterministe complexe par un méta-modèle qui n'est autre qu'une simple équation analytique au temps de calcul quasi-instantané. La méthode de Monte Carlo est ainsi appliquée au méta-modèle sans se soucier du nombre d'appels autant élevé qu'il soit, le coût calculatoire de ce dernier étant très minime.

Dans ce qui suit, la méthode de Monte Carlo sera présentée, ainsi que trois méthodes de génération de méta-modèles, soient la méthode de surface de réponse RSM pour « Response Surface Method », la méthode du chaos polynomial PCE pour « Polynomial Chaos Expansion » et la méthode du chaos polynomial creux SPCE pour « Sparse Polynomial Chaos Expansion ».

### I.9.1 Méthode de simulation de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo est la méthode de simulation la plus robuste pour la détermination des moments statistiques et de la probabilité de défaillance d'un système.

Elle consiste à générer un grand nombre  $N$  d'échantillons de variables aléatoires  $X_i$  (variables d'entrée qui représentent des propriétés du sol par exemple) tout en respectant les lois de distribution de chacune. Chaque échantillon est injecté dans le modèle déterministe (équation analytique, modèle éléments finis, etc.) afin de calculer la réponse  $R_i$  du système en question. A partir de ces  $N$  résultats de la variable de sortie, il est possible (i) d'effectuer une étude statistique de la réponse du système, en traçant par exemple sa fonction de densité de probabilité et en calculant ses moments statistiques ; et (ii) d'évaluer la probabilité de défaillance du système en comparant les réponses du système obtenues à un seuil prédéterminé. Les deux premiers moments statistiques des  $N$  résultats de sortie  $R_i$ , soient la moyenne ( $\mu_R$ ) et l'écart-type ( $\sigma_R$ ), sont donnés par :

$$\mu_R = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_i \quad (\text{I-11})$$

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (R_i - \mu_R)^2} \quad (\text{I-12})$$

Quant à la probabilité de défaillance du système, elle est déterminée par rapport à un seuil fixé par l'ingénieur au préalable. Chaque valeur de sortie est comparée à ce seuil moyennant une fonction  $G(R_i)$  dite « de performance ». Si le seuil est dépassé, le système est considéré comme défaillant et par suite  $G(R_i)$  est négative, sinon le système est en sécurité et  $G(R_i)$  est positive. Un estimateur non biaisé de la probabilité de ruine est donné par l'expression suivante :

$$P_f = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(X_i) \quad (\text{I-13})$$

$$I(X_i) = \begin{cases} 1 & \text{si } G(R_i) \leq 0 \\ 0 & \text{si } G(R_i) > 0 \end{cases} \quad (\text{I-14})$$

Le coefficient de variation de l'estimateur est donné par :

$$COV(P_f) = \sqrt{\frac{(1 - P_f)}{NP_f}} \quad (\text{I-15})$$

Plus la valeur du coefficient de variation est petite, plus la précision de la probabilité de défaillance est grande.

En génie civil, l'ordre de grandeur des probabilités de ruine acceptables est généralement compris entre  $10^{-3}$  et  $10^{-5}$ . Le nombre d'échantillons nécessaire pour atteindre cet ordre de grandeur [avec une valeur de  $COV(P_f)$  inférieure à 10%] est très important et devient très exhaustif pour des modèles déterministes qui requièrent des temps de calcul élevés.

### I.9.2 Méthode de la surface de réponse

La méthode de surface de réponse propose d'approximer la réponse d'un modèle déterministe complexe (par ex. modèle de calcul en éléments finis) ou de sa fonction de performance ( $G(X)$ ), par une expression analytique, le plus souvent de forme quadratique :

$$G(X) = a_0 + \sum_{i=1}^M a_i X_i + \sum_{i=1}^M b_i X_i^2 \quad (\text{I-16})$$

$G$  est la fonction de performance qui sépare le domaine de sécurité ( $G > 0$ ) du domaine de défaillance ( $G < 0$ ) ;  $M$  est le nombre de variables et  $X_i$  est la variable  $i$  parmi les  $M$ . Quant aux coefficients  $a_i$  et  $b_i$ , ils sont déterminés en utilisant une régression basée sur la méthode des moindres carrés et ce à partir d'un nombre limité d'appels du modèle déterministe désignés par points de calage. A noter que ces points sont localisés aux alentours du point de conception, où la densité conjointe des variables aléatoires est maximale.

Etant donné que la bonne approximation de la surface de réponse dépend du bon choix des points calage, plusieurs techniques itératives ont été proposées dans la littérature pour bien localiser ces points dans l'espace des variables aléatoires (Bucher et Bourgund, 1990 ; Kim et Na, 1997 ; Das et Zhung, 2000 ; Duprat et al., 2004 ; Tandjiria et al. 2000).

### **I.9.3 Méthode du chaos polynomial (Polynomial Chaos Expansion PCE)**

Dans le cadre des études probabilistes, la méthode PCE propose de substituer au modèle déterministe complexe et « lourd » un méta-modèle approché simple et « léger ». Il s'agit d'une représentation de la réponse aléatoire du système par une équation analytique simple au temps de calcul quasi-instantané (Spanos and Ghanem, 1989 ; Isukapalli et al., 1998, Isukapalli 1999 ; Xiu and Karniadakis, 2002 ; Berveiller et al., 2006 ; Huang et al., 2009 ; Blatman and Sudret, 2010 ; Li et al, 2011 ; Houmadi et al., 2012 ; Riahi et al., 2012 ; Mao et al., 2012 ; Al-Bittar, 2012 ; Al-Bittar et Soubra, 2013 et 2014). Ceci permettra de calculer la réponse d'un système, par la méthode de Monte Carlo par exemple, en un temps nettement réduit, quel que soit le nombre d'appels au méta-modèle.

Le méta-modèle obtenu par PCE s'exprime dans une base de chaos polynomial d'un ordre  $p$  donné, formée par des polynômes orthogonaux multidimensionnels (Hermite, Legendre, etc.) de degré inférieur ou égal à  $p$ . La réponse du modèle est ainsi représentée par l'ensemble des coefficients de cette base. Ces coefficients sont déterminés par régression à partir d'un nombre réduit d'appels au modèle déterministe en un certain nombre de points dits « de collocation » (ou d'échantillonnage) (Isukapalli et al., 1998 ; Isukapalli, 1999 ; Phoon et Huang, 2007 ; Huang et al., 2009 ; Al-Bittar 2012 ; Al-Bittar et Soubra, 2013 et 2014). Les différentes étapes de la méthode PCE sont décrites dans ce qui suit.

Soit un modèle déterministe qui possède  $M$  variables aléatoires d'entrée notées  $X_i$  telles que

$X = \{X_1, \dots, X_M\}$ . La méthode PCE requiert que toutes ces variables aléatoires suivent un seul type de loi de distribution, vu qu'à chaque type de fonction de densité de probabilité correspond une famille de polynômes orthogonaux (Xiu et Karniadakis, 2002). Des polynômes d'Hermite multidimensionnels sont adoptés ici pour des variables normales standards non corrélées. Pour cela, si les variables d'entrée  $X_i$  sont corrélées et non-normales, il faudrait les transformer en variables aléatoires normales indépendantes centrées réduites, notées  $\xi_i$ . Par suite, la réponse approchée du système est donnée par l'expression suivante :

$$\Gamma_{PCE}(\xi) = \sum_{\beta=0}^{\infty} a_{\beta} \Psi_{\beta}(\xi) \cong \sum_{\beta=0}^{P-1} a_{\beta} \Psi_{\beta}(\xi) \quad (\text{I-17})$$

$\xi$  est le vecteur de variables aléatoires normales standards non corrélées résultant du transfert du vecteur  $X$  des variables aléatoires physiques à l'espace normal standard ;  $a_{\beta}$  sont les coefficients inconnus du PCE à déterminer et  $\Psi_{\beta}$  sont des polynômes d'Hermite multidimensionnels.

Les polynômes d'Hermite multidimensionnels  $\Psi_{\beta}$  sont définis par le produit de plusieurs polynômes monodimensionnels  $H_{\alpha_i}(\xi)$  des différentes  $M$  variables aléatoires du vecteur  $\xi$ , tels que :

$$\Psi_{\beta}(\xi) = \Psi_{\beta}(\xi_1, \dots, \xi_M) = \prod_{i=1}^M H_{\alpha_i}(\xi_i) \quad (\text{I-18})$$

Le  $\alpha_i$ -ème polynôme d'Hermite monodimensionnel à une seule variable  $\xi_i$  est défini comme suit :

$$H_0(\xi_i) = 1 \quad \text{et} \quad H_n(\xi_i) = \xi_i \cdot H_{n-2}(\xi_i) - H_{n-1}(\xi_i) \quad (\text{I-19})$$

Des exemples de polynômes multidimensionnels d'Hermite pour  $p=3$  et  $M=2$  sont donnés dans le tableau I-7 ci-dessous.

Tableau I-6. Exemples de polynômes multidimensionnels d'Hermite pour  $M=2$  et  $p=3$ .

$\beta$	$p$	$\Psi_\beta = \prod_{i=1}^M H_{\alpha_i}(\xi_i) = H_{\alpha_1}(\xi_1) \cdot H_{\alpha_2}(\xi_2)$
0	0	$\Psi_0 = H_0(\xi_1) \cdot H_0(\xi_2) = 1$
1	1	$\Psi_1 = H_1(\xi_1) \cdot H_0(\xi_2) = \xi_1$
2	1	$\Psi_2 = H_0(\xi_1) \cdot H_1(\xi_2) = \xi_2$
3	2	$\Psi_3 = H_2(\xi_1) \cdot H_0(\xi_2) = \xi_1^2 - 1$
4	2	$\Psi_4 = H_1(\xi_1) \cdot H_1(\xi_2) = \xi_1 \xi_2$
5	2	$\Psi_5 = H_0(\xi_1) \cdot H_2(\xi_2) = \xi_2^2 - 1$
6	3	$\Psi_6 = H_2(\xi_1) \cdot H_1(\xi_2) = (\xi_1^2 - 1) \xi_2$
7	3	$\Psi_7 = H_1(\xi_1) \cdot H_2(\xi_2) = (\xi_2^2 - 1) \xi_1$
8	3	$\Psi_8 = H_3(\xi_1) \cdot H_0(\xi_2) = \xi_1^3 - 3\xi_1$
9	3	$\Psi_9 = H_0(\xi_1) \cdot H_3(\xi_2) = \xi_2^3 - 3\xi_2$

En pratique, l'expression du PCE est tronquée en gardant seulement un nombre  $P$  de polynômes multidimensionnels tel que le degré de chacun de ces polynômes,  $\sum_{i=1}^M \alpha_i$ , est inférieur ou égal à  $p$  (Blatman, 2009). Le nombre  $P$  de polynômes à retenir est déterminé par :

$$P = \frac{(M + p)!}{M! p!} \quad (\text{I-20})$$

A noter que cette équation montre clairement que le nombre  $P$  des coefficients du PCE augmente largement en fonction du nombre de variables aléatoires  $M$  et de l'ordre  $p$  du PCE. En somme,  $P$  polynômes  $\Psi_\beta$ , ayant chacun un ordre  $\alpha_1 + \dots + \alpha_M \leq p$ , forment la base d'un chaos polynomial d'ordre  $p$  pour remplacer le modèle déterministe d'origine, tel que :

$$\Gamma_{PCE}(\xi) \cong \sum_{\beta=0}^{P-1} a_\beta \Psi_\beta(\xi) \quad (\text{I-21})$$

Les coefficients  $a_\beta$  sont les inconnues du problème et sont déterminés par régression.

Soit un ensemble de  $K$  réalisations du vecteur aléatoire normal standard  $\xi$ , tel que  $\{\xi^{(1)} = (\xi_1, \dots, \xi_M), \dots, \xi^{(K)} = (\xi_1, \dots, \xi_M)\}$ . Ces différentes combinaisons sont appelées points de collocation et sont obtenues à l'aide de la méthode Monte Carlo ou à partir de n'importe quelle autre approche d'échantillonnage. La réponse du modèle est alors calculée pour chacune de ces  $K$  réalisations de variables d'entrée et l'ensemble des  $K$  réponses est noté  $\Gamma = \{\Gamma(\xi^{(1)}), \dots, \Gamma(\xi^{(K)})\}$ .

Les coefficients inconnus du PCE sont alors déterminés par régression en utilisant l'équation suivante :

$$a_\beta = (\eta^T \eta)^{-1} \eta^T \Gamma \quad (I-22)$$

La matrice  $\eta$  est défini par l'expression suivante, avec  $i = 1, \dots, K$  et  $\beta = 0, \dots, P-1$  :

$$\eta_{i\beta} = \Psi_\beta(\xi^{(i)}) \quad (I-23)$$

Le nombre de points de collocation  $K$  doit être supérieur ou égal au nombre  $P$  de coefficients inconnus  $a_\beta$ . Un système d'équations linéaires est alors obtenu au nombre d'équations plus grand que celui d'inconnues  $P$ .

La bonne concordance entre le méta-modèle obtenu par PCE et le modèle déterministe d'origine dépend largement de l'ordre  $p$  du PCE. L'ordre  $p$  est alors successivement incrémenté jusqu'à atteindre une bonne approximation. Cette dernière est évaluée moyennant deux coefficients soient  $R^2$  et  $Q^2$ . Le coefficient  $R^2$  est donné par :

$$R^2 = 1 - \frac{\Delta_{PCE}}{Var(\Gamma)} \quad (I-24)$$

$$\Delta_{PCE} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K [\Gamma(\xi^i) - \Gamma_{PCE}(\xi^i)]^2 \quad (I-25)$$

$$Var(\Gamma) = \frac{1}{K-1} \sum_{i=1}^K [\Gamma(\xi^i) - \bar{\Gamma}]^2 \quad (I-26)$$

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \Gamma(\xi^i) \quad (I-27)$$

Le coefficient  $Q^2$  proposé par Blatman (2009) est plus fiable que le coefficient  $R^2$  puisque ce dernier ne tient pas compte de la réponse calculée par le méta-modèle en un point quelconque qui n'appartient pas aux points de collocation. Le principe est alors d'ôter à chaque fois un point de l'ensemble des  $K$  points de collocation : le méta-modèle ainsi obtenu est noté  $\Gamma_{\xi \setminus i}$ . La différence  $\Delta^i$  entre la réponse du modèle déterministe en un point  $\xi^{(i)}$  et celle obtenue par le méta-modèle au même point est calculée et par suite le coefficient  $Q^2$  est obtenu par l'expression suivante :

$$Q^2 = 1 - \frac{\frac{1}{K} \sum_{i=1}^K (\Delta^i)^2}{Var(\Gamma)} \quad (I-28)$$

$$\Delta^i = \Gamma(\xi^i) - \Gamma_{\xi \setminus i}(\xi^i) \quad (I-29)$$

Une analyse de sensibilité globale basée sur les indices de Sobol peut être effectuée à partir du méta-modèle et de ses coefficients. Les indices de Sobol peuvent être calculés à partir des coefficients  $a_\beta$  du PCE (Sudret, 2008). Les termes du PCE sont réorganisés et regroupés de sorte que chaque groupe n'incluse qu'une seule variable aléatoire (ou groupe de variables aléatoires).

$$S(\xi_i) = \frac{\sum_{\beta \in I_i} a_\beta^2 \cdot E(\Psi_\beta^2)}{D_{PCE}} \quad (\text{I-30})$$

$D_{PCE}$  est la variance de la réponse  $\Gamma$  calculée à partir du PCE et  $E(\Psi_\beta^2)$  est la variance de chaque polynôme d'Hermite multidimensionnel. Les expressions de ces deux termes sont données par Sudret (2008) :

$$D_{PCE} = \sum_{\beta=0}^{P-1} a_\beta^2 \cdot E(\Psi_\beta^2) \quad (\text{I-31})$$

$$E(\Psi_\beta^2) = \prod_{i=1}^M \alpha_i! \quad (\text{I-32})$$

A noter que la somme de tous les indices de Sobol de toutes les variables aléatoires et combinaisons de variables aléatoires est égale à 1.

Ces équations utilisées pour le calcul des indices de Sobol sont seulement applicables pour des modèles impliquant des variables aléatoires non corrélées, comme c'est le cas dans ce travail.

#### **1.9.4 Méthode du chaos polynomial creux (Sparse Polynomial Chaos Expansion SPCE)**

La méthode SPCE est présentée par Blatman et Sudret (2010) en tant qu'une extension de la méthode PCE. Comme il a été déjà mentionné, le nombre de coefficients (et par suite le nombre d'appels au modèle déterministe pour les calculer) augmente très rapidement avec le nombre de variables aléatoires d'entrée. Blatman et Sudret (2010) ont alors proposé une approximation par chaos polynomial creux qui ne comporte que les termes qui contribuent significativement à l'amélioration de la précision du méta-modèle. L'algorithme développé par ces auteurs pour la construction de ce chaos polynomial creux consiste à (i) ajouter des termes d'ordre supérieur à chaque pas et à conserver ceux qui augmentent significativement le coefficient de détermination  $Q^2$  et (ii) supprimer les termes ajoutés aux pas précédents tant que cela ne réduit pas de manière significative ce même coefficient.

Pour cela, une nouvelle stratégie de troncature est proposée par Blatman et Sudret (2010) pour laquelle seuls les polynômes multidimensionnels  $\Psi_\beta$  respectant la règle suivante sont conservés :

$$\|\alpha\|_q = \left( \sum_{i=1}^M (\alpha_i)^q \right)^{1/q} \leq p \quad (\text{I-33})$$

$q$  est un coefficient arbitraire compris entre 0 et 1. Blatman et Sudret (2010) ont montré qu'une valeur de  $q \geq 0.5$  est satisfaisante.

L'algorithme de construction d'un chaos polynômial creux est décrit ci-dessous (figure I-31) :

1. Fixer une précision cible  $Q_{cible}^2$ , une valeur de  $q \geq 0.5$  et un ordre SPCE  $p$  maximal. Dans le cadre de cette thèse,  $Q_{cible}^2 = 0.999$ ,  $q = 0.7$  et  $p_{max} = 5$  sont adoptés.
2. Sélectionner un plan d'expérience formé par un ensemble de  $K$  réalisations du vecteur aléatoire standard normal  $\zeta$  (points de collocations) et stocker les réponses du modèle dans un vecteur  $\Gamma$ . A noter que le vecteur  $\zeta$  représente la variabilité spatiale d'une réalisation donnée dans le cas où l'on considère un champ aléatoire.
3. Initialisation ( $p=0$ ) : approximer tout d'abord la réponse du modèle par un chaos polynomial de degré  $p = 0$  en ajoutant à une matrice vide  $\eta$  dans la première colonne le vecteur  $\eta_{i0} = \Psi_0(\xi^i)$  pour  $i=1, \dots, K$ , sachant que  $\xi^i$  est le vecteur de variables normales standard indépendantes qui correspond à la  $i$ -ème réalisation et  $\eta_{i0}$  est le vecteur qui comprend le polynôme multidimensionnel d'Hermite d'ordre 0,  $\Psi_0$ , pour les différentes  $K$  réalisations. A noter que le terme  $\Psi_0$  est obtenu par multiplication des  $H_{\alpha_i}$  sachant que tous les  $\alpha_i$  ( $i=1, \dots, M$ ) sont nuls.
4. Enrichissement de la base du chaos polynomial pour chaque degré  $p$  ( $p=1, \dots, p_{max}$ ) :
  - Etape ascendante : ajouter à la matrice  $\eta$  les différents vecteurs  $\eta_{i\beta} = \Psi_\beta(\xi^i)$  qui correspondent à des valeurs croissantes de  $\beta$  ( $\beta > 0$ ) et pour lesquelles les termes  $\Psi_\beta$  auraient des valeurs de  $q$  telles que  $p - 1 \leq \|\alpha\|_q \leq p$ . Utiliser ensuite la matrice  $\eta$  obtenue pour résoudre la régression. Maintenir seulement les vecteurs  $\eta_{i\beta}$  qui augmentent significativement  $Q^2$ .
  - Etape descendante : éliminer de la matrice  $\eta$  les vecteurs  $\eta_{i\beta} = \Psi_\beta(\xi^i)$  de degré inférieur à  $p$  et qui ne diminuent pas significativement  $Q^2$ .

5. Si le problème de régression se trouve mal posé, reprendre l'étape 4 pour enrichir les points de collocation en considérant  $K'$  réalisations additionnelles du vecteur  $\xi$ . Sinon passer à l'étape 6.
6. Arrêter si la précision cible  $Q_{cible}^2$  ou l'ordre  $p$  fixé par l'utilisateur sont atteints. Sinon, revenir à l'étape 4.

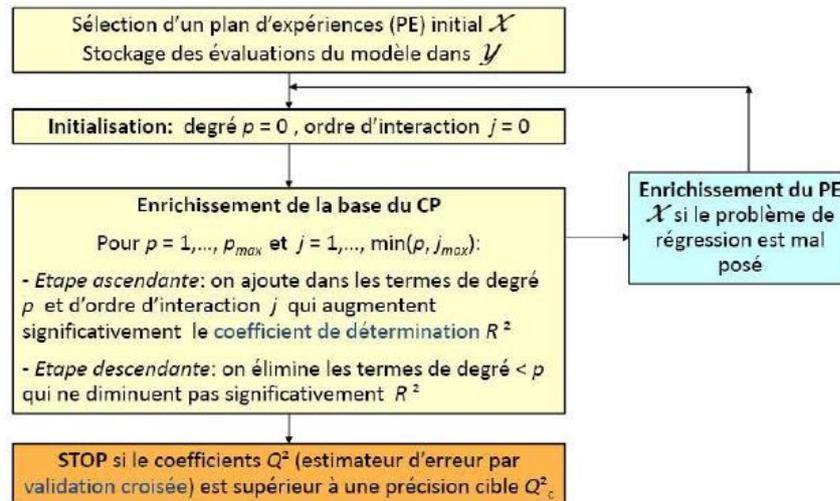


Figure I-23. Schéma de l'algorithme pour la construction pas-à-pas d'un chaos polynomial creux (issue de Blatman et Sudret 2010).

A noter que Blatman et Sudret (2010) ont montré qu'une valeur de  $Q_{cible}^2$  de 0.99 donne une estimation satisfaisante des deux premiers moments statistiques de la réponse du système (i.e. la moyenne et l'écart-type). Cependant, la détermination des troisième et quatrième moments requière une valeur de  $Q_{cible}^2$  de 0.999.

Une fois les coefficients inconnus du SPCE sont déterminés, la distribution de la réponse du système et les moments statistiques qui lui correspondent (moyenne, écart-type, les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement) sont facilement évalués en effectuant un grand nombre de tirages par la méthode Monte Carlo en utilisant le méta-modèle en question. La probabilité de ruine du système est elle aussi calculée comme exposée au paragraphe I.9.1 de ce chapitre.

## I.10 Conclusion

Une étude bibliographique des différents thèmes abordés dans cette thèse a été présentée dans ce chapitre. La première partie s'est intéressée aux problèmes de stabilité du front de taille des tunnels creusés par tunneliers, ainsi qu'aux mouvements engendrés dans le massif de sol lors du creusement. Il s'est avéré que la rupture par effondrement du front a fait l'objet d'un grand nombre de recherches expérimentales et théoriques visant à développer des modèles de calcul analytiques et numériques qui permettent d'évaluer la stabilité du front. Or la plupart des approches développées porte notamment sur des sols homogènes et monocouches. En pratique, les massifs rencontrés sont loin d'être formés par une seule couche de sol et d'avoir des propriétés géotechniques uniformes en tout point de l'espace. Il semble donc nécessaire de développer de nouveaux modèles de calcul pour des sols multicouches d'une part et spatialement variables d'autre part, en se basant sur des modèles analytiques 3D existants, i.e. Mollon et al. (2011-a), sachant qu'il faudrait aussi valider ce modèle existant pour pouvoir l'utiliser, et cela en confrontant ses résultats à ceux de modèles expérimentaux reportés dans la littérature.

La deuxième partie de ce chapitre s'est intéressée aux principes et méthodes d'analyse probabiliste qui permettent de prendre en compte la variabilité des caractéristiques des sols et d'évaluer leur impact sur la réponse d'un modèle mécanique donné ainsi que sur sa probabilité de ruine vis-à-vis d'un certain seuil de défaillance. L'étude probabiliste d'un système donné est très onéreuse en termes de temps de calcul vu qu'elle nécessite un grand nombre d'appels au modèle déterministe. Or comme il a été montré dans ce chapitre, la méthode SPCE peut être adoptée pour réduire le nombre d'appels de ce modèle déterministe, et par suite effectuer des études probabilistes poussées en un temps de calcul nettement plus réduit. Il serait alors intéressant de développer un modèle analytique de rupture du front de taille par effondrement qui puisse prendre en compte la variabilité spatiale du sol, et appliquer par suite la méthode SPCE pour effectuer des études probabilistes qui mettraient en vigueur l'effet de cette variabilité sur la stabilité du front.

---

## CHAPITRE II

### MECANISME DE RUPTURE ROTATIONNEL EN SOLS MULTICOUCHES

#### II.1 Introduction

Pour l'évaluation de la pression limite d'effondrement des tunnels pressurisés, les mécanismes de rupture analytiques existants sont développés dans le cas des sols monocouches. Or, le front de taille d'un tunnelier peut intercepter plusieurs couches de sol. Dans ce chapitre, un nouveau mécanisme analytique rotationnel est proposé pour le cas d'un massif multicouche purement frottant, sachant qu'il constitue une extension du mécanisme de Mollon et al. (2011a) développé pour un sol monocouche homogène. La surface de rupture la plus critique de l'effondrement du front de taille ainsi que la pression limite correspondante sont les issues principales de ce mécanisme.

La démarche adoptée dans ce chapitre est la suivante : Dans un premier temps, nous proposons de valider le mécanisme « Corne » de Mollon et al. (2011a) correspondant à un sol monocouche et ce, par comparaison de ses résultats à ceux issus d'essais expérimentaux existants dans la littérature. Dans un second temps, l'idée de Mollon et al. (2011a), qui consiste à générer 'point par point' la surface de rupture tridimensionnelle de « Corne », est adoptée dans ce chapitre pour le développement du nouveau mécanisme multicouche. Nonobstant, la pertinence de ce nouveau mécanisme sera démontrée en comparant ses résultats à ceux d'un modèle équivalent en éléments finis, ce qui mettra aussi en vigueur l'avantage principal des modèles analytiques, soit aboutir à des résultats très comparables à ceux des modèles en éléments finis mais pour un temps de calcul nettement réduit.

Ceci étant, des exemples d'application du modèle multicouche sont présentés à la fin de ce chapitre, pour examiner la stabilité du front de taille de tunnels creusés dans deux ou trois couches de sol formées de sables denses et lâches.

## II.2 Validation du mécanisme « Corne » en sol homogène

Des essais expérimentaux ont été menés sur des modèles réduits de tunnels à front pressurisé afin de visualiser le mécanisme de rupture qui se développe à l'effondrement pour une valeur critique de la pression appliquée (Ahmed et Iskander, 2012 ; Berthoz et al., 2012 ; Chambon et Corté, 1994 ; Chen et al., 2013 ; Idinger et al., 2011 ; Kirsch, 2010 et Takano et al., 2006). Chacun de ces essais est décrit et discuté au Chapitre I.

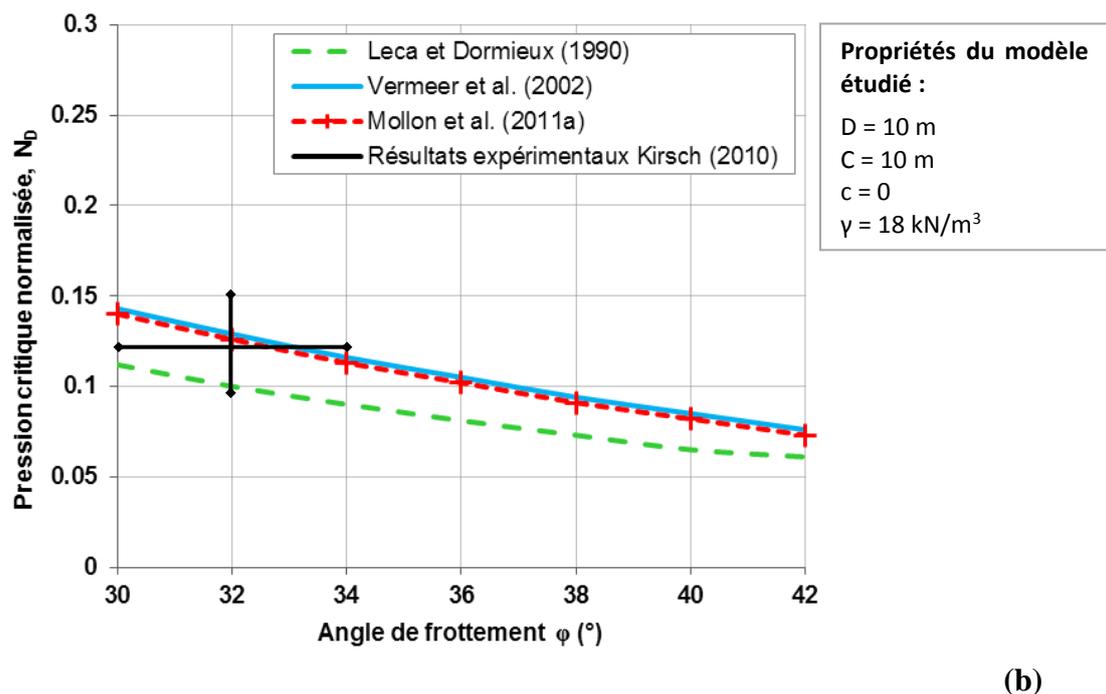
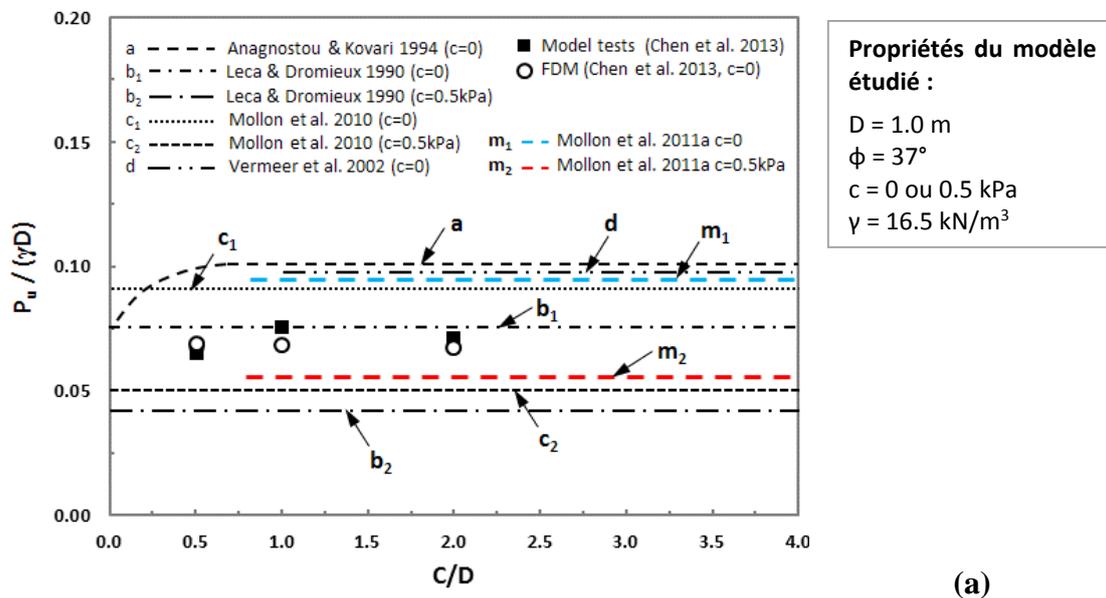
La validation du mécanisme analytique « Corne » de Mollon et al. (2011) se fait par la confrontation de ses résultats, soient la pression limite d'effondrement et la surface de rupture critique, aux observations et mesures expérimentales reportées dans la littérature.

La figure II-1 montre les graphes de comparaison établis par Chen et al. (2013) et Kirsch (2010) entre les pressions critiques normalisées obtenues par leurs essais expérimentaux et celles qu'ils ont calculées à partir de certains modèles théoriques existants. A ces graphes, sont ajoutés les résultats issus du modèle analytique « Corne » de Mollon et al. (2011a), afin de les confronter à ceux des essais expérimentaux et par suite valider le mécanisme analytique.

La figure II-1(a) montre que les résultats obtenus par l'approche en équilibre limite d'Anagnostou et Kovari (1994) ainsi que par les calculs en éléments finis de Vermeer et al. (2002) correspondent à des valeurs supérieures de la pression limite au front obtenue par l'expérience (courbes a et d). Quant aux modèles cinématiques de Leca et Dormieux (1990) et Mollon et al. (2010), ils surestiment la pression au front pour un sable purement frottant (courbes b<sub>1</sub> et c<sub>1</sub>) alors qu'en théorie ils devraient fournir une valeur inférieure à cette pression qui est issue du modèle expérimental et qui n'est autre que la valeur réelle à la rupture (cf. paragraphes I.4.3.1 et II.3.3). Rappelons ici que la principale différence entre les deux modèles analytiques 3D de Mollon et al., 2010 et 2011 (Corne), est que le premier est un mécanisme translationnel alors que le second est rotationnel et reflèterait par suite les observations expérimentales de l'effondrement du front (cf. Chapitre I).

Chen et al. (2013) ont constaté qu'en introduisant une faible cohésion de 0.5 kPa dans ces 2 modèles analytiques cinématiques, les valeurs calculées seront effectivement plus petites que celles mesurées par l'expérience (courbes b<sub>2</sub> et c<sub>2</sub>), ce qui rejoint bien le principe de l'approche cinématique. Ils reportent cela au fait que les massifs purement frottant utilisés dans leurs modèles expérimentaux ne soient pas tout à fait secs et par suite présentent une certaine cohésion apparente. Les résultats obtenus du modèle analytique « Corne » sont aussi montrés sur la figure II-1(a), sachant que la faible cohésion de 0.5 kPa recommandée par les auteurs est

également envisagée (courbes  $m_1$  et  $m_2$ ) : c'est le mécanisme Corne qui fournit les meilleures bornes de la pression d'effondrement parmi les mécanismes de ruine existants (courbe  $m_2$ ).



**Figure II-1. Comparaison entre les pressions critiques normalisées calculées par différents modèles théoriques et celles obtenues par les essais expérimentaux menés par a) Chen et al. (2013) ; b) Kirsch (2010).**

Quant à la figure II-1(b), elle présente une comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus par Kirsch (2010) et les résultats numériques et analytiques de Vermeer et al. (2002),

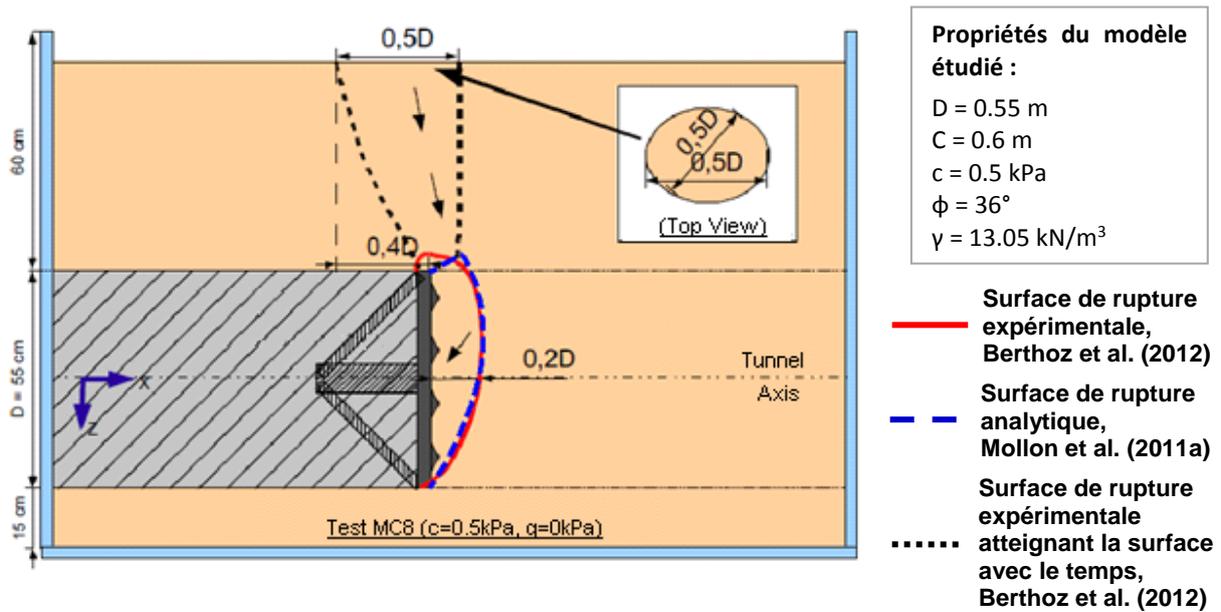
Leca et Dormieux (1990) et Mollon et al. (2011a). Les résultats de Kirsch sont représentés par une fourchette de valeurs de pression critique normalisée ( $N_D$ ) variant entre 0.1 et 0.15 pour des angles de frottement variant entre  $30^\circ$  et  $34^\circ$ . Une différence de l'ordre de 1.4% à 26% entre les valeurs trouvées par les expériences de Kirsch (2010) et celles qui sont calculées moyennant le mécanisme « Corne ». D'une autre part, la bonne concordance entre les valeurs obtenues par ce dernier et les résultats des modèles numériques de Vermeer et al. (2002) est bien notable sur le même graphe. En plus, « Corne » donne une limite inférieure plus rigoureuse de la pression critique que le modèle cinématique de Leca et Dormieux (1990).

D'autre part, comme le montre le tableau II-1, l'évaluation de la stabilité du front de taille par le modèle théorique « Corne », est bien consistante avec les observations expérimentales de Berthoz et al. (2012). En fait, pour un sol ayant une cohésion supérieure ou égale à 1.5 kPa, la valeur de pression au front est négative ce qui implique que le front de taille du tunnel est stable, alors que pour une cohésion de 0.5 kPa, la pression au front est presque nulle ce qui indique que l'excavation est en limite de stabilité.

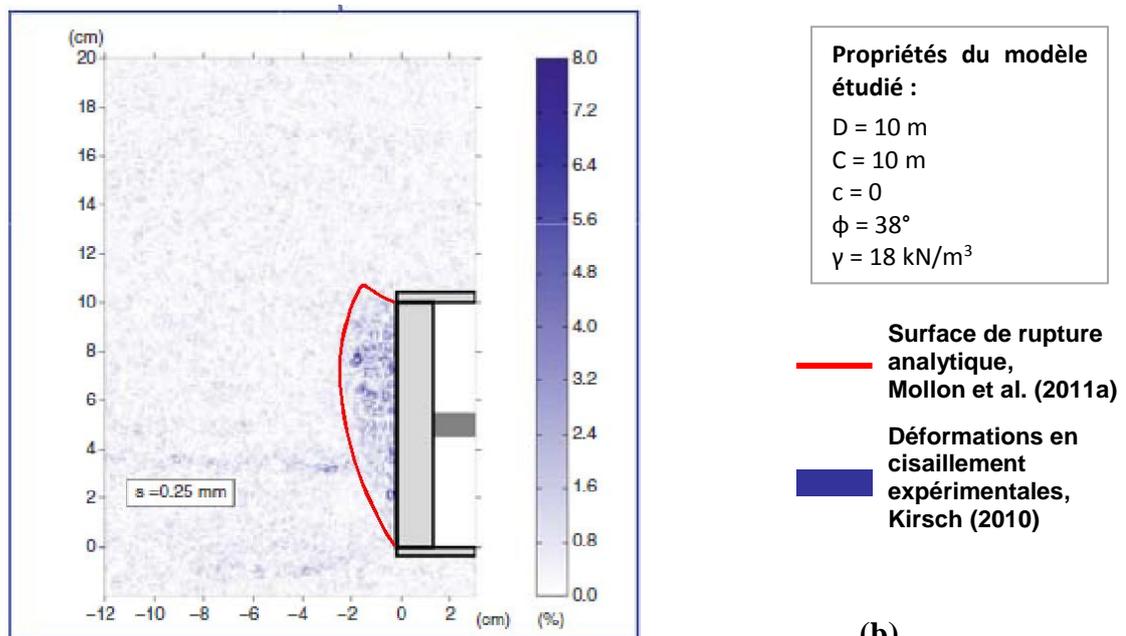
**Tableau II-1. Comparaison entre les pressions critiques théoriques obtenues par le mécanisme Corne et les observations expérimentales de Berthoz et al. (2012).**

Essai	Propriétés du sol			Observations expérimentales	Stabilité théorique Mollon et al. (2011a)	
	c [kPa]	$\varphi$ [°]	$\gamma$ [kN/m <sup>3</sup> ]	Front stable sans pression ?	$\sigma_c$ [kPa]	Face théoriquement stable sans pression ?
<b>MC2</b>	2.5	36	13.2	Oui	-2.59	Oui
<b>MC3</b>	2.5	36	13.2	Oui	-2.59	Oui
<b>MC4</b>	1.5	36	13.2	Oui	-1.28	Oui
<b>MC5</b>	0.5	36	13.15	Oui	0.044	Stabilité Limite
<b>MC8</b>	0.5	36	13.05	Non	0.036	Stabilité Limite

Outre la pression au front, la validation des surfaces de rupture critiques générées par le mécanisme « Corne » se fait par la superposition de ces dernières à celles qui sont observées par les expériences de Berthoz (2012) et Kirsch (2010) : les figures 2-2(a) et 2-2(b) ci-après montrent la bonne concordance entre les surfaces analytique et expérimentale.



(a)



(b)

**Figure II-2. Comparaison entre les surfaces de rupture générées par le mécanisme analytique de Mollon et al. (2011a) et celles qui sont observées lors des essais menés par a) Berthoz et al. (2012) ; b) Kirsch (2010).**

La comparaison des résultats du mécanisme de Mollon et al. (2011a) avec les observations expérimentales de plusieurs auteurs a permis de le valider en montrant qu'il donne une bonne estimation de la pression critique et de la surface de rupture qui lui correspond. Pour cela, ce mécanisme analytique monocouche sera utilisé pour développer un nouveau mécanisme applicable aux sols multicouches.

## II.3 Extension du mécanisme « Corne » en sol homogène au cas des sols multicouches

### II.3.1 Définition du mécanisme de rupture

Un nouveau mécanisme de rupture est proposé dans ce chapitre pour les cas de sols multicouches purement frottants, en se basant sur le mécanisme rotationnel 3D de Mollon et al. (2011a) dédié aux sols monocouches et présenté au Chapitre I. Ce mécanisme de rupture vise à déterminer la pression minimale qu'il est nécessaire d'appliquer au front de taille d'un tunnel creusé par tunnelier à front pressurisé pour prévenir son effondrement et permet de tracer la surface de rupture la plus critique qui lui correspond.

Soit un tunnel de diamètre  $D$  sous une hauteur de couverture  $C$  (figure II-3). Le rapport  $C/D$  est pris supérieur ou égal à un ( $C/D \geq 1$ ) pour que le mécanisme ne débouche pas en surface. Le tunnel est creusé dans un sol multicouche purement frottant, par un tunnelier à front pressurisé appliquant une pression uniforme sur le front de taille pour le soutenir. L'analyse est effectuée dans le cadre du théorème cinématique de l'analyse limite, et repose sur un mécanisme de rupture rotationnel. Bien que l'exemple étudié ci-après soit limité à 3 couches de sol, le développement présenté ci-dessous peut être facilement utilisé pour considérer un nombre de couches inférieur ou supérieur.

Le mécanisme de rupture est défini dans le plan de symétrie du tunnel ( $X=0$ ), par deux branches issues à partir de la clé et du pied du tunnel (points A et B respectivement) pour se couper en un point F, formant ainsi l'extrémité du mécanisme. Ces 2 branches sont constituées par une succession d'arcs de spirales logarithmiques ayant un même centre O (figure II-3). En fait, à chaque traversée d'une nouvelle couche de sol, un nouvel arc est généré en fonction de l'angle de frottement interne de cette couche, jusqu'à ce que les deux branches ainsi construites se coupent en un point F. Etant donné que la hauteur de la couverture est suffisamment grande pour que le mécanisme n'émerge pas en surface, le point F se situe toujours en dessous de la surface du terrain.

Le mécanisme ainsi défini subit un mouvement de rotation (autour d'un axe horizontal parallèle à X et passant par le point O) à une vitesse angulaire  $\omega$ . La norme du vecteur vitesse  $\vec{v}$  en un point donné est alors égale à  $\omega.r$ ,  $r$  étant la distance entre ce point et le centre de rotation O. Le mécanisme en entier est alors défini par la position du point O, soit par les paramètres géométriques adimensionnels  $r_E/D$  et  $\beta_E$  (Annexe A).

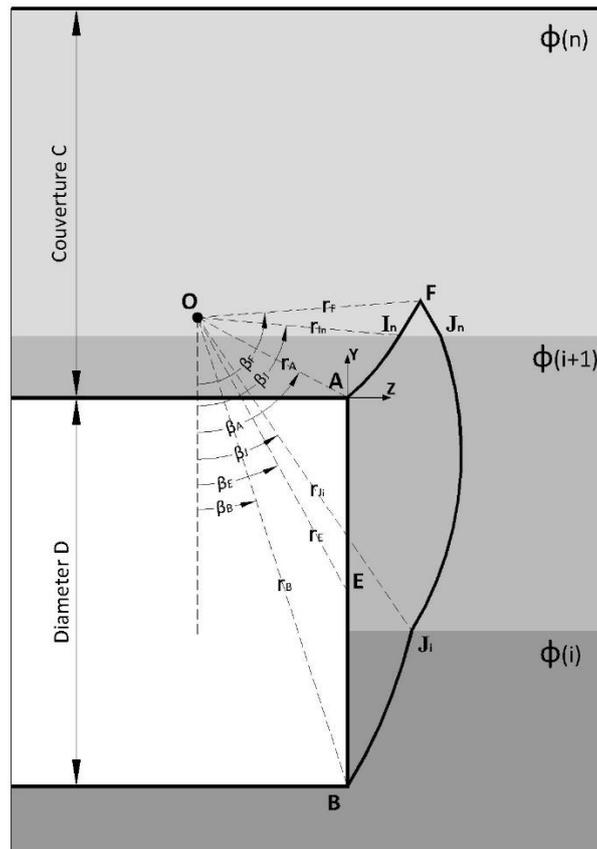


Figure II-3. Définition du mécanisme dans le plan  $X=0$ .

Afin de respecter la condition de normalité, le vecteur vitesse fait en tout point un angle  $\varphi_i$  avec la surface de rupture,  $\varphi_i$  étant l'angle de frottement de la couche de sol  $i$  traversée par le mécanisme. Ainsi, à chaque couche de sol traversée  $i$ , un nouvel arc de spirale logarithmique est généré à partir du point d'intersection ( $I_i$  ou  $J_i$ ) de l'arc sous-jacent avec la limite supérieure de cette couche et utilisant l'angle de frottement  $\varphi_{i+1}$  de la nouvelle couche à traverser,  $i+1$ . Ceci étant, les équations des deux arcs de spirales logarithmiques issus des points A et B et passant respectivement par les couches de sol  $i+1$  et  $i$ , sont :

$$r = r_A \cdot \exp((\beta - \beta_A) \cdot \tan \varphi_{i+1}) \quad (\text{II-1})$$

$$r = r_B \cdot \exp((\beta_B - \beta) \cdot \tan \varphi_i) \quad (\text{II-2})$$

Ces 2 arcs coupent les couches de sol en  $I_{i+1}$  et  $J_i$  respectivement. Les coordonnées de ces points d'intersection sont alors calculées en fonction des coordonnées connues des points à partir desquels les 2 arcs sont générés, soient A et B dans ce cas-ci.

En fait, l'ordonnée  $Y_{Ji}$  du point  $J_i$  est égale à celle de la borne supérieure de la couche  $i$ . Reste alors à déterminer l'abscisse de ce point,  $Z_{Ji}$ . Or, comme le point  $J_i$  appartient à l'arc de spirale logarithmique issu de B, alors :

$$r_{Ji} = r_B \cdot \exp\left((\beta_B - \beta_{Ji}) \cdot \tan \varphi_i\right) \quad (\text{II-3})$$

D'autre part,  $\beta_{Ji}$  et  $r_{Ji}$  s'écrivent en fonction des coordonnées du point O, tels que :

$$\beta_{Ji} = \arctan \frac{Z_{Ji} - Z_O}{Y_{Ji} - Y_O} \quad (\text{II-4})$$

$$r_{Ji} = \sqrt{(Y_{Ji} - Y_O)^2 + (Z_{Ji} - Z_O)^2} \quad (\text{II-5})$$

En remplaçant les expressions ci-dessus de  $\beta_{Ji}$  et  $r_{Ji}$  dans l'équation (2-3),  $Z_{Ji}$  est calculée en fonction de  $Y_{Ji}$ ,  $Y_O$ ,  $Z_O$ ,  $\beta_B$ ,  $r_B$  et  $\varphi_i$ , et par suite  $\beta_{Ji}$  et  $r_{Ji}$ .

$Z_{Ii+1}$ ,  $\beta_{Ii+1}$  et  $r_{Ii+1}$  du point  $I_{i+1}$  sont calculées par analogie au point  $J_i$ , en fonction de  $Y_{Ii}$ ,  $Y_O$ ,  $Z_O$ ,  $\beta_A$ ,  $r_A$  et  $\varphi_i$ .

Deux nouveaux arcs sont alors issus à partir des points  $I_{i+1}$  et  $J_i$ , dans les couches  $i+2$  et  $i+1$  respectivement, tels que :

$$r = r_{Ii+1} \cdot \exp\left((\beta - \beta_{Ii+1}) \cdot \tan \varphi_{i+2}\right) \quad (\text{II-6})$$

$$r = r_{Ji} \cdot \exp\left((\beta_{Ji} - \beta) \cdot \tan \varphi_{i+1}\right) \quad (\text{II-7})$$

Les deux branches d'arcs de spirales logarithmiques formant le mécanisme de rupture sont ainsi construites par arcs successifs jusqu'à se couper en un point F. Le point F, appartenant aux deux arcs de spirales logarithmiques traversant la couche  $i+2$ , est caractérisé par :

$$\beta_F = \frac{-\ln\left(\frac{r_{Ii+1}}{r_{Ji+1}}\right)}{\tan \varphi_{i+2}} + \beta_{Ii+1} + \beta_{Ji+1} \quad (\text{II-8})$$

$$\begin{aligned} r_F &= r_{Ji+1} \cdot \exp\left((\beta_{Ji+1} - \beta_F) \cdot \tan \varphi_{i+2}\right) \\ &= r_{Ii+1} \cdot \exp\left((\beta_F - \beta_{Ii+1}) \cdot \tan \varphi_{i+2}\right) \end{aligned} \quad (\text{II-9})$$

### II.3.2 Construction géométrique du mécanisme de rupture

Ayant défini la section du mécanisme dans le plan de symétrie vertical du tunnel ( $X=0$ ), la surface de rupture 3D est construite « point par point » comme présenté dans le chapitre I et

dans l'annexe A. Ceci est fait par génération successive d'ensembles de points de cette surface dans un plan radial donné, à partir d'un ensemble de points dans un plan radial précédent, jusqu'à atteindre l'extrémité du mécanisme. Pour cela, le contour circulaire du front de taille est discrétisé en  $n$  points uniformément distribués et symétriques par rapport à l'axe  $Y$  (figure II-4) et le bloc en mouvement est discrétisé par deux secteurs de plans de construction radiaux, qui se rencontrent tous au point  $O$  (figure II-5).

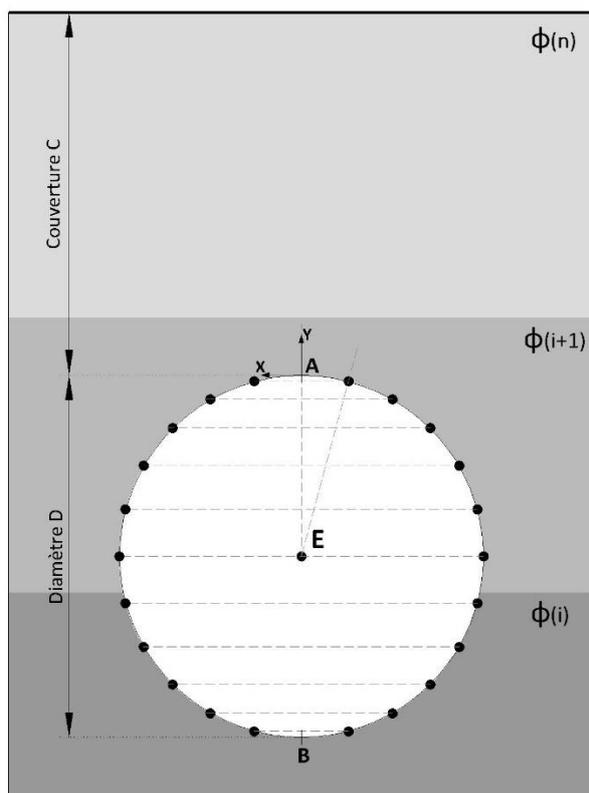


Figure II-4. Discretisation du front de taille.

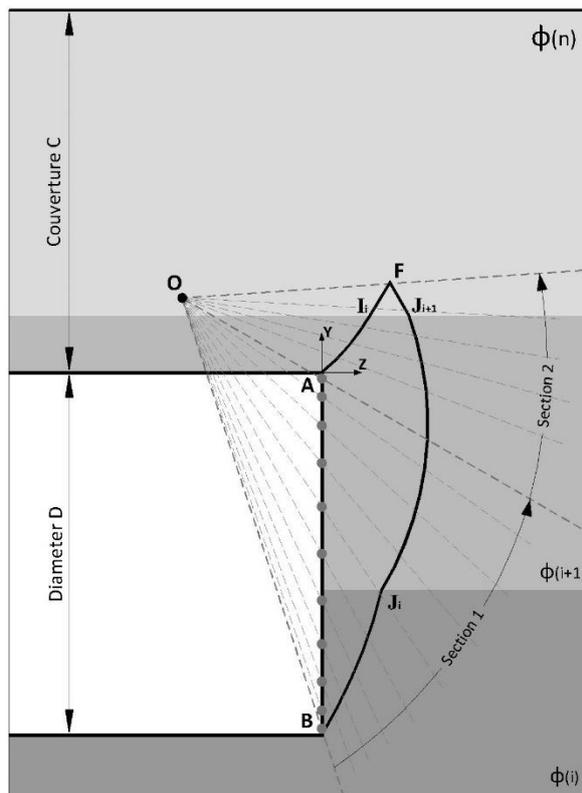


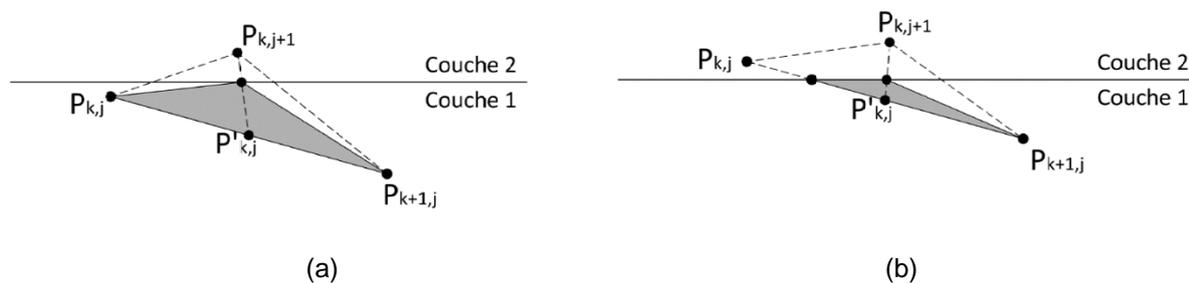
Figure II-5. Discretisation du mécanisme par des plans radiaux

Le mécanisme est ensuite construit point par point en suivant la même procédure détaillée dans l'Annexe A, mais en tenant compte cette fois-ci des différentes valeurs d'angle de frottement des couches de sol considérées. En effet, chaque nouveau point  $P_{k,j+1}$  du plan radial  $\Pi_{j+1}$ , est créé à partir de deux autres points  $P_{k,j}$  et  $P_{k+1,j}$  existants dans le plan radial qui le précède (cf. figure A-4). Comme il a été mentionné dans l'annexe A, l'orientation de la facette  $\Sigma_{k,j}$  contenant les trois points  $P_{k,j}$ ,  $P_{k+1,j}$  et  $P_{k,j+1}$  est déterminée par l'équation (A-15) qui donne les trois composantes du vecteur normal unitaire  $\vec{N}$ . Cette équation montre bien que la détermination de l'orientation de la facette fait intervenir l'angle de frottement interne du sol  $\phi_i$  du fait que le vecteur vitesse  $\vec{v}_j$  (qui est considéré au point  $P'_{k,j}$  défini au centre du segment

$P_{k,j}P_{k+1,j}$ ), est supposé faire un angle  $\varphi_i$  avec la surface de discontinuité de vitesse en ce point ( $\varphi_i$  étant l'angle de frottement de la couche de sol contenant le point  $P'_{k,j}$ ). Quant aux coordonnées du nouveau point généré  $P_{k,j+1}$ , elles sont données par l'équation (A-21). Cette équation assure la présence du nouveau point généré sur le plan radial  $\Pi_{j+1}$  et elle n'est pas en lien avec la condition de normalité imposée par la théorie de l'analyse limite.

L'intersection entre le mécanisme en cours de construction et l'interface entre deux couches que ce mécanisme est en train de traverser, est définie par la méthode suivante : chaque facette  $F_{k,j}$  est testée en considérant les points  $P_{k,j}$ ,  $P_{k,j+1}$  et  $P_{k+1,j}$ . Si un ou deux des points constituant la facette se situent en-dessus de l'interface, alors ils sont remplacés par les points d'intersection entre l'interface et les segments appartenant à cette facette. Par exemple, si le point  $P_{k,j+1}$  se trouve au-dessus de l'interface (figure II-6.a), il est remplacé par le point d'intersection entre le segment  $P'_{k,j}P_{k,j+1}$  et cette interface. Si en plus du point  $P_{k,j+1}$ , l'un des points  $P_{k,j}$  ou  $P_{k+1,j}$  est aussi situé au-dessus de l'interface (figure II-6.b), ils sont remplacés par les points d'intersection des segments  $P_{k,j}P_{k+1,j}$  et  $P'_{k,j}P_{k,j+1}$  avec l'interface.

En revanche, si les 3 points  $P_{k,j}$ ,  $P_{k+1,j}$  et  $P'_{k,j+1}$  sont tous situés au-dessous ou au-dessus de l'interface, rien n'est modifié et la construction du mécanisme continue.



**Figure II-5. Intersection du mécanisme avec l'interface entre 2 couches de sol.**

Une fois les points d'intersection avec l'interface sont définis, la génération des points continue suivant la même procédure : un nouveau point est généré sur le plan radial suivant, à partir de deux points existants sur l'interface.

La surface de rupture est enfin déterminée en reliant tous les points générées par des facettes triangulaires  $\Sigma_{k,j}$ , et le volume du mécanisme en rotation est défini par l'ensemble de volumes élémentaires  $V_{k,j}$  obtenus par la projection de chacune de ces facettes sur le plan de symétrie vertical du tunnel ( $X=0$ ) (cf. figure A-6).

### II.3.3 Equation de bilan des puissances

Comme il a été expliqué au Chapitre 1 et dans l'annexe A, le théorème cinématique repose sur l'égalité des puissances des forces extérieures et des puissances dissipées. Lors de la rupture, les forces extérieures appliquées au bloc rigide en mouvement pour un mécanisme qui ne débouche pas en surface sont :

- (i) la pression uniforme  $\sigma$  appliquée sur la totalité du front de taille  $\Sigma''$  (cf. figure A-6) ;
- (ii) le poids de chaque couche de sol  $i$  composant le bloc, ayant un poids volumique  $\gamma_i$  ;

Pour chacune de ces forces appliquées, le calcul de la puissance est effectué par sommation des puissances élémentaires correspondant à l'ensemble des éléments de surface (facettes) et de volume, tout en tenant compte des propriétés de chaque couche de sol traversée (cf. figure A-5).

- Puissance de la pression appliquée au front de taille  $\Sigma''$  ( $\dot{W}_\sigma$ ) :

$$\dot{W}_\sigma = \iint_{\Sigma''} \vec{\sigma} \cdot \vec{v}_j \, d\Sigma'' = \sum_j (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}_j \cdot \Sigma''_j) = -\omega \cdot \sigma \cdot \sum_j (\Sigma''_j \cdot r_j \cdot \cos \beta_j) \quad (\text{III-10})$$

- Puissance du poids du sol ( $\dot{W}_\gamma$ ) :

$$\begin{aligned} \dot{W}_\gamma &= \iiint_V \vec{\gamma}_i \cdot \vec{v}_{k,j} \, dV = \sum_{j,k} (\vec{\gamma} \cdot \vec{v}_{k,j} \cdot V_{k,j} + \vec{\gamma}' \cdot \vec{v}'_{k,j} \cdot V'_{k,j}) \\ &= \omega \cdot \gamma \sum_{j,k} (r_{k,j} \cdot V_{k,j} \sin \beta_{k,j} + r'_{k,j} \cdot V'_{k,j} \sin \beta'_{k,j}) \end{aligned} \quad (\text{III-11})$$

Quant à la puissance dissipée ( $\dot{W}_D$ ), sa seule source est la déformation plastique sur la surface de discontinuité de vitesse (surface de rupture), séparant le bloc rigide en mouvement et le sol au repos. Le taux de dissipation d'énergie sur une surface élémentaire est  $c_i \cdot \delta u$ , où  $\delta u = v \cdot \cos \varphi_i$  représente la composante tangentielle du vecteur vitesse au niveau de la surface de discontinuité et  $c_i$  la cohésion de la couche de sol  $i$  traversée par le mécanisme. La puissance dissipée est calculée par sommation des puissances élémentaires relatives à chaque facette de la surface de rupture (cf. figure A-7), en fonction des propriétés de la couche de sol qui la contient :

$$\begin{aligned} \dot{W}_D &= \iint_{\Sigma} c_i \cdot v_{k,j} \cdot \cos \varphi_i \cdot d\Sigma = \sum_{k,j} (c_i \cdot v_{k,j} \cdot \cos \varphi_i \cdot \Sigma_{k,j}) \\ &= \omega \cdot \sum_{k,j} (r_{k,j} \cdot c_i \cdot \cos \varphi_i \cdot \Sigma_{k,j}) \end{aligned} \quad (\text{II-12})$$

L'égalité des puissances des forces extérieures et des puissances dissipées donne :

$$\dot{W}_\sigma + \dot{W}_\gamma = \dot{W}_D \quad (\text{II-13})$$

Après simplifications, la pression au front de taille est exprimée par :

$$\sigma = \frac{\sum_{j,k}(r_{j,k} \cdot \gamma_i \cdot V_{j,k} \sin \beta_{j,k})}{\sum_j(\Sigma'_j \cdot r_j \cdot \cos \beta_j)} - \frac{\sum_{j,k}(r_{j,k} \cdot c_i \cdot \cos \varphi_i \cdot \Sigma_{j,k})}{\sum_j(\Sigma'_j \cdot r_j \cdot \cos \beta_j)} \quad (\text{II-14})$$

Si les différentes couches de sol sont considérées être purement frottantes et avoir un seul poids volumique ( $\gamma_i = \gamma$ ), alors la pression au front de taille est obtenue par :

$$\sigma = \gamma \cdot D \cdot F_\gamma \quad (\text{II-15})$$

$$F_\gamma = \frac{\sum_{j,k}(r_{j,k} \cdot V_{j,k} \sin \beta_{j,k})}{D \cdot \sum_j(\Sigma'_j \cdot r_j \cdot \cos \beta_j)} \quad (\text{II-16})$$

La détermination du mécanisme de rupture le plus critique et de la pression limite au front «  $\sigma_c$  » qui lui correspond, fait appel à une maximisation de  $\sigma$ , i.e. minimisation de  $-\sigma$ , par rapport aux deux paramètres géométriques  $r_E$  et  $\beta_E$  qui définissent tout mécanisme de rupture. En fait, le théorème cinématique fournit une borne supérieure de la pression  $\sigma$ , soit une borne inférieure de  $-\sigma$ , la pression au front étant une charge résistante au mouvement et non une charge motrice. L'optimisation de la pression au front est présentée au paragraphe suivant.

### II.3.4 Unicité du mécanisme de rupture critique dans un sol multicouche

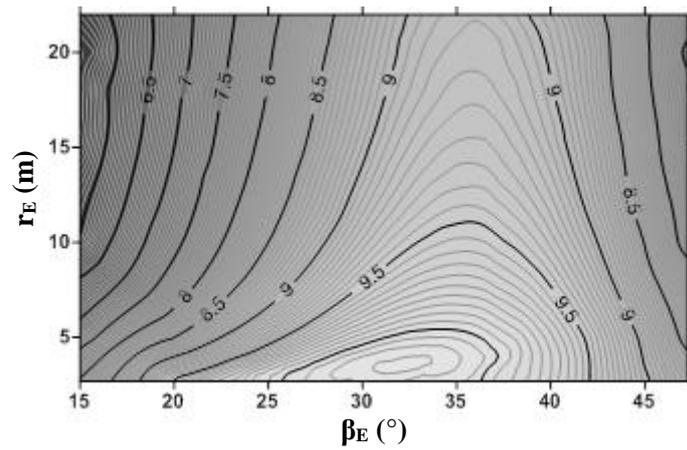
En sol monocouche, le mécanisme de rupture critique et la pression au front qui lui correspond sont uniques pour un cas donné. Le processus de maximisation classique de Matlab peut être alors utilisé, la solution étant trouvée par variation des paramètres du mécanisme ( $r_E, \beta_E$ ) jusqu'à convergence vers l'unique valeur de pression à appliquer au front pour éviter son effondrement. Ceci n'est plus nécessairement le cas en sol multicouche vu que plusieurs maximums locaux pourraient exister.

La méthode des surfaces de réponse est utilisée ci-après pour vérifier l'unicité du mécanisme de rupture critique pour un sol multicouche. Des surfaces de réponse sont tracées pour différents cas de tunnels creusés dans de divers sols multicouches purement frottant, afin de déterminer la relation entre les paramètres géométriques d'un mécanisme ( $r_E$  et  $\beta_E$ ) et la pression au front correspondante. En fait, pour chaque cas de tunnel étudié, la pression au front

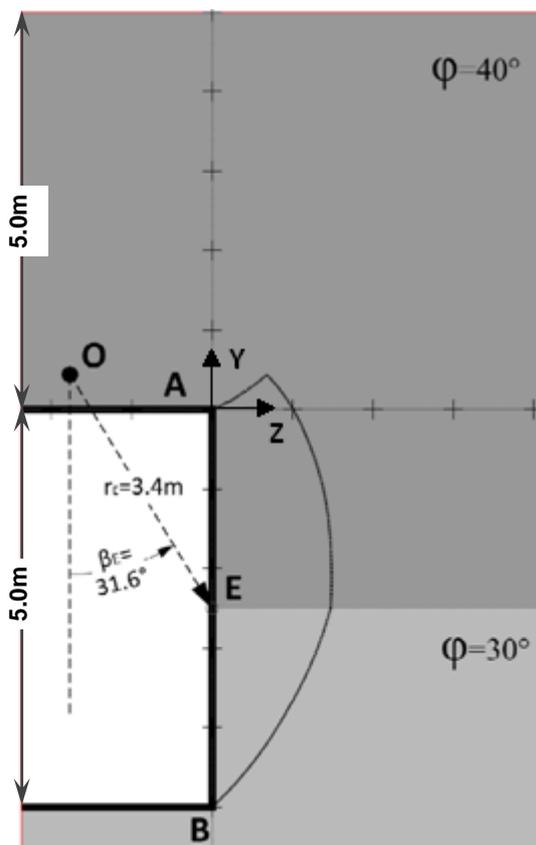
est calculée pour un grand nombre de couples  $(r_E, \beta_E)$ . Les valeurs de pression ainsi obtenues sont représentées en fonction de  $r_E$  et  $\beta_E$  et les lignes d'isovaleurs de pression sont tracées.

Deux exemples de surfaces de réponse sont donnés ci-après pour des tunnels de 5.0 m et 7.0 m de diamètre, creusés respectivement dans 2 et 3 couches de sol purement frottant. Les figures II-7 (a) et II-8 (a) montrent que les lignes d'isovaleurs convergent vers une seule valeur de pression au front, pour un couple  $(r_E, \beta_E)$  donné, définissant ainsi le mécanisme de rupture le plus critique pour le cas étudié. La surface de rupture du mécanisme le plus critique, les paramètres géométriques qui la définissent et la valeur de pression critique obtenus pour chacun des 2 cas étudiés sont donnés dans les figures II-7 et II-8.

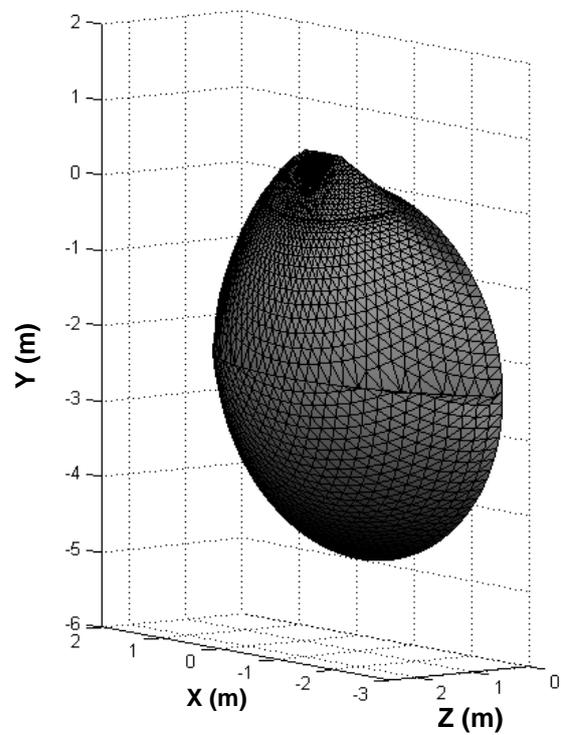
En conclusion, un seul maximum existe dans le cas des sols multicouches. Le processus de maximisation classique de Matlab peut alors être utilisé pour le calcul de la pression limite d'effondrement des tunnels pressurisés creusés dans ce type de sols.



(a)

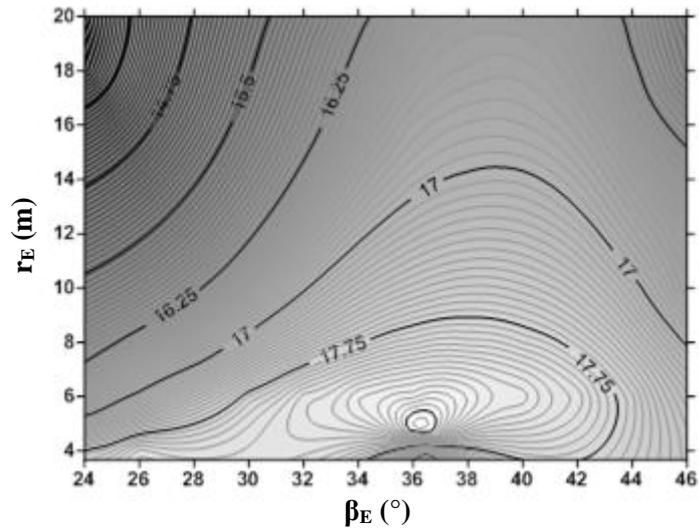


(b)

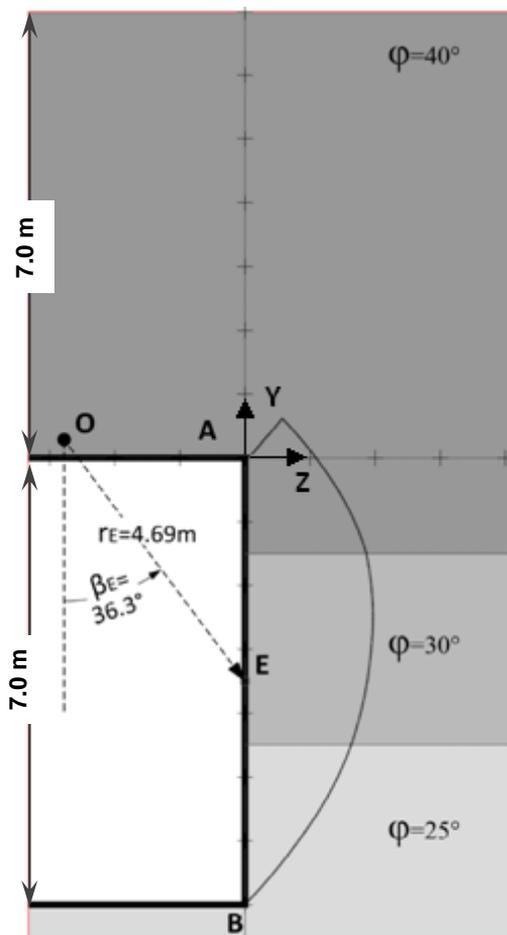


(c)

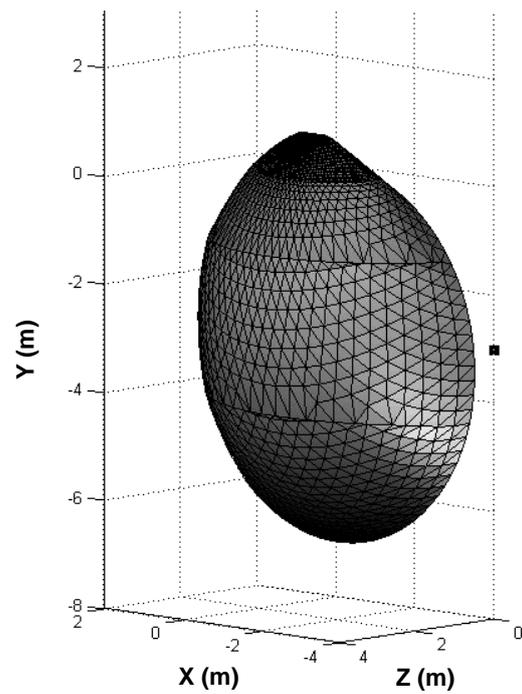
Figure II-6. Tunnel de 5.0 m de diamètre creusé dans 2 couches de sol : a) Surface de réponse de la pression dans le plan ( $\beta_E$ ,  $r_E$ ) avec  $\sigma_c = 10.1\text{kPa}$ , b) Coupe du mécanisme de rupture critique dans le plan  $X=0$  avec  $\beta_E = 31.6^\circ$  et  $r_E = 3.40\text{m}$  et c) Représentation 3D de ce mécanisme.



(a)



(b)



(c)

Figure II-7. Tunnel de 7.0 m de diamètre creusé dans 3 couches de sol : a) Surface de réponse de la pression dans le plan ( $\beta_E$ ,  $r_E$ ) avec  $\sigma_c = 18.2\text{kPa}$ , b) Coupe du mécanisme de rupture critique dans le plan  $X=0$  avec  $\beta_E = 36.3^\circ$  et  $r_E = 4.69\text{m}$  et c) Représentation 3D de ce mécanisme.

## II.4 Modélisation numérique d'un tunnel dans le cas d'un sol multicouche

La stabilité du front de taille d'un tunnel a été largement étudiée moyennant des méthodes numériques en éléments finis ou en différences finies (Dias, 1999 ; Vermeer et al., 2002 ; Yoo and Shin, 2003 ; Demagh et al., 2008 ; Mollon et al., 2009b, 2011c, 2013a). Ces méthodes ont prouvé leur capacité à modéliser le comportement réel du front lors de leurs comparaisons à des modèles expérimentaux (Al-Hallak, 1999 ; Berthoz et al., 2012 ; Chen et al.; 2013 ; Kirsch, 2010 ; Anagnostou, 2010). A défaut de modèles expérimentaux en sols multicouches, les résultats du modèle analytique proposé dans ce chapitre sont comparés à ceux d'un modèle numérique tridimensionnel en éléments finis réalisé sur le logiciel Midas-GTS, pour un cas de référence donné concernant un sol bicouche.

Le mécanisme de rupture critique obtenu par le modèle analytique est caractérisé par :

- (i) La pression critique au front de taille, i.e. le minimum de pression nécessaire pour assurer la stabilité du front ;
- (ii) La surface de rupture 3D qui lui correspond.

Ces résultats sont confrontés à ceux obtenus par la simulation numérique sur Midas-GTS. En effet, les valeurs de pression limite données par les deux modèles (analytique et numérique) sont comparées. Aussi, les coupes correspondantes réalisées dans les 3 directions au sein des surfaces de rupture 3D sont superposées et discutées.

Cette comparaison est effectuée pour un tunnel de 5.0 m de diamètre ( $D$ ). La hauteur de couverture ( $C$ ) est de 5.0 m aussi, sachant que le rapport  $C/D$  doit être supérieur ou égal à 1.0 pour que la rupture au front ne se propage pas en surface. Le tunnel est creusé dans 2 couches de sol purement frottant : la limite entre ces 2 couches se situe au niveau du centre du front de taille. Les 2 couches de sol ont un même poids volumique  $\gamma$  de  $18 \text{ kN/m}^3$  mais des angles de frottement différents : celui de la couche supérieure est de  $45^\circ$  tandis que celui de la couche inférieure est de  $30^\circ$ .

Le modèle numérique et les résultats qui en découlent seront présentés dans ce qui suit, quitte à les comparer au modèle analytique dans le paragraphe suivant afin de montrer qu'ils sont bien comparables.

## II.4.1 Présentation du modèle numérique étudié

### a. Géométrie du modèle

Vu la symétrie du problème, seule la moitié du modèle de tunnel étudié est reproduite sur Midas-GTS. Comme le montre la figure II-9, la taille du maillage est fixée à :

- (i) 15 m soit  $3.0D$  dans la direction longitudinale  $Z$ , parallèle à la direction du creusement (axe du tunnel) ;
- (ii) 7.5 m soit  $1.5D$  dans la direction transversale  $X$ , perpendiculaire à la direction du creusement ;
- (iii) 12.5 m soit  $2.5D$  dans la direction verticale  $Y$ .

Ces dimensions sont choisies de manière à pouvoir négliger l'influence des bords et ne pas affecter la valeur de la pression au front ainsi que l'étendue de la surface de rupture. Les déplacements des faces latérales du modèle sont bloqués selon la normale à chacune de ces faces, alors qu'ils sont bloqués dans les 3 directions à la face inférieure.

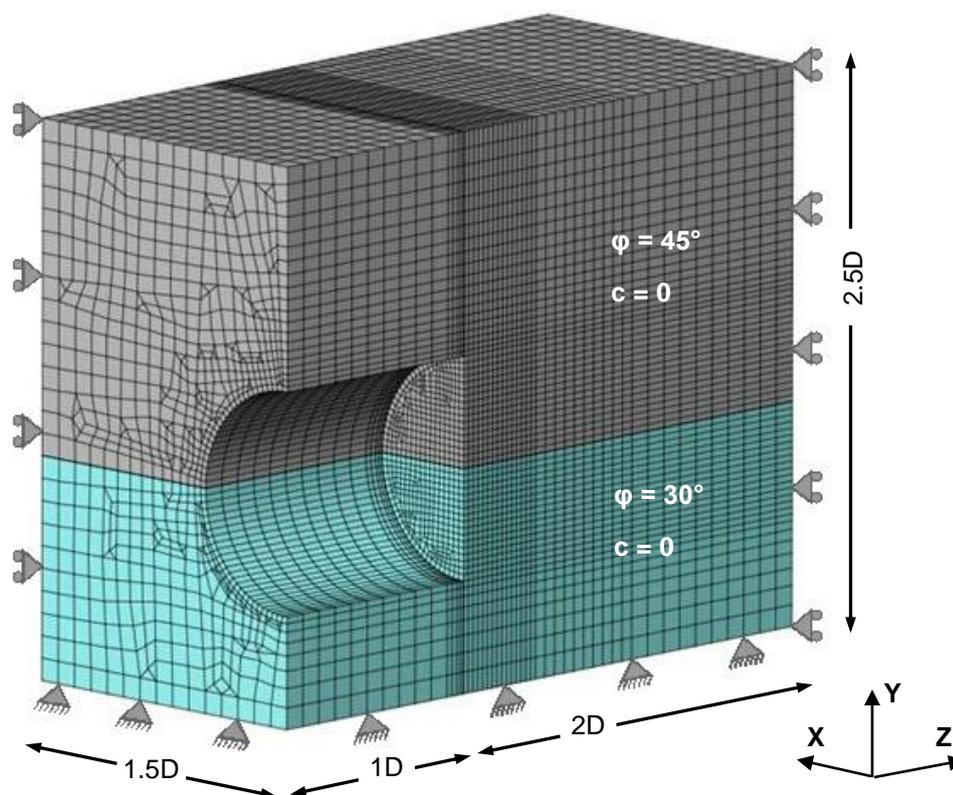


Figure II-8. Maillage adopté et conditions aux limites.

Un maillage quadrilatéral est adopté avec un total de 64.200 éléments et 66.200 nœuds. Le maillage est raffiné localement aux alentours du front de taille pour une meilleure précision du calcul des déformations.

### b. Caractéristiques géotechniques

Le modèle numérique adopté est constitué de 2 couches de sol au comportement élastique linéaire parfaitement plastique avec un critère de rupture de type Mohr-Coulomb. Les paramètres qui définissent le sol dans cette loi de comportement sont alors la cohésion ( $c$ ), l'angle de frottement ( $\varphi$ ), l'angle de dilatance ( $\psi$ ), le module de Young ( $E$ ) et le coefficient de Poisson ( $\nu$ ). Les valeurs adoptées pour chacun de ces paramètres sont données dans le tableau II-2. Ce tableau présente aussi les valeurs du poids volumique du sol ( $\gamma$ ) et le coefficient de pression des terres au repos ( $K_0$ ) et  $c_e$ , pour les deux couches.

**Tableau II-2. Caractéristiques géotechniques du modèle numérique (critère de rupture de type Mohr-Coulomb).**

Paramètres	Unité	Couche Supérieure	Couche Inférieure
<b>Module d'Young</b>	$E$ [MPa]	75	75
<b>Coefficient de Poisson</b>	$\nu$ [-]	0.22	0.22
<b>Cohésion</b>	$c$ [kPa]	0	0
<b>Angle de frottement</b>	$\varphi$ [°]	45	30
<b>Angle de dilatance</b>	$\psi$ [°]	45	30
<b>Poids volumique</b>	$\gamma$ [kN/m <sup>3</sup> ]	18	18
<b>Coefficient des terres au repos</b>	$K_0$ [-]	0.29	0.5

Notons que le module d'Young et le coefficient de Poisson sont choisis les mêmes pour les deux couches de sol étant donné que ces deux paramètres n'influent pas la valeur de la pression à la rupture d'après Vermeer et al. (2002) et Anagnostou et al. (2011). Quant à l'angle de dilatance, il est pris égal à l'angle de frottement interne de chaque couche. En fait, les méthodes d'analyse limite reposent sur le principe de normalité de Hill (1950) qui est seulement vérifié pour des sols qui suivent une loi d'écoulement associée ( $\psi = \varphi$ ), i.e. l'angle de frottement interne du sol est égal à son angle de dilatance. Cette hypothèse est généralement vraie dans le cas des sols purement cohérents, mais ne l'est pas dans le cas des sols frottants pour lesquels l'angle de dilatance est inférieur à l'angle de frottement. Or, d'après Demagh et al. (2008) et Vermeer et al. (2002), le caractère associé de la loi d'écoulement n'a pas une influence majeure sur les résultats des calculs numériques. Sur ce, cette hypothèse est adoptée dans le modèle numérique par analogie au modèle analytique proposé.

### c. Soutènement des parois latérales

En cours d'excavation, la stabilité des parois latérales du tunnel est assurée par l'installation de voussoirs en béton. Afin de pouvoir négliger tout effet de ce soutènement sur le comportement du front de taille et observer la seule incidence de la pression appliquée au front de taille sur les déformations engendrées par l'excavation, les hypothèses suivantes sont retenues dans la modélisation du problème :

- (i) l'installation du soutènement est immédiate ;
- (ii) le soutènement couvre toute la partie excavée jusqu'au front ;
- (iii) le soutènement est infiniment rigide.

Les nœuds du soutènement sont bloqués pour empêcher toute déformation pouvant influencer le front de taille.

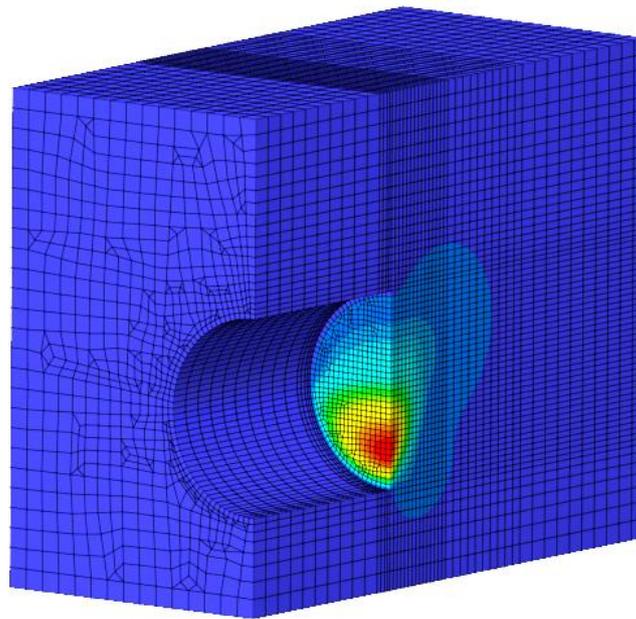
### d. Simulation du phasage des travaux

Le processus de creusement par tunnelier à front pressurisé est simulé numériquement par l'excavation du tunnel en une seule passe et simultanément, mise en place du soutènement infiniment rigide et application de la pression au front. Ainsi, suite à l'initialisation des contraintes dans le massif de sol par application de la gravité, le volume de sol à l'avant du front de taille est désactivé tout en activant le soutènement et la pression uniforme appliquée au front.

## II.4.2 Pression critique

Afin de déterminer la pression critique en-dessous de laquelle il y a effondrement du front de taille, une méthode de pilotage en force est adoptée. En d'autres termes, une certaine pression initiale, suffisamment élevée pour assurer la stabilité du front de taille, est tout d'abord appliquée. Elle est ensuite progressivement diminuée jusqu'à atteindre la rupture. Cette dernière se traduit directement, comme pour tout modèle aux éléments finis, par une absence de convergence des calculs liée à l'absence de solution d'équilibre du problème.

La rupture se traduit aussi par l'observation des déplacements maximaux au front de taille. Pour cela, à chaque pas de réduction de la pression, les déformations générées au front sont observées, comme proposé par Vermeer et al. (2002), et le déplacement maximal obtenu pour chaque cas est noté. La rupture a alors lieu une fois qu'une augmentation brutale et asymptotique du déplacement maximal est notée.



**Figure II-9. Déformations au front de taille**

La valeur de pression initiale appliquée au front de taille est fixée à 25 kPa : les déformations au front de taille pour cette pression sont très minimes avec un déplacement maximal de l'ordre du centimètre. Cette pression est ensuite réduite par pas de 5 kPa jusqu'à atteindre une valeur de 10 kPa. A partir de là, la pression est diminuée à raison de 0.5 kPa, soient 9.5, 9, 8.5, 8, 7.5, 7, 6.5 et 6 kPa. Les calculs ne convergent plus à partir de 7.5 kPa marquant ainsi un état de rupture. Les simulations numériques sont alors reprises pour des valeurs de pression entre 8.0 et 7.5 kPa à des intervalles de 0.1 kPa afin de mieux cerner la valeur de pression à partir de laquelle il y a rupture. La valeur de pression critique s'avère être égale à 7.9 kPa. Toutes les itérations effectuées pour déterminer la pression critique conduisent à un temps de calcul de l'ordre de 10 heures.

La figure II-11 montre l'évolution du déplacement maximal au front de taille en fonction de la pression appliquée. Les déplacements augmentent progressivement et d'une façon linéaire entre 25 et 9 kPa, puis ils augmentent asymptotiquement à partir de 7.9 kPa, confirmant ainsi l'état d'instabilité au sein du massif purement frottement (Anagnostou et al., 2011).

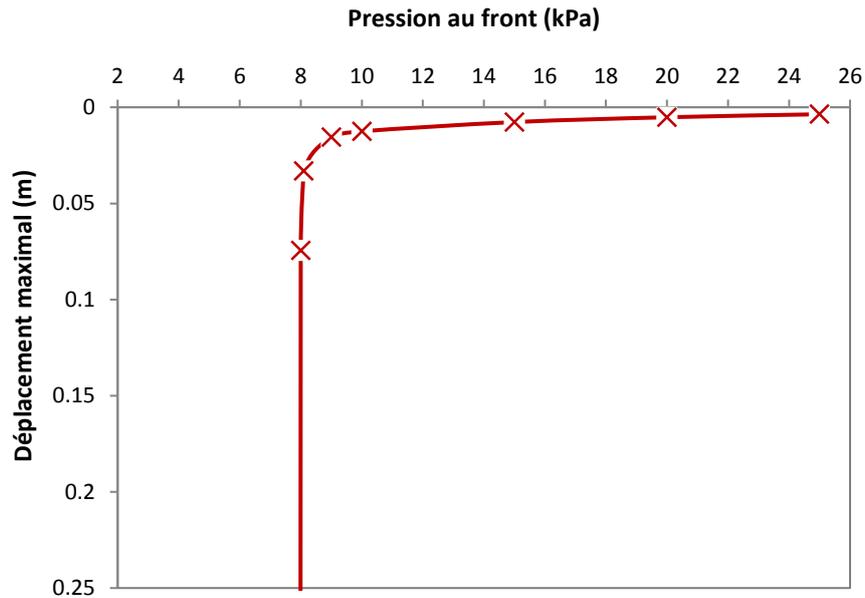


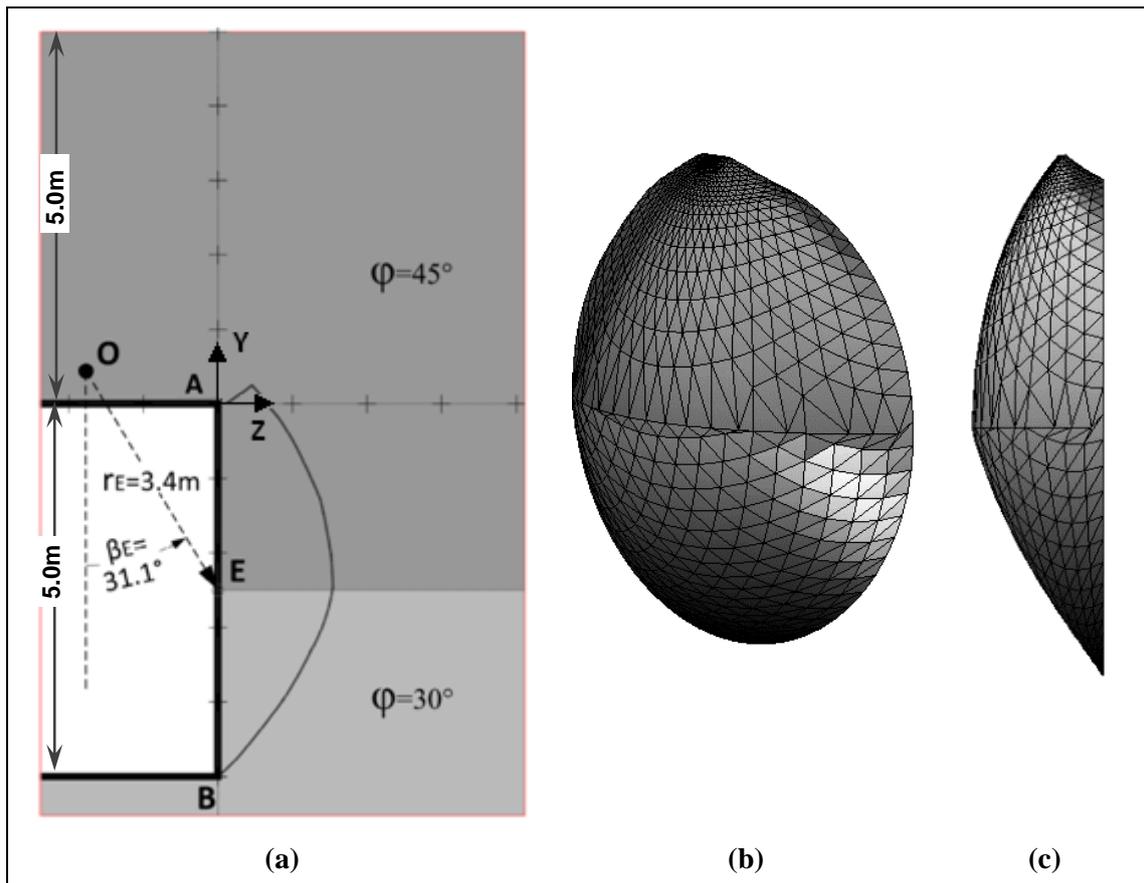
Figure II-10. Déplacement maximal au front de taille en fonction de la pression appliquée

### II.4.3 Surface de rupture

La surface de rupture correspondant au mécanisme le plus critique est définie dans le modèle numérique par la distribution des déformations en cisaillement obtenue pour la valeur de pression critique, i.e. 7.9 kPa. Des coupes au sein de cette surface sont montrées sur les figures II-13 à II-17.

### II.5 Comparaison entre les résultats du mécanisme « Corne » multicouche et ceux du modèle numérique

Le mécanisme de rupture le plus critique du cas de référence étudié numériquement dans le paragraphe précédent est recherché dans ce paragraphe en utilisant le modèle analytique multicouche proposé.



**Figure II-11. Mécanisme de rupture critique obtenu par le modèle analytique proposé pour le cas de référence étudié : a) coupe de la surface de rupture 3D dans le plan  $X=0$  avec  $\sigma_c = 9.1$  kPa,  $\beta_E = 31.1^\circ$ ,  $r_E = 3.4$  m et b) & c) vues 3D de la surface de rupture.**

Les résultats du modèle analytique (i.e. surface de rupture et pression d'effondrement) sont issus au bout de 2 minutes de calcul. Une pression critique de 9.1 kPa est obtenue. Elle correspond au mécanisme défini par un  $\beta_E$  égal à  $31.1^\circ$  et un  $r_E$  égal à 3.4 m (figure II-13.a). La figure II-13 (b et c) montre la surface de rupture 3D alors que la figure II-14 représente des coupes au sein de cette surface. Un changement dans la courbure du mécanisme est clairement repérable sur les coupes dans le plan (Z, Y) au niveau du passage d'une couche à l'autre, étant donné que la courbure de chaque arc de spirale logarithmique formant le mécanisme dépend de l'angle de frottement interne de la couche traversée.

Ces résultats du modèle analytique seront confrontés dans ce qui suit à ceux obtenus par le modèle numérique : les valeurs de pression limite sont comparées et des coupes réalisées dans les 3 directions au sein des surfaces de rupture 3D sont superposées.

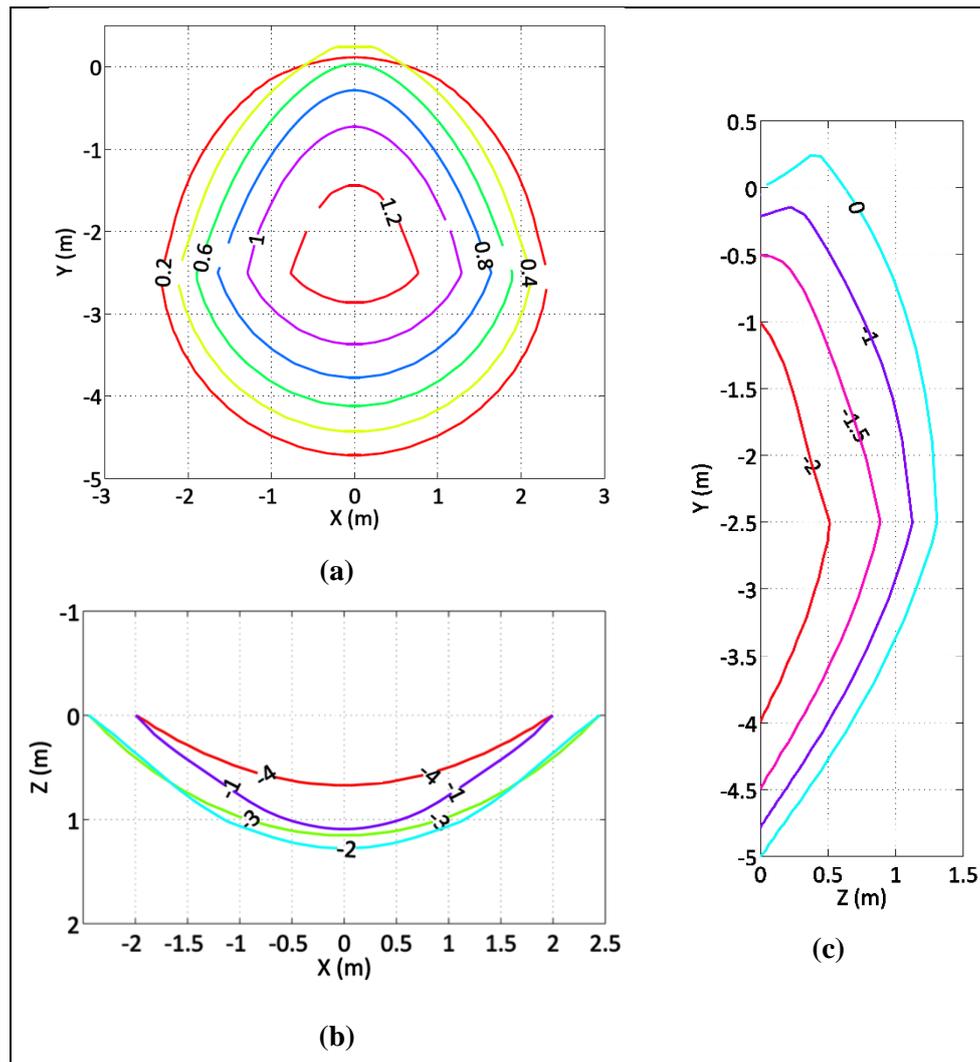


Figure II-12. Coupes au sein de la surface analytique 3D dans des plans parallèles  
 a) au plan (X, Y) b) au plan (X, Z) et c) au plan (Z, Y).

### II.5.1 Comparaison des pressions critiques

La valeur de pression critique au front obtenue à partir du modèle numérique (7.9 kPa) est plus petite que celle du modèle analytique (9.1 kPa) avec une différence de 13% entre les deux valeurs. Or l'approche cinématique est supposée fournir une valeur plus faible que (ou au plus égale à) la pression critique d'effondrement numérique. Mollon et al. (2011b) ont reporté aussi la même anomalie en comparant leur modèle analytique 2D pour un sol monocouche à un modèle numérique. La cause de cette anomalie est attribuée au manque de finesse du maillage. Mollon et al. (2011b) ont dû augmenter la finesse du maillage 2D jusqu'à 16 fois par rapport au modèle standard pour que la pression critique du modèle numérique dépasse légèrement celle du modèle analytique. Cependant le temps de calcul du modèle 2D avec maillage raffiné est 30 fois supérieur à celui du modèle à maillage standard (i.e. jusqu'à 60 heures) ce qui limite

énormément son intérêt, surtout pour un modèle 3D. Comme l'apport en précision du maillage raffiné n'est pas très important par rapport au coût onéreux en temps de calcul, les résultats du maillage standard sont admis malgré l'anomalie observée.

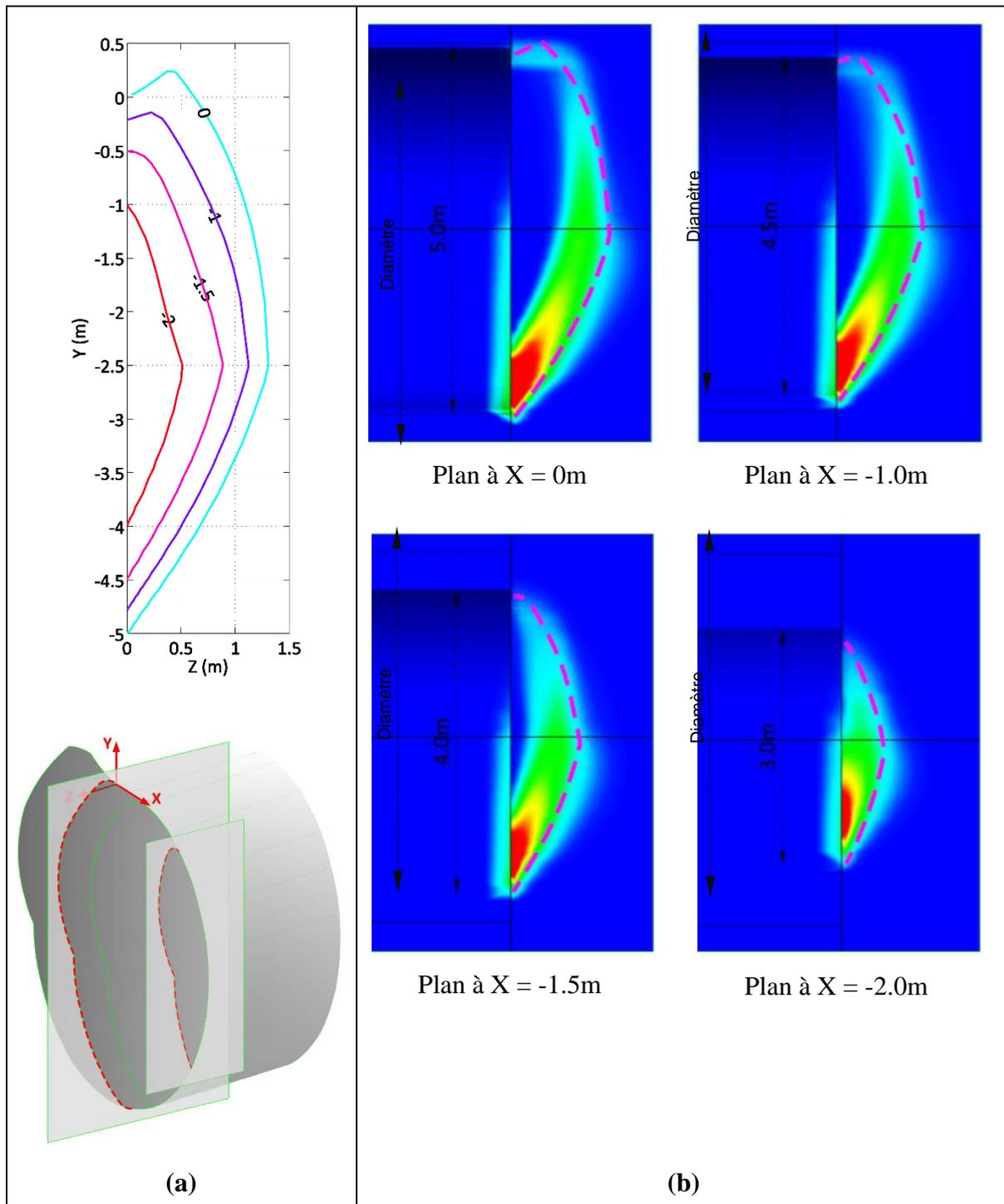
### II.5.2 Comparaison des surfaces de rupture

Afin de comparer les surfaces de rupture obtenues par les modèles analytique et numérique, des coupes sont réalisées dans les 3 directions au sein de ces 2 surfaces. Les coupes correspondant à un même plan sont ensuite superposées pour observer la concordance entre elles. A noter que la surface de rupture est définie dans le modèle numérique par la distribution des déformations en cisaillement pour la valeur de pression critique, i.e. 7.9 kPa, alors qu'elle est un résultat direct du modèle analytique.

Les plans de coupe adoptés sont les suivants :

- a) Plans parallèles au plan (Z, Y), i.e. à X égal à 0, -1, -1.5 et -2 m.
- b) Plans parallèles au plan (X, Z), i.e. à Y égal à -1, -2, -3 et -4 m.
- c) Plans parallèles au plan (X, Y), i.e. à Z égal à 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0 et 1.2 m.

Les Figures II-15, II-16 et II-17 présentent la superposition des coupes, dans les 3 directions de l'espace, des surfaces de rupture 3D données par les deux modèles analytique et numérique. Une bonne correspondance est notée entre les différentes coupes. Pourtant, les distributions de déformations en cisaillement fournies par le modèle numérique sont relativement « étalées » par rapport aux limites de la surface fournie par le modèle analytique. La cause de cet « étalement » est attribuée au manque de finesse du maillage, comme montré par Mollon et al. (2011b) pour son modèle 2D en sol monocouche. Comme discuté précédemment, le maillage standard est maintenu vu que l'amélioration des résultats apportée par le raffinement du maillage n'est pas importante vis-à-vis de l'accroissement du temps de calcul.



**Figure II-13. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (Z, Y) ( $X = 0, -1.0, -1.5$  et  $-2.0\text{m}$ ) : a) coupes dans la surface de rupture analytique et b) superposition des coupes du modèle numérique et du modèle analytique.**

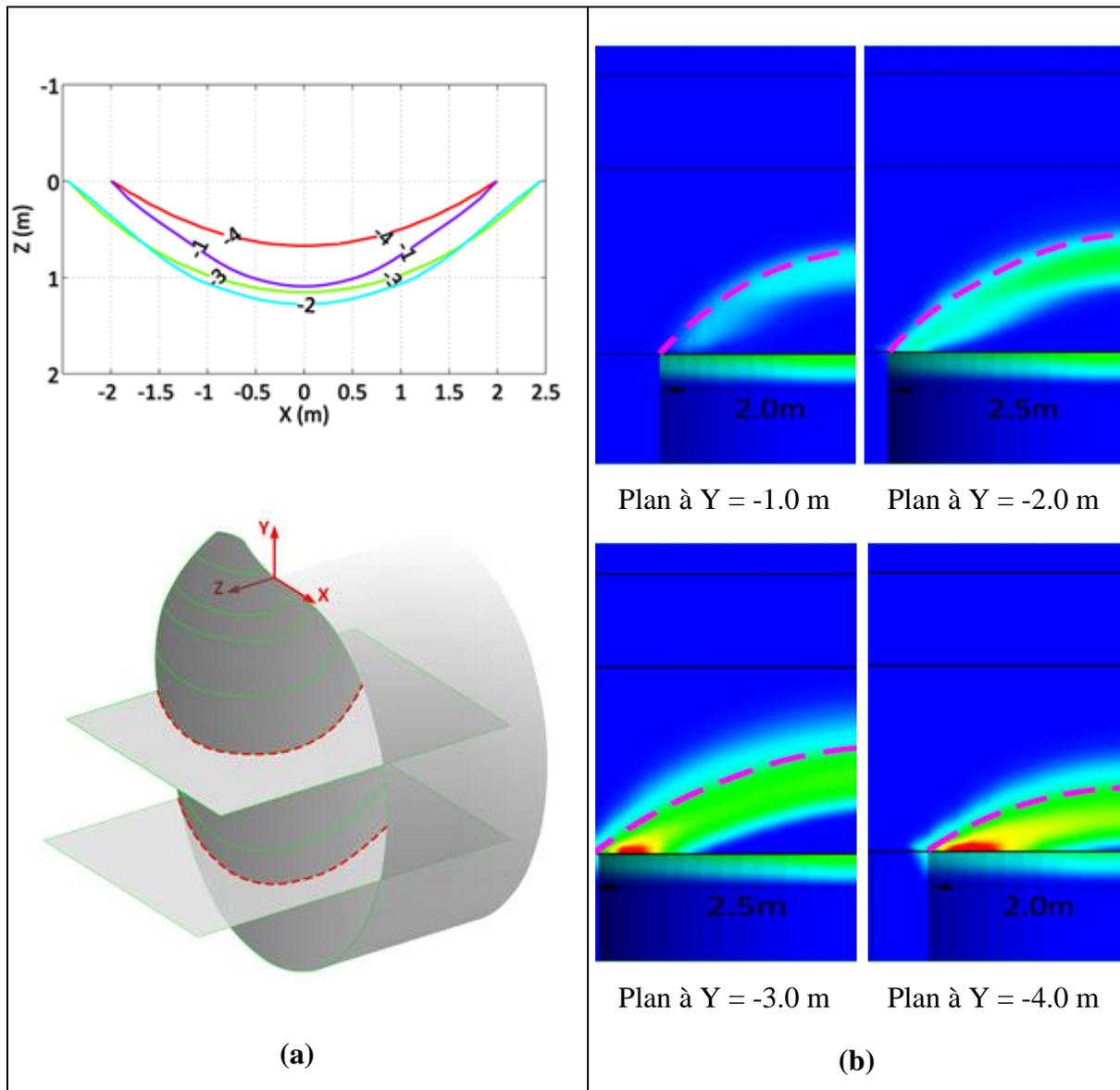
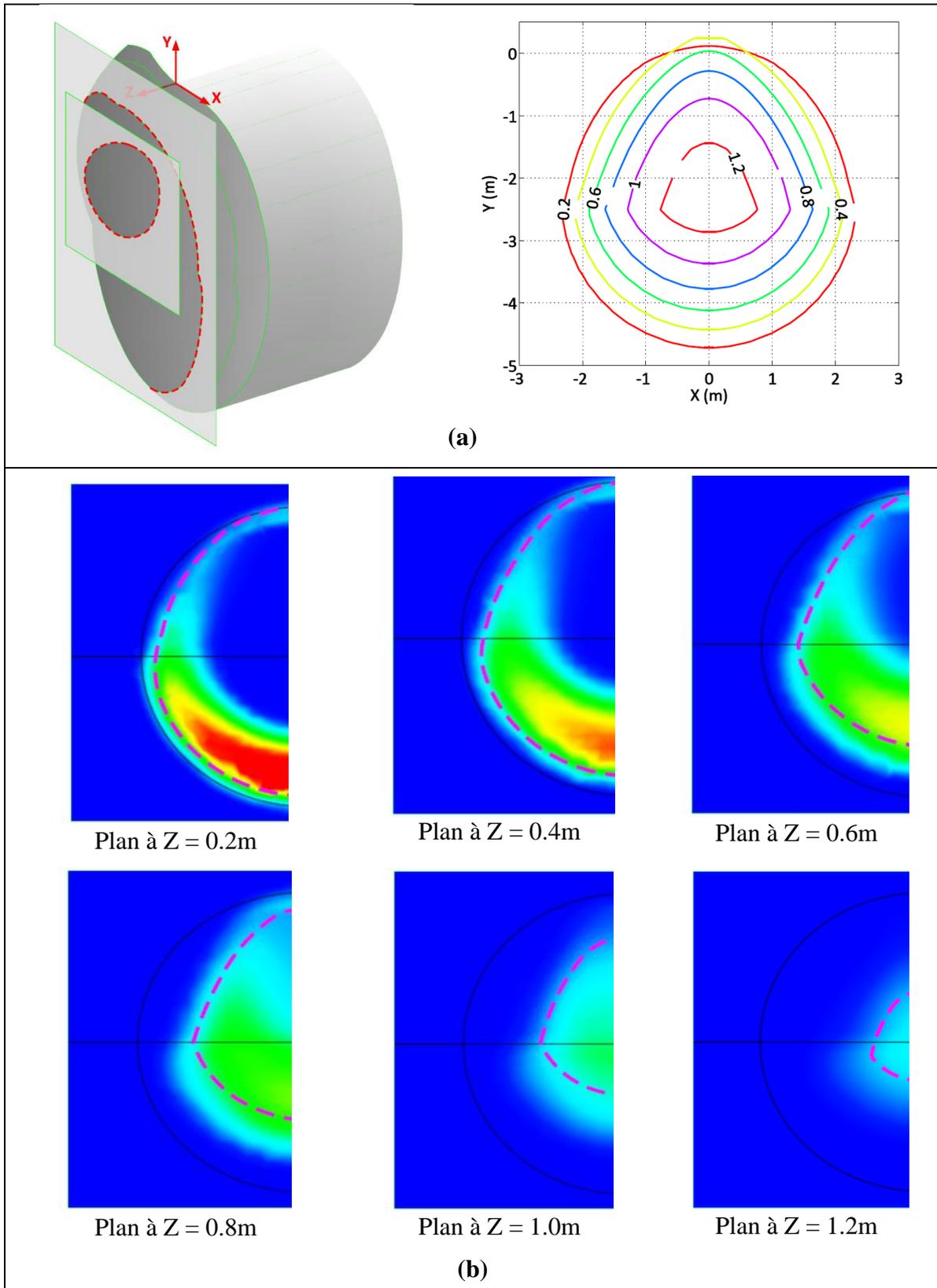


Figure II-14. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (X, Z) ( $Y = -1.0, -2.0\text{m}, -3.0\text{m}$  et  $-4.0\text{m}$ ) : a) coupes dans la surface de rupture analytique, b) superposition des coupes des modèles numérique et analytique.



**Figure II-15. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à  $(X, Y)$  ( $Z = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$  et  $1.2\text{m}$ ) : a) coupes dans la surface de rupture analytique, b) superposition des coupes des modèles numérique et analytique.**

## II.6 Application du modèle analytique proposé à des sols bicouche et tri-couche

Le modèle analytique proposé est utilisé pour déterminer la pression limite d'effondrement et le mécanisme de rupture critique correspondant pour deux cas de tunnels creusés dans des sols purement frottant de type bicouche et tri-couche et faisant intervenir à chaque fois un couche de sable lâche de plus faible résistance:

- (i) Lorsque le cas de bicouche de sable est étudié, deux scénarios sont examinés en alternant la position des couches de sable lâche et dense (l'une au-dessus ou en-dessous de l'autre). Pour les deux scénarios, le niveau de l'interface entre les deux couches est varié le long de l'axe vertical du front.
- (ii) Lorsque le cas de tri-couche de sable est étudié, l'influence de la position, le long de l'axe vertical du front, d'une couche de sable lâche (d'un mètre d'épaisseur) au sein d'une couche de sable dense est étudiée.

### II.6.1 Cas d'un tunnel creusé dans un sol bicouche

L'exemple d'un tunnel creusé dans deux couches de sol est étudié. Le tunnel a un diamètre de 5.0 m et une couverture de 5.0 m également. L'une des deux couches de sol est constituée de sable dense, l'autre étant formée de sable lâche. Les angles de frottement  $\phi$  sont respectivement de  $40^\circ$  et  $25^\circ$ . Un seul poids volumique  $\gamma$  de  $18 \text{ kN/m}^3$  est retenu pour les deux couches. Une étude paramétrique est alors effectuée pour observer l'effet de la variation de l'épaisseur de ces deux couches de sol sur la stabilité du front de taille.

Un premier scénario consiste à considérer que la couche de sable lâche se trouve au-dessus de la couche de sable dense (figure II-18). Le cas le plus défavorable est trouvé pour la configuration où l'interface entre les deux couches est située au niveau du radier du tunnel (i.e. le tunnel est creusé au sein d'une seule couche de sable lâche). La pression critique correspondante est de 16.9 kPa comme le montre la figure II-18. En augmentant l'épaisseur de la couche inférieure de sable dense, réduisant ainsi celle de la couche supérieure de sable lâche, la pression nécessaire pour stabiliser le front de taille diminue, ce qui indique que ce dernier est en train de devenir de plus en plus stable. Lorsque la position de l'interface entre les deux couches devient supérieure à 0.5 m au-dessus de la tête du tunnel, le mécanisme de rupture le plus critique et la pression d'effondrement correspondante restent inchangés. La valeur de cette

---

pression constante est égale à 7.25 kPa comme le montre la figure II-18. Cette pression correspond au cas d'un tunnel creusé dans une seule couche de sable dense avec  $\varphi = 40^\circ$ .

Le deuxième scénario est l'inverse du premier puisque la couche de sable lâche est considérée être située en-dessous du sable dense (figure II-19). La pression critique au front lorsque le tunnel est complètement creusé dans du sable dense ( $\varphi = 40^\circ$ ) est de 7.25 kPa comme le montre la figure II-19. A l'introduction de la couche de sable lâche en augmentant son épaisseur de bas en haut, la pression critique augmente progressivement, indiquant une instabilité croissante du front de taille. La surface de rupture critique continue à intercepter la couche supérieure jusqu'à ce que la base de cette dernière se situe à 1.5 m au-dessus de la tête du tunnel. A partir de ce niveau-là, le mécanisme de rupture le plus critique redevient celui d'un tunnel creusé complètement dans un sable lâche : la surface de rupture la plus critique est entièrement contenue dans la couche du sable lâche et la pression au front égale à 16.9 kPa est retrouvée.

Pour les deux scénarios, le mécanisme de rupture reste inchangé à partir d'une certaine épaisseur de la couche inférieure, éliminant ainsi tout effet de la couche supérieure sur la stabilité du front : ceci est dû à l'effet voûte.

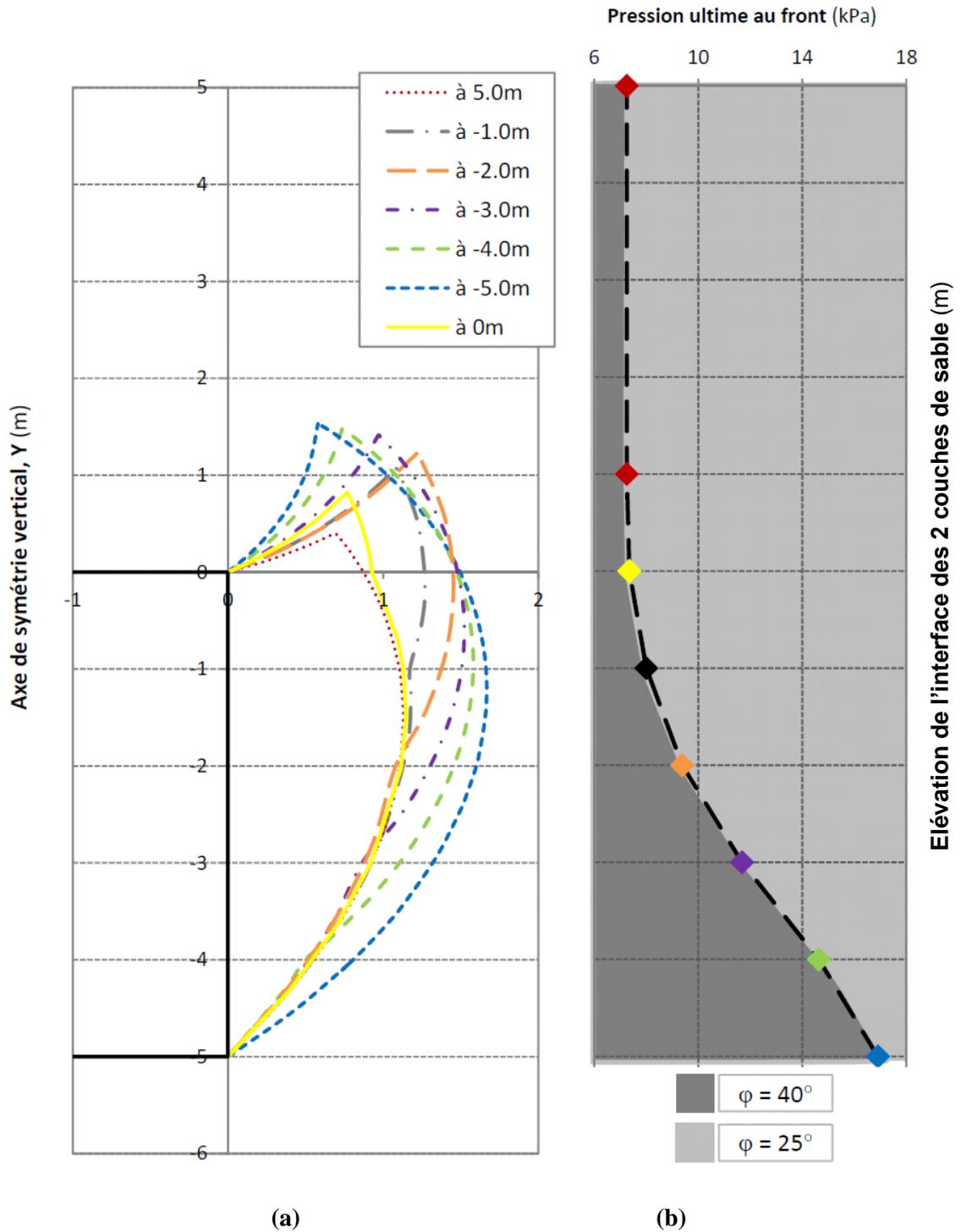


Figure II-16. Mécanismes de rupture critiques obtenus pour un tunnel creusé dans deux couches de sable dense et lâche (avec le sable dense au-dessous du sable lâche), pour plusieurs positions de l'interface entre ces deux couches (a) les valeurs de pression critique correspondantes (b).

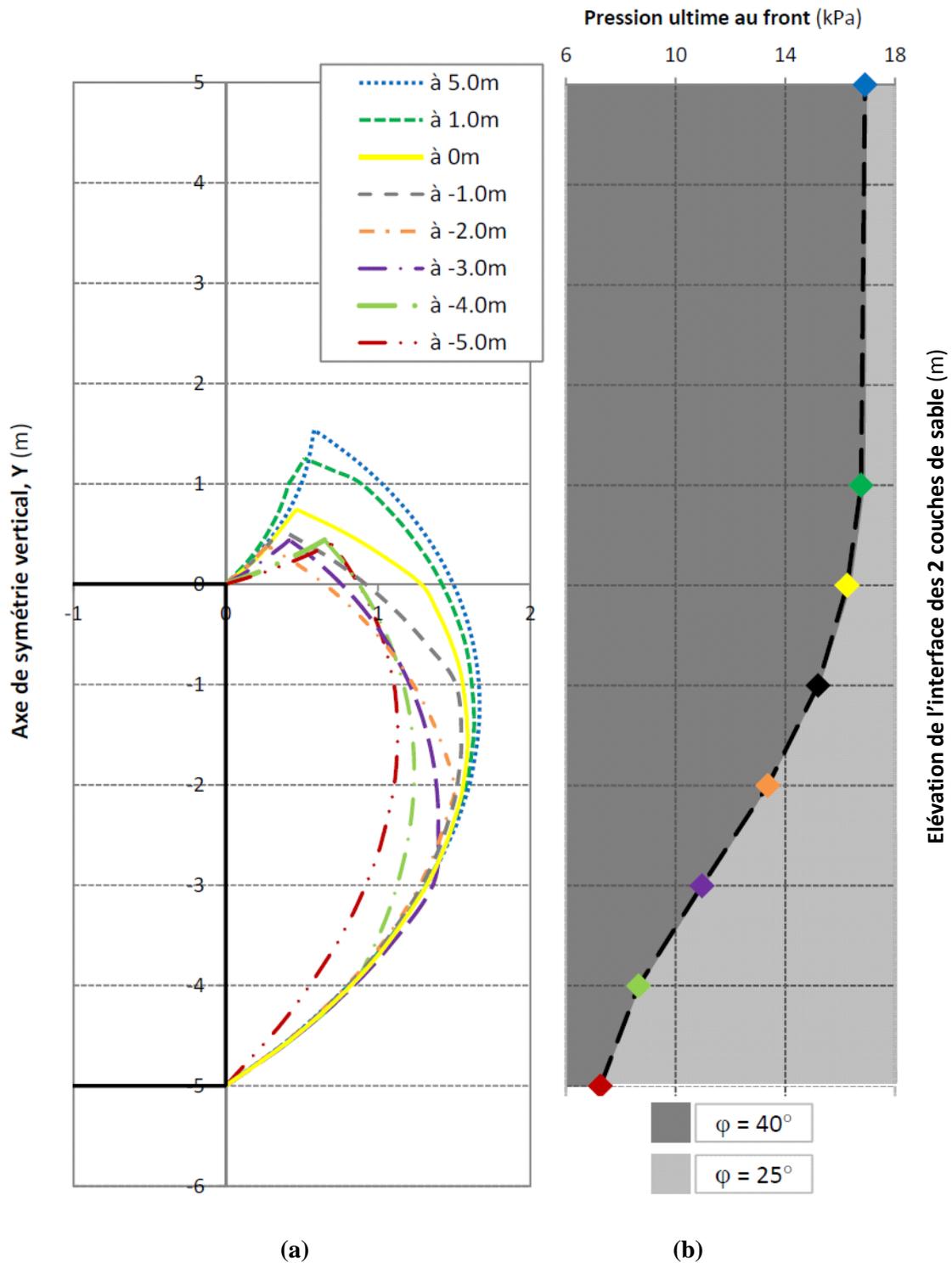


Figure II-17. Mécanismes de rupture critiques obtenus pour un tunnel creusé dans deux couches de sable dense et lâche (avec le sable dense au-dessus du sable lâche), pour plusieurs positions de l'interface entre ces deux couches (a) les valeurs de pression critique correspondantes (b).

## II.6.2 Cas d'un tunnel creusé dans un sol tricouche

Cette partie étudie l'effet de la position d'une couche de sable lâche au sein d'une couche de sable dense. L'exemple d'un tunnel ayant un diamètre  $D$  de 5.0 m est considéré. La hauteur de couverture  $C$  vaut aussi 5.0 m. Ce tunnel est creusé dans une couche de sable dense interceptée par une couche de sable lâche de 1.0 m d'épaisseur. Les angles de frottement internes des deux couches sont de  $40^\circ$  et  $25^\circ$  respectivement. Un seul poids volumique de  $18 \text{ kN/m}^3$  est retenu pour les deux couches de sol.

Un exemple de mécanisme de rupture critique obtenu lorsque la limite supérieure de la couche de sable lâche se trouve à 3.0 m en-dessous de la tête du tunnel est présenté dans la figure II-20.

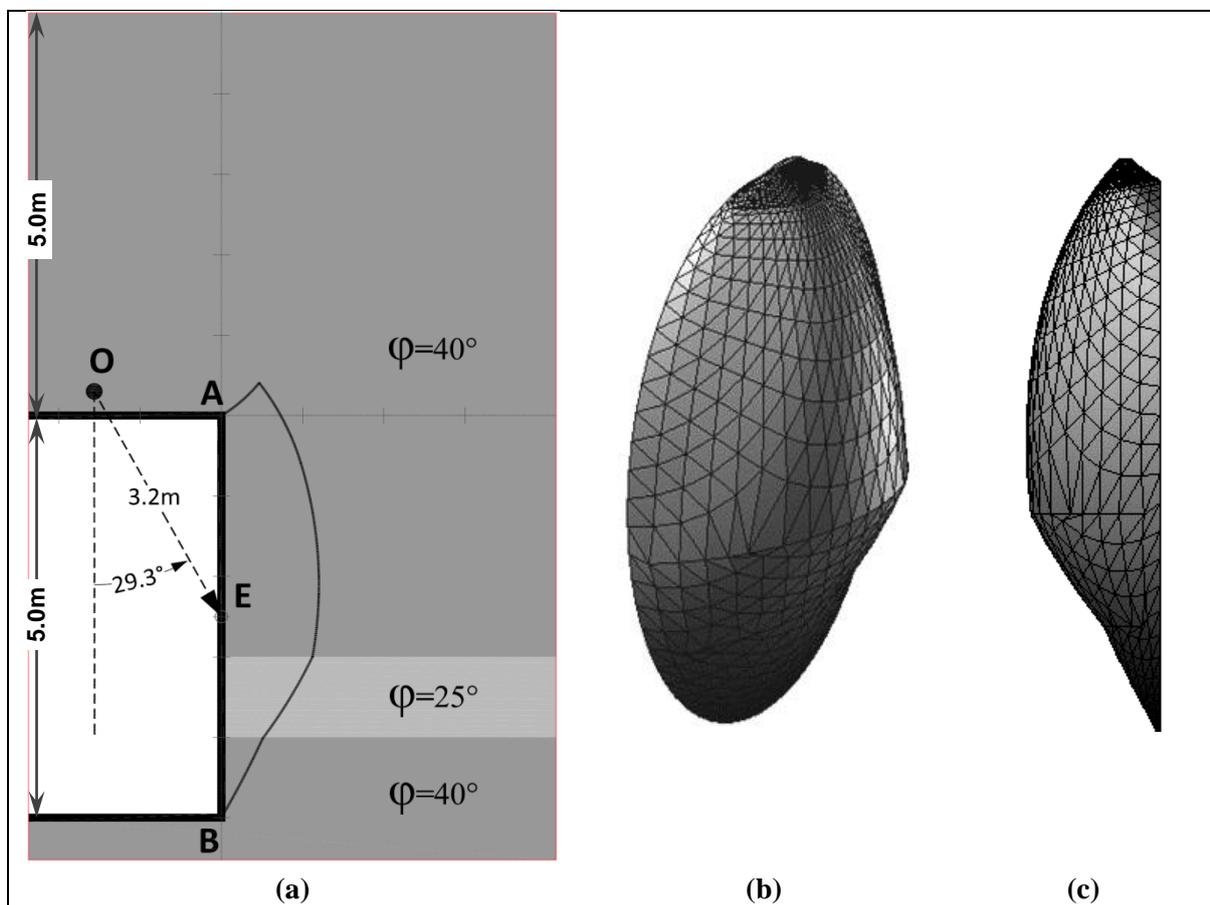


Figure II-18. Mécanisme de rupture critique obtenu pour le cas du tunnel creusé dans un sable dense intercepté par un sable lâche : a) coupe de la surface de rupture 3D dans le plan  $X=0$  avec avec  $\sigma_c = 7.25 \text{ kPa}$ ,  $\beta_E = 29.3^\circ$ ,  $r_E = 3.2 \text{ m}$  et b) & c) vues 3D de la surface de rupture.

La position de la couche de sable lâche (repérée par l'élévation de sa limite supérieure par rapport à la tête du tunnel) est variée de bas en haut, le long de l'axe vertical du tunnel, pour observer son effet sur la pression au front (figure II-21.b) et sur la surface de rupture (figure II-21.a).

Tout d'abord, la limite supérieure de la couche de sable lâche est placée au niveau du radier du tunnel tel que le sable lâche se situe entièrement au-dessous du tunnel. La rupture a donc lieu dans la couche de sable dense seulement et la pression critique au front obtenue est de 7.25 kPa. En déplaçant la limite supérieure de la couche de sable lâche progressivement vers le haut, la pression critique augmente indiquant que le front de taille est en train de devenir de moins en moins stable. Le maximum de pression critique au front est atteint lorsque la limite supérieure de la couche de sable lâche est à 3 m au-dessous de la tête du tunnel. Cette position du sable lâche est alors la plus critique par rapport au front de taille. Au-delà de cette position, la pression critique commence à diminuer jusqu'à rejoindre de nouveau le cas d'un tunnel creusé dans une seule couche de sable dense avec  $\varphi = 40^\circ$ .

Mollon et al. (2011b) ont effectué une analyse similaire en 2D investiguant la position d'une bande de sol de faible caractéristiques mécaniques. Ils ont trouvé que la position la plus critique est lorsque cette dernière se situe au pied du tunnel parce que c'est la position qui amplifie le plus le volume du bloc en mouvement. Toutefois, en examinant ceci en 3D, il s'avère que pour un front de taille circulaire, la surface du mécanisme de rupture interceptant la couche de sol au niveau du radier n'est pas suffisamment grande. Pour cela, la position la plus critique d'une telle bande s'avère un peu plus élevée du radier, i.e. vers le tiers inférieur du front.

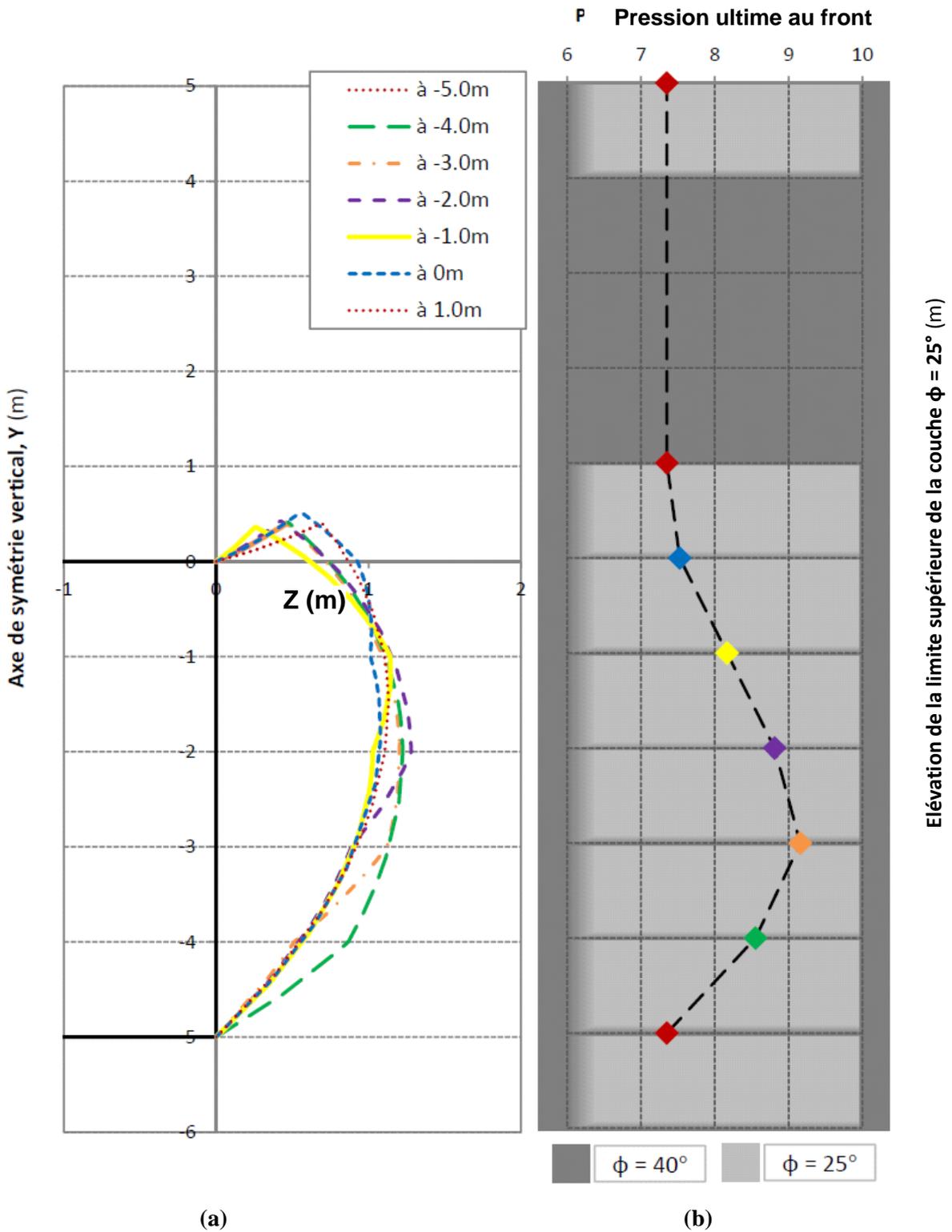


Figure II-19. Mécanismes de rupture critiques obtenus pour un tunnel creusé dans une couche de sol dense interceptée par une couche de sable lâche de 1.0 m d'épaisseur, pour plusieurs positions de cette dernière au sein du sable dense (a) les valeurs de pression critique correspondantes (b)

## II.7 Conclusion

Dans ce chapitre, un nouveau mécanisme de rupture 3D est proposé pour le cas de tunnels creusés par tunneliers à pression d'air dans des sols multicouches purement frottant. Ce mécanisme constitue une extension du mécanisme rotationnel de Mollon et al. (2011a) pour un sol monocouche intitulé « Corne ».

A défaut de modèles expérimentaux en sols multicouches permettant de valider le nouveau mécanisme proposé, il est proposé de valider en contrepartie, le mécanisme de Mollon et al. (2011) en comparant ses résultats à ceux des modèles expérimentaux reportés dans la littérature. Il s'avère alors que ce dernier reflète bel et bien le comportement à l'effondrement du front de taille dans un sol homogène purement frottant, tant au niveau de la forme de la surface de rupture qu'au niveau des pressions ultimes. Ceci étant, le modèle analytique « Corne » est utilisé comme base pour le développement du mécanisme multicouche, tel que détaillé dans une deuxième partie du chapitre.

Les résultats du nouveau mécanisme sont comparés par suite à ceux d'un modèle équivalent en éléments finis, soulignant l'intérêt du recours à un tel modèle analytique vu la pertinence de ses résultats d'une part et son coût calculatoire très minime d'autre part. En fait, les pressions critiques au front et les surfaces de rupture issues des deux modèles considérés sont confrontées. La comparaison des valeurs de pression critique au front est immédiate : une différence de 13% environ est notée. Quant à la confrontation des surfaces de rupture, elle est faite en superposant des coupes réalisées dans les 3 directions au sein des 2 surfaces 3D générées par les modèles analytique et numérique : une bonne concordance est trouvée entre la forme et l'étendue des deux surfaces de rupture.

Deux exemples d'application du nouveau modèle multicouche sont enfin présentés. Ils s'intéressent aux cas de massifs stratifiés, bicouches et tricouches, formés par des couches de sables denses et lâches. D'un autre côté, il s'avère que la position la plus défavorable d'une couche de sable lâche interceptant un massif de sable dense est lorsque cette dernière se situe dans le tiers inférieur du front.

Comme il a été déjà mentionné, le nouveau mécanisme développé pour des sols multicouches n'a pu être validé par l'expérimentation. En fait, bien que trois essais expérimentaux de Berthoz et al. (2012) portent sur des tunnels creusés dans deux et trois couches de sol, ils ne reflètent pas le modèle présenté dans ce chapitre puisqu'ils engagent une couche de sol auto-stable dans

leur moitié inférieure. Pour cela, la phase de validation des résultats obtenus doit être complétée par des séries d'essais expérimentaux sur modèles réduits. En parallèle, ce mécanisme théorique peut être développé davantage pour couvrir par exemple le cas de rupture par refoulement et de tunnels creusés par les méthodes traditionnelles.

**CHAPITRE III****EFFET DE LA VARIABILITE SPATIALE DU SOL SUR LA  
STABILITE DU FRONT DE TAILLE PAR LA METHODE DE  
MONTE CARLO****III.1 Introduction**

La plupart des études portant sur la stabilité du front de taille sont menées sur des modèles déterministes ne prenant pas en compte la variabilité spatiale des propriétés du sol. Pourtant, il est bien connu qu'un sol est caractérisé par une variabilité spatiale de ses propriétés à cause des processus géologiques qu'il encourt lors de sa formation. Les approches probabilistes tentent d'évaluer l'impact de cette hétérogénéité sur la réponse des modèles géotechniques en y injectant la variabilité spatiale des propriétés du sol par l'intermédiaire de champs aléatoires.

Le développement continu des méthodes de génération de champs aléatoires et de modèles de propagation d'incertitude de plus en plus sophistiqués a poussé divers auteurs à s'intéresser à l'étude de l'effet de la variabilité spatiale du sol sur le comportement des ouvrages en géotechnique. En particulier, le tassement et la capacité portante des fondations ont fait l'objet d'un grand nombre de recherches par Griffiths et Fenton (2001, 2002) ; Fenton et Griffiths (2003, 2005) ; Popescu et al. (2005) ; Low et Phoon (2002) ; Abdel-Massih (2007) ; Soubra et al. (2008, 2010) ; Ahmed (2012) ; Al-Bittar et al. (2013) ; etc.

En contrepartie, très peu d'auteurs ont investigué la stabilité du front de taille des tunnels en conditions spatialement variables : Mollon et al. (2011b) ont présenté un nouveau mécanisme analytique bidimensionnel (2D) capable d'évaluer la pression limite au front en considérant la variabilité spatiale bidimensionnelle de l'angle de frottement du sable. La pertinence de ce modèle analytique a été démontrée en confrontant ses résultats à ceux d'un modèle numérique équivalent. Une analyse probabiliste fut alors effectuée par une série de tirages de Monte-Carlo

pour différentes longueurs d'autocorrélation. Cette étude a montré que la dispersion de la pression limite d'effondrement est d'autant plus petite que les longueurs d'autocorrélation sont faibles. Il s'est avéré par conséquent, que la modélisation en sol homogène obtenu pour de très grandes longueurs d'autocorrélation, conduirait à une dispersion maximale de la pression limite, et constituerait par suite une hypothèse sécuritaire de dimensionnement (Mollon, 2010).

Ce chapitre propose d'étudier l'impact de la variabilité spatiale 3D de l'angle de frottement interne du sol sur la stabilité du front de taille d'un tunnel pressurisé excavé dans un sol purement frottant en utilisant un nouveau modèle analytique 3D. Le nouveau modèle analytique développé est une extension du mécanisme développé par Mollon et al. (2011a) en sols homogènes, intitulé « Corne », sachant que ce dernier a été validé par les résultats expérimentaux au chapitre II.

La variation de l'angle de frottement d'un point à l'autre de l'espace est modélisée par un champ aléatoire 3D généré par la méthode d'expansion de Karhunen-Loeve (Spanos et Ghanem, 1989). Le mécanisme est alors construit point par point en fonction des différentes valeurs d'angle de frottement interceptées par la surface de rupture.

Les résultats du nouveau modèle analytique, soient la pression critique et la surface de rupture critique, sont comparés à ceux fournis par un modèle numérique équivalent aux éléments finis. Les résultats des 2 modèles s'avèrent être très comparables mais le temps de calcul consommé par le modèle analytique est bien plus réduit que celui du modèle numérique. Le modèle analytique proposé est alors utilisé pour étudier par la méthode Monte-Carlo, l'effet de la variabilité spatiale de l'angle de frottement sur les deux premiers moments statistiques de la pression ultime au front.

## **III.2 Extension du mécanisme « Corne » en sols homogènes aux cas de sols spatialement variables**

### **III.2.1 Variabilité spatiale de l'angle de frottement interne du sol**

Comme il a été déjà expliqué au Chapitre I, la dépendance spatiale d'une propriété du sol est modélisée sous forme d'un champ aléatoire défini par une loi de distribution statistique et une fonction d'autocorrélation.

Les modèles analytique et numérique proposés dans ce chapitre considèrent la variabilité spatiale de l'angle de frottement interne du sol. Le champ aléatoire correspondant est supposé

suivre une distribution lognormale, l'angle de frottement interne du sol étant une grandeur strictement positive. La moyenne et l'écart-type de ce champ sont notées  $\mu$  et  $\sigma$  respectivement. La dépendance de deux valeurs de l'angle de frottement en 2 points distincts du sol est représentée par une fonction d'autocorrélation exponentielle du second ordre.

Pour modéliser une réalisation du champ aléatoire de l'angle de frottement et construire le modèle analytique pour cette réalisation donnée, le domaine 3D représentant le massif de sol est discrétisé en  $N_x \times N_y \times N_z$  éléments de volume, où  $N_x$ ,  $N_y$  et  $N_z$  sont les nombres d'éléments de volume dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement. Pour chaque réalisation du champ aléatoire, une configuration donnée du sol est générée en accordant une valeur d'angle de frottement à chaque élément de volume de sol. En fait, tout volume élémentaire est supposé être homogène en soi et il est représenté par la valeur de la propriété en son point central. Une seule valeur d'angle de frottement est alors accordée à ce volume élémentaire, sachant qu'elle est calculée en son centre en fonction de sa position dans l'espace et suivant les lois de distribution et d'autocorrélation choisies. Une fois le domaine de sol est ainsi défini, le modèle analytique de rupture est construit au sein de ce modèle, tout en tenant compte de la valeur de l'angle de frottement en chaque point de ce domaine.

Dans ce chapitre, la méthode d'expansion en séries de Karhunen-Loeve (KL), développée par Spanos et Ghanem (1989) et présentée au Chapitre I, est adoptée pour discrétiser le champ aléatoire de l'angle de frottement. Pour plus de détails sur la discrétisation du champ aléatoire par K-L, la taille du modèle et le choix du nombre d'éléments de volume constituant ce modèle, le lecteur peut se référer aux paragraphes III.4.1, III.5 et III.7.1 de ce chapitre.

### III.2.2 Construction géométrique du mécanisme de rupture

Soit un tunnel de diamètre  $D$  sous une hauteur de couverture  $C$ . Le rapport  $C/D$  est pris supérieur ou égal à un ( $C/D \geq 1$ ) pour que le mécanisme ne débouche pas en surface. Le massif de sol considéré est purement frottant avec un angle de frottement spatialement variable. Le tunnel est creusé par un tunnelier à front pressurisé appliquant une pression uniforme  $\sigma$  sur le front de taille pour le soutenir.

Comme pour le mécanisme des sols multicouches présenté au chapitre II, le mécanisme de rupture considéré ici (figure III-1) est défini dans le plan de symétrie du tunnel ( $X=0$ ), par deux branches de spirales logarithmiques (AF et BF) ayant un même centre  $O$  et issues à partir de la clé et du pied du tunnel (points A et B respectivement). Le mécanisme subit un mouvement de

rotation autour d'un axe horizontal parallèle à X et passant par le point O, à une vitesse angulaire  $\omega$ . La norme du vecteur vitesse  $\vec{v}$  en un point donné est alors égale à  $\omega.r$ ,  $r$  étant la distance entre ce point et le centre de rotation O. Le mécanisme en entier est défini par la position du point O, soit par les paramètres géométriques adimensionnels  $r_E/D$  et  $\beta_E$ .

Afin de respecter la condition de normalité, le vecteur vitesse fait en tout point un angle  $\varphi_i$  avec la surface de rupture,  $\varphi_i$  étant l'angle de frottement du volume élémentaire  $i$  traversé par le mécanisme. En fait, les 2 branches issues de A et B sont constituées par une succession d'arcs de spirales logarithmiques ayant un même centre O. A chaque traversée d'un élément de volume de sol  $i$ , un nouvel arc est généré en fonction de l'angle de frottement  $\varphi_i$  de cet élément, et cela à partir du point d'intersection de l'arc précédent avec ce volume élémentaire de sol, jusqu'à ce que les deux branches ainsi construites se coupent en un point F pour former l'extrémité du mécanisme. Etant donné que la hauteur de la couverture est suffisamment grande pour que le mécanisme n'émerge pas en surface, le point F se situe toujours en dessous de la surface du terrain.

Ceci étant, soient  $I_i$  et  $J_i$  l'ensemble des points d'intersection des branches de spirales logarithmiques issues de A et B respectivement, avec les éléments de volume traversés par le mécanisme. En d'autres termes, chaque arc issu d'un point  $I_i$  ou  $J_i$  intercepte l'élément de volume (i) qu'il traverse par un point  $I_{i+1}$  ou  $J_{i+1}$  (situé à la limite supérieure de cet élément) à partir duquel un nouvel arc est généré, et ainsi de suite. Par suite, les équations des arcs issus à partir de  $I_i$  et de  $J_i$  sont données par :

$$r = r_{I_i} \cdot \exp\left((\beta - \beta_{I_i}) \cdot \tan \varphi_i\right) \quad \text{(III-1)}$$

$$r = r_{J_i} \cdot \exp\left((\beta_{J_i} - \beta) \cdot \tan \varphi_i\right) \quad \text{(III-2)}$$

Les coordonnées d'un point d'intersection ( $I_{i+1}$  ou  $J_{i+1}$ ) sont calculées en fonction des coordonnées du point antécédent ( $I_i$  ou  $J_i$ ) qui ont été déjà déterminées et à partir desquels les arcs sont générés.

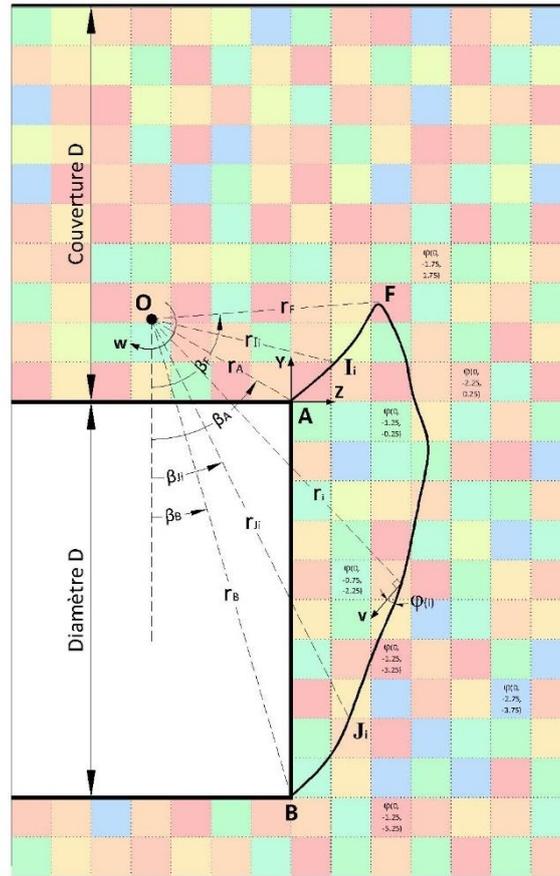


Figure III-1. Définition du mécanisme dans le plan X=0.

L'ordonnée  $Y_{J_{i+1}}$  du point  $J_{i+1}$  est égale à celle de la limite supérieure de l'élément de volume ( $i$ ) traversé. Reste alors à déterminer l'abscisse de ce point,  $Z_{J_{i+1}}$ . Le point  $J_{i+1}$  appartient à l'arc de spirale logarithmique issu de  $J_i$  :

$$r_{J_{i+1}} = r_{J_i} \cdot \exp\left((\beta_{J_i} - \beta_{J_{i+1}}) \cdot \tan \varphi_i\right) \quad \text{(III-3)}$$

En plus,  $\beta_{J_{i+1}}$  et  $r_{J_{i+1}}$  s'écrivent en fonction des coordonnées du point O, tels que :

$$\beta_{J_{i+1}} = \arctan \frac{Z_{J_i} - Z_0}{Y_{J_i} - Y_0} \quad \text{(III-4)}$$

$$r_{J_{i+1}} = \sqrt{(Y_{J_i} - Y_0)^2 + (Z_{J_i} - Z_0)^2} \quad \text{(III-5)}$$

Les expressions ci-dessus de  $\beta_{J_{i+1}}$  et  $r_{J_{i+1}}$  sont alors remplacées dans l'équation (III-3) et  $Z_{J_{i+1}}$  est calculée en fonction de  $Y_{J_{i+1}}$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$ ,  $\beta_{J_i}$ ,  $r_{J_i}$  et  $\varphi_i$ , et par suite  $\beta_{J_{i+1}}$  et  $r_{J_{i+1}}$ .

$Z_{I_{i+1}}$ ,  $\beta_{I_{i+1}}$  et  $r_{I_{i+1}}$  du point  $I_{i+1}$  sont calculées par analogie au point  $J_{i+1}$ , en fonction de  $Y_{I_i}$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$ ,  $\beta_{I_i}$ ,  $r_{I_i}$  et  $\varphi_i$ .

Les deux branches d'arcs de spirales logarithmiques formant le mécanisme de rupture sont construites par arcs successifs jusqu'à se couper en un point F. Le point F, appartenant aux deux arcs de spirales logarithmiques traversant l'élément de volume  $i+1$ , est caractérisé par :

$$\beta_F = \frac{-\ln\left(\frac{r_{Ii}}{r_{Ji}}\right)}{\tan \varphi_{i+1}} + \beta_{Ii} + \beta_{Ji} \tag{III-6}$$

$$r_F = r_{Ji} \cdot \exp\left((\beta_{Ji} - \beta_F) \cdot \tan \varphi_{i+1}\right) = r_{Ii} \cdot \exp\left((\beta_F - \beta_{Ii}) \cdot \tan \varphi_{i+1}\right) \tag{III-7}$$

Ayant défini la section du mécanisme dans le plan de symétrie vertical du tunnel ( $X=0$ ), la surface de rupture 3D est alors construite « point par point » comme présenté dans le chapitre II, i.e. par génération successive d'ensembles de points de cette surface dans un plan radial donné à partir d'un ensemble de points dans un plan radial précédent, jusqu'à atteindre l'extrémité du mécanisme. Les figures (III-2 et III-3) présentent la discrétisation du contour du front de taille et les plans de construction radiaux ainsi qu'une distribution typique de l'angle de frottement interne dans les deux sections considérées et ce, pour une configuration statistique donnée.

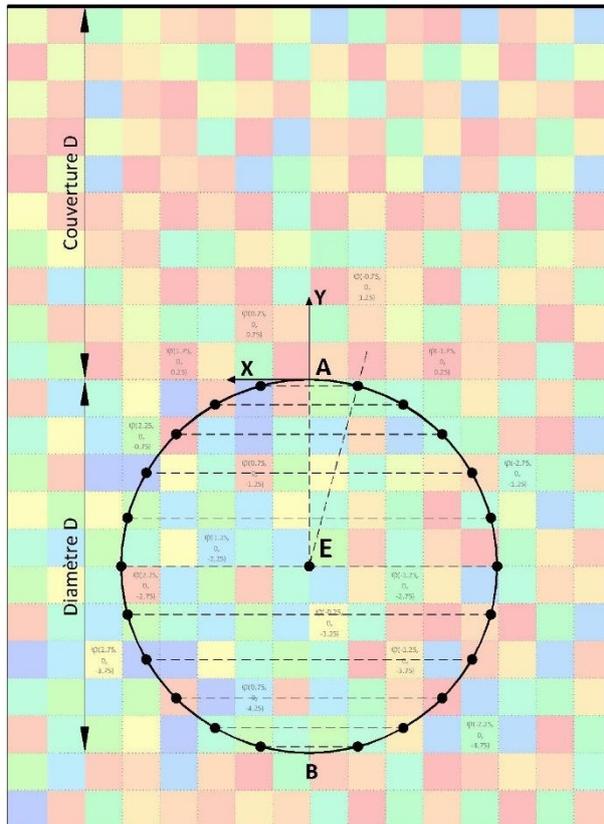


Figure III 2. Discrétisation du front de taille.

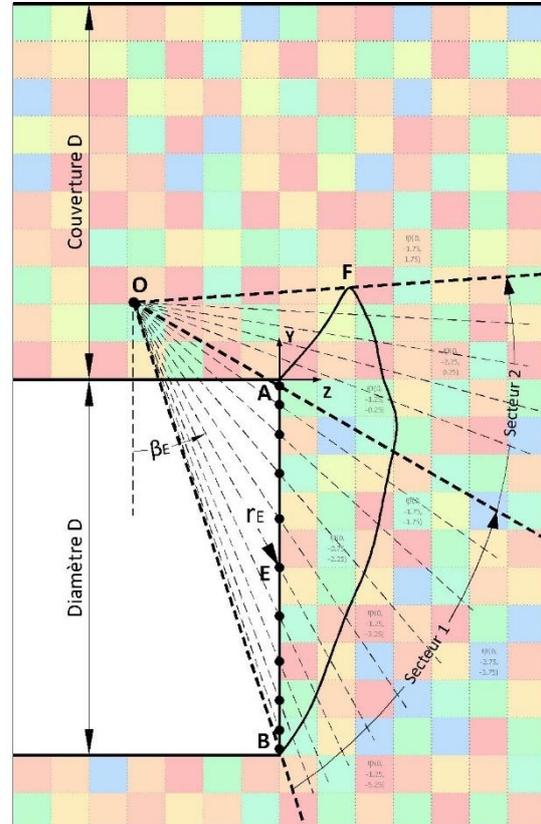


Figure III 3. Discrétisation du mécanisme par des plans radiaux.

Notons ici que le mécanisme est construit en tenant compte de la variabilité spatiale de l'angle de frottement interne du sol. En effet, comme le sol considéré n'est pas homogène, l'angle de frottement  $\varphi$  n'est plus le même en tout point du domaine considéré et il varie d'un élément de volume de sol à l'autre du massif. Ceci étant, en tout point de coordonnées  $(x, y, z)$  du mécanisme de rupture, l'angle entre le vecteur vitesse et la surface de rupture doit être égal à l'angle de frottement  $\varphi_i(x, y, z)$  en ce point-là (figure III-1). La procédure de génération d'un nouveau point peut ainsi être succinctement décrite comme suit :

Un nouveau point  $P_{k,j+1}$  est créé dans un plan radial  $\Pi_{j+1}$  donné à partir de deux autres points  $P_{k,j}$  et  $P_{k+1,j}$  existants sur le plan radial qui le précède (figure A-4). Pour cela, et comme il a été mentionné dans l'annexe A, la position d'un nouveau point est obtenue par combinaison des 3 conditions suivantes : La première est la condition de normalité : le nouveau point à générer doit former avec les 2 points existants une facette qui fait un angle  $\varphi_i(x,y,z)$  avec le vecteur vitesse  $\vec{v}_j$ , sachant que l'angle de frottement du sol  $\varphi_i(x,y,z)$  et  $\vec{v}_j$  sont tous les deux considérés au point  $P'_{k,j}$  (défini au centre du segment  $P_{k,j}P_{k+1,j}$ ). L'orientation de cette facette est alors déterminée en calculant les coordonnées de son vecteur normal unitaire  $\vec{N}$  par l'équation A-15 et qui fait un angle  $(\pi/2 + \varphi_i(x, y, z))$  avec  $\vec{v}_j$ . Les deux autres conditions à satisfaire sont purement géométriques et traduisent l'appartenance du nouveau point à générer au plan radial  $\Pi_{j+1}$ . Ceci étant, les coordonnées du point  $P_{k+1,j}$  sont données par l'équation A-21.

La surface de rupture est enfin déterminée en reliant tous les points générés par des facettes triangulaires  $\Sigma_{k,j}$ , et le volume du mécanisme en rotation est défini par l'ensemble de volumes élémentaires  $V_{k,j}$  obtenus par la projection de chacune de ces facettes sur le plan de symétrie vertical du tunnel ( $X=0$ ) (figure A-6).

Dans un sol homogène, l'angle de frottement interne du sol est le même en tout point du domaine considéré. Ainsi, le mécanisme de rupture obtenu est symétrique par rapport au plan vertical central ( $X=0$ ). Cependant, dans un sol présentant une variabilité spatiale, la surface de rupture générée est loin d'être symétrique vu qu'elle se plie aux variations de l'angle de frottement d'un point à l'autre de l'espace.

### III.2.3 Equation de bilan des puissances

La pression de rupture au front est déterminée en égalisant la puissance des forces extérieures et la puissance dissipée le long de la surface de rupture.

La puissance des forces extérieures implique :

- (i) la puissance due à la pression appliquée au front de taille ( $\dot{W}_\sigma$ ),
- (ii) la puissance due au poids du sol délimité par le bloc rigide en mouvement ( $\dot{W}_\gamma$ ),
- (iii) la puissance due à une surcharge éventuelle à la surface du sol ( $\dot{W}_S$ ). Mais comme un rapport  $C/D \geq 1$  est retenu, le mécanisme est non débouchant et par suite il n'est pas affecté par les surcharges en surface ( $\dot{W}_S = 0$ ).

Quant à la puissance dissipée ( $\dot{W}_D$ ), sa seule source est la déformation plastique sur la surface de discontinuité de vitesse (surface de rupture), séparant le bloc rigide en mouvement et le sol au repos.

Le développement des équations des puissances des forces extérieures et de la puissance dissipée est très similaire à celui décrit dans le chapitre précédent, sauf que dans ce cas, la variabilité spatiale de l'angle de frottement interne est prise en compte en adoptant la valeur de l'angle de frottement  $\varphi(x, y, z)$  au point  $(x, y, z)$  considéré.

En fin de compte, le bilan énergétique s'écrit :

$$\dot{W}_\sigma + \dot{W}_\gamma = \dot{W}_D \quad \text{(III-8)}$$

Or comme un sol purement frottant est considéré, la puissance dissipée devient égale à zéro et la pression au front s'exprime alors de la manière suivante :

$$\sigma_c = \gamma \cdot D \cdot N_\gamma \quad \text{(III-9)}$$

$N_\gamma$  est un coefficient adimensionnel qui représente l'effet du poids du sol.

La détermination du mécanisme de rupture le plus critique et de la pression au front «  $\sigma_c$  » qui lui correspond, fait appel à une maximisation de  $\sigma$ , i.e. minimisation de  $-\sigma$ , par rapport aux deux paramètres géométriques  $r_E$  et  $\beta_E$  qui définissent le mécanisme de rupture. En fait, le théorème cinématique fournit une borne supérieure de la pression  $\sigma$ , soit une borne inférieure de  $-\sigma$ , la pression au front étant une charge résistante au mouvement et non une charge motrice.

L'optimisation de la pression au front est effectuée sous Matlab. Le processus de maximisation de  $\sigma$  commence par choisir arbitrairement un point de départ  $(r_E, \beta_E)$ , i.e. à partir d'une géométrie donnée du mécanisme de rupture et de la valeur de pression au front qui lui correspond, et converge en variant progressivement le couple  $(r_E, \beta_E)$  vers la valeur de pression qu'il faut appliquer au front pour prévenir son effondrement.

### III.2.4 Unicité du mécanisme de rupture critique

En sol monocouche, le mécanisme de rupture critique et la pression au front qui lui correspond sont uniques pour un cas donné. Le processus de maximisation classique de Matlab peut être alors utilisé sans soucis, la solution étant trouvée par variation des paramètres du mécanisme ( $r_E, \beta_E$ ) jusqu'à convergence vers l'unique valeur de pression à appliquer au front pour éviter son effondrement. Ceci n'est plus nécessairement le cas en sol spatialement variable vu que plusieurs maximums locaux pourraient exister au lieu d'un seul (Mollon et al, 2011b). L'outil d'optimisation classique pourrait ainsi converger vers un des maximums locaux qui n'est pas forcément le maximum absolu et par suite cet outil ne pourra plus être utilisé pour déterminer le mécanisme de rupture le plus critique.

La méthode des surfaces de réponse est utilisée ci-après pour vérifier l'unicité du mécanisme de rupture critique pour un sol à variabilité spatiale. Pour une réalisation d'un champ aléatoire donné, la pression au front est calculée pour un grand nombre de couples ( $r_E, \beta_E$ ) sachant qu'à chacun de ces couples son mécanisme de rupture correspondant (i.e. surface de rupture et pression au front). Les valeurs obtenues sont ainsi représentées en fonction de  $r_E$  et  $\beta_E$  en traçant les lignes d'isovaleurs de pression, i.e. les lignes d'égale valeur de  $\sigma$ . Si un seul mécanisme de rupture critique existe, toutes les lignes d'isovaleurs vont converger vers une seule valeur de pression au front. Sinon, plusieurs maximums locaux apparaissent et l'utilisation d'un algorithme d'optimisation classique n'est plus possible désormais.

La surface de réponse est tracée pour un tunnel ayant un diamètre de 10 m et une couverture de sol de 10 m aussi (figure III-4(a)). Une réalisation du champ aléatoire de l'angle de frottement est générée suivant une distribution lognormale avec  $\mu_\phi = 30^\circ$  et  $COV_\phi = 15\%$ , et une fonction exponentielle du premier ordre avec des distances d'autocorrélation égales à 1.0 m dans les 3 directions. A noter que le nombre de termes K-L choisi pour générer le champ aléatoire est fixé à 200. Le choix de ce nombre est expliqué dans le paragraphe III.7.1.

La figure III-4(a) ci-après montre clairement l'absence de maximums locaux, vu que toutes les lignes d'isovaleurs  $\sigma$  convergent vers une seule valeur maximale de pression  $\sigma_c = 24.6$  kPa obtenue pour le mécanisme défini par  $\beta_E = 33.0^\circ$  et  $r_E = 4.69$  m, qui est alors reconnu pour être le seul mécanisme de rupture critique pour le cas étudié. Ce mécanisme est représenté dans les figures III-4(b) et III-4(c). Sur ce, les méthodes d'optimisation communes implémentées dans Matlab peuvent être utilisées sans soucis pour déterminer le mécanisme de rupture le plus critique.

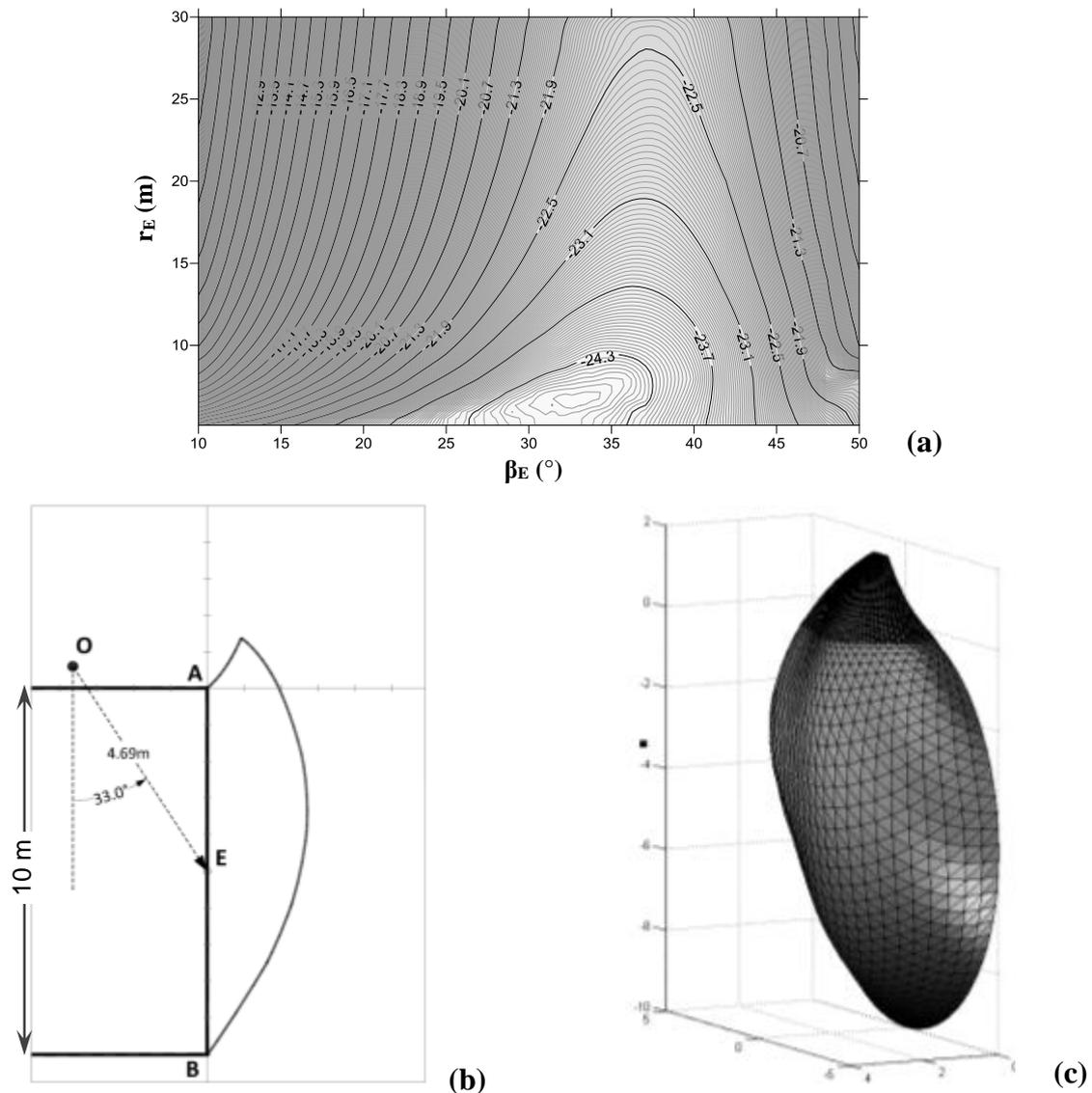


Figure III-2. a) Surface de réponse de la pression dans le plan  $(\beta_E, r_E)$  avec  $\sigma_c = 24.6$  kPa b) Coupe du mécanisme de rupture critique dans le plan  $X = 0$  avec  $\beta_E = 33.0^\circ$  and  $r_E = 4.69$ m et c) Présentation 3D de ce mécanisme.

### III.3 Présentation du cas de référence d'un tunnel creusé dans un sol spatialement variable

Afin de montrer la pertinence du modèle analytique proposé en sols spatialement variables, ses résultats sont confrontés à ceux d'un modèle numérique tridimensionnel en éléments finis réalisé sur le logiciel Midas-GTS, pour un cas de référence donné. Ainsi les valeurs de pression limite sont comparées entre elles et des coupes réalisées dans les 3 directions au sein de la surface de rupture 3D sont superposées.

La comparaison entre le modèle analytique proposé et le modèle numérique est effectuée pour un tunnel de 5.0 m de diamètre ( $D$ ). La hauteur de la couverture ( $C$ ) est de 5.0 m aussi, sachant que le rapport  $C/D$  doit être supérieur ou égal à 1.0 pour que la rupture au front ne se propage pas en surface. Le tunnel est creusé dans un sol monocouche spatialement variable en ce qui concerne l'angle de frottement interne du sol et ayant un poids volumique de  $18 \text{ kN/m}^3$ .

La variabilité spatiale de l'angle de frottement est modélisée par un champ aléatoire. Les réalisations sont générées par la méthode K-L pour une distribution lognormale avec  $\mu_\phi = 30^\circ$  et  $\text{COV}_\phi = 15\%$ , et une fonction exponentielle du second ordre avec des distances d'autocorrélation égales à 1.0 m dans les 3 directions. Plus de détails sur la discrétisation du champ aléatoire par K-L et le choix du nombre  $N$  de termes de cette série sont donnés au paragraphe III.7.1.

Le champ est généré pour un domaine 3D aux dimensions suivantes (cf. Figure III-5) :

- (i) 7.5 m dans la direction longitudinale  $Z$  ;
- (ii) 10 m dans la direction transversale  $X$  ;
- (iii) 12.5 m dans la direction verticale  $Y$ .

D'après Der Kiureghian et Ke (1988), la largeur d'une maille du modèle déterministe (qu'il soit analytique ou numérique) ne doit pas dépasser 0.5 fois la distance d'autocorrélation dans une direction donnée. Cette condition est vérifiée par la configuration du modèle numérique adoptée, vu que les distances d'autocorrélation dans les 3 directions sont de 1.0 m, la largeur maximale d'un élément de volume est de 0.5 m. Donc, le domaine 3D est discrétisé en éléments de volume de dimensions  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ m}^3$  chacun, ce qui implique  $20 \times 25 \times 15$  volumes de sol élémentaires ( $N_x \times N_y \times N_z$ ).

Les valeurs d'angle de frottement du champ aléatoire sont calculées par la méthode K-L au centre de chacun de ces éléments de volume. Ce domaine de sol est alors reproduit tel quel dans les modèles analytique et numérique, comme il sera présenté dans la suite de ce chapitre, afin de pouvoir comparer les résultats issus de chacun de ces deux modèles et montrer la pertinence du nouveau modèle analytique proposé.

## III.4 Modélisation numérique du cas de référence

### III.4.1 Présentation du modèle numérique étudié

#### a. Géométrie du modèle

Vu la variabilité spatiale de l'angle de frottement interne dans l'espace définissant le massif de sol, le modèle entier du tunnel devrait être reproduit sur Midas-GTS (cf. Fig. III-5), contrairement aux cas de sol homogène pour lesquels seulement la moitié du modèle est représentée. La taille du domaine est celle présentée au paragraphe ci-haut. Ces dimensions sont choisies telles qu'elles reflètent la taille du domaine analytique et assurent que les résultats du modèle numérique ne soient affectés par ses conditions aux limites. Les déplacements des faces latérales du modèle sont bloqués selon la normale à chacune de ces faces, alors qu'ils sont bloqués dans les 3 directions à la face inférieure.

#### b. Transfert du champ aléatoire au modèle numérique et maillage

Le maillage adopté dans le modèle numérique en éléments finis peut être différent du maillage stochastique utilisé dans la génération du champ aléatoire. Pour cela, l'introduction du champ aléatoire dans le modèle numérique n'est pas toujours directe. Plusieurs méthodes de transfert existent, dont la méthode du milieu (Shinozuka et Dasgupta, 1986 ; Yamazaki et Al, 1988 ; Der Kiureghian et Ke, 1988 ; Deodatis 1989) et la méthode de moyennage local (Vanmarcke, 1977 ; Vanmarcke et Grigoriu, 1983).

La première méthode consiste à attribuer au centre de chaque maille du modèle en éléments finis, la valeur de la maille du champ stochastique dans laquelle il tombe. En d'autres termes, la position du centre de chaque maille du modèle en éléments finis est recherchée dans le maillage stochastique. Une fois sa position est déterminée, la valeur de la maille stochastique dans laquelle il se trouve lui est accordée.

Quant à la deuxième méthode, elle consiste à attribuer à chaque maille du modèle en éléments finis un moyennage des valeurs du champ au sein de cette maille (Vanmarcke et Grigoriu, 1983).

Comme le programme Midas-GTS utilisé n'offre pas la possibilité d'affecter à chaque maille une valeur différente de l'angle de frottement, il a été choisi de reproduire le maillage stochastique tel quel dans le modèle mécanique aux éléments finis en représentant chaque maille stochastique par un élément de volume de même dimensions dans le maillage numérique aux éléments finis. Donc, dans ce qui suit, le massif de sol est divisé par  $N_x \times N_y \times N_z$  éléments

de volumes regroupés ensemble où chaque élément de volume représente une maille du champ stochastique. Chaque élément de volume du maillage numérique est ensuite maillé en attribuant à chacun la valeur du champ stochastique qui lui correspond. Le but de ce maillage appliqué aux différents éléments de volume est d'obtenir un résultat mécanique satisfaisant.

Les Figures III-5 (a) et (b) montrent le modèle numérique ainsi obtenu : le domaine est divisé en  $20 \times 25 \times 15$  volumes de sol élémentaires de  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ m}^3$ , affectés par les mêmes valeurs d'angle de frottement que le modèle analytique.

Un maillage triangulaire est adopté avec un total de 722.450 éléments et 124.020 nœuds environ. Le maillage est raffiné localement aux alentours du front de taille pour une meilleure précision du calcul des déformations.

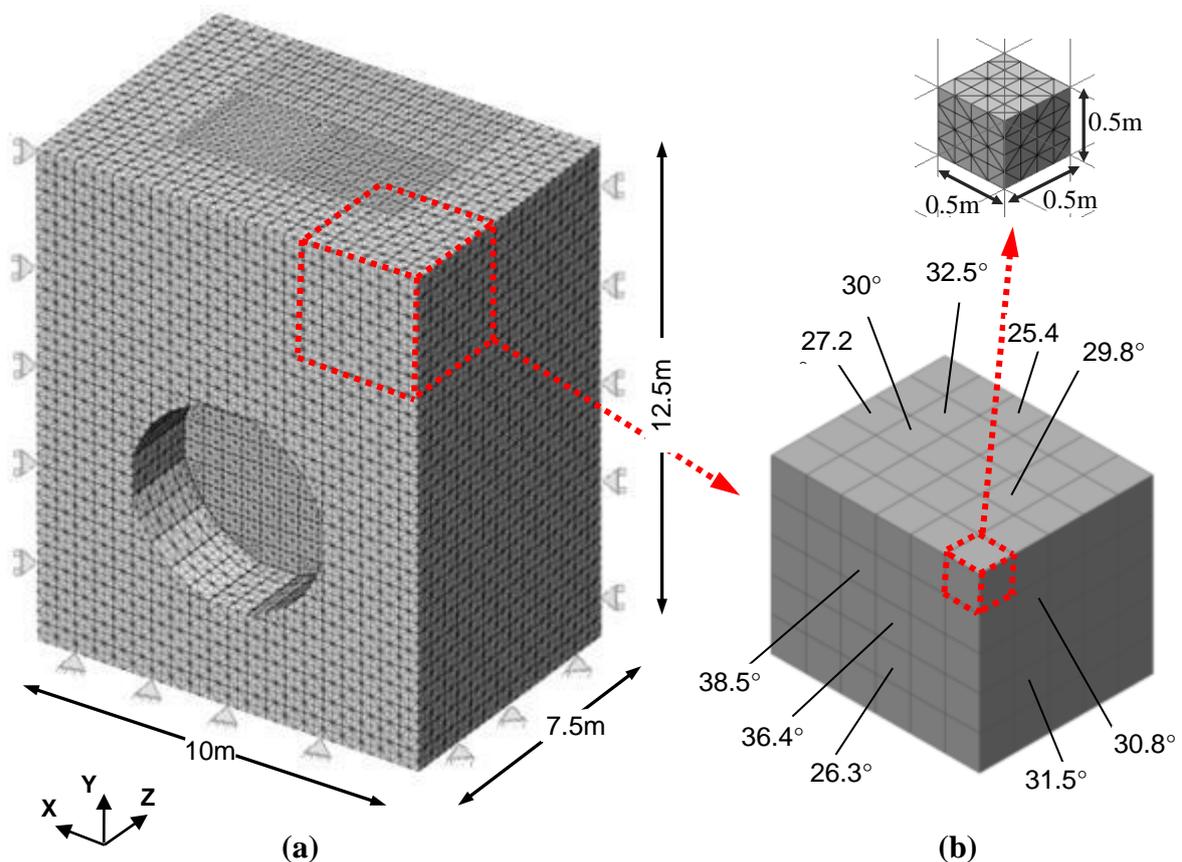


Figure III-3. Discretisation en volumes élémentaires du Modèle éléments finis sur Midas-GTS.

### c. Caractéristiques géotechniques

Le modèle de sol adopté a un comportement élastique linéaire parfaitement plastique avec un critère de rupture de type Mohr-Coulomb. Les paramètres qui définissent ce sol sont alors la cohésion ( $c$ ), l'angle de frottement ( $\varphi$ ), l'angle de dilatance ( $\psi$ ), le module de Young ( $E$ ) et le coefficient de Poisson ( $\nu$ ) ; en plus du poids volumique du sol ( $\gamma$ ) qui est un paramètre physique. L'angle de frottement étant spatialement variable, les valeurs retenues pour les paramètres déterministes sont données dans le tableau III-1. Le module d'Young et le coefficient de Poisson sont choisis les mêmes pour tous les éléments de volume constituant le modèle étant donné que ces 2 paramètres n'influencent pas la valeur de la pression à la rupture, d'après Vermeer et al. (2002) et Anagnostou et al. (2011).

Quant à l'angle de dilatance, il est pris égal à l'angle de frottement interne de chaque élément, ce qui fait qu'il épouse la variabilité spatiale de  $\varphi$ , puisque, comme il a été déjà expliqué au paragraphe II.4.1.b, le caractère associé de la loi d'écoulement n'a pas une influence majeure sur les résultats de la charge de rupture des calculs numériques (Demagh et al., 2008 ; Vermeer et al., 2002).

**Tableau III-1. Caractéristiques géotechniques déterministes du modèle numérique.**

Paramètres déterministes		Unité	Valeur
Module d'Young	$E$	[MPa]	75
Coefficient de Poisson	$\nu$	[-]	0.3
Cohésion	$c$	[kPa]	0
Poids volumique	$\gamma$	[kN/m <sup>3</sup> ]	18

### d. Soutènement des parois latérales

En cours d'excavation, la stabilité des parois latérales du tunnel est assurée par l'installation de voussoirs en béton. Afin de pouvoir négliger tout effet de ce soutènement sur le comportement du front de taille et observer la seule incidence de la pression appliquée au front de taille sur les déformations engendrées par l'excavation, les hypothèses suivantes sont retenues dans la modélisation du problème :

- (i) l'installation du soutènement est immédiate ;
- (ii) le soutènement couvre toute la partie excavée jusqu'au front ;
- (iii) le soutènement est infiniment rigide.

Les nœuds à l'endroit des voussoirs sont complètement bloqués afin d'empêcher toute déformation pouvant affecter le comportement au front de taille.

#### **e. Simulation du phasage des travaux**

Le processus de creusement par tunnelier à front pressurisé est simulé numériquement par l'excavation du tunnel en une seule passe et simultanément, mise en place du soutènement infiniment rigide et application de la pression au front. Ainsi, suite à l'initialisation des contraintes dans le massif de sol par application de la gravité, le volume de sol à l'avant du front de taille est désactivé tout en activant le soutènement et la pression uniforme appliquée au front.

### **III.4.2 Pression critique**

Afin de déterminer la pression critique au-dessous de laquelle il y a effondrement du front de taille, une méthode de pilotage en force est adoptée. En d'autres termes, une certaine pression initiale, suffisamment élevée pour assurer la stabilité du front de taille, est tout d'abord appliquée. Elle est ensuite progressivement diminuée jusqu'à atteindre la rupture.

La rupture se manifeste pour tout modèle aux éléments finis, par une absence de convergence des calculs liée à l'absence de solution d'équilibre du problème. Elle se manifeste en parallèle par une augmentation brutale et asymptotique du déplacement maximal. Pour cela, à chaque pas de réduction de la pression, les déformations générées au front sont observées, comme proposé par Vermeer et al. (2002), et le déplacement maximal obtenu pour chaque cas est noté.

A chaque pas de réduction de la pression, les déformations générées au front sont observées, comme proposé par Vermeer et al. (2002). Pour ceci, le déplacement maximal au front de taille est noté à chaque pas de calcul effectué.

La valeur de pression initiale appliquée au front de taille est fixée à 35 kPa. Cette pression est ensuite réduite progressivement. Les calculs ne convergent plus à partir de 12 kPa marquant ainsi un état de rupture. Toutes les itérations effectuées pour déterminer la pression critique conduisent à un temps de calcul de l'ordre de 18 heures

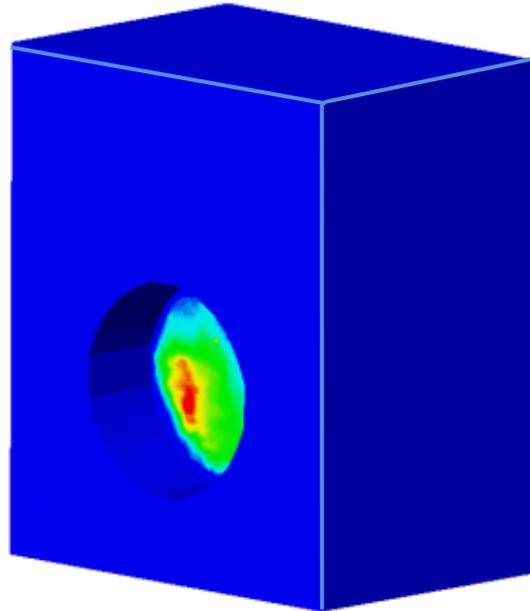


Figure III-4. Déplacements au front de taille.

La figure III-7 montre l'évolution des déplacements observés aux points de contrôle sélectionnés au front de taille en fonction de la pression appliquée. Les déplacements augmentent très peu et d'une façon linéaire entre 35 et 12 kPa, puis ils augmentent asymptotiquement à partir de 12 kPa, confirmant ainsi l'état d'instabilité au sein du massif purement frottement (Anagnostou et al., 2011).

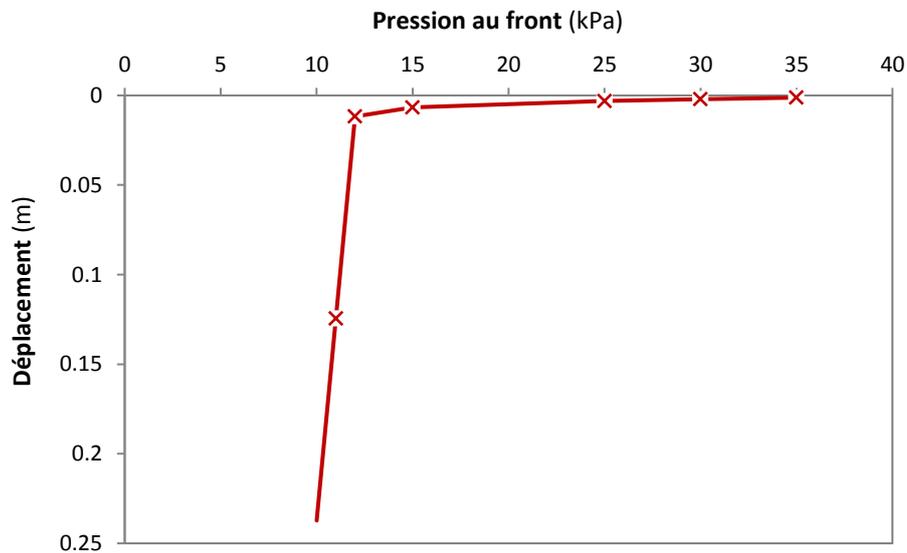


Figure III-5. Déplacement maximal au front de taille en fonction de la pression appliquée.

### III.4.3 Surface de rupture

Dans le modèle numérique, la surface de rupture qui correspond au mécanisme de rupture le plus critique est définie par la distribution des déformations en cisaillement obtenues pour la valeur de cette pression critique, i.e. 12 kPa. Afin de comparer les surfaces de rupture obtenues par les modèles analytique et numérique, plusieurs coupes sont réalisées dans les 3 directions au sein de ces 2 surfaces. Les coupes correspondant à un même plan sont ensuite superposées pour observer la concordance entre elles.

### III.5 Modélisation analytique du cas de référence

Comme il a été déjà mentionné, le cas de référence qui a été modélisé numériquement au paragraphe 3.4, est reproduit tel quel dans le modèle analytique proposé, i.e. adoptant la même configuration géométrique du tunnel, les mêmes dimensions du domaine de sol, la même discrétisation en termes de nombre et de taille d'éléments de volume, ainsi que les mêmes valeurs d'angle de frottement (même réalisation du champ aléatoire) et de propriétés géotechniques.

Le mécanisme de rupture le plus critique est alors recherché par optimisation de la pression au front sous Matlab. Les résultats sont issus en termes de surface de rupture et de pression d'effondrement au bout de 2 minutes de calcul. Une pression critique de 12.6 kPa est obtenue. Elle correspond au mécanisme défini par un  $\beta_E$  égal à  $30.3^\circ$  et un  $r_E$  égal à 2.96 m. La figure III-8 montre la surface de rupture 3D alors que la figure III-9 représente des coupes au sein de cette surface. Les changements dans la courbure du mécanisme sont clairement repérables, indiquant une variation dans les valeurs d'angle de frottement des zones du sol traversé.

Ces résultats du modèle analytique seront confrontés dans ce qui suit à ceux obtenus par le modèle numérique : les valeurs de pression limite sont comparées et des coupes réalisées dans les 3 directions au sein des surfaces de rupture 3D sont superposées.

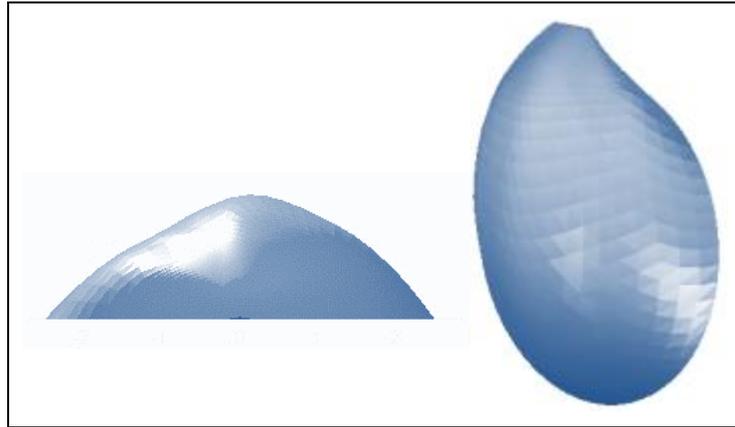


Figure III-6. Vues 3D de la surface de rupture critique pour le cas de référence étudié, obtenue par le modèle analytique proposé.

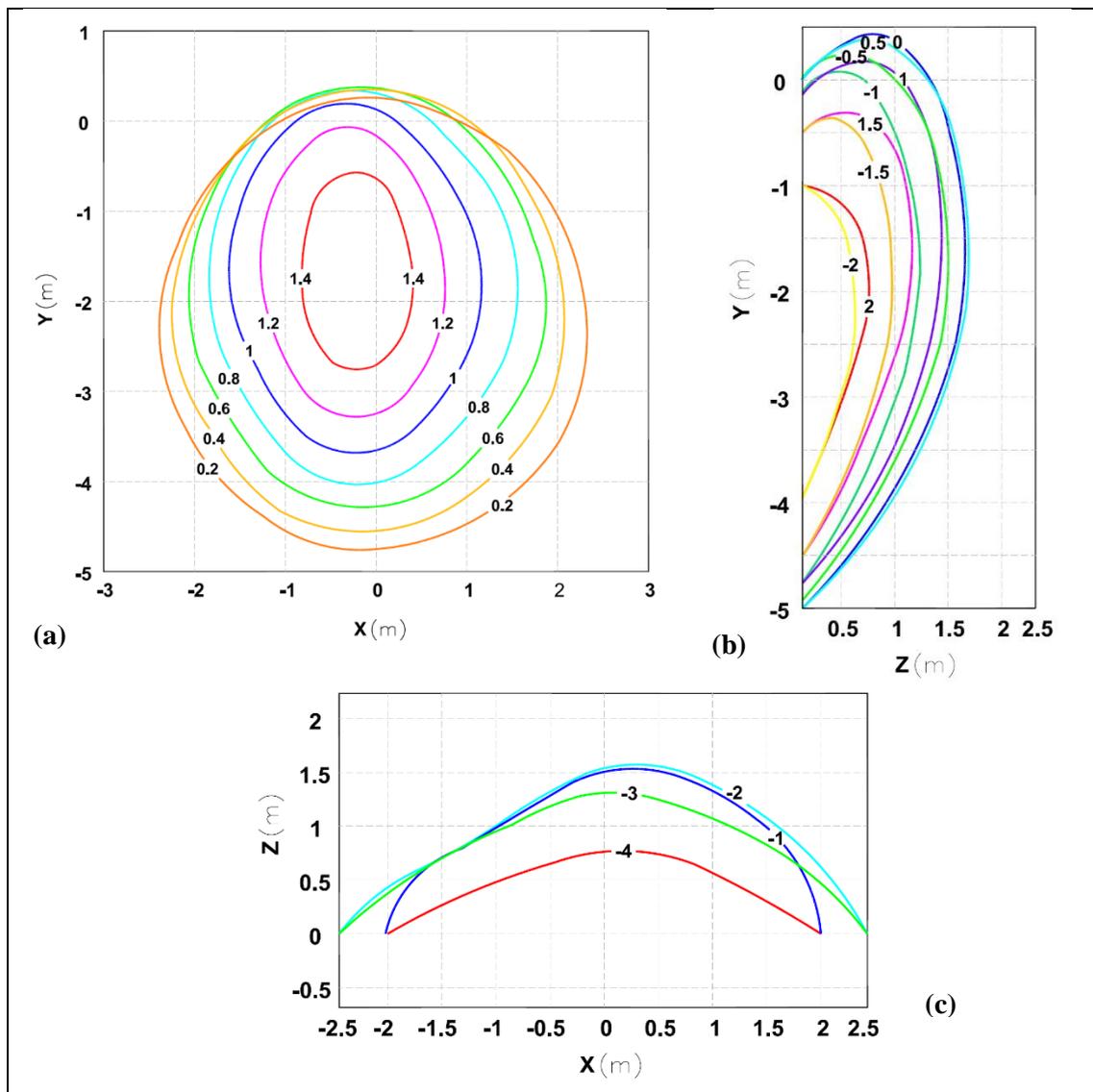


Figure III-7. Coupes au sein de la surface 3D dans des plans parallèles a) au plan (X, Y) b) au plan (Z, Y) et c) au plan (X, Z).

## III.6 Comparaison des résultats des modèles numérique et analytique du cas de référence étudié

### III.6.1 Comparaison des pressions critiques

La valeur de pression critique au front obtenue du modèle numérique (12 kPa) est plus petite que celle du modèle analytique (12.6 kPa) avec une différence de 4.7% entre les 2 valeurs. Comme il a été déjà expliqué au Chapitre II, le manque de finesse du maillage du modèle numérique a fait que la valeur de pression d'effondrement qui en a résulté soit plus grande que celle obtenue par approche cinématique. Or comme d'après Mollon (2011b) l'apport en précision du maillage raffiné est très négligeable, les résultats du maillage standard sont admis.

### III.6.2 Comparaison des surfaces de rupture

La surface de rupture correspondant au mécanisme de rupture le plus critique est définie dans le modèle numérique par la distribution des déformations en cisaillement obtenues pour la valeur de pression critique, i.e. 12 kPa. Afin de comparer les surfaces de rupture obtenues par les modèles analytique et numérique, plusieurs coupes sont réalisées dans les 3 directions au sein de ces 2 surfaces. Les coupes correspondant à un même plan sont ensuite superposées pour observer la concordance entre elles.

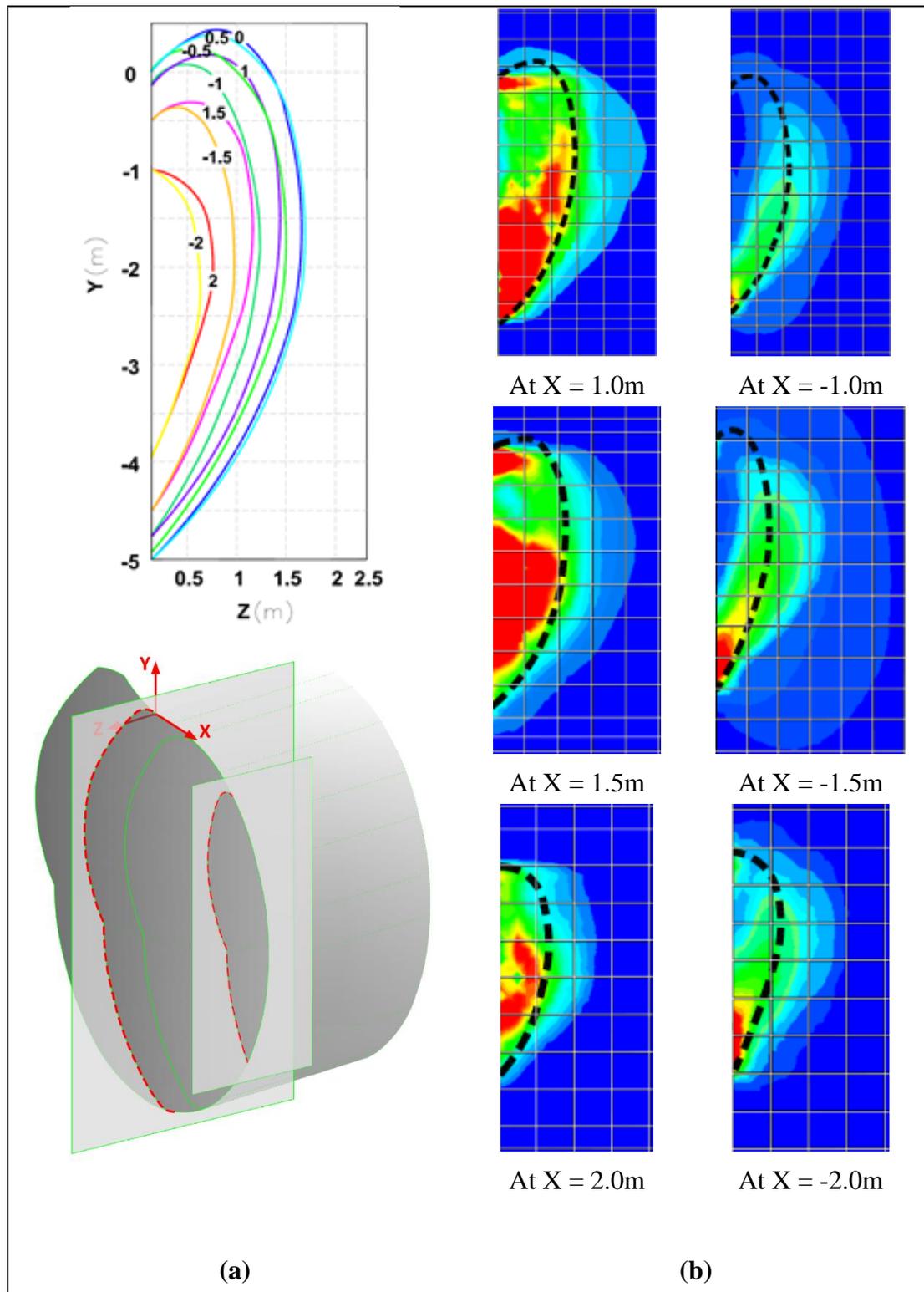
Les plans de coupe adoptés sont les suivants :

- a) Plans parallèles au plan (X, Y), i.e. à Z égal à 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.2 et 1.4 m ;
- b) Plans parallèles au plan (X, Z), i.e. à Y égal à -1.0, -2.0, -3.0 et -4.0 m ;
- c) Plans parallèles au plan (Z, Y), i.e. à X égal à 1.0, -1.0, 1.5, -1.5, 2.0 et -2.0 m.

Les figures III-10, III-11 et III-12 présentent la superposition des coupes au sein des 2 surfaces de rupture. Une assez bonne correspondance est notée entre les différentes coupes bien que les distributions de déformations en cisaillement fournies par le modèle numérique sont relativement « étalées » par rapport aux limites de la surface fournie par le modèle analytique. La cause de cet « étalement » est aussi attribuée au manque de finesse du maillage, comme montré par Mollon et al. (2011b) pour son modèle 2D en sol monocouche. Comme discuté précédemment pour la pression critique, le maillage standard est maintenu vu que l'amélioration des résultats apportée par le raffinement du maillage n'est pas très considérable vis-à-vis de l'accroissement du temps de calcul.

Comme il a été déjà mentionné, la surface de rupture engendrée pour un cas avec variabilité

spatiale de l'angle de frottement n'est pas symétrique. Ceci est surtout observé en examinant les paires de coupes symétriques par rapport au plan vertical central : la surface de rupture imprimée sur les plans à  $X = 1.0, 1.5$  et  $2.0$  m est très différente de celle des plans à  $X = -1.0, -1.5$  et  $-2.0$  m respectivement.



**Figure III-8. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à (Y,Z) ( $X = 1.0, -1.0, 1.5, -1.5, 2.0$  and  $-2.0$ m)**  
**a. coupes dans la surface de rupture analytique b. superposition des coupes du modèle numérique et du modèle analytique.**

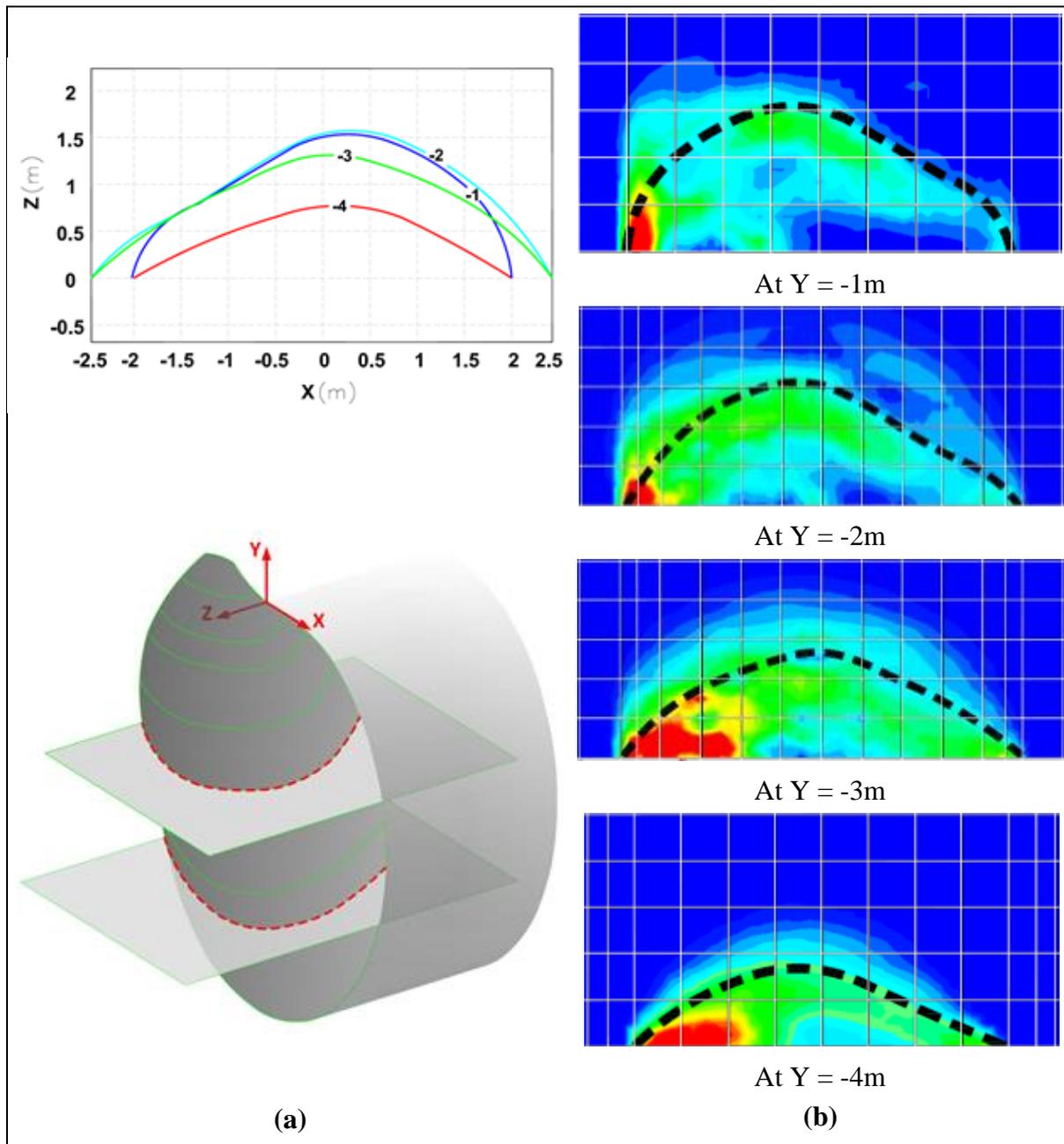
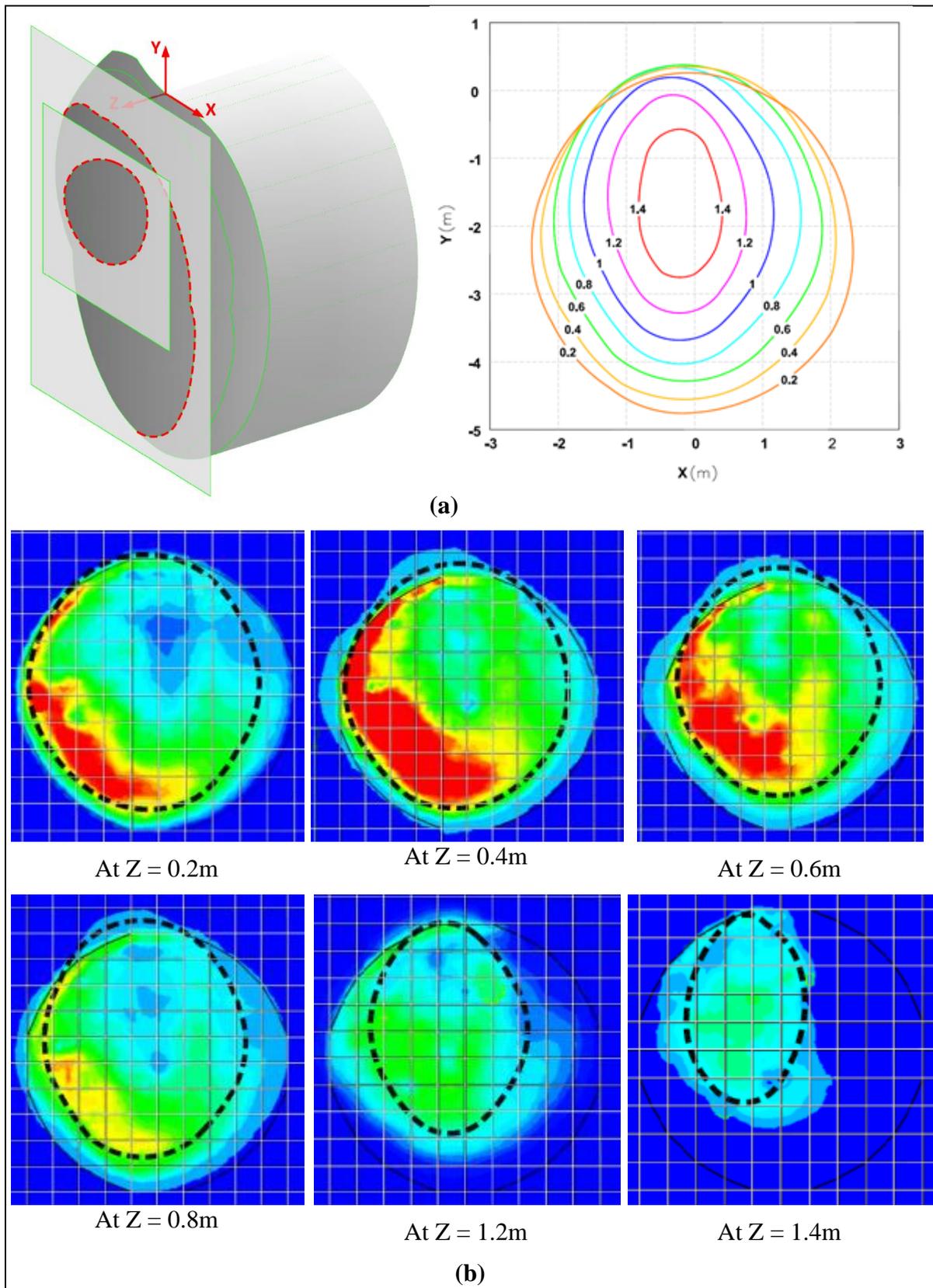


Figure III-9. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à  $(X, Z)$  ( $Y = -1.0, -2.0\text{m}, -3.0\text{m}$  and  $-4.0\text{m}$ ) :  
 a. coupes dans la surface de rupture analytique b. superposition des coupes des modèles numérique et analytique.



**Figure III-10. Comparaison entre différentes coupes au sein des surfaces de rupture 3D, analytique et numérique, dans des plans parallèles à  $(X, Y)$  ( $Z = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.2$  et  $1.4$  m) :**  
**a. coupes dans la surface de rupture analytique b. superposition des coupes des modèles numérique et analytique.**

## III.7 Analyse probabiliste par Monte-Carlo

### III.7.1 Choix du nombre de termes de la série K-L

Lorsqu'un champ aléatoire est généré, il faudrait que les valeurs de ce champ reflètent la distribution statistique et la fonction d'autocorrélation théoriques de départ. Or la précision des champs générés dépend du nombre de termes  $M$  de la série K-L. Pour cela, afin de sélectionner le nombre de termes  $M$  à utiliser dans la discrétisation du champ aléatoire de l'angle de frottement, les moyennes des fonctions de répartition et d'autocorrélation pour un grand nombre de réalisations de ce champ aléatoire, sont tracées en fonction du nombre de termes  $M$ , et comparées aux fonctions cibles.

L'exemple traité considère un champ aléatoire qui suit une distribution lognormale avec  $\mu_\varphi = 30^\circ$  et  $COV_\varphi = 15\%$ , et une fonction d'autocorrélation exponentielle du second ordre avec des distances d'autocorrélation égales à 1.0 m dans les 3 directions. Pour chaque variante du nombre de termes  $M$ , un grand nombre de réalisations (200) est généré et les fonctions de probabilité cumulative et d'autocorrélation sont tracées. La figure III-13 présente, pour différents nombres de termes  $M$  de l'expansion de K-L, une comparaison entre la fonction de probabilité cumulative cible et les fonctions de probabilité cumulatives (CDF) obtenues pour chaque nombre de termes  $M$  considéré. Chacune de ces courbes est le résultat d'un moyennage sur le nombre de réalisations générées pour chaque nombre de termes  $M$  (Fenton, 1990). De même, la figure III-14 présente une comparaison entre la fonction de d'autocorrélation cible et la moyenne des fonctions d'autocorrélation calculées dans la direction verticale, pour 200 réalisations du champ aléatoire et ce, pour différents nombres de termes  $M$  de l'expansion de K-L. A noter que la détermination de la fonction d'autocorrélation  $\rho(k, \Delta u)$  du champ généré est détaillée au chapitre I.

Les figures III-13 et III-14 montrent que plus le nombre de termes K-L augmente, plus les fonctions générées se rapprochent des fonctions théoriques cibles, surtout pour 200 et 250 termes. Sur ce, un nombre de termes  $M$  égal à 200 est adopté dans les calculs qui suivent.

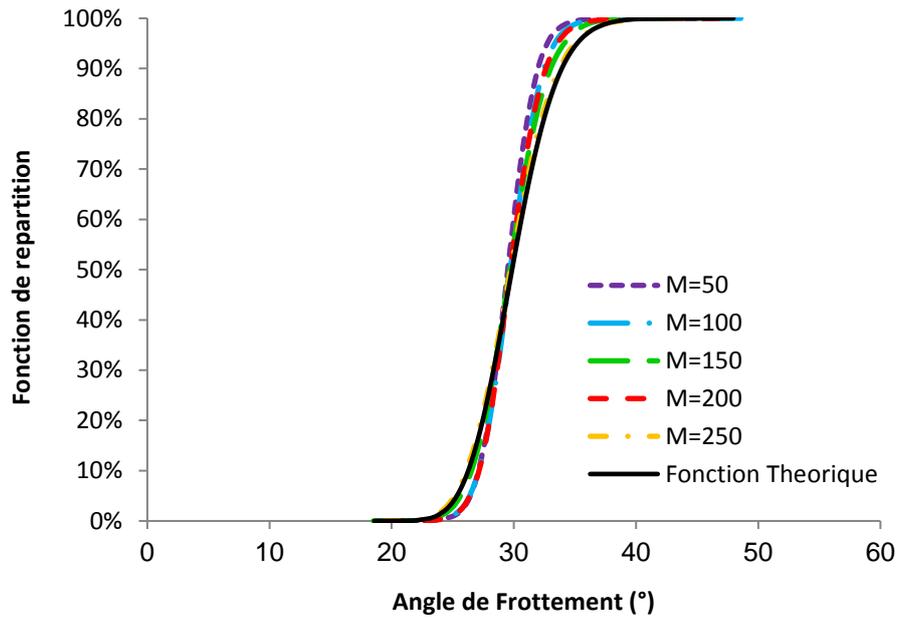


Figure III-11. Comparaison entre la fonction de répartition cible et la moyenne des fonctions générées pour 200 réalisations du champ de l'angle de frottement, pour plusieurs nombres de termes  $M$ .

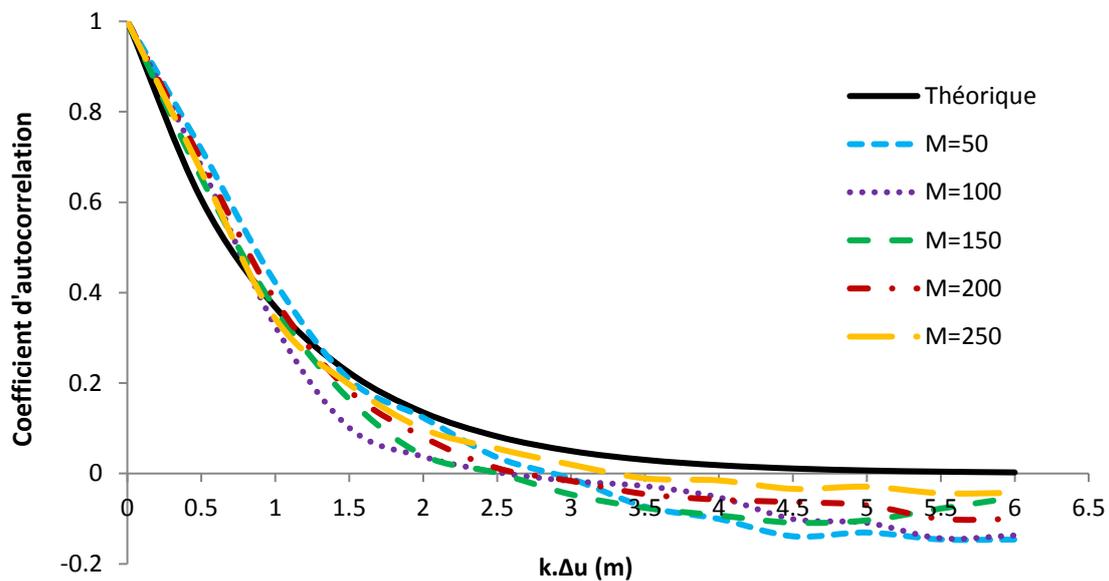


Figure III-12. Comparaison entre la fonction d'autocorrélation cible et la moyenne des fonctions d'autocorrélation générées pour 200 réalisations du champ de l'angle de frottement, pour plusieurs nombres de termes  $M$ .

### III.7.2 Choix du nombre optimal de simulations Monte-Carlo

L'analyse probabiliste entreprise ci-après s'intéresse seulement aux 2 premiers moments statistiques de la pression au front  $\sigma_c$ , soient la moyenne ( $\mu_{\sigma_c}$ ) et l'écart-type ( $\sigma_{\sigma_c}$ ). Ces deux moments sont obtenus en générant tout d'abord un certain nombre de réalisations suivant la loi de distribution et la fonction d'autocorrélation cibles du champ aléatoire défini, et en calculant par suite la pression au front relative à chacune de ces réalisations.

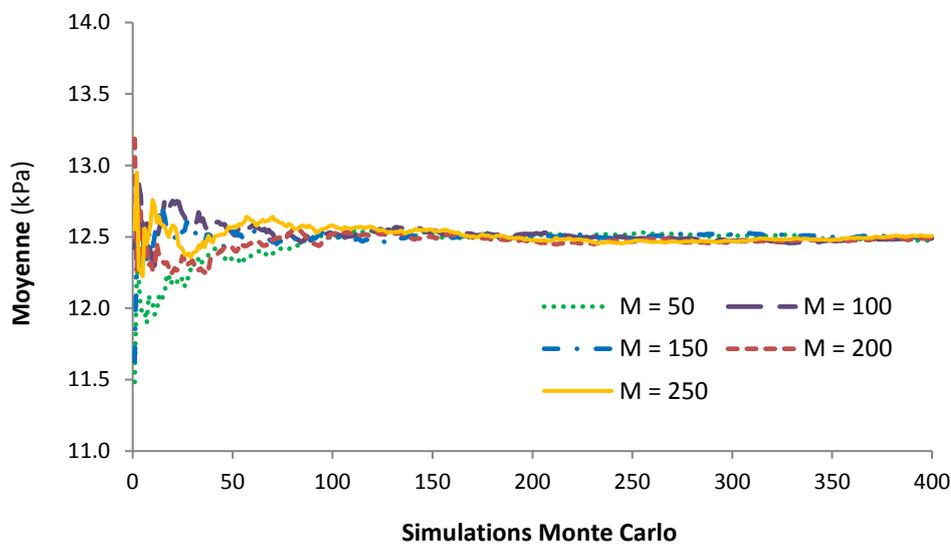
Cette analyse probabiliste requiert, pour chaque configuration statistique étudiée, la génération d'un grand nombre d'échantillons de sol spatialement variable, chacun représenté par une réalisation du champ aléatoire. La pression critique au front ( $\sigma_c$ ) est alors calculée pour chacune de ces réalisations et la moyenne ( $\mu_{\sigma_c}$ ) et l'écart-type ( $\sigma_{\sigma_c}$ ) de l'ensemble des valeurs de pression obtenues pour chaque cas sont ensuite calculés. Le nombre minimal de réalisations ou de simulations  $N_s$  nécessaire est celui pour lequel les valeurs de ces deux premiers moments statistiques convergent.

Le tableau III-2 et les figures III-15 (a) et (b) montrent les premiers moments statistiques de la pression critique obtenus pour différents nombres de simulation,  $N_s$ , tout en variant le nombre de termes  $M$  de l'expansion de KL. Il faudrait mentionner ici qu'il n'était pas possible d'augmenter le nombre de termes K-L au-delà de 250 vu que ceci excédait la capacité de l'ordinateur utilisé. Pour 200 termes de l'expansion de KL (nombre sélectionné au paragraphe précédent), 200 simulations MC s'avèrent suffisantes pour que les premiers moments statistiques convergent et que leur variation devienne très minime. Pour cela,  $M=200$  et  $N_s=200$  seront adoptés pour effectuer l'analyse probabiliste dans ce qui suit.

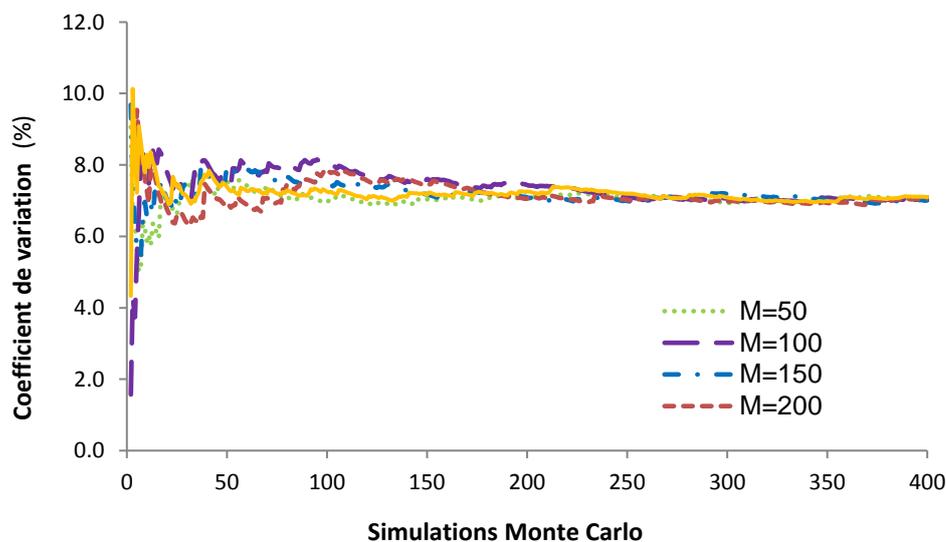
Pourtant, il est bien clair aussi que le nombre de termes  $M$  de la série K-L et le nombre  $N_s$  de simulations de Monte-Carlo n'ont plus une grande influence sur les 2 premiers moments statistiques de la pression au front lorsque  $M$  et  $N_s$  deviennent supérieurs à 50 et 100 respectivement. Le nombre relativement petit de termes  $M$  est principalement dû au fait que la pression au front est principalement affectée par les premiers vecteurs propres qui reflètent la distribution moyenne de l'angle de frottement dans le domaine de sol ; les fluctuations autour de la moyenne étant induites par le reste des vecteurs propres qui n'ont pas une grande influence sur la pression limite. Quant au nombre réduit de simulations  $N_s$ , il est principalement dû au fait que dans cette analyse probabiliste, seuls les deux premiers moments statistiques sont visés, ce qui ne nécessite pas un grand nombre de simulations, contrairement à la recherche des troisième et quatrième moments statistiques et de la probabilité de ruine.

Tableau III-2. Moyenne  $\mu(\sigma_c)$ , coefficient de variation  $COV(\sigma_c)$  et estimation de l'erreur  $\varepsilon_{err}$  pour différents nombres de simulations MC et nombres de termes M de la série K-L.

M	50		100		150		200		250	
$\varepsilon_{err}$	70.8 %		60.5 %		54.3 %		49.8 %		46.33 %	
Ns	$\mu(\sigma_c)$ [kPa]	$COV(\sigma_c)$ [%]								
100	12.604	7.022	12.482	7.162	12.477	6.732	12.610	7.216	12.496	7.170
200	12.469	7.154	12.504	6.974	12.483	7.146	12.493	7.036	12.499	6.953
300	12.462	7.037	12.493	7.380	12.502	7.055	12.489	7.142	12.497	7.146
400	12.471	7.096	12.490	7.094	12.500	6.992	12.483	7.074	12.506	7.101



(a)



(b)

Figure III-13. Moyenne (a) et coefficient de variation (b) de la pression critique au front en fonction du nombre de simulations MC, pour différents nombres de termes M de la série K-L.

### III.7.3 Effet de la variabilité spatiale du sol sur la pression critique

Pour étudier l'effet de la variabilité spatiale du sol sur la pression critique au front, les 2 premiers moments statistiques de la pression au front sont calculés et comparés pour plusieurs configurations des distances d'autocorrélation ( $L$ ) dans les 3 directions. Ceci revient à considérer des sols à variabilité spatiale unidimensionnelle, bidimensionnelle ou tridimensionnelle (1D, 2D et 3D). En fait, lorsqu'une très petite distance d'autocorrélation est considérée dans une direction donnée, les valeurs d'angle de frottement changent rapidement d'un point à l'autre dans cette direction ; toutefois, lorsque cette distance d'autocorrélation est grande, les valeurs changent lentement avec la distance et deviennent de plus en plus homogènes (i.e. parfaitement corrélées dans cette direction). Ceci étant, un champ présentant une variabilité spatiale dans une direction donnée est généré en adoptant dans cette direction une distance d'autocorrélation « finie », alors qu'elle est « infinie » ( $L = 1000$  m par exemple) dans les autres.

Les combinaisons considérées sont les suivantes :

- Cas 1D :  $L_x$  ;  $L_y$  et  $L_z$

Ces cas représentent des sols stratifiés sachant qu'à chaque couche sa valeur d'angle de frottement. Les couches sont parallèles au plan formé par les directions pour lesquelles une distance d'autocorrélation « infinie » est adoptée.

- Cas 2D :  $L_x = L_y$  ;  $L_y = L_z$  et  $L_x = L_z$

Ces cas représentent des sols à structure colonnaire sachant qu'à chaque colonne sa valeur d'angle de frottement. Les colonnes sont parallèles à la direction pour laquelle une distance d'autocorrélation « infinie » est adoptée.

- Cas 3D :  $L_x = L_y = L_z$

Ces cas représentent des sols hétérogènes où l'angle de frottement varie dans les trois directions de l'espace.

Dans ce qui suit, le cas d'un tunnel de 5.0 m de diamètre ( $D$ ) et de 5.0 m de couverture ( $C$ ) est considéré. Le sol a un poids volumique ( $\gamma$ ) de  $18 \text{ kN/m}^3$ . Le champ de l'angle de frottement ( $\phi$ ) suit une loi lognormale avec  $\mu_\phi = 30^\circ$  et  $\text{COV}_\phi = 15\%$ , et une fonction d'autocorrélation exponentielle du second ordre. Les distances d'autocorrélation  $L_x$  ;  $L_y$  et  $L_z$  (dénotées ici par  $L$ ) sont variées dans une, deux ou trois directions selon le cas étudié, avec  $L = 1, 2, 3, 5$  et  $10$  m.

Les 2 premiers moments statistiques de la pression critique au front sont calculés pour 200 réalisations du champ aléatoire et ce, pour chacun des 7 cas considérés. Les résultats sont ensuite présentés et discutés.

### III.7.3.1 Effet de la variabilité spatiale sur la moyenne 'probabiliste' de la pression critique au front

La figure III-16 montre la variation de la moyenne 'probabiliste' de la pression critique au front en fonction de la distance d'autocorrélation pour les différents types de champs aléatoires (1D, 2D et 3D).

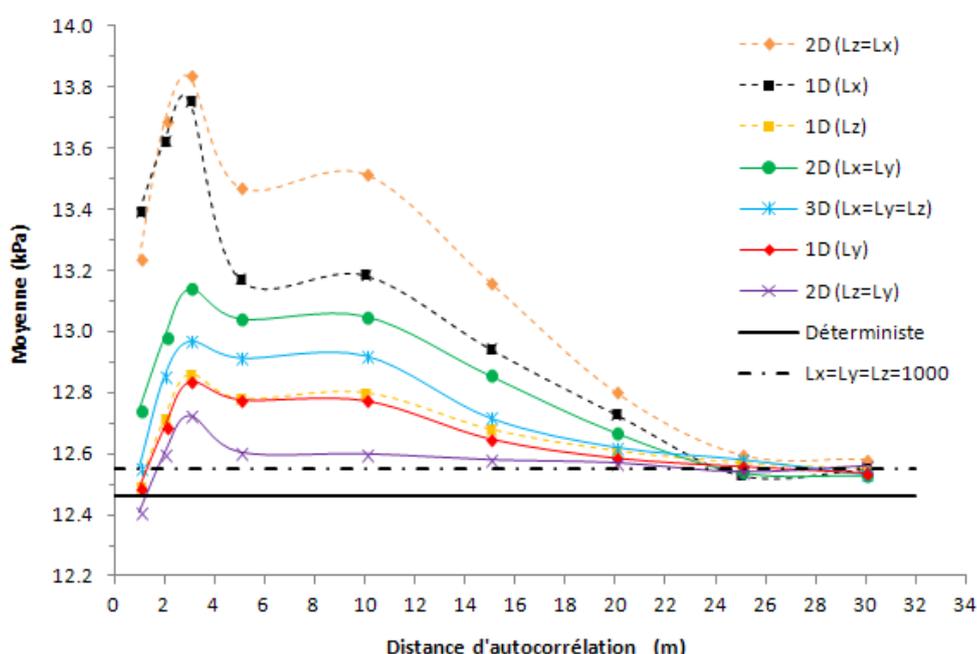


Figure III-14. Variation de la moyenne de la pression critique au front en fonction de la distance d'autocorrélation pour des champs aléatoires 1D, 2D et 3D.

Toutes les courbes possèdent la même allure : avec l'augmentation de la distance d'autocorrélation, la moyenne de la pression critique augmente pour atteindre un maximum pour une valeur intermédiaire de  $L$  ( $L \approx D/2$ ), puis diminue pour atteindre une valeur asymptotique. Le maximum indique que le sol en avant du front de taille est le moins stable pour cette distance d'autocorrélation étant donné qu'il requiert une pression plus élevée pour le soutenir et éviter son effondrement. Des résultats similaires ont été observés par Fenton et Griffiths (2003) et Soubra et al. (2008) pour les fondations superficielles. Ceci peut être expliqué de la façon suivante :

Pour de petites distances d'autocorrélation, la variabilité du sol est très grande. Elle se traduit par un amalgame de petites et grandes valeurs d'angle de frottement. Les lignes de glissement, cherchant à passer par les points les plus faibles du sol, deviennent tortueuses et longues. Sur ce, le mécanisme essayera plutôt de trouver des chemins plus courts en traversant des zones plus résistantes ce qui résulte en un front de taille plus stable, i.e. nécessitant une plus petite pression pour éviter l'effondrement.

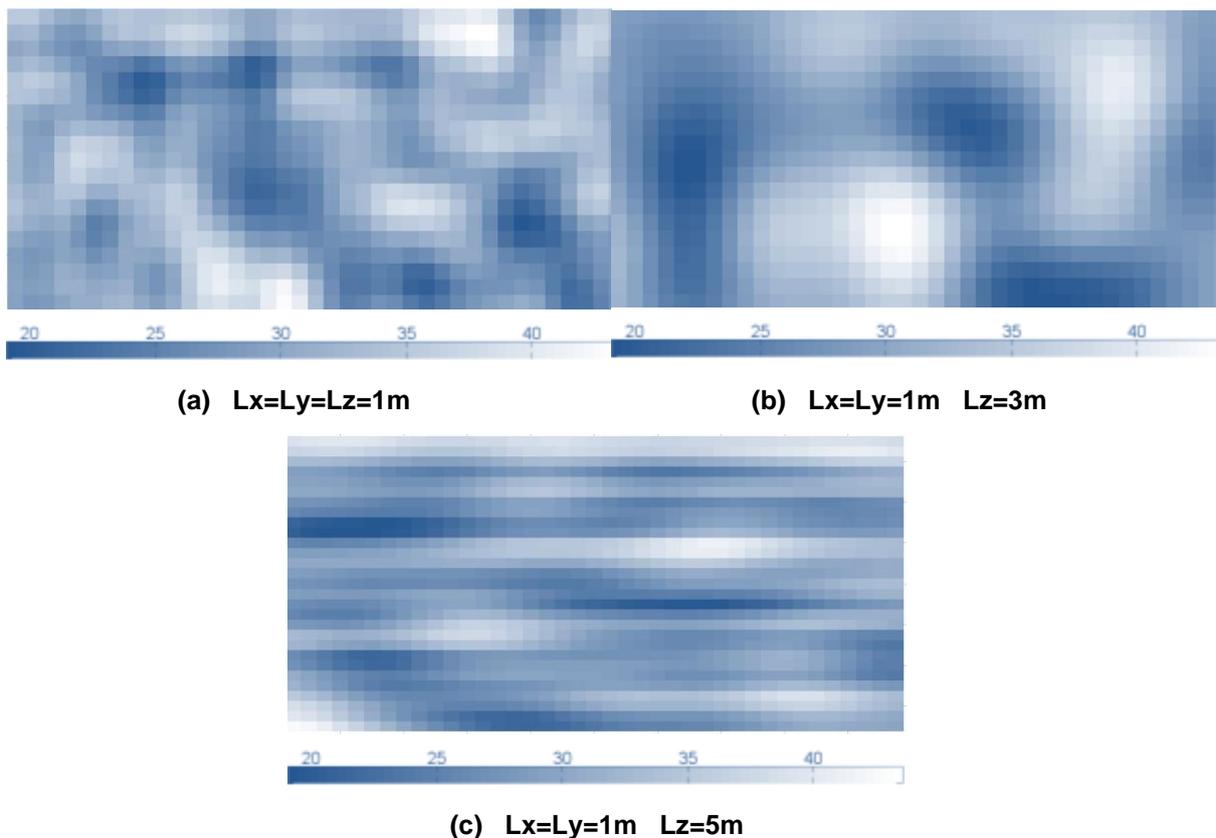
Pour des distances d'autocorrélation intermédiaires (aux alentours de  $D/2$ ), des agglomérats de faibles et fortes zones sont créés. Leur répartition spatiale au sein du massif varie d'une réalisation à l'autre. Par comparaison aux cas des petites distances d'autocorrélation, le mécanisme de rupture dans le cas présent, pourrait passer plus facilement au sein des zones faibles et par conséquent la pression critique au front augmente révélant un front moins stable.

Pour des distances d'autocorrélation plus grandes, le front devient plus stable. En effet, pour les cas 1D, 2D et 3D, des couches, des colonnes ou de blocs de sol se forment alternant de petites et grandes valeurs de l'angle de frottement : les zones du sol avec de grandes valeurs d'angle de frottement constitueront ainsi une barrière pour le mécanisme de rupture ce qui induit de plus petites valeurs de pression critique, c.à.d. des fronts plus stables. Pour de très grandes valeurs des distances d'autocorrélation, les différentes courbes de la figure III-16 convergent vers la valeur correspondant au cas  $L_x = L_y = L_z = 1000$  m. Pour ce cas, la pression critique au front est supérieure ou presque égale à la valeur déterministe, avec une différence de 0.7% seulement. Enfin, il est à remarquer que la valeur de la pression ultime calculée en présence de variabilité du sol est toujours supérieure à la valeur déterministe. Ceci signifie que le calcul déterministe est non sécuritaire.

Ayant examiné l'influence des valeurs des distances d'autocorrélation sur la valeur moyenne de la pression critique au front, l'effet de la direction selon laquelle une variabilité spatiale se manifeste, est étudié dans ce qui suit.

Les cas considérant une variabilité spatiale dans une seule direction, soit selon Y ou selon Z [cf. courbes intitulés 1D( $L_z$ ) et 1D( $L_y$ )] mènent à des valeurs très proches de pression au front, mais inférieures à celles obtenues pour le cas 1D selon X [dénommé 1D( $L_x$ )]. Ceci est due au fait que la variation de l'angle de frottement selon X mène à des « couches » de sol verticales, parallèles au plan de symétrie du tunnel, ce qui facilite l'effondrement de ce dernier et fait que ce cas soit le plus critique.

En observant les cas de variabilité spatiale dans 2 directions, l'effet significatif de l'introduction de la variabilité dans la direction X est à noter de prime abord. En fait, lorsque la variabilité spatiale dans la direction X est considérée en plus de celles dans les directions Y ou/et Z (i.e. les cas  $L_x = L_y$ ,  $L_x = L_z$  et  $L_x = L_z = L_y$ ), la valeur moyenne de la pression au front augmente par rapport aux cas 1D, selon Y ou Z seuls, et au cas 2D  $L_y = L_z$  dans lesquels la variabilité selon X n'intervient pas. Ceci révèle que l'effet de la variabilité de l'angle de frottement dans la direction X l'emporte sur la variabilité dans les autres directions.



**Figure III-15. Exemples de réalisation du champ de l'angle de frottement pour différentes distances d'autocorrélation.**

En comparant les cas 2D entre eux, il s'avère que les valeurs de la moyenne de la pression critique au front sont les plus grandes pour le cas combinant les directions X et Z, i.e. les directions transversale et longitudinale, qui engendre des colonnes verticales de sol. La combinaison de la variabilité dans les 2 directions X et Y fournit une plus grande stabilité au front par rapport au cas précédent, les colonnes de sol étant horizontales et parallèles à l'axe de creusement du tunnel. Reste la combinaison de la variabilité dans les directions verticale, Y, et longitudinale, Z, pour laquelle les colonnes de sol sont perpendiculaires à l'axe du

creusement. Les plus petites valeurs de pression critique moyenne sont notées pour cette combinaison, non seulement par rapport aux cas 2D mais aussi par rapport à tous les autres cas étudiés.

Enfin, pour ce qui est du cas 3D ( $L_x = L_z = L_y$ ), la moyenne de la pression critique pour ce cas est supérieure à celle du cas 2D  $L_z = L_y$ , du fait de l'introduction de la variabilité selon X qui réduit la stabilité du front, comme expliqué plus haut. En contrepartie, le cas 3D révèle une meilleure stabilité du front par rapport aux cas 2D  $L_x = L_y$  et  $L_x = L_z$  vu que l'introduction d'une variabilité supplémentaire selon Y ou Z réduit l'ampleur de l'impact de celle dans la direction X.

L'observation de l'effet de la direction de la variabilité spatiale sur la moyenne de la pression au front a révélé que la prise en compte de la variation de l'angle de frottement dans la direction X (transversale) mène à un front de taille moins stable. Cependant, considérer une variabilité spatiale dans les directions longitudinale et/ou verticale améliore la stabilité du front et par suite une plus petite pression critique est requise pour éviter l'effondrement du front.

### III.7.3.2 Effet de la variabilité spatiale sur l'écart-type de la pression critique

La figure III-18 montre la variation de l'écart-type de la pression critique au front en fonction de la distance d'autocorrélation pour les différents types de champs aléatoires (1D, 2D et 3D).

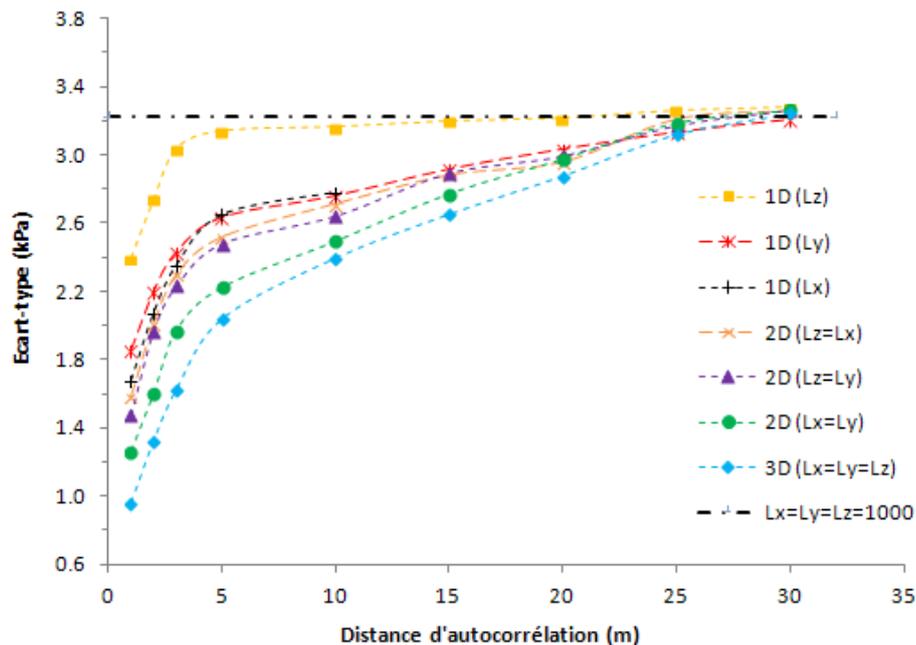


Figure III-16. Variation de l'écart-type de la pression critique au front en fonction de la distance d'autocorrélation pour des champs aléatoires 1D, 2D et 3D.

Toutes les courbes tracées ont la même tendance quelles que soient les directions de variabilité considérées : l'écart-type augmente avec l'augmentation de la distance d'autocorrélation. En effet, pour de petites distances d'autocorrélation, les valeurs générées d'angle de frottement sont très hétérogènes, i.e. un mélange de grandes et petites valeurs, ce qui mène à « un moyennage » de ces valeurs le long de la surface de rupture. Les pressions critiques au front qui en résultent sont alors plus homogènes. Pour des distances d'autocorrélation plus importantes, les valeurs d'angle de frottement, bien qu'elles soient plus homogènes au sein d'un même massif de sol, varient considérablement d'une réalisation à l'autre, ce qui mène à des valeurs plus éparpillées de pression critique au front.

La figure III-18 montre en plus que la plus grande variation de la pression critique au front est obtenue pour le cas 1D, suivi par les cas 2D, la petite variation étant pour le cas 3D. Ceci peut être expliqué de la façon suivante :

Pour de très grandes distances d'autocorrélation ( $L_x = L_y = L_z = 1000$  m), l'écart-type de la pression critique au front tend vers une valeur constante maximale qui correspond au cas d'une variable aléatoire. En fait, les valeurs d'angle de frottement d'une réalisation donnée sont fortement voire parfaitement corrélées, générant ainsi un massif de sol homogène et affecté en tout point par une même valeur d'angle de frottement. Or les valeurs d'angle de frottement dépendent de la distribution statistique théorique adoptée. Les massifs de sol ainsi obtenus sont alors à grandes, petites et moyennes valeurs d'angle de frottement ce qui se répercute directement sur la réponse du système, i.e. la pression critique au front.

Les cas considérant une variabilité spatiale dans une seule direction (cas 1D), présentent une plus petite variabilité de la pression critique que le cas de « variables aléatoires » discuté plus haut, i.e.  $L_x = L_y = L_z = 1000$  m. En effet, en introduisant une variation de l'angle de frottement dans une direction donnée, toutes les valeurs de pression critique au front auront tendance à augmenter, excluant ainsi les petites valeurs de pression. Par conséquent, la variabilité de la pression critique au front va diminuer par rapport au cas de massif homogène.

Suivant le même raisonnement, à chaque introduction d'une nouvelle direction de la variabilité spatiale de l'angle de frottement, la variabilité de la pression critique au front diminue davantage. C'est le cas du passage des cas 1D aux cas 2D et par suite au cas 3D.

### III.8 Conclusion

Ce chapitre a présenté un nouveau mécanisme de rupture rotationnel 3D, capable de prendre en compte la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement du sol sous forme de champs aléatoires. Il a pour but d'étudier l'impact de cette variabilité sur la stabilité du front de taille.

Ce mécanisme constitue une extension de celui de Mollon et al. (2011a) développé pour des sols monocouches et homogènes, sachant que ce dernier a été validé au Chapitre II par confrontation à des essais expérimentaux.

Une présentation détaillée de la construction du nouveau mécanisme est donnée : les champs aléatoires mis en jeu sont tout d'abord discrétisés par l'intermédiaire de la méthode de Karhunen-Loeve, pour être par suite utilisés dans la construction du modèle analytique. La surface de rupture est alors construite point par point en fonction des valeurs d'angle de frottement qu'elle intercepte. Les résultats du nouveau mécanisme sont comparés, pour une réalisation donnée du champ aléatoire, à ceux d'un modèle équivalent en éléments finis sur Midas-GTS : la valeur de la pression au front et la forme des surfaces de rupture issues des deux modèles se trouvent en bonne concordance ce qui prouve la pertinence du mécanisme proposé.

Bien que les résultats des deux modèles soient bien comparables, le temps de calcul ne l'est pas du tout puisqu'il est de l'ordre des minutes pour le modèle analytique et de l'ordre des heures pour le modèle numérique en éléments finis. Ceci étant, le modèle analytique est utilisé pour réaliser une étude probabiliste paramétrique afin d'examiner l'effet de la variabilité spatiale de l'angle de frottement sur la moyenne et la dispersion de la pression ultime au front. Des tirages Monte-Carlo sont effectués pour plusieurs scénarios de variabilité spatiale soient dans une, deux et trois directions de l'espace (1D, 2D, et 3D), avec un nombre de 200 tirages pour chaque scénario. Ce nombre quoique relativement petit, il est suffisant pour que les deux premiers moments statistiques de la réponse du système, moyenne et écart-type, convergent. En fait, dans ce chapitre, l'étude probabiliste envisagée ne s'étend ni au calcul des moments statistiques décrivant les queues des distributions de la pression ultime (coefficient d'asymétrie et d'aplatissement), ni au calcul de la probabilité de ruine, ces deux calculs nécessitant un nombre énorme de tirages (de l'ordre du million). Pour cela, on se contente d'adopter un nombre limité de tirages et d'appliquer par suite la méthode classique de Monte-Carlo au lieu des méthodes probabilistes plus sophistiquées (SRSM, SPCE, Subset Simulation, etc.).

Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

- Le nombre de termes de Karhunen-Loeve n'a pas une grande influence sur les deux premiers moments statistiques de la pression ultime au front bien qu'une valeur non négligeable de la variance de l'erreur, issue de la discrétisation du champ aléatoire, est notée.
- Une moyenne probabiliste maximale est atteinte pour une valeur intermédiaire de la distance d'autocorrélation (à peu près égale à  $D/2$ ), quel que soit le scénario étudié. Ce maximum indique que le sol à l'avant du front de taille est le moins stable pour cette distance d'autocorrélation et par suite requiert l'application de la plus grande pression au front pour éviter son effondrement.
- Le fait de considérer une variabilité spatiale de l'angle de frottement selon X (i.e. dans la direction transversale) mène à des valeurs de pression au front supérieures à celles qui sont obtenues pour les cas de variabilité spatiale dans les directions longitudinale et/ou verticale. Ces deux derniers scénarios mèneraient à une meilleure stabilité du front et donc à des valeurs de pression au front plus petites.
- L'écart-type de la pression ultime au front augmente avec l'augmentation des distances d'autocorrélation pour tous les scénarios considérés, i.e. 1D, 2D ou 3D. La plus grande dispersion des résultats de pression ultime est obtenue pour les cas de sols homogènes. Elle devient d'autant plus petite qu'une nouvelle direction de variabilité spatiale est ajoutée et que les distances d'autocorrélation diminuent.
- Comme la variabilité spatiale en 3D nécessite un nombre relativement grand de termes de Karhunen-Loeve ce qui alourdit les calculs, une variabilité 2D peut être considéré dans les directions X et Y (i.e. dans le plan du front excavé) vu que les résultats de ces deux scénarios sont comparables, en termes de moyenne et d'écart-type.

Ce nouveau modèle analytique est développé pour le cas d'un tunnel à section circulaire au front soutenue par une pression d'air, mais il pourrait être adapté aux cas de tunnels non circulaires excavés par méthodes conventionnelles pour lesquels la stabilité est évaluée en termes du facteur de sécurité.

**CHAPITRE IV****ANALYSE PROBABILISTE DE LA STABILITE DU FRONT DE  
TAILLE D'UN TUNNEL PRESSURISE PAR LA METHODE DU  
CHAOS POLYNOMIAL CREUX****IV.1 Introduction**

Ce chapitre propose d'étudier l'impact de la variabilité spatiale de l'angle de frottement interne et de la cohésion du sol et ce, sur la stabilité du front de taille d'un tunnel pressurisé. L'objectif est d'une part de caractériser la distribution de probabilité de la pression ultime (avec ses moments statistiques) et d'autre part, de calculer la probabilité de ruine vis-à-vis d'un seuil fixé par l'ingénieur. Les réalisations de champ tridimensionnelles ont été générées par la méthode EOLE. L'approche probabiliste utilisée est la méthode du chaos polynomial creux SPCE. Le coût calculatoire de cette approche est nettement réduit par rapport à la méthode traditionnelle de Monte Carlo. Ceci réside dans le fait que les appels au modèle mécanique (lors du calcul de la réponse du système pour un nombre important de tirages) ont été réalisés sur un méta-modèle au temps de calcul quasi-instantané. En effet, le méta-modèle simplissime remplace le modèle mécanique d'origine dans toute sa lourdeur et sa complexité. Ainsi, contrairement au chapitre précédent, l'étude présente permet de calculer, en plus des moments statistiques de la pression limite, la probabilité de ruine et les indices de Sobol, à un coût de calcul assez réduit.

L'impact de la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement sur la réponse du système est ainsi évalué. En particulier, différentes configurations de distances d'autocorrélation sont considérées, en 1D, 2D et 3D et leur effet sur la pression critique au front en termes de lois de distributions, de moments statistiques correspondants (moyenne, écart-type et les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement) et de probabilité de ruine a été investigué. Le calcul des indices de Sobol pour différentes configurations de distances d'autocorrélation a aussi été présenté et

discuté. Ces indices permettent de quantifier la contribution de la variabilité de chacun des deux champs aléatoires dans la dispersion de la réponse du système.

## IV.2 Modèle mécanique de référence

Le modèle analytique 3D proposé au Chapitre III est utilisé ici pour étudier l'impact de la variabilité spatiale de la cohésion et de l'angle de frottement interne du sol sur les différentes sorties probabilistes du problème. On rappelle que la pertinence de ce modèle a été démontrée en comparant ses résultats, pour une réalisation donnée de champs aléatoires, à ceux d'un modèle numérique en éléments finis. Notons que le modèle analytique utilisé dans ce chapitre concerne un tunnel de 8.0 m de diamètre (D) ayant une hauteur de couverture (C) de 8.0 m aussi, afin de s'assurer que les mécanismes de rupture qui se développent au front n'atteignent pas la surface. Le poids volumique du sol est pris égal à 18 kN/m<sup>3</sup>.

Les dimensions du modèle déterministe représentant le massif de sol sont de :

- 8.0 m dans la direction transversale X (perpendiculaire à l'axe du creusement),
- 16.0 m dans la direction verticale Y
- 4.0 m dans la direction longitudinale Z (parallèle à l'axe du creusement).

Afin de pouvoir prendre en considération les valeurs de la cohésion et de l'angle de frottement d'une réalisation de champs aléatoires dans le modèle analytique, le domaine 3D représentant le massif de sol est discrétisé en  $N_x \times N_y \times N_z$  éléments de volume (dans les directions x, y et z respectivement), où chaque élément de volume de sol est caractérisé par sa cohésion et son angle de frottement interne. Tout élément est supposé être homogène en soi et il est affecté par une seule valeur de cohésion et une seule valeur d'angle de frottement calculées en son centre en utilisant la méthode EOLE (cf. Chapitre I), comme il sera présenté dans le paragraphe qui suit.

En d'autres termes, pour chaque réalisation des 2 champs aléatoires en question, une configuration donnée du sol est générée : une valeur d'angle de frottement et une autre de cohésion sont attribuées au centre de chacun des éléments de volume en fonction de sa position dans l'espace et suivant les lois de distribution et d'autocorrélation choisies.

D'après Der Kiureghian and Ke (1988), le domaine de sol doit être discrétisé de sorte que la longueur d'un élément dans une direction donnée ne dépasse pas la moitié de la distance d'autocorrélation dans cette direction. Ayant choisi dans ce qui suit des distances d'autocorrélation supérieures ou égales à 2.0m, un élément de volume de 0.5×0.5×0.5 m<sup>3</sup> est

adopté. Une fois le modèle de sol spatialement variable est défini, le modèle analytique de rupture est généré, point par point, comme décrit au Chapitre III, tout en respectant les valeurs d'angle de frottement et de cohésion en tout point de ce modèle.

Les champs d'angle de frottement et de cohésion sont supposés suivre une distribution lognormale, les paramètres de cisaillement du sol étant des grandeurs strictement positives (tableau IV-1). La moyenne et le coefficient de variation sont respectivement de 10 kPa et 25% pour la cohésion, et de 25° et 10% pour l'angle de frottement.

Des fonctions d'autocorrélation exponentielles du second ordre sont adoptées pour représenter la dépendance spatiale de chacun des deux paramètres. Les valeurs des distances d'autocorrélation dans les 3 directions sont variées par la suite, tout en maintenant les mêmes lois de distribution, afin de créer des champs isotropes ou anisotropes, fortement hétérogènes ou relativement homogènes et étudier leur impact sur les différentes sorties probabilistes. A noter qu'aucune corrélation n'est considérée entre ces deux champs et que les mêmes distances d'autocorrélations ont été considérées pour les deux champs aléatoires.

**Tableau IV-1. Lois de distribution des champs aléatoires considérés**

Propriété	Loi de distribution	Moyenne, $\mu$	Coefficient de variation, COV
Angle de frottement, $\varphi$	Lognormale	25°	10%
Cohésion, $c$	Lognormale	10 kPa	25%

### IV.3 Génération des champs aléatoires par EOLE

Les deux champs aléatoires de cohésion ( $c$ ) et d'angle de frottement ( $\varphi$ ) définis dans le paragraphe précédent sont discrétisés par l'intermédiaire de la méthode EOLE (Vořechovsky, 2008) présentée au Chapitre I.

Pour la discrétisation d'un champ aléatoire log-normal, une grille stochastique composée de  $s$  nœuds doit être définie en premier lieu. Par suite, il faut déterminer la matrice d'autocorrélation log-normale  $\Sigma^{LN}$  qui donne la corrélation entre chaque nœud de cette grille et tous les autres nœuds moyennant la fonction d'autocorrélation du champ aléatoire. La matrice d'autocorrélation log-normale  $\Sigma^{LN}$  doit être ensuite transférée à l'espace Gaussien moyennant la transformation de Nataf (Nataf, 1962). Une matrice d'autocorrélation gaussienne  $\Sigma^G$  est alors obtenue et elle est alors utilisée pour discrétiser le champ aléatoire Gaussien  $Z$  en utilisant l'équation I-16, pour un nombre  $N$  de termes (l'ordre d'expansion), soit pour une variance

d'erreur donnée (équation I-17). Une fois le champ Gaussien est obtenu aux points voulus du domaine déterministe, il est transféré à l'espace log-normal.

Ceci étant, il faudrait noter que les deux maillages stochastiques et déterministes sont complètement indépendants. Le maillage stochastique sert tout simplement à déterminer le nombre requis de modes propres. Les valeurs du champ aléatoire sont calculées aux centres de gravité des volumes élémentaires du modèle déterministe en utilisant directement l'équation du champ (i.e. équation I-16).

### IV.3.1 Génération des champs aléatoires par EOLE

D'après Li et Der Kiureghian (1993), la variance de l'erreur de la méthode EOLE (Equation I-17) est grande aux limites du domaine stochastique  $\Omega_{RF}$ , il faudrait donc que ce dernier soit plus étalé que le domaine déterministe  $\Omega$ . En d'autres termes, il faudrait que les dimensions du domaine stochastique soient plus grandes que celles du domaine déterministe. Pour le cas ci-étudié, un domaine stochastique de  $9.0 \times 17.0 \times 5.0 \text{ m}^3$  est adopté, soit un-demi mètre supplémentaire de chaque côté aux limites du domaine déterministe.

D'autre part, ces mêmes auteurs ont montré que le nombre de points de la grille stochastique dans une direction donnée dépend de la distance d'autocorrélation dans cette direction. Ils recommandent par suite de décomposer la grille, dans chacune des 3 directions, en un nombre de segments dont la longueur maximale  $l_{RF}$  est proportionnelle à la distance d'autocorrélation ( $a$ ) correspondante, telle que  $l_{RF} = (1/5)a$ . Le tableau IV-2 montre le nombre de points adopté pour décomposer le domaine stochastique dans chacune des 3 directions et pour différentes valeurs de distances d'autocorrélation, avec un nombre minimal de points égal à 6 : une grille très dense est produite pour des sols très hétérogènes (petites distances d'autocorrélation) alors qu'elle est plus grossière pour des sols relativement homogènes (grandes distances d'autocorrélation).

**Tableau IV-2. Grille stochastique pour différentes longueurs d'autocorrélation**

Distance Autocorrelation (m)	2.0 m	3.0 m	4.0 m	5.0 m	10.0 m	1000 m
$l_{RF} = 0.2a$ (m)	0.4	0.6	0.8	1	2	200
Nombre de points selon X	26	16	16	11	6	6
Nombre de points selon Y	46	31	26	21	11	6
Nombre de points selon Z	16	11	11	6	6	6

### IV.3.2 Détermination de l'ordre d'expansion N

La série d'expansion donnée par l'équation 1-16 et qui est utilisée pour la discrétisation du champ aléatoire, peut être tronquée par un nombre  $N$  de termes, conditionné par la variance maximale d'erreur tolérée. Il faudrait alors trouver pour chaque champ aléatoire généré (et pour chaque valeur de distance d'autocorrélation) le nombre  $N$  pour lequel la variance de l'erreur  $\varepsilon$  ne dépasse pas 15%. Les valeurs des variances de l'erreur ( $\varepsilon$ ) obtenues en fonction du nombre de valeurs et vecteurs propres ( $N$ ), pour différentes distances d'autocorrélation dans les 3 directions, sont montrées dans le tableau IV-3 et la figure IV-1. Il est à noter que conformément à ce qui a été adopté au chapitre précédent, la notation  $L_x=3m$  dans le tableau IV-3 signifie que la distance d'autocorrélation est égale à  $3m$  dans la direction  $x$  ; cependant, elle est égale à l'infinie dans les deux autres directions.

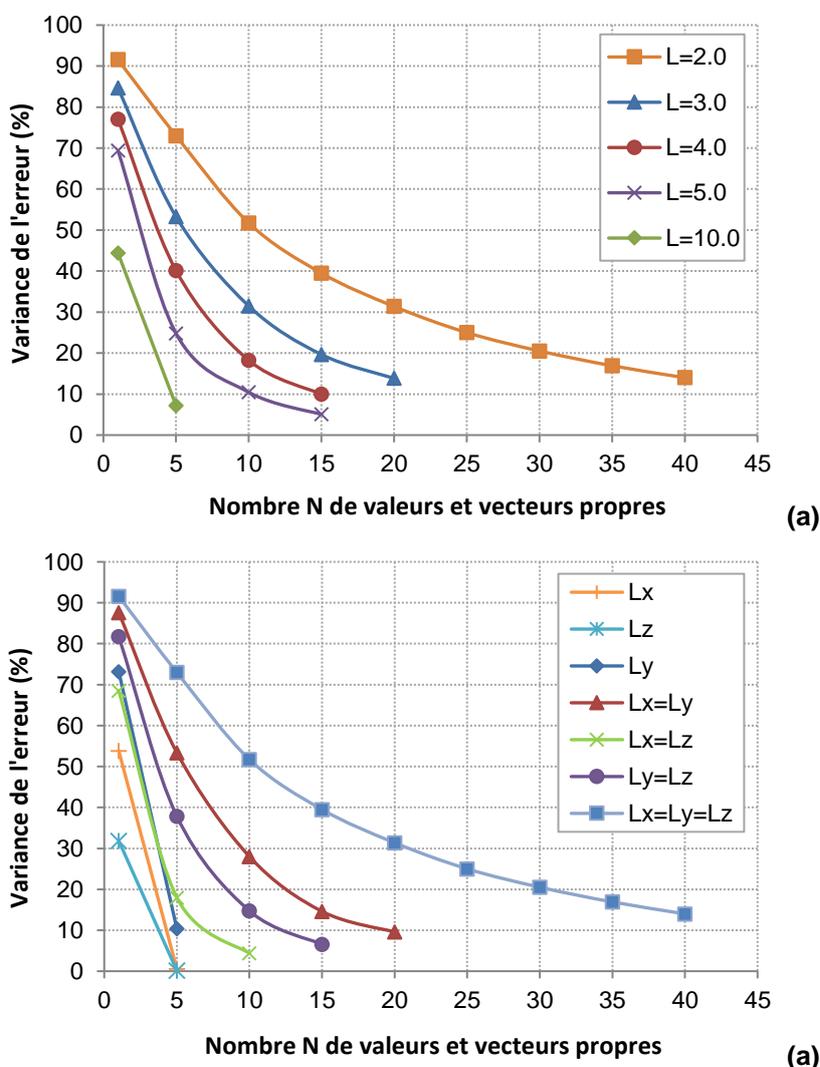


Figure IV-1. Variance de l'erreur ( $\varepsilon$ ) en fonction du nombre de valeurs et vecteurs propres ( $N$ ) pour différentes distances d'autocorrélation d'un seul champ aléatoire  
(a) Cas Isotropes (b) Anisotropes

**Tableau IV-3. Variances de l'erreur ( $\varepsilon$ ) en fonction du nombre de valeurs et vecteurs propres (N) pour différentes distances d'autocorrélation d'un seul champ. Cas isotropes et anisotropes**

	N	1	5	10	15	20	25	30	35	40
<b>Cas Isotropes</b> (Lx = Ly = Lz)	L=2m	91.56	73.11	51.72	39.5	31.37	24.98	20.51	16.91	14.03
	L=3m	84.65	53.24	31.48	19.64	13.84				
	L=4 m	77.04	40.11	18.23	9.99					
	L=5m	69.42	24.76	10.44	5.05					
	L=10m	44.4	7.16							
<b>Cas Anisotropes</b>	Lx=3m	53.83	0.54							
	Lz=3m	31.85	0.13							
	Ly=3m	73.20	10.37							
	Lx=Ly=3m	87.62	53.39	28.32	14.63	9.59				
	Lx=Lz=3m	68.53	17.98	4.34						
	Ly=Lz=3m	81.73	37.87	14.73	6.58					

Ayant deux champs aléatoires à discrétiser, le nombre total de valeurs et vecteurs propres mis en jeu est le double de celui qui est choisi pour un seul champ, à condition que les deux champs aient des distances d'autocorrélation identiques (ce qui est applicable dans notre cas). Les valeurs retenues pour les deux champs aléatoires en question sont données dans le tableau IV-4. Un très grand nombre N (>72) est requis pour de petites distances d'autocorrélation (L<2m) ce qui rend le coût calculatoire pour la discrétisation d'un champ très onéreux.

**Tableau IV-4. Nombre total de variables aléatoires, adopté pour la discrétisation des deux champs aléatoires en fonction des différentes distances d'autocorrélation isotropes et anisotropes.**

	Distances d'autocorrélation	N ( $\varphi$ )	N (c)	$\varepsilon$ (%)	Nombre total de variables aléatoires adopté N ( $\varphi$ )+N(c)
<b>Cas Isotropes</b> (Lx = Ly = Lz = L)	L=2m	36	36	$\approx 15$	72
	L=3m	21	21	$\approx 15$	42
	L=4m	12	12	$\approx 15$	24
	L=5m	8	8	$\approx 15$	16
	L=10m	5	5	$\approx 15$	10
	L=1000m	2	2	$\approx 10$	4
<b>Cas Anisotropes</b>	Lx=3m	5	5	$\approx 0$	10
	Lz=3m	5	5	$\approx 0$	10
	Ly=3m	5	5	$\approx 10$	10
	Lx=Ly=3m	15	15	$\approx 15$	30
	Lx=Lz=3m	7	7	$\approx 15$	14
	Ly=Lz=3m	10	10	$\approx 15$	20

Le nombre  $N$  de termes étant déterminé pour chaque cas étudié, les valeurs des deux champs aléatoires  $c$  et  $\varphi$  sont évaluées au centre de chaque élément de volume du modèle déterministe.

#### IV.4 Construction du méta-modèle SPCE

Il s'agit dans cette étape de trouver l'expression du SPCE qui va remplacer le modèle analytique 3D, comme présenté au Chapitre I, pour chaque cas de distances d'autocorrélation isotropes et anisotropes étudié.

Pour une combinaison donnée de distances d'autocorrélation, la pression de rupture ultime au front (réponse du modèle analytique) est calculée tout d'abord pour un premier ensemble de  $K=100$  réalisations, en rappelant qu'à chaque réalisation, les valeurs d'angle de frottement et de cohésion sont générées par EOLE au centre de chaque maille du domaine de sol du modèle déterministe. On rappelle que chaque maille ou élément de volume de sol est de  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ m}^3$ . Un deuxième ensemble comportant  $K'=50$  simulations supplémentaires est employé lorsque la régression s'avère mal posée (i.e. lorsque le rang de la matrice utilisée dans la régression est inférieur au nombre de coefficients inconnus). L'algorithme est interrompu si la valeur cible du coefficient de détermination  $Q^2 = 0.999$  ou celle de l'ordre maximal  $p = 7$  sont atteintes et la base du chaos polynomial est enrichie de nouveau par un ensemble de termes supplémentaires. Le processus est répété jusqu'à ce que la précision cible  $Q_{cible}^2$  ou l'ordre  $p$  fixé soient atteints. Les différentes étapes de l'algorithme sont données au Chapitre I.

**Tableau IV-5. Nombre de coefficients retenus par le SPCE et nombre d'appels au modèle déterministe pour les cas isotropes et anisotropes**

	Distances d'autocorrélation	Nombre de coefficients retenus par le SPCE	Nombre d'appels au modèle déterministe ( $K+K'$ )	Ordre SPCE
Cas Isotropes ( $L_x = L_y = L_z = L$ )	L=1000m	35	150	4
	L=10m	176	150	5
	L=5m	1001	100	3
	L=4m	925	100	2
	L=3m	2752	100	2
	L=2m	7526	100	3
Cas Anisotropes	Lx=3m	306	100	3
	Ly=3m	306	100	3
	Lz=3m	451	100	4
	Lx=Ly=3m	1820	100	2
	Lx=Lz=3m	708	100	2

---

**Ly=Lz=3m**

1811

100

3

---

Une fois le méta-modèle est bien défini pour une précision cible  $Q^2$  de 0.999, il est utilisé pour calculer la pression ultime au front pour un grand nombre de tirages par la méthode de Monte-Carlo afin d'effectuer une analyse probabiliste qui consiste à déterminer :

- (i) la loi de distribution de la pression ultime et ses moments statistiques, soient la moyenne, l'écart-type et les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement.
- (ii) les indices de Sobol de chaque champ aléatoire ( $c$  et  $\phi$ ).
- (iii) la probabilité de ruine pour un seuil fixé.

#### IV.5 Cas de référence

Avant de lancer les simulations par SPCE pour les différents cas de distances d'autocorrélation ( $L$ ), une comparaison est effectuée entre les moments statistiques de la pression limite obtenus pour deux ensembles de simulations Monte-Carlo, soient :

(I) sur le modèle déterministe d'origine, soit le modèle analytique 3D, pour lequel l'angle de frottement et la cohésion sont modélisés par des variables aléatoires au lieu de champs aléatoires. En d'autres termes, la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement du sol n'est pas prise en compte et chaque réalisation générée représente un massif de sol homogène affecté en tout point par une seule valeur de  $c$  et une seule valeur de  $\phi$ . Bien sûr, les valeurs de  $c$  et  $\phi$  suivent les lois de distribution déjà définies, omis les fonctions d'autocorrélation.

(II) sur un méta-modèle SPCE qui remplace de modèle d'origine, mais pour lequel l'angle de frottement et la cohésion sont modélisés par des champs aléatoires avec  $L = 1000\text{m}$ . Une telle distance d'autocorrélation permet de générer un champ aléatoire aux valeurs presque constantes dans le massif, et par suite modélise un sol homogène. Les champs « constants » de  $c$  et  $\phi$  suivent eux aussi les mêmes lois de distribution définies précédemment.

Ces deux modèles étant équivalents en données (sols homogènes et mêmes lois de distributions pour  $c$  et  $\phi$ ), une étude statistique sera effectuée sur leurs variables de sortie pour montrer que les distributions de pression limite au front correspondantes sont en bonne concordance aussi.

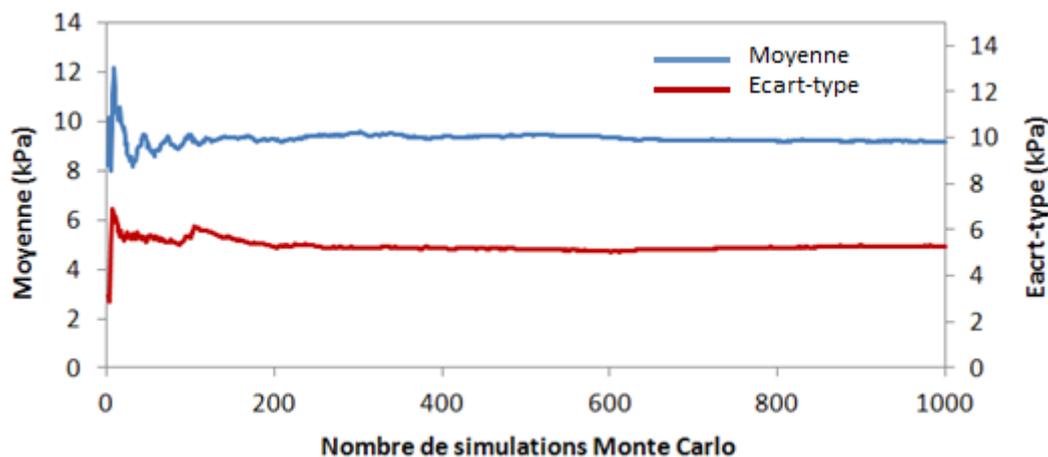
Les simulations de Monte-Carlo effectuées sur le premier modèle (avec variables aléatoires) consistent de 1000 tirages aléatoires. Le temps total de calcul est de 4 heures environ. La figure

IV-2 montre la convergence de la moyenne et de l'écart-type des pressions ultimes (équations 1-18 et 1-19) en fonction du nombre de simulations.

Les moments statistiques obtenus pour les modèles (I) et (II) sont donnés dans le tableau IV-6. Les densités de probabilité correspondantes montrées sur la figure IV-3 sont presque confondues ce qui indique une bonne concordance entre les deux modèles et par suite appuie la robustesse de la méthode SPCE.

**Tableau IV-6. Moments statistiques obtenus pour les pressions ultimes au front calculées par les modèles en variables aléatoires (I) et en champs aléatoires pour une très grande distance d'autocorrélation (II)**

Modèle	Moyenne $\mu$ (kPa)	Ecart-type $\sigma$ (kPa)	Coefficient de variation COV (%)	Coefficient d'asymétrie	Coefficient d'aplatissement
<b>Modèle I</b>					
Champs aléatoires avec L=1000m	8.97	5.29	58.97	-0.39	3.62
<b>Modèle II</b>					
Variables aléatoires	9.13	5.49	60.13	-0.27	3.28



**Figure IV-2. Moyenne et écart-type de la pression ultime en fonction du nombre de simulations de Monte-Carlo, obtenues pour le modèle (I)**

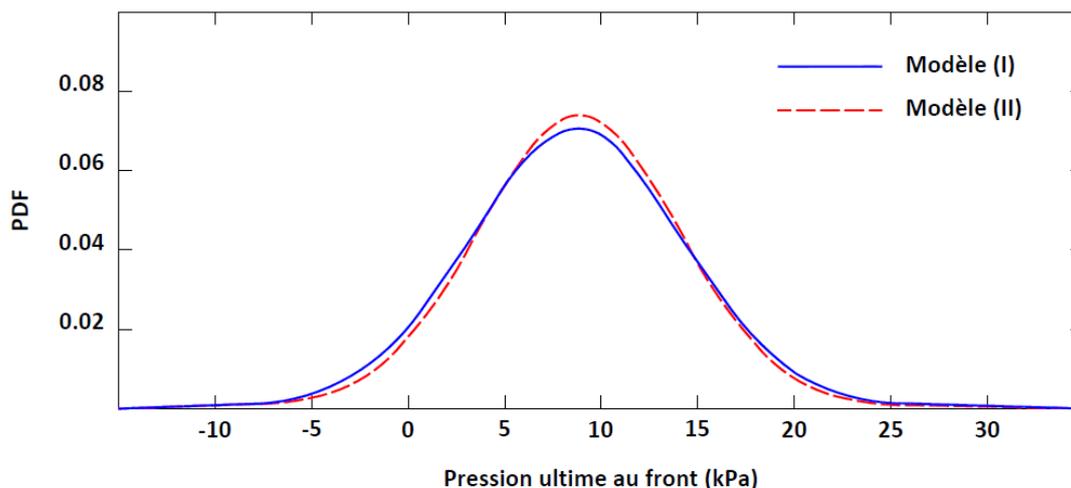


Figure IV-3. Densité de probabilité des pressions ultimes au front pour les deux modèles I et II

## IV.6 Distribution de probabilité et indices de Sobol

Cette section a pour objet d'étudier l'effet des distances d'autocorrélation des paramètres de cisaillement du sol sur la distribution de la pression limite au front et sur les indices de Sobol.

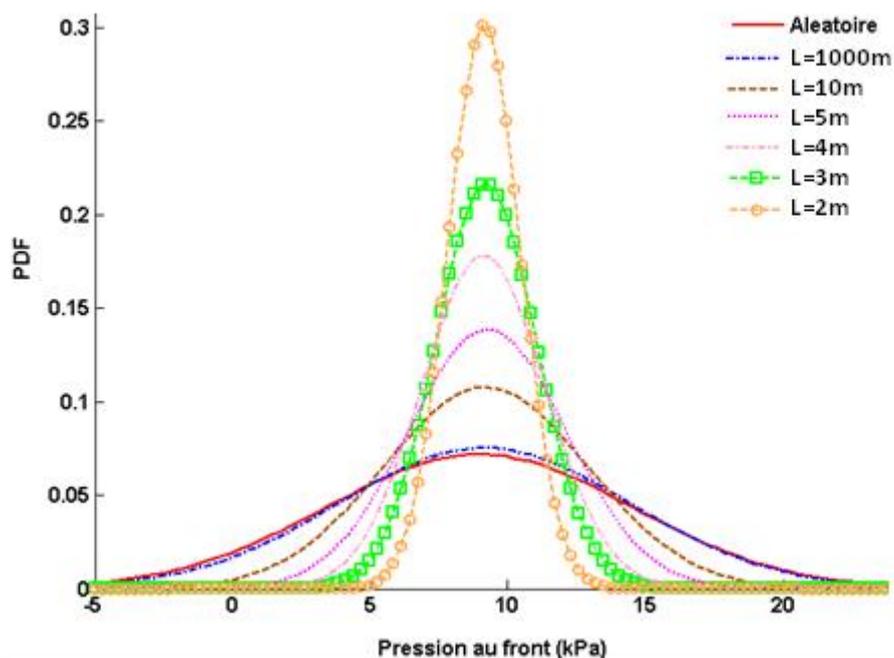
### IV.6.1 Cas Isotropes

Des distances d'autocorrélation identiques sont adoptées dans les trois directions de l'espace avec  $L_x = L_y = L_z = L = (2, 3, 4, 5, 10 \text{ et } 1000\text{m})$ .

Le tableau IV-7 présente les quatre moments statistiques des différents PDF illustrés dans la figure IV-4.

Tableau IV-7. Effet des distances d'autocorrélation isotropes sur les moments statistiques de la pression ultime au front

Distances d'autocorrélation L (m)	Moyenne $\mu$ (kPa)	Ecart-Type $\sigma$ (kPa)	Coefficient de variation COV (%)	Coefficient d'asymétrie	Coefficient d'aplatissement
2.0	9.15	1.32	14.46	-0.038	3.00
3.0	9.20	1.78	19.4	-0.01	3.03
4.0	9.10	2.22	24.4	0.011	3.06
5.0	9.25	2.85	30.8	-0.021	3.03
10.0	9.19	3.67	39.97	-0.30	3.34
1000	8.97	5.29	58.97	-0.38	3.62
Variables Aléatoires	9.13	5.49	60.13	-0.27	3.28



**Figure IV-4. Effet des distances d'autocorrélation isotropes sur la PDF de la pression ultime**

Comme il a été déjà démontré, les PDF et les moments statistiques correspondants à de grandes distances d'autocorrélation tendent à s'approcher de ceux obtenus pour le cas de variables aléatoires, jusqu'à devenir presque confondus pour le cas de  $L=1000\text{m}$ .

La dispersion de la pression limite est croissante avec la valeur de la distance d'autocorrélation. Le coefficient de variation est maximal pour  $L=1000\text{m}$  et tend vers le cas limite d'un sol homogène modélisé par variables aléatoires ( $\text{COV} \approx 60\%$ ). Cependant, pour une distance d'autocorrélation de  $2.0\text{m}$ , il diminue jusqu'à  $14.46\%$ .

En fait, la grande variabilité de la pression ultime pour des sols relativement homogènes correspondants à de grandes distances d'autocorrélation, est due au fait que, pour une simulation donnée, une seule valeur de  $c$  et une seule valeur de  $\phi$  sont accordées à l'ensemble du massif. Comme ces valeurs sont générées en accordance avec les PDF spécifiques à chaque champ d'entrée, elles mènent à une grande variabilité de la pression ultime au front.

La diminution des distances d'autocorrélation mène à des sols de plus en plus hétérogènes formés par un mélange de zones faibles et fortes qui changent de position dans le massif d'une réalisation ( $c$ ,  $\phi$ ) à l'autre. Cependant, l'effet du moyennage de  $c$  et  $\phi$  au sein de chaque réalisation ( $c$ ,  $\phi$ ) aboutit à un comportement global du front qui est assez similaire d'une réalisation ( $c$ ,  $\phi$ ) à une autre. Les pressions critiques au front qui en résultent sont alors plus homogènes et le coefficient de variation est plus petit. Cet effet se répercute aussi sur les valeurs

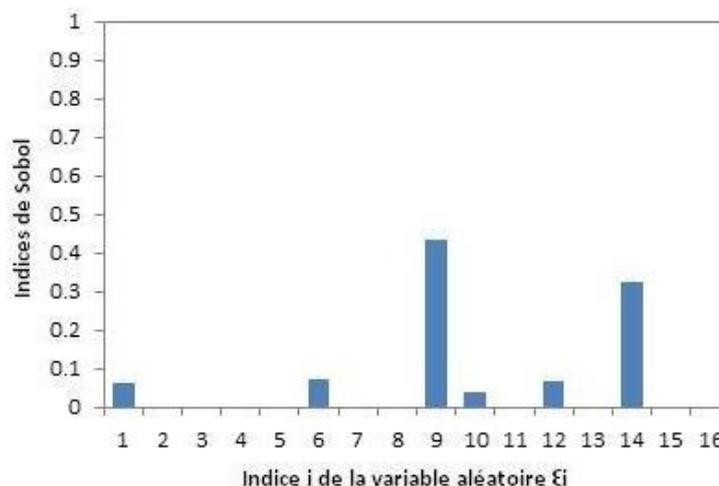
de coefficients d'aplatissement obtenus. En effet, ces coefficients augmentent avec la distance d'autocorrélation ce qui indique que les valeurs de pression ultime qui sont loin de la moyenne deviennent de plus en plus nombreuses lorsque les distances d'autocorrélation deviennent plus grandes. Donc, là aussi l'effet du moyennage pour les petites distances d'autocorrélation mène à une variabilité plus réduite de la pression ultime, et par suite à des coefficients d'aplatissement plus petits. Quant aux coefficients d'asymétrie, ils sont presque constants et relativement petits ce qui signifie que la forme de toutes les PDF obtenues est très proche de celle d'une distribution normale.

La variabilité de la pression limite au front en fonction de la distance d'autocorrélation a été examinée aussi au Chapitre III : les valeurs de coefficient de variation obtenues variaient entre 7% et 25% selon le cas considéré. Par suite, il s'avère que ces dernières sont bien inférieures aux valeurs présentées ci-haut étant comprises entre 15% et 60% environ. En fait, au Chapitre III, seule la variabilité du champ aléatoire de l'angle de frottement était considérée, alors que dans ce chapitre, la variabilité du champ de la cohésion est aussi prise en compte. Or comme le montre les indices de Sobol (tableau IV-8), c'est la variabilité de la cohésion qui a le plus d'influence sur la réponse du système ; l'indice de Sobol correspondant étant aux alentours de 85% alors qu'il est seulement de 15% pour l'angle de frottement. Une plus grande variabilité de la pression au front est alors obtenue une fois le champ de cohésion est considéré en plus de celui de l'angle de frottement. A noter que les indices de Sobol sont quasi-constants pour toutes les valeurs de distances d'autocorrélation considérées. Il s'avère alors que ces dernières n'ont pas une grande influence sur les indices de Sobol.

La figure IV-5 est un exemple qui montre les valeurs des indices de Sobol obtenues pour chacune des 16 variables aléatoires  $\xi_i$  du cas  $L=5.0m$ . Les 8 premières variables aléatoires ( $\xi_i=(1,\dots,8)$ ) correspondent au champ de l'angle de frottement, alors que les 8 restantes ( $\xi_i=(9,\dots,16)$ ) correspondent à celui de la cohésion. Les champs de l'angle de frottement et de la cohésion sont le plus influencés par les variables aléatoires ( $\xi_1, \xi_6$ ) et ( $\xi_9, \xi_{14}$ ) respectivement, sachant que ces deux dernières contribuent, à elles seules, à 75% à peu près de la variabilité de la pression au front.

**Tableau IV-8. Effet des distances d'autocorrélation isotropes sur les indices de Sobol de c et  $\varphi$ .**

Distances d'autocorrélation (m)	S( $\varphi$ )	S(c)
1000	15.6	84.4
10	12.94	87.06
5	13.57	86.43
4	12.24	87.76
3	14.6	85.4
2	14.12	85.88



**Figure IV-5. Indices de Sobol des 2 champs aléatoires pour L=5m : l'angle de frottement pour  $\xi_i=(1,\dots,8)$  et la cohésion pour  $\xi_i=(9,\dots,16)$ .**

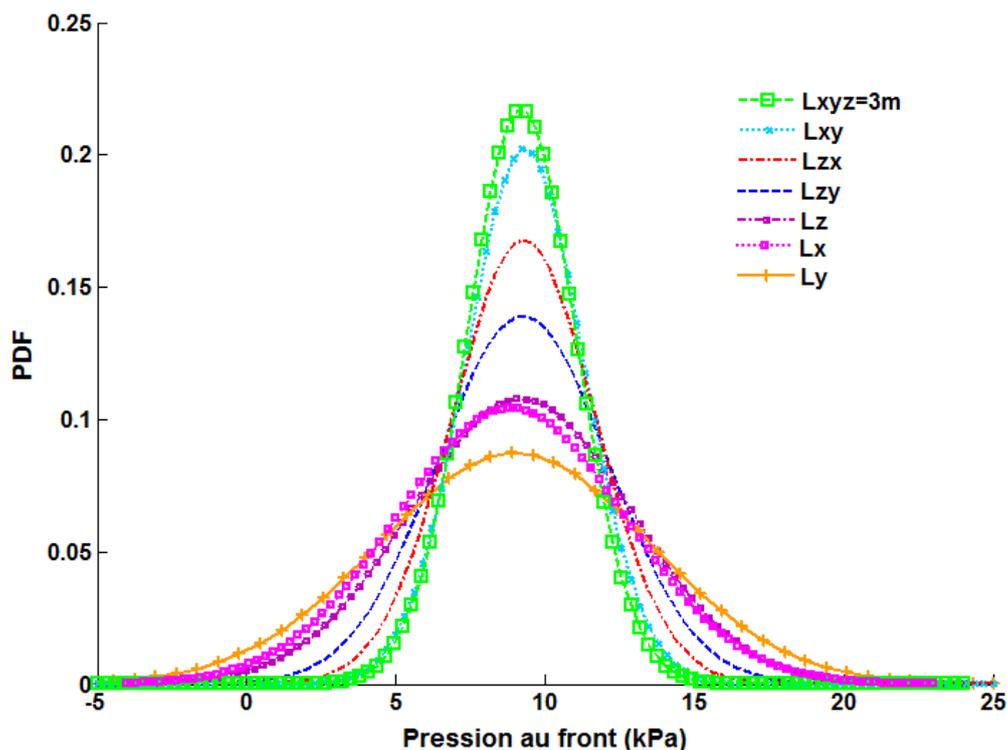
#### IV.6.2 Cas Anisotropes

Différents cas de distances d'autocorrélation anisotropes sont considérés dans ce qui suit, soient des cas 1D, 2D et 3D. Dans les directions selon lesquelles la variabilité spatiale est prise en compte, la distance d'autocorrélation est fixée à 3.0m ; sinon, une valeur de 1000m est adoptée.

Le tableau IV-9 présente les quatre moments statistiques de la pression ultime des différents PDF illustrés dans la figure IV-6. Notons que Lx signifie que la variabilité est prise seulement dans la direction x alors que Lxyz signifie que la variabilité spatiale est considérée dans les trois directions de l'espace.

**Tableau IV-9. Effet des distances d'autocorrélation anisotropes sur les moments statistiques de la pression ultime au front**

Distances d'autocorrélation (m)	Moyenne $\mu$ (kPa)	Ecart-Type $\sigma$ (kPa)	Coefficient de variation COV (%)	Coefficient d'asymétrie	Coefficient d'aplatissement
Lx=3	8.78	3.85	43.85	0	3.15
Ly=3	8.98	4.57	50.87	-0.32	3.32
Lz=3	9.17	3.54	38.60	-0.31	3.39
Ly=Lz=3	9.21	2.93	31.81	-0.018	3.05
Lx=Ly=3	9.31	1.97	21.18	-0.12	3.15
Lx=Lz=3	9.28	2.38	25.59	-0.23	3.11
Lx=Ly=Lz=3	9.2	1.78	19.4	-0.05	3.08



**Figure IV-6. Effet des distances d'autocorrélation anisotropes sur la PDF de la pression ultime au front**

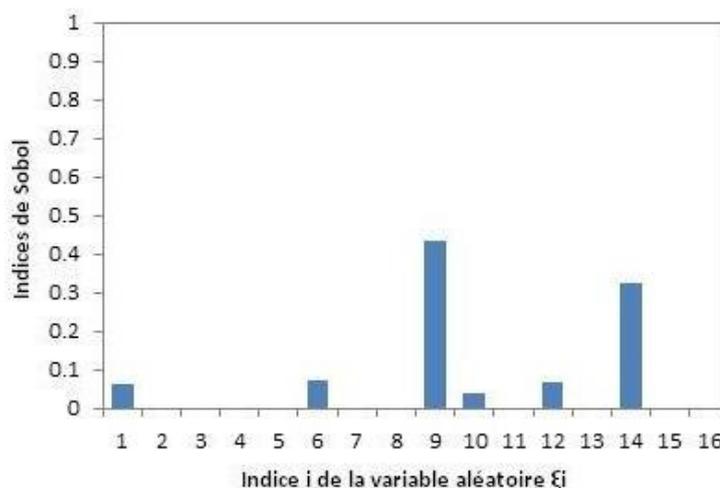
La variabilité de la pression ultime au front est la plus importante pour les cas de sols homogènes, suivis par ceux des cas 1D puis des cas 2D, la plus faible variabilité étant obtenue pour les cas 3D. Ces résultats sont en bonne concordance avec ceux du Chapitre III (qui considèrent seulement la variabilité spatiale de l'angle de frottement) puisque la dispersion des valeurs de pression ultime devient d'autant plus petite qu'une nouvelle direction de variabilité spatiale est ajoutée et que les distances d'autocorrélation deviennent plus grandes.

En fait, pour les cas 1D, le coefficient de variation de la réponse du système varie entre 38% et 51% environ ; alors qu'il est compris entre 21% et 32% pour les cas 2D. Quant au coefficient de variation du cas 3D, il est de 20% environ. Ces trois cas anisotropes représentent des sols au degré d'hétérogénéité variable. Le cas 3D correspond au sol le plus hétérogène puisque les paramètres de cisaillement sont spatialement variables dans les 3 directions. Lorsque la variabilité spatiale est réduite à deux directions ou à une seule, les sols générés deviennent plus homogènes et par suite la variabilité de la pression ultime augmente. Le raisonnement est très similaire à celui donné au paragraphe précédent : plus le sol est homogène, plus la variabilité de la pression au front est grande.

Ces résultats rejoignent bien ceux du Chapitre III sauf pour l'ordre de grandeur du coefficient de variation. Comme il a été déjà mentionné au paragraphe précédent, l'introduction du champ aléatoire de cohésion au modèle mène à une plus grande variabilité de la réponse du système. Comme pour les cas isotropes, ceci est dû au fait que la variabilité de la pression ultime au front est principalement due à celle du champ aléatoire de cohésion :  $S(c)$  est aux alentours de 82% alors que  $S(\varphi)$  est de 18% environ (tableau IV-10). A titre d'exemple, les valeurs des indices de Sobol obtenues pour chacune des 14 variables aléatoires  $\xi_i$  du cas  $L_x=L_z=3m$  sont montrées sur la figure IV-7. Les 7 premières variables aléatoires ( $\xi_i=(1,\dots,7)$ ) correspondent au champ de l'angle de frottement, alors que les 8 restantes ( $\xi_i=(8,\dots,14)$ ) correspondent à celui de la cohésion. Les variables aléatoires ( $\xi_1, \xi_5$ ) et ( $\xi_8, \xi_{13}$ ) influent le plus les champs de l'angle de frottement et de la cohésion respectivement, que 71% de la variabilité de la pression au front est due aux 2 variables  $\xi_8$  et  $\xi_{13}$  du champ de la cohésion.

**Tableau IV-10. Effet des distances d'autocorrélation anisotropes sur les indices de Sobol de  $c$  et  $\varphi$ .**

Distances d'autocorrélation (m)	$S(\varphi)$	$S(c)$
$L_x=3$	16.9	83.1
$L_z=3$	17.5	82.5
$L_y=3$	18.6	81.4
$L_x=L_y=3$	17.9	82.1
$L_x=L_z=3$	19.3	80.7
$L_y=L_z=3$	19.7	80.3

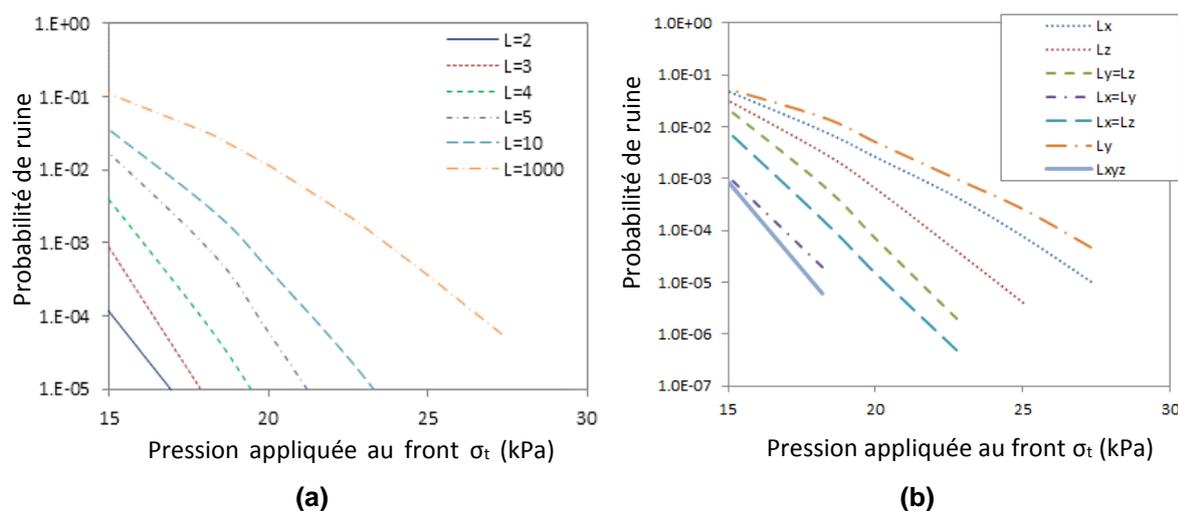


**Figure IV-7. Indices de Sobol des 2 champs aléatoires pour  $L_x=L_z=3m$  : l'angle de frottement pour  $\xi_i=(1,\dots,8)$  et la cohésion pour  $\xi_i=(9,\dots,16)$ .**

## IV.7 Probabilité de ruine

La probabilité de ruine est évaluée dans ce qui suit pour différentes valeurs de pression ( $\sigma_t$ ) à appliquer au front de taille pour éviter son effondrement lors du creusement. En fait, la rupture a lieu lorsque la pression appliquée ( $\sigma_t$ ) est inférieure à la pression ultime ( $\sigma_u$ ), telle que  $\sigma_t - \sigma_u < 0$ . Pour chaque cas de variabilité spatiale des champs d'angle de frottement et de cohésion,

isotropes et anisotropes, des simulations de Monte Carlo sont lancées sur les méta-modèles SPCE et la probabilité de ruine est calculée comme indiqué au Chapitre I. Un ensemble de 2,000,000 d'échantillons sont tirés pour chaque cas de variabilité spatiale considéré. A noter que ce grand nombre de simulations n'aurait pas été faisable sans le méta-modèle SPCE qui est défini pour chaque cas et qui vient par suite remplacer le modèle analytique 3D d'origine, d'où l'intérêt du recours à une telle approche dans les analyses nécessitant un grand nombre de simulations.



**Figure IV-8. Probabilité de rupture en fonction de la pression appliquée au front  
(a) cas isotropes (b) cas anisotropes.**

Les probabilités de rupture sont bien élevées pour de petites valeurs de pression appliquée au front et diminuent progressivement pour des valeurs plus grandes (figure IV-8).

Pour les cas isotropes (figure IV-8.a), la probabilité de rupture est minimale pour les distances d'autocorrélation les plus faibles, i.e. pour les sols extrêmement hétérogènes. Cependant, les valeurs de probabilité de rupture maximales sont notées pour le cas de sols homogènes, i.e. une distance d'autocorrélation infinie ( $L=1000$ m). Donc si le dimensionnement est fait en considérant un sol homogène, il sera sécuritaire puisqu'il correspondra au cas de probabilité de ruine la plus grande.

En ce qui concerne les cas anisotropes étudiés (i.e. considérant de petites distances d'autocorrélation), la figure IV-8.b montre que les cas 1D et 2D manifestent une probabilité de rupture nettement supérieure au cas 3D à cause de la plus grande variabilité de la pression au front. En fait, plus le sol est proche de l'homogénéité (i.e. il possède moins de directions de

variabilité spatiale), comme les cas 1D, plus la probabilité de rupture est grande ; et plus le sol est anisotrope (cas 3D), plus cette dernière est petite. Toutes ces observations sont en ligne avec le degré de dispersion de la pression ultime : plus la variabilité de la réponse du système est grande, plus la probabilité de ruine est élevée, même si les mêmes valeurs moyennes de pression au front sont rencontrées. Donc si le sol présente une variabilité dominante dans une direction donnée (i.e. anisotrope), et que le dimensionnement est fait en considérant la même variabilité dans toutes les directions (i.e. isotrope), le dimensionnement ne sera plus du côté de la sécurité.

## IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, une analyse probabiliste est effectuée pour étudier l'effet de la variabilité spatiale de la cohésion et de l'angle de frottement sur les différentes sorties probabilistes, moyennant le nouveau modèle analytique proposé au Chapitre III. Différents scénarios de variabilité spatiale sont considérés, dans une, deux et trois directions (1D, 2D et 3D), sachant que les champs aléatoires sont discrétisés par la méthode EOLE.

L'analyse probabiliste a pour but de calculer la distribution de probabilité de la pression limite (avec ses quatre premiers moments statistiques, soient la moyenne, l'écart-type et les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement), les indices de Sobol ainsi que la probabilité de rupture du système. Un grand nombre de tirages est alors nécessaire pour obtenir un niveau de précision acceptable. Pour cela, au lieu d'appliquer la méthode classique de Monte-Carlo au modèle analytique proposé, ce dernier est remplacé par un méta-modèle beaucoup plus léger et au temps de calcul quasi-instantané. Un méta-modèle est défini pour chaque scénario, moyennant la méthode SPCE présentée par Blatman et Sudret (2010), et ce à partir d'un nombre limité d'appels au modèle analytique 3D. Une fois le méta-modèle est déterminé, il est utilisé dans les simulations de Monte Carlo : 2,000,000 tirages sont effectués pour chaque cas en un temps de calcul très négligeable.

Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

- Les PDF obtenues pour les deux cas modélisant les paramètres de cisaillement comme champs aléatoires avec une distance d'autocorrélation infinie ( $L=1000\text{m}$ ) et comme variables aléatoires, sont confondues, ce qui donne une légitimité à la méthode SPCE.
- Pour les cas de variabilité spatiale isotrope, la dispersion de la pression ultime augmente lorsque la distance d'autocorrélation augmente et elle tend vers une valeur maximale qui correspond au cas de variables aléatoires représentant ainsi des réalisations de sols homogènes.
- Parmi les scénarios de variabilité spatiale anisotropes, le plus grand écart-type de la pression ultime est obtenu pour les cas 1D, suivis par ceux des cas 2D, le plus petit écart-type étant pour les cas 3D. Ces résultats sont conformes à ceux trouvés au Chapitre III.
- Le paramètre dont la variabilité a le plus de poids dans la variabilité de la pression au front est la cohésion, son indice de Sobol étant aux alentours de 85%.

La probabilité de ruine est la plus faible pour les cas isotropes 3D ainsi que pour les distances d'autocorrélation les plus petites, mêmes si les valeurs moyennes de pression au front sont presque égales. En d'autres termes, plus l'hétérogénéité du sol est importante, plus probabilité de ruine du système est faible, les sols plutôt homogènes (i.e. avec de grandes distances d'autocorrélation) ayant des probabilités de ruine les plus élevées. Ceci impliquerait que le dimensionnement déterministe considérant un sol homogène est moins économique par rapport aux modélisations avec champs aléatoires.

## CONCLUSION GENERALE

Le comportement du front de taille des tunnels creusés par tunneliers à front pressurisé a été étudié dans cette thèse, par approches déterministe et probabiliste.

Les résultats d'une recherche bibliographique ont été tout d'abord présentés dans le Chapitre I : les différentes approches déterministes d'analyse des tunnels creusés par bouclier pressurisé sont exposées, ainsi que les différents principes et méthodes d'analyse probabilistes.

Dans les chapitres II, III et IV, deux nouveaux modèles analytiques 3D sont proposés afin de déterminer la pression critique et la surface de rupture au front de taille pour des tunnels creusés par tunneliers à pression d'air dans des sols multicouches d'une part (Chapitre II) et des sols spatialement variables d'une autre part (Chapitres III et IV). Ces deux nouveaux mécanismes sont développés à partir du mécanisme « Corne » de Mollon et al. (2011) pour sols homogènes et monocouches.

Le chapitre II commence par la validation du mécanisme « Corne » par des résultats expérimentaux, tant au niveau de la forme de la surface de rupture qu'au niveau des pressions ultimes. Une fois validé, ce mécanisme a été utilisé comme base pour le développement des deux nouveaux mécanismes de rupture. Ainsi, un nouveau mécanisme de rupture 3D a été présenté pour le cas de tunnels au front soutenu par une pression uniforme dans des sols multicouches purement frottants. Les résultats de ce nouveau mécanisme, soient la surface de rupture et la pression au front à la rupture, ont été comparés à ceux d'un modèle équivalent en éléments finis : (i) une différence de 13% environ a été notée entre les valeurs de pression critique au front issues des deux modèles, (ii) la superposition de coupes réalisées dans les 3 directions au sein des surfaces 3D générées par les modèles analytique et numérique a montré que la forme et l'étendue de ces 2 surfaces de rupture sont en bonne concordance. La pertinence des résultats du modèle analytique a été ainsi démontrée tout en mettant en vigueur son coût calculatoire très minime vis-à-vis des modèles numériques en éléments finis. Deux exemples d'application du nouveau modèle multicouche ont été enfin présentés pour des cas de massifs bicouches et tricouches, formés par des stratifications de sables denses et lâches. Il s'est avéré

que la position la plus défavorable d'une couche de sable lâche interceptant un massif de sable dense est lorsque cette dernière se situe dans le tiers inférieur du front.

Dans le chapitre III, un nouveau mécanisme de rupture rotationnel 3D a été proposé, capable de prendre en compte la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement du sol sous forme de champs aléatoires. La méthode de Karhunen-Loeve (K-L) a été utilisée dans ce chapitre pour discrétiser les champs aléatoires mis en jeu. La détermination du nombre de termes  $M$  de la série de K-L à utiliser (pour la discrétisation du champ aléatoire de l'angle de frottement) a été faite en traçant les fonctions de répartition et d'autocorrélation (pour un grand nombre de réalisations de ce champ aléatoire) en fonction du nombre  $M$  de termes. Le nombre de termes sélectionné, soit  $M = 200$ , correspond à celui pour lequel les courbes des champs générés se rapprochent le plus de celles des fonctions de répartition et d'autocorrélation théoriques (ou cibles).

Pour une réalisation donnée du champ aléatoire, la surface de rupture est construite point par point en fonction des valeurs d'angle de frottement qu'elle intercepte. Les résultats du nouveau mécanisme ont été comparés pour cette réalisation, à ceux d'un modèle équivalent en éléments finis : la valeur de la pression au front et la forme des surfaces de rupture issues des deux modèles se trouvent en bonne concordance. La pertinence des résultats du nouveau modèle analytique a été ainsi notée d'une part, et d'autre part, son temps de calcul qui est de l'ordre des minutes, comparé à celui du modèle numérique qui est de l'ordre des heures. Ceci étant, le modèle analytique a été utilisé pour effectuer une étude probabiliste et étudier l'impact de la variabilité spatiale de l'angle de frottement sur la moyenne et la dispersion de la pression ultime au front.

Plusieurs scénarios de variabilité spatiale ont été considérées soient dans une, deux et trois directions de l'espace (1D, 2D, et 3D). Des tirages Monte-Carlo ont été effectués pour chaque scénario. Deux cents tirages par scénario se sont avérés être suffisants pour que les deux premiers moments statistiques de la réponse du système, moyenne et écart-type, convergent, surtout que l'étude probabiliste envisagée dans ce chapitre ne nécessite pas un nombre énorme de tirages (de l'ordre des millions) puisqu'elle ne s'étend ni au calcul des moments statistiques décrivant les queues des distributions de la pression ultime (coefficient d'asymétrie et d'aplatissement), ni au calcul de la probabilité de ruine. Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

- Le nombre de termes de Karhunen-Loeve n'a pas une grande influence sur les deux premiers moments statistiques de la pression ultime au front bien qu'une valeur non négligeable de la variance de l'erreur, issue de la discrétisation du champ aléatoire, est notée.
- Une moyenne probabiliste maximale est atteinte pour une valeur intermédiaire de la distance d'autocorrélation (à peu près égale à  $D/2$ ), quel que soit le scénario étudié. Ce maximum indique que le sol à l'avant du front de taille est le moins stable pour cette distance d'autocorrélation et par suite requiert l'application de la plus grande pression au front pour éviter son effondrement.
- Le fait de considérer une variabilité spatiale de l'angle de frottement selon X (i.e. dans la direction transversale) mène à des valeurs de pression au front supérieures à celles qui sont obtenues pour les cas de variabilité spatiale dans les directions longitudinale et/ou verticale. Ces deux derniers scénarios mèneraient à une meilleure stabilité du front et donc à des valeurs de pression au front plus petites.
- L'écart-type de la pression ultime au front augmente avec l'augmentation des distances d'autocorrélation pour tous les scénarios considérés, i.e. 1D, 2D ou 3D. La plus grande dispersion des résultats de pression ultime est obtenue pour les cas de sols homogènes. Elle devient d'autant plus petite qu'une nouvelle direction de variabilité spatiale est ajoutée et que les distances d'autocorrélation diminuent.
- Comme la variabilité spatiale en 3D nécessite un nombre relativement grand de termes de Karhunen-Loeve ce qui alourdit les calculs, une variabilité 2D peut être considérée dans les directions X et Y (i.e. dans le plan du front excavé) vu que les résultats de ces deux scénarios sont comparables, en termes de moyenne et d'écart-type.

Dans le chapitre IV, une analyse probabiliste plus poussée a été effectuée moyennant le modèle analytique développé et présenté au Chapitre III. Dans ce chapitre, l'effet de la variabilité spatiale de la cohésion a été considéré en plus de celle de l'angle de frottement interne. Différents scénarios de variabilité spatiale des deux champs ont été adoptés, dans une, deux et trois directions (1D, 2D et 3D), sachant que les champs aléatoires ont été discrétisés par la méthode EOLE. L'objectif de l'étude probabiliste de ce chapitre avait pour but de caractériser la distribution de probabilité de la pression ultime et de calculer les indices de Sobol ainsi que la probabilité de ruine. La méthode du chaos polynomial creux SPCE présentée par Blatman et Sudret (2010) a été utilisée, son coût calculatoire étant nettement réduit par rapport à la méthode

traditionnelle de Monte Carlo. Ceci étant, le modèle analytique proposé a été remplacé par un méta-modèle qui a l'avantage d'être beaucoup plus léger et d'avoir un temps de calcul quasi-instantané. Pour chaque scénario, un méta-modèle a été défini, et ce à partir d'un nombre limité d'appels au modèle analytique 3D, et puis il a été utilisé dans les simulations de Monte Carlo : 2,000,000 tirages ont été effectués pour chaque cas en un temps de calcul très négligeable. Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

- Pour les cas de variabilité spatiale isotrope, la dispersion de la pression ultime augmente lorsque la distance d'autocorrélation augmente et elle tend vers une valeur maximale qui correspond au cas de variables aléatoires représentant ainsi des réalisations de sols homogènes.
- Parmi les scénarios de variabilité spatiale anisotropes, le plus grand écart-type de la pression ultime est obtenu pour les cas 1D, suivis par ceux des cas 2D, le plus petit écart-type étant pour les cas 3D. Ces résultats sont conformes à ceux trouvés au Chapitre 3.
- Le paramètre dont la variabilité a le plus de poids dans la variabilité de la pression au front est la cohésion, son indice de Sobol étant aux alentours de 85%.
- La probabilité de ruine est la plus faible pour les cas isotropes 3D ainsi que pour les distances d'autocorrélation les plus petites, mêmes si les valeurs moyennes de pression au front sont presque égales. En d'autres termes, plus l'hétérogénéité du sol est importante, plus la probabilité de ruine du système est faible, les sols plutôt homogènes (i.e. avec de grandes distances d'autocorrélation) ayant des probabilités de ruine les plus élevées. Ceci impliquerait que le dimensionnement déterministe considérant un sol homogène est moins économique par rapport aux modélisations avec champs aléatoires.

Les perspectives du travail effectué dans cette thèse et qui peuvent être traitées sont :

- Les résultats obtenus par le nouveau mécanisme développé pour des sols multicouches doivent être validés par des essais expérimentaux sur modèles réduits. En fait, bien que trois essais expérimentaux de Berthoz et al. (2012) portent sur des tunnels creusés dans deux et trois couches de sol, ils ne reflètent pas le modèle présenté dans cette thèse puisqu'ils engagent une couche de sol auto-stable dans leur moitié inférieure.

- Les nouveaux modèles analytiques peuvent être développés davantage pour couvrir :
  - les cas de rupture par refoulement ;
  - les cas de tunnels à front pressurisé soutenu par pression de boue ou de terre ;
  - les cas de tunnels peu profonds avec des surcharges en surface ;
  - les cas de tunnels creusés dans des sols purement cohérents ;
  - les cas de tunnels excavés par méthodes conventionnelles pour lesquels la stabilité est évaluée en termes du facteur de sécurité, et par conséquent les cas de tunnels non circulaires.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Abbo, A.J., Wilson, D.W., Lyamin, A.V., and Sloan, S.W. (2009). Undrained Stability of a Circular Tunnel. *Procedures of the EURO:TUN 2009 congress*, 9-11 sept. 2009, Bochum, Aedificatio Publishers, 857-864.

AFTES (1999). Settlements induced by tunnelling. *Revue Tunnels et Ouvrages Souterrains*, 155, 129-151.

AFTES (2002). La méthode convergence-confinement. *Tunnels et Ouvrages Souterrains*, 170, 79-89.

Ahmed, M., and Iskander, M. (2012). Evaluation of tunnel face stability by transparent soil models. *Tunnelling And Underground Space Technology*, 27(1), 101-110.

Al-Bittar, T. (2012). *Probabilistic analysis of shallow foundations resting on spatially varying soils*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, France, 210 p.

Al-Bittar, T., and Soubra A.-H. (2014). Probabilistic analysis of strip footings resting on spatially varying soils and subjected to vertical or inclined loads. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering, ASCE*, Accepted, in press, doi:10.1061/(ASCE)GT.1943-5606.0001046.

Al-Bittar, T., and Soubra A.-H. (2013). Bearing capacity of strip footings on spatially random soils using sparse polynomial chaos expansion. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 37(13), 2039-2060.

Al-Hallak, R. (1999). *Etude expérimentale et numérique du renforcement du front de taille par boulonnage dans les tunnels en terrains meubles*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 229 p.

Anagnostou G., Serafeimidis K. (2007). The dimensioning of tunnel face reinforcement. *ITA-AITES World Tunnel Congress Underground Space - the 4th Dimension of Metropolises*, May 2007, Prague.

Anagnostou, G. & Kovari, K. (1994). The Face Stability of Slurry-shield-driven Tunnels. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 9(2), 165-174.

Anagnostou, G. (2012). The contribution of horizontal arching to tunnel face stability. *Geotechnik*, 35(1), 34-44.

Anagnostou, G., Perazzelli, P. & Schürch, R. (2011). Comments on “Face stability and required support pressure for TBM driven tunnels with ideal face membrane - drained case” by S. Han Kim and F. Tonon. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 26(3), 497-500.

Attewell, P.B. (1977). Ground movements caused by tunneling in soil. *Conference on Large Ground Movements and Structures*, Cardiff, 812-984.

Augarde, C.E., Lyamin, A.V., & Sloan, S.W. (2003). Stability of an undrained plane strain heading revisited. *Computers and Geotechnics*, 30, 419-430.

Baecher, G., & Christian, J. (2003). *Reliability and statistics in geotechnical engineering*. Chichester, West Sussex, England: J. Wiley.

Bauer, J., & Pula, W. (2000). Reliability with respect to settlement limit-states of shallow foundations on linearly-deformable subsoil. *Computer and Geotechnics*, 26, 281-308.

Bernat, S. (1996). *Modélisation du creusement d'un tunnel en terrain meuble, qualification sur chantier expérimental*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 251p.

Bernaudo, D., Maghous, S., de Buhan, P., & Couto, E. (2009). A numerical approach for design of bolt-supported tunnels regarded as homogenized structures. *Tunnelling And Underground Space Technology*, 24(5), 533-546.

Bernaudo, D., De Buhan, P., & Maghous, S. (1995). Numerical simulation of the convergence of a bolt-supported tunnel through a homogenization method. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 19(4), 267-288.

Berthoz, N. (2012). *Modélisation physique et théorique du creusement pressurisé des tunnels en terrains meubles homogènes et stratifiés*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat, 294p.

Berthoz, N., Branque, D., Subrin, D., Wong, H., & Humbert, E. (2012). Face failure in homogeneous and stratified soft ground: Theoretical and experimental approaches on 1g EPBS reduced scale model. *Tunnelling And Underground Space Technology*, 30, 25-37.

Berveiller, M., Sudret, B., & Lemaire, M. (2006). Stochastic finite element: a non intrusive approach by regression. *Revue Européenne De Mécanique Numérique*, 15(1-2-3), 81-92.

Blatman, G. (2009). *Adaptive sparse polynomial chaos expansions for uncertainty propagation and sensitivity analysis*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France.

Blatman, G., & Sudret, B. (2010). An adaptive algorithm to build up sparse polynomial chaos expansions for stochastic finite element analysis. *Probabilistic Engineering Mechanics*, 25, 183-97.

Bourgeois, E. (2002). Analyse numérique tridimensionnelle des tassements provoqués par le creusement d'un tunnel par la technique du prédécoupage mécanique, application à la traversée souterraine de Toulon. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 237, 37- 57.

Box, G.E.P., & Jenkins, G.M. (1970). *Time series analysis: forecasting and control*. Holden-Day, San Francisco, 553 p.

Branque, D., Subrin, D., & Boutin, D. (2002). Etude sur modèle réduit du creusement des tunnels par la méthode du bouclier à pression de terre. *Proceedings of the 3rd International*

---

*Symposium on Underground Construction in soft ground*, International Society for Soil Mechanics and Geotechnical Engineering, Toulouse, France.

Broere, W. (1998). Face stability calculation for a slurry shield in heterogeneous soft soils. *Proc. of the world tunnel congress 98 on tunnels and metropolises*, Sao Paulo, Rotterdam, Balkema, 1, 215-218.

Broere, W. (2001). *Tunnel Face Stability & New CPT Applications*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, Delft, 207p.

Bucher, C.G., & Bourgund, U. (1990). A fast and efficient response surface approach for structural reliability problems. *Structural safety*, 7, 57-66.

Chambon, P. (1990). *Etude sur modèles réduits centrifuges – Application aux tunnels à faible profondeur en terrain meuble pulvérulent*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes, 154p.

Chambon, P., & Corté, J. (1994). Shallow Tunnels in Cohesionless Soil: Stability of Tunnel Face. *J. Geotech. Engrg.*, 120(7), 1148-1165.

Chapeau, C. (1991). Auscultation du sol pendant le creusement. *Tunnels et ouvrages souterrains*, 107, 235-245.

Chen R.P., Tang L.J., Ling D.S., & Chen Y.M. (2011). Face stability analysis of shallow shield tunnels in dry sandy ground using the discrete element method. *Computer and Geotechnics*, 38, 187-195.

Chen, R.-P., Li, J., Kong, L.-G., & Tang, L.-J. (2013). Experimental study on face instability of shield tunnel in sand. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 33, 12–21.

Chen, W.F. (1975). *Limit analysis and soil plasticity*. London : Elsevier Scientific Publishing Company, 637p.

Cherubini, C. (2000). Reliability evaluation of shallow foundation bearing capacity on  $c' \phi'$  soils. *Canadian Geotechnical Journal*, 37(1), 264-269.

Cherubini, C., Giasi, I., & Rethati, L. (1993). *The coefficient of variation of some geotechnical parameters*. *Probabilistic Methods in Geotechnical Engineering*. Li & Lo editions, Balkema, Rotterdam.

Chiasson, P., Lafleur, J., Soulie, M., & Law, K.T. (1995). Characterizing spatial variability of a clay by geostatistics. *Canadian Geotechnical Journal*, 32(1), 1-10.

Cho, S.E. (2010). Probabilistic assessment of slope stability that considers the spatial variability of soil properties. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 136(7), 975-984.

Cho, S.E., & Park, H.C. (2010). Effect of spatial variability of cross-correlated soil properties on bearing capacity of strip footing. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 34, 1-26.

Clough, G.W., & Smith, B. (1981). Design and Performance of excavations and tunnels in soft clay. *Soft clay engineering*, Amsterdam : Elsevier, 569-634.

CLOUTERRE (1991). *Recommandations pour la conception, le calcul, l'exécution et le contrôle des soutènements réalisés par clouage des sols*. Paris : Presses de l'ENPC, 268 p.

Cording, E.J., & Hansmire, W.H. (1977). Les déplacements autour des tunnels en terrain tendre. *Tunnels et ouvrages souterrains*, 23, 221-225.

Das, P.K., & Zheng, Y. (2000). Cumulative formation of response surface and its use in reliability analysis. *Probabilistic Engineering Mechanics*, 15, 309-315.

De Buhan, P., & Taliercio, A. (1991). A homogenization approach to the yield strength of composite materials. *European Journal of Mechanics*, 10(2), 129-154.

DeGroot, D., & Beacher, G. (1993). Estimating autocovariance of in-situ soil properties. *Journal of Geotechnical Engineering*, 119(1), 147-166.

Degroot, D.J. (1996). Analyzing spatial variability of in situ properties. *Uncertainty in the Geologic Environment, from Theory to Practice, Special ASCE Publication*, 58, 210-238

Demagh, R., Emeriault F., & Benmebarek S. (2008). Analyse numérique 3D de la stabilité du front de taille d'un tunnel à faible couverture en milieu frottant. *Revue Française de Géotechnique*, 123, 27-35.

Descoedres, F. (1979). *Mécanique des roches II*. Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 152 p., cours.

Detournay, E., & Fairhurst, C. (1987). A two dimensionnal elastoplastic analysis of deep cylindrical tunnel under non hydrostatic loading. *Int. J. Rock Mech. Mining Sci.*, 24, 197-211.

Dias, D. (2011). Convergence-confinement approach for designing tunnel face reinforcement by horizontal bolting. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 26, 517-523.

Dias, D. (1999). *Renforcement du front de taille des tunnels par boulonnage. Etude numérique et application à un cas réel en site urbain*. Thèse de doctorat, l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, 320p.

Dias, D., Janin, J.P., Soubra, A.H., & Kastner, R. (2008). Three-dimensional face stability analysis of circular tunnels by numerical simulations. *The Challenge of Sustainability in the Geoenvironment 'GeoCongress 2008'*, New Orleans, USA.

Dias, D., & Kastner, R. (2005). Modélisation numérique de l'apport du renforcement par boulonnage du front de taille des tunnels. *Canadian Geotechnical Journal*, 42, 1656-1674.

Ditlevsen, O. (1981). *Uncertainty Modelling: With Applications to Multidimensional Civil Engineering Systems*. New York : McGraw-Hill, 412p.

Doan, H.V. (2007). *Creusement des tunnels en terrain meuble : étude expérimentale sur modèle réduit de tunnelier à pression de terre en sol cohérent frottant*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.

- Duncan, J.M. (2000). Factors of safety and reliability in geotechnical engineering. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 126(4), 307-316.
- Duprat, F., Sellier, A., & Lacarrière, L. (2004). Evaluation probabiliste du risque de corrosion par carbonatation. *Revue Française de Génie Civil*, 8(8), 975-997.
- Eisenstein, A.R., & Ezzeldine, O. (1994). The role of face pressure for shields with positive ground control. *Tunneling and ground conditions*, Balkema : Rotterdam, 557-571.
- Ejezie, S., & Harrop-Williams, K. (1984). Probabilistic characterization of Nigerian soils. *Probabilistic Characterization of Soil Properties, Bridge Between Theory and Practice*, ASCE, 140-156.
- El-Ramly, H., Morgenstern, N.R., & Cruden, D.M. (2003). Probabilistic stability analysis of a tailings dyke on presheared clay-shale. *Canadian Geotechnical Journal*, 40, 192-208.
- Emeriault F., Yan J., & Kastner R. (2008). Validation d'une procédure de modélisation numérique des mouvements induits par un tunnelier de très grand diamètre dans les argiles molles. *Rencontres Universitaires de Génie Civil*, juin 2008, Nancy, 1-8.
- Farmer, I.W. (1977). Case histories of settlement above tunnels in clay. *Proc. of conf. Large ground movements and structures*, Cardiff, 357-371.
- Farmer, I.W. (1975). Stress distribution along a resin grouted rock anchor. *Int. J. Rock Mech. & Min. Sci.*, 12, 347-351.
- Fenton, G.A., (1999). Estimation for stochastic soil models. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 125(6), 470-485.
- Fenton, G.A., & Griffiths, D.V. (2002). Probabilistic foundation settlement on spatially random soil. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 128(5), 381-390.
- Fenton, G.A., & Griffiths, D.V. (2003). Bearing capacity prediction of spatially random c- $\phi$  soils. *Canadian Geotechnical Journal*, 40, 54-65.
- Fenton, G.A., & Griffiths, D.V. (2005). Three-dimensional probabilistic foundation settlement. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 131(2), 232-239.
- Fenton, G.A., Zhou, H., Jaksa, M.B., & Griffiths, D.V. (2003). Reliability analysis of a strip footing designed against settlement. *Applications of statistics and probability in civil engineering*, Der Kiureghian, Madanat & Pestana (eds) Millpress, Rotterdam.
- Ferregotto, M. (2007). *Creusement de tunnels en terrain purement frottant : analyse à partir d'un essai sur modèle réduit de tunnelier à pression de terre et de sa modélisation tridimensionnelle par éléments finis*. Master recherche en Génie Civil, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.
- Fredlund, D.G., & Dahlman, A.E. (1972). Statistical geotechnical properties of glacial lake Edmonton sediments. *Statistics and Probability in Civil Engineering*, Hong Kong University Press.

- Funatsu T., Hoshino T., Sawae H., & Shimizu N. (2008). Numerical analysis to better understand the mechanism of the effects of ground supports and reinforcement on the stability of tunnels using the distinct element method. *Tunnel Underground Space Technology*, 23(5), 561-573.
- Ghanem, R., & Spanos, P. (1991). *Stochastic finite elements – A spectral approach*. New York : Springer.
- Glossop, N.H. (1977). *Soil deformations caused by soft ground tunneling*. Thèse de doctorat, Université de Durham, Angleterre, 205p.
- Grasso, P., Mahtab, A., Pelizza, S. & Rabajoli, G. (1993). Consideration for design of shallow tunnels. *Int. Conf. Underground transportation infrastructures*, Toulon, 59-64.
- Greuell, E. (1993). *Etude du soutènement des tunnels par boulons passifs dans les sols et les roches tendres par une méthode d'homogénéisation*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 199p.
- Griffiths, D.V., & Fenton, G.A. (2001). Bearing capacity of spatially random soil: The undrained clay Prandtl problem revisited. *Géotechnique*, 51(4), 351-359.
- Griffiths, D.V., Fenton, G.A., & Manoharan, N. (2002). Bearing capacity of rough rigid strip footing on cohesive soil: Probabilistic study. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 128(9), 743-755.
- Harr, M.E. (1987). *Reliability-based design in civil engineering*. McGraw-Hill Book Company, New York, 290p.
- Hegazy, Y., Mayne, P.W., & Rouhani, S. (1996). Geostatistical assessment of spatial variability in piezocone tests. *Uncertainty in the Geologic Environment, from Theory of Practice, Special ASCE Publication*, 58, 254-268.
- Hermann, L.R., & Al-Yassin, Z. (1978). Numerical analysis of reinforced soil systems. *Proc. Symp. Earth Reinforcement*, Pittsburgh, 428-57.
- Hill R. (1950). *The mathematical theory of plasticity*. Clarendon Press, Oxford, chap. XII.
- Hjjaj, M., Lyamin, A.V., & Sloan, S.W. (2005). Numerical limit analysis solutions for the bearing capacity factor  $N_\gamma$ . *Int. J. of Solids & Structures*, 42, 1681-1704.
- Hoek, E., & Brown, E.T. (1980). *Underground excavations in rock*. London : The Institution of Mining and Metallurgy.
- Horn, N. (1961). Horizontal erddruck auf senkrechte abschlussflächen von tunnelröhren. *Landeskonferenz der ungarischen tiefbauindustrie*, 7-16.
- Houmadi, Y., Ahmed, A., & Soubra, A.-H. (2012). Probabilistic analysis of a one dimensional soil consolidation problem. *Assessment and Management of Risk for Engineered Systems and Geohazards*, 6(1), 36-49.

- Huang, S., Liang, B., & Phoon, K.K. (2009). Geotechnical probabilistic analysis by collocation-based stochastic response surface method: An EXCEL add-in implementation. *Assessment and Management of Risk for Engineered Systems and Geohazards*, 3(2), 75-86.
- Hyett, A.J., Bawden, W.F., & Reicher, R.D. (1992). The effect of rock mass confinement on the bond strength of fully grouted cable bolts. *Int. J. Rock Mech. Sci. & Geomech. Abstr.*, 29(5), 503-524.
- Ibrahim, E., Soubra, A.-H., Mollon, G., Raphael, W., Dias, D., & Reda, A. (2015). Three-dimensional face stability analysis of pressurized tunnels driven in a multilayered purely frictional medium. *Tunnelling And Underground Space Technology*, 49, 18-34.
- Idinger, G., Aklik, P., Wu, W., & Borja, R. (2011). Centrifuge model test on the face stability of shallow tunnel. *Acta Geotechnica*, 6, 105–117.
- Indraratna, B., & Kaiser, P.K. (1990). Design for grouted rock bolts based on the convergence control method. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. abstr.*, 27(4), 269-281.
- Indraratna, B., & Kaiser, P.K. (1988). Stabilization of underground openings in jointed rock. *15th Canadian rock mechanics symposium*, Toronto, 195-206.
- Isukapalli, S.S. (1999). *An uncertainty analysis of transport-transformation models*. Thèse de doctorat, The State University of New Jersey, New Brunswick, New Jersey.
- Isukapalli, S.S., Roy, A., & Georgopoulos, P.G. (1998). Stochastic response surface methods (SRSMs) for uncertainty propagation: Application to environmental and biological systems. *Risk Analysis*, 18(3), 357-363.
- Itasca (2000). *FLAC 4.0 Manuals*. Minnesota, ITASCA Consulting Group, Inc 2000.
- Janin, J.-P. (2012). *Tunnels en milieu urbain : Prévisions des tassements avec prise en compte des effets des pré-soutènements (renforcement du front de taille et voûte-parapluie)*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, 267 p.
- Jassionnesse, C., Dubois, P., & Saitta, A. (1996). Tunnel face reinforcement by bolting, soil bolts homogenisation strain approach. *Proc. Symp., Geotechnical aspects of underground constructions in soft ground*, London, 373-378.
- Kamata, H., & Masimo, H. (2003). Centrifuge model test of tunnel face reinforcement by bolting. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 18(2), 205-220.
- Karim, AM. (2007). *Three dimensional discrete element modeling of tunneling in sand*. Thèse de doctorat, Alberta University, Canada.
- Kasper, T., & Meschke, G. (2004). A 3D finite element simulation model for TBM tunnelling in soft ground. *International journal for numerical and analytical methods in Geomechanics*, 28(14), 1441-1460.
- Kavvadas, M., & Proutzopoulos G. (2009). 3D Analyses of Tunnel Face Reinforcement using Fibreglass Nails. *EURO TUN 2009, 2nd International Conference on Computational Methods in Tunnelling Ruhr University Bochum*, 9-11 September 2009, Aedificatio Publishers, 1-4.

- Kim, S.-H., & Na, S.-W. (1997). Response surface method using vector projected sampling points. *Structural Safety*, 19(1), 3-19.
- Kirsch, A. (2010). Experimental investigation of the face stability of shallow tunnels in sand. *Acta Geotechnica*, 5(1), 43-62.
- Kulhawi, F.H. (1992). On evaluation of statistic soil properties. Stability and performance of slopes and embankments II (GSP31). ASCE, Edité par Seed, R.B. et Boulanger, R.W., New York, 95-115.
- Lacasse, S., & Nadim, F. (1996). Uncertainties in characterizing soil properties. *Uncertainty in the Geologic Environment*, ASCE, Madison, 49-75.
- LCPC (1997). Traversée souterraine de Toulon. *Compte Rendu d'essais de traction sur boulons radiaux*, Paris : LCPC, 27p.
- Leblais, Y., Andre, D. & Chapeau, C. (1995). Tassements liés au creusement des ouvrages en souterrain. *Tunnels et ouvrages souterrain*, 132, 379-386.
- Leca, E. (2000). Etude du comportement des tunnels creusés en terrains meubles. *Presses du LCPC, Etudes et recherches des LPC, Série Géotechnique GT 66*, 96p.
- Leca, E., Garnier, J., Atwa, M. & al. (1997). Analyse théorique et expérimentale de la stabilité du front de taille des tunnels à faible profondeur. *XIVth International Conference on Soil Mechanics & Foundation Engineering*, 6-12 Septembre 1997, Hambourg.
- Leca, E., & Dormieux, L. (1990). Upper and lower bound solutions for the face stability of shallow circular tunnels in frictional material. *Géotechnique*, 40(4), 581-606.
- Lee, K.M., Rowe, R.K., & Lo, K.Y (1992). Subsidence owing to tunneling. I: Estimating the gap parameter. *Canadian Geotechnical Journal*, 29, 929-940.
- Lee, I.K., White, W., & Ingles, O.G. (1983). *Geotechnical Engineering*. Pitman, London, England.
- Li, Y., Emeriault, F., Kastner, R., & Zhang, Z.X. (2009). Stability analysis of large slurry shield-driven tunnel in soft clay. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 24(4), 472-481.
- Li, C.C., & Der Kiureghian, A. (1993). Optimal discretization of random fields. *Journal of Engineering Mechanics*, 119(6), 1136-1154.
- Li, D., Chen, Y., Lu, W., & Zhou, C. (2011). Stochastic response surface method for reliability analysis of rock slopes involving correlated non-normal variables. *Computers and Geotechnics*, 38(1), 58-68.
- Loganathan, N. & Poulos, H. G. (1998). Analytical prediction for tunnelling induced ground movements in clays. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 124(9), 846-856.
- Lumb, P. (1966). The variability of natural soils. *Canadian Geotechnical Journal*, 3, 74-97.

- Lumb, P. (1972). Precision and accuracy of soil tests. *Statistics and Probability in Civil Engineering*, Hong Kong University Press.
- Lunardi, P. (1997). Conception et exécution des tunnels d'après l'analyse des déformations contrôlées dans les roches et dans les sols, présoutènement et préconfinement. *Revue Française de Géotechnique*, 80, 17-34.
- Lunardi, P. (2008). *Design and construction of tunnels – Analysis of controlled deformation in rocks and soils (ADECO-RS)*. Berlin: Springer.
- Mair, R.J., & Taylor, R.N. (1997). Bored tunnelling in the urban environment. *Proceedings of the 14th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Balkema, Rotterdam, 2353-2385.
- Mair, R.J. (1979). *Centrifugal modelling of tunnel construction in soft clay*. Thèse de doctorat, University of Cambridge, 273p.
- Mair, R.J., Taylor, R.N., & Bracegirdle, A. (1993). Subsurface settlement profiles above tunnels in clays. *Géotechnique*, 43(2), 315-320.
- Mao, N., Al-Bittar, T., & Soubra, A. (2012). Probabilistic analysis and design of strip foundations resting on rocks obeying Hoek–Brown failure criterion. *International Journal Of Rock Mechanics And Mining Sciences*, 49, 45-58.
- Melis, M., Medina, L., & Rodriguez, J.M. (2002). Prediction and analysis of subsidence induced by shield tunneling in the Madrid Metro extension. *Canadian Geotechnical Journal*, 39, 1273-1287.
- Messerli, J., Pimentel, E., & Anagnostou, G. (2010). Experimental study into tunnel face collapse in sand. *Proceedings of the 7th International Conference in Physical Modelling in Geotechnics*, Zurich, Switzerland.
- Migliazza, M., Chiorboli, M., & Giani, G.P. (2009). Comparison of analytical method, 3D finite element model with experimental subsidence measurements resulting from the extension of the Milan underground. *Computers and Geotechnics*, 36, 113-124
- Moller, S.C., & Vermeer, P.A. (2005). Prediction of settlements and structural forces in linings due to tunnelling. *Fifth International Symposium on Geotechnical Aspects of Underground Construction in Soft Ground*, Amsterdam, Preprint Volume, Session 4, 141-149.
- Moller, S.C., & Vermeer, P.A. (2006). Simulation of the NATM using 2D and 3D numerical analyses. *Felsbau*, 24(2), 52-58.
- Moller, S.C., & Vermeer, P.A. (2008). On numerical simulation of tunnel installation. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 23(4), 461-475.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A.-H. (2009a). Probabilistic analysis of circular tunnels in homogeneous soils using response surface methodology. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 135(9), 1314-1325.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A.-H. (2009b). Probabilistic analysis and design of circular tunnels against face stability. *International Journal of Geomechanics.*, 9(6), 237-249.

- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A.-H. (2010). Face stability analysis of circular tunnels driven by a pressurized shield. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 136(1), 215-229.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A.-H. (2011a). Rotational failure mechanisms for the face stability analysis of tunnels driven by a pressurized shield. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 35(12), 1363-1388.
- Mollon, G., Phoon, K., Dias, D., & Soubra, A. (2011b). Validation of a New 2D Failure Mechanism for the Stability Analysis of a Pressurized Tunnel Face in a Spatially Varying Sand. *Journal of Engineering Mechanics*, 137(1), 8-21.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A.-H. (2011c). Probabilistic analysis of pressurized tunnels against face stability using collocation-based stochastic response surface method. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 137(4), 385-397.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A. (2012). Continuous velocity fields for collapse and blowout of a pressurized tunnel face in purely cohesive soil. *International Journal For Numerical And Analytical Methods In Geomechanics*, 37(13), 2061-2083.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A.-H. (2013a). Probabilistic analyses of tunnelling-induced ground movements. *Acta Geotechnica*, 8(2), 181-199.
- Mollon, G., Dias, D., & Soubra, A. (2013b). Range of the Safe Retaining Pressures of a Pressurized Tunnel Face by a Probabilistic Approach. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 139(11), 1954-1967.
- Morse, R.K. (1972). The importance of proper soil units for statistical analysis. *Statistics and Probability in Civil Engineering*, Hong Kong University Press.
- Mroueh, H., & Shahrour, I. (2008). A simplified 3D model for tunnel construction using tunnel boring machines. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 23(1), 38-45.
- Nataf, A. (1962). Détermination des distributions de probabilités dont les marges sont données. *CR Acad Sci.*, 225, 42-3.
- Nour, A., Slimani, A., & Laouami, N. (2002). Foundation settlement statistics via finite element analysis. *Computers and Geotechnics*, 29, 641-672.
- O'Reilly, M.P., & New, B.M. (1982). Settlements above tunnels in the United Kingdom – their magnitudes and prediction. *Tunneling'82*, London: IMM, 173-181.
- Ollier, C. (1997). *Etude expérimentale de l'interaction sol-machine lors du creusement d'un tunnel peu profond par tunnelier à pression de boue*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, 323p.
- Oreste, P.P. (2009). Face stabilization of shallow tunnels using fiberglass dowels. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Geotechnical Engineering* 162, Issue GE1, 1-15.
- Panet, M. (1969). *Contribution à l'étude des affaissements superficiels provoqués par le creusement de galeries souterraines*, Paris : LCPC, 24 p.

- Panet, M. (1973). *La stabilité des ouvrages souterrains : soutènement et revêtement*. Paris : Laboratoire des Ponts et Chaussées, Rapport de recherche n° 28, 32 p.
- Panet, M. (1976). *Stabilité et soutènement des tunnels, La mécanique des roches appliquée aux ouvrages de génie civil*. Paris : Presses de l'ENPC, 145-166.
- Pantet, A. (1991). *Creusement de galerie à faible profondeur à l'aide d'un tunnelier à pression de boue ; mesure In-Situ et étude théorique du champ de déplacement*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, 376p.
- Peck, R.B. (1969). Deep excavations and tunneling in soft ground, State of the art Report. *Proc. Of the VIIIth Int. Conf. on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, Mexico, 225-290.
- Peila, D. (1994). A theoretical study of reinforcement influence on the stability of a tunnel face. *Geotechnical and Geological Engineering*, 12, 145-168.
- Phoon, K.K., & Huang, S.P. (2007). Geotechnical probabilistic analysis using collocation-based stochastic response surface method. *Applications of Statistics and Probability in Civil Engineering*, Kanda, Takada and Furada (eds.), Taylor and Francis Group, London.
- Phoon, K.K., & Kulhawy, F.H. (1999). Evaluation of geotechnical property variability. *Canadian Geotechnical Journal*, 36, 625-639.
- Phoon, K.-K., & Kulhawy, F.H. (1996). On quantifying inherent soil variability. *Geotechnical Earthquake Engineering and Soil Dynamics, ASCE, Geotechnical Special Publication*, 75, 326-340.
- Popescu, R. (1995). *Stochastic variability of soil properties : data analysis, digital simulation, effects on system behavior*. Thèse de doctorat, Princeton University, Princeton, NJ.
- Popescu, R., Deodatis, G., & Nobahar, A. (2005). Effect of random heterogeneity of soil properties on bearing capacity. *Probabilistic Engineering Mechanics*, 20, 324-341.
- Poupelloz, B. (1984). Tassements engendrés par le creusement des galeries de petite section à faible profondeur – exemples en région parisienne. *Rapport du laboratoire régionale de l'est parisien*, 78p.
- Pula, W., & Shahrour, I. (2003). Influence of vertical and horizontal variability of soil strength on the reliability of shallow foundations. *International Symposium on shallow foundations*, FONDSUP, 423-432.
- Rankin, W.J. (1988). Ground movement resulting from urban tunneling. *Proc. Conf Engineering Geol. Underground Movements*, Nottingham, London, Geological Society, 79-92.
- Riahi, H., Bressolette, Ph. & Chateauneuf, A. (2012). Reliability analysis by combinaison of polynomial chaos and monte-carlo simulations: application to nonlinear fracture mechanics. *Proc. WCCM 2012 : 10th World Congress on Computational Mechanics*, São Paulo, Brazil, 8-13 July 2012.
- Rowe, R.K., Lo, K.Y., & Kack, G.J. (1983). A method of estimating surface settlement above tunnels constructed in soft ground. *Revue Canadienne de Géotechnique*, 20, 11-22.

- Sagaseta, C. (1987). Analysis of undrained soil deformation due to ground loss. *Géotechnique*, 37(3), 301-320.
- Sagaseta, C., & Moya, J.F. (1980). Estimation of ground subsidence over urban tunnels. *2nd Int. Conf. "Ground movements and structure"*, Cardiff, 331-345.
- Saltelli, A., Chan, K., & Scott, E. M. (2000). *Sensitivity Analysis*. John Wiley & sons.
- Schlosser, F. (1989). *Le projet national CLOUTERRE*. Annales de l'ITBTP, No. 473, 150p.
- Schmidt, B. (1969). *Settlements and ground movements associated with tunneling in soil*. Thèse de doctorat, University of Illinois, 183p.
- Schweiger, H.F., & Mayer, P.M. (2004). FE-analysis of reinforced tunnel face. *Felsbau*, 22(4), 47-51.
- Serratrice, J.F. (2004). Traversée Souterraine de Toulon, un site complexe en site urbain. *Journées de Géologie des LPC d'Ax les Thermes*, Octobre 2004, 2p.
- Serratrice, J.F., & Magnan, J.P. (2002). Analyse et prévision des tassements de surface pendant le creusement du tunnel nord de la traversée souterraine de Toulon. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées* 237, Mars-Avril 2002, 5-36.
- Shin, J., Choi, Y., Kwon, O., & Lee, S. (2008). Model testing for pipe-reinforced tunnel heading in a granular soil. *Tunnelling And Underground Space Technology*, 23(3), 241-250.
- Sobol, I.M. (2001). Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their Monte Carlo estimates. *Mathematics and Computers in Simulation*, 55, 271-280.
- Soulie, M., Montes, P., & Silvestri, V. (1990). Modelling spatial variability of soil parameters. *Canadian Geotechnical Journal*, 27, 617-630.
- Spanos, P.D., & Ghanem, R. (1989). Stochastic finite element expansion for random media. *Journal of Engineering Mechanics*, 115(5), 1035-1053.
- Subrin, D. (2002). *Etudes théoriques sur la stabilité et le comportement des tunnels renforcés par boulonnage*. Thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.
- Subrin, D., Branque, D., Berthoz, N., & Wong, H. (2009). Kinematic 3D approaches to evaluate TBM face stability: comparison with experimental laboratory observations. *Proceedings of the 2nd International Conference on computational Methods in Tunneling*, Bochum, Germany, 801-808.
- Subrin, D., & Wong, H. (2002). Stabilité du front d'un tunnel en milieu frottant : un nouveau mécanisme de rupture 3D. *C.R. Mécanique*, 330, 513-519.
- Sudret, B. (2008). Global sensitivity analysis using polynomial chaos expansion. *Reliability Engineering and System Safety*, 93, 964-979.
- Sudret, B., & de Buhan, P. (1999). Modélisation multiphasique de matériaux renforcés par inclusions linéaires. *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 327(IIb), 7-12.

- Sudret, B., & Berveiller, M. (2008). *Stochastic finite element methods in geotechnical engineering*. Reliability-based design in geotechnical engineering: computations and applications, K.K. Phoon (Ed.), Taylor and Francis, 260-297.
- Sudret, B., & Der Kiureghian, A. (2000). *Stochastic finite element methods and reliability: A State-of-the-Art Report*. Report No. UCB/SEMM-2000/08 Structural Engineering, Mechanics and Materials Department of Civil & Environmental Engineering, University of California, Berkeley, 173p.
- Svoboda, T., & Mašín, D. (2011). 3D simulations of a NATM tunnel in stiff clays with soil parameters optimized using monitoring data from exploratory audit. *Proc. 7th Int. Symp. On Geotechnical Aspects of Underground Construction in Soft Ground*, May 2011, Roma.
- Svoboda, T., & Mašín, D. (2010). Convergence-confinement method for simulating NATM tunnels evaluated by comparison with full 3D simulations. *Proc. International Conference Underground Construction*, Prague, 795-801.
- Takano, D., Otani, J., Nagatani, H., & Mukunoki, T. (2006). Application of Xray CT boundary value problems in geotechnical engineering - Research on tunnel face failure. *Geocongress 2006*, 1-6.
- Tandjiria, V., Teh, C.I., & Low, B.K. (2000). Reliability analysis of laterally loaded piles using response surface methods. *Structural Safety*, 22, 335-355.
- Terzaghi, K. (1943). *Theoretical soil mechanics*. John Wiley and Sons, 502p.
- Trompille, V. (2003). *Etude expérimentale et théorique du comportement d'un tunnel renforcé par boulonnage frontal*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 219 p.
- Ukrichton, B., Whittle, A.J., & Klangvijit, C. (2003). Calculations of bearing capacity factor using numerical limit analysis. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 130(10), 468-474.
- Ural, D.N. (1996). Spatial variability of soil parameters. *Special ASCE publication*, 58, 341-352.
- Vanmarcke, E., & Grigoriou, M. (1983). Stochastic finite element analysis of simple beams. *Journal of Engineering Mechanics*, 109(5), 1203-1214.
- Vanmarcke, E.H. (1977). Probabilistic modeling of soil profiles. *Journal of the Geotechnical Engineering Division*, 103(11), 1227-1246.
- Vanmarcke, E.H. (1983). *Random fields: Analysis and synthesis*. M.I.T Press, Cambridge, Mass., 382 p.
- Vermeer, P.A., Ruse, N., & Marcher, T. (2002). Tunnel heading stability in drained ground. *Felsbau*, 20(6), 8-18.
- Verruijt, A. (1997). A complex variable solution for deforming circular tunnel in elastic half plane. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 21, 77-89.

- Vidal, H. (1969). The principal of reinforced earth. *Highway Research Record*, 282, 1-16.
- Viggiani, G., & Soccodato, F.M. (2004). Predicting tunneling-induced displacements and associated damage to structures. *Rivista italiana di geotechnical*, 4, 11-25.
- Wolff, T.H. (1985). *Analysis and design of embankment dam slopes : A probabilistic approach*. Thèse de doctorat, Purdue University, Lafayette, Ind.
- Wolff, T.H. (1996). Probabilistic slope stability in theory and practice. *Uncertainty in Geological Environment*, Madison, WI, ASCE, 419-433.
- Wong, H., Subrin, D., & Dias, D. (2000). Extrusion movements of a tunnel head reinforced by finite length bolts - a closed form solution using homogenization approach. *International Journal of Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 24(6), 533-565.
- Wong, H., & Subrin, D. (2006). Stabilité frontale d'un tunnel : mécanisme 3D en forme de corne de rhinocéros et influence de la profondeur. *Revue européenne de génie civil*, 10(4), 429-456.
- Wong, H., Larue, E. (1998). Modelling of bolting support in tunnels taking account of nonsimultaneous yielding of bolts and ground. In: *The Geotechnics of Hard Soils – Soft Rocks: Proceedings of the 2nd International Symposium*, 12–14 October 1998, Napoli, A. Evangelista and L. Picarelli., Rotterdam: A.A. Balkema, The Netherlands, 1027–1038.
- Wullschläger, D. & Natau, O. (1987). The bolted rockmass as an anisotropic continuum, material behavior and design suggestion for rock cavities. *6th Int. Conf., Rock Mech.*, Montreal, 1321-1324.
- Xiu, D., & Karniadakis, G.E. (2002). The Wiener-Askey polynomial chaos for stochastic differential equations. *SIAM J. on Scientific Computing*, 24(2), 619-44.
- Yamamoto, K., Lyamin, A.V., Wilson, D.W., Abbo, A.J., & Sloan, S.W. (2009). Limit Analysis of Shallow Tunnels in Cohesive-Frictional Soils. *Proc. Of the EURO:TUN 2009 congress*, 9-11 sept 2009, Bochum, Aedificatio Publishers, 857-864.
- Yoo, C.S., & Shin, H.K. (2003). Deformation behaviour of tunnel face reinforced with longitudinal pipes – laboratory and numerical investigation. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 18(4), 303-319.
- Yoo, C.S., & Shin, H.K. (1999). Behavior of tunnel face pre-reinforced with sub-horizontal pipes. *International Symposium on Geotechnical Aspects of Underground Construction in Soft Ground*, Tokyo, 441-446.
- Yuceman, M.S., Tang, W.H., & Ang, A.H.S. (1973). A probabilistic study of safety and design of earth slopes. *Civil Engineering Studies, Structural Research Series 402*, University of Illinois, Urbana.

**ANNEXE A****MECANISME DE RUPTURE ROTATIONNEL  
DANS UN SOL HOMOGENE**

Le mécanisme de rupture rotationnel 3D de Mollon et al. (2011a) dédié aux sols monocouches homogènes est présenté dans ce qui suit. Ce mécanisme de rupture vise à déterminer la pression minimale qu'il est nécessaire d'appliquer au front de taille d'un tunnel creusé par tunnelier à front pressurisé pour prévenir son effondrement et permet de tracer la surface de rupture la plus critique qui lui correspond

**A.1 Définition du mécanisme de rupture**

Soit un tunnel de diamètre  $D$  sous une hauteur de couverture  $C$ . Le rapport  $C/D$  est pris supérieur ou égal à un ( $C/D \geq 1$ ) pour que le mécanisme ne débouche pas en surface. Le tunnel est creusé dans un sol homogène cohérent frottant, par un tunnelier à front pressurisé appliquant une pression uniforme sur le front de taille pour le soutenir. L'analyse est effectuée dans le cadre du théorème cinématique de l'analyse limite, et repose sur un mécanisme de rupture rotationnel.

Le mécanisme de rupture est tout d'abord défini dans le plan de symétrie du tunnel ( $X=0$ ), par deux arcs de spirales logarithmiques ayant un même centre  $O$  et issus à partir de la clé et du pied du tunnel (points  $A$  et  $B$  respectivement) pour se couper en un point  $F$ , formant ainsi l'extrémité du mécanisme (figure A-1). Etant donné que la hauteur de la couverture est suffisamment grande pour que le mécanisme n'émerge pas en surface, le point  $F$  se situe toujours en dessous de la surface du terrain.

Le mécanisme ainsi défini subit un mouvement de rotation (autour d'un axe horizontal parallèle à  $X$  et passant par le point  $O$ ) à une vitesse angulaire  $\omega$ . La norme du vecteur vitesse  $\vec{v}$  en un point donné est égale à  $\omega.r$ ,  $r$  étant la distance entre ce point et le centre de rotation  $O$ . Le mécanisme en entier est alors défini par la position du point  $O$ . Or comme les coordonnées du

point O peuvent être exprimées en fonction de  $r_E/D$  et  $\beta_E$ , E étant le centre du front de taille, ces 2 dernières grandeurs sont adoptées comme paramètres géométriques adimensionnels définissant le mécanisme de rupture :

$$Y_O = D \left( \frac{r_E}{D} \cos(\beta_E) - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{A-1})$$

$$Z_O = D \left( -\frac{r_E}{D} \sin(\beta_E) \right) \quad (\text{A-2})$$

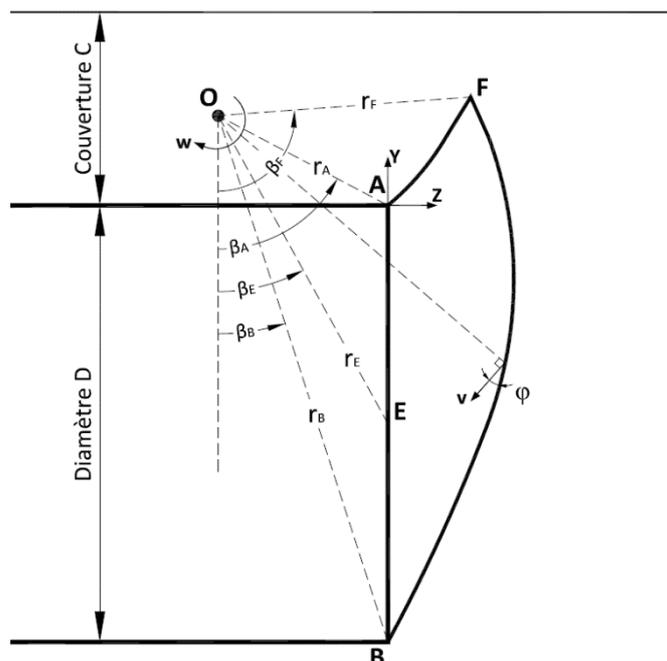


Figure A-1. Définition du mécanisme de rupture dans le plan X=0.

Afin de respecter la condition de normalité, le vecteur vitesse fait en tout point un angle  $\varphi$  avec la surface de rupture,  $\varphi$  étant l'angle de frottement interne du sol. Sur ce, les équations des deux arcs de spirales logarithmiques issus des points A et B sont :

$$r = r_A \cdot \exp((\beta - \beta_A) \cdot \tan \varphi) \quad (\text{A-3})$$

$$r = r_B \cdot \exp((\beta_B - \beta) \cdot \tan \varphi) \quad (\text{A-4})$$

Les deux arcs de spirales logarithmiques formant le mécanisme de rupture se coupent en un point F qui est caractérisé par :

$$\beta_F = \frac{-\ln\left(\frac{r_B}{r_A}\right)}{\tan \varphi} + \beta_A + \beta_B \quad (\text{A-5})$$

$$r_F = r_A \cdot \exp((\beta_A - \beta_F) \cdot \tan \varphi) = r_B \cdot \exp((\beta_F - \beta_B) \cdot \tan \varphi) \quad (\text{A-6})$$

## A.2 Construction géométrique de la surface de rupture

Ayant défini la section du mécanisme dans le plan de symétrie vertical du tunnel ( $X=0$ ), la surface de rupture 3D est alors construite « point par point », i.e. par génération successive d'ensembles de points de cette surface dans un plan radial donné à partir d'un ensemble de points dans un plan radial précédent, jusqu'à atteindre l'extrémité du mécanisme.

### A.2.1 Discrétisation du front de taille

Le contour circulaire du front de taille est tout d'abord discrétisé en  $n$  points ( $A_j$ ) uniformément distribués et symétriques par rapport à l'axe  $Y$  (figure A-2), sachant que le segment  $[EA_k]$  fait un angle  $\theta_k$  avec la verticale ( $E$  est le centre du front de taille circulaire).

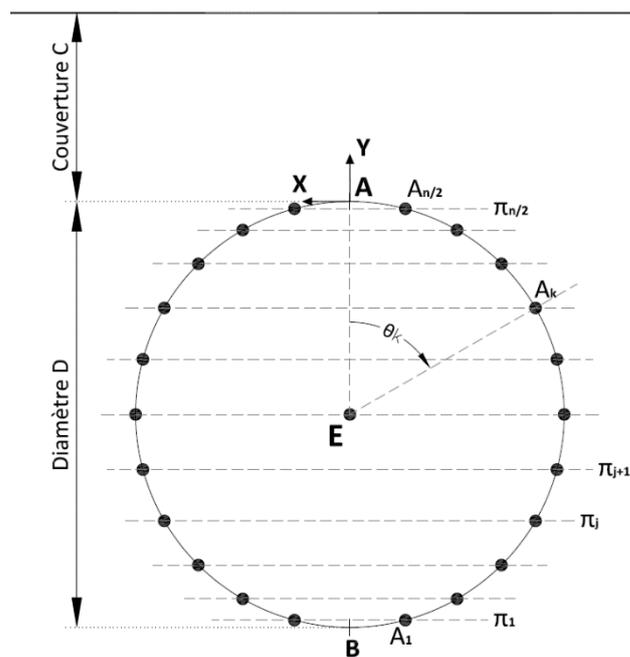


Figure A-2. Discrétisation du front de taille.

Les coordonnées de ces points dans le repère sont données par :

$$\begin{cases} X_{A_j} = D/2 \cdot \sin \theta_k \\ Y_{A_j} = D/2 \cdot (\cos \theta_k - 1) \\ Z_{A_j} = 0 \end{cases} \quad (\text{A-7})$$

### A.2.2 Génération des plans de construction radiaux

Pour la construction du bloc en mouvement, on génère un certain nombre de plans de construction radiaux, qui se rencontrent tous au point O (figure A-3). Deux secteurs incluant chacun des plans radiaux sont à distinguer :

(i) Le premier secteur (Secteur 1) couvre la partie inférieure du mécanisme comprise entre la tête et le radier du tunnel (points A et B). Il contient  $n/2$  plans radiaux passant chacun par deux points symétriques par rapport à l'axe Y.

(ii) Le deuxième secteur (Secteur 2) couvre la partie supérieure restante du mécanisme, soit entre la tête du tunnel (point A) et l'extrémité du mécanisme (point F). Contrairement aux plans du Secteur 1, les plans radiaux du Secteur 2 sont séparés par un angle constant  $\delta$ .

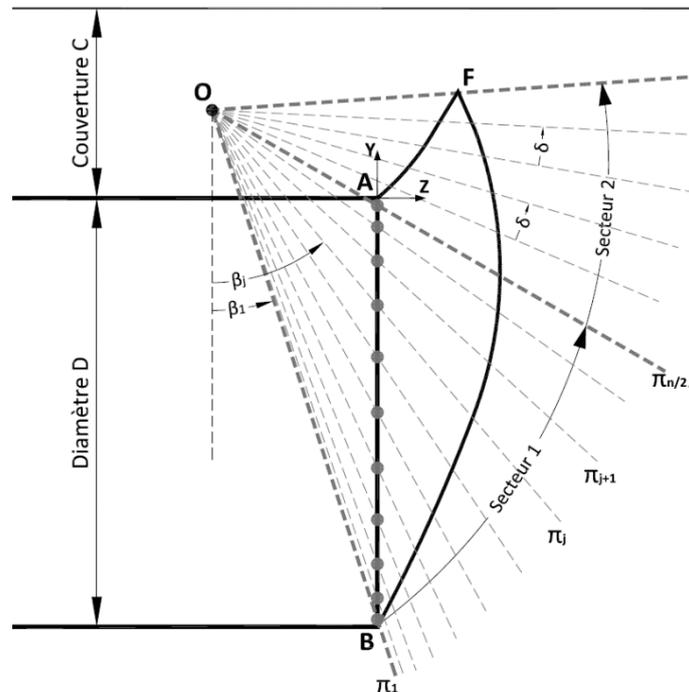


Figure A-3. Discretisation du mécanisme par des plans radiaux.

Chacun des plans radiaux fait un angle  $\beta_j$  avec la verticale (figure A-3) tel que :

$$\beta_j = \arctan\left(\frac{-Z_O}{Y_O - Y_{A_j}}\right) \quad (\text{A-8})$$

### A.2.3 Génération d'un nouveau point

#### A.2.3.1 Processus de génération du nouveau point

Sachant que chaque plan radial comporte *a priori* 2 points appartenant au front de taille, le premier nouveau point du mécanisme est généré sur le plan  $\Pi_2$  à partir des 2 points existants du plan  $\Pi_1$ . Le nombre total de points existants sur le plan  $\Pi_2$  devient alors égal à 3, soient les 2 points du front de taille par lesquels ce plan passe et le nouveau point qui vient d'être généré. A partir de ces 3 points, deux nouveaux points sont créés dans le plan  $\Pi_3$ . Cette opération est répétée jusqu'à la fin du Secteur 1. La génération des points continue de manière similaire dans les plans du Secteur 2, sachant que les plans du secteur 2 ne contiennent pas des points qui existent déjà car ils n'interceptent pas le front de taille comme ceux du Secteur 1. La génération du mécanisme continue jusqu'à ce que l'angle du plan suivant  $\beta_{j+1}$  devienne supérieur à  $\beta_F$ . Les points générés sont alors liés entre eux par des facettes triangulaires  $\Sigma_{k,j}$  (figure A-4) constituant la surface de rupture du mécanisme. La surface de rupture étant déterminée, le volume du mécanisme est défini par l'ensemble de volumes élémentaires  $V_{k,j}$  (figure A-4).

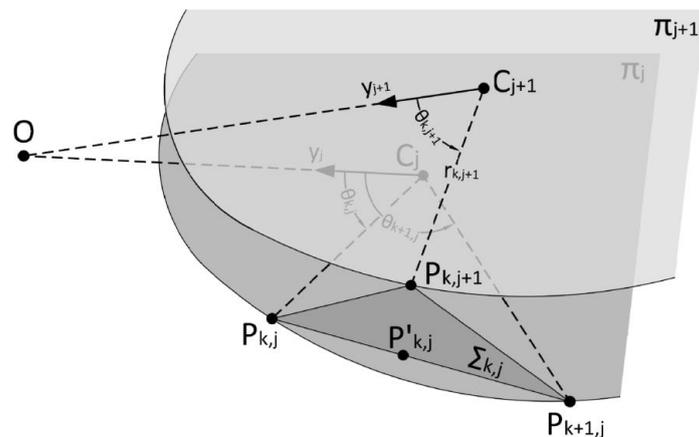


Figure A-4. Détail de génération d'un point du mécanisme.

#### A.2.3.2 Détermination de la position du nouveau point

Comme il a été mentionné, la génération d'un nouveau point requiert la détermination de sa position sur le plan radial cible.

Pour ce faire, un système de coordonnées local est tout d'abord créé pour chaque plan radial  $\Pi_j$ , soit  $(C_j, x_j, y_j)$ ,  $C_j$  étant le point d'intersection entre le plan  $\Pi_j$  et le cercle de centre  $O$  et de rayon  $r_F$ . Le vecteur  $y_j$  est défini tel qu'il pointe dans la direction du point  $O$  et le vecteur  $x_j$

est défini tel qu'il soit parallèle au vecteur X du repère principal. Quant aux coordonnées des points  $C_j$  dans le repère principal (X, Y, Z), elles sont données par :

$$\begin{cases} X_{Cj} = 0 \\ Y_{Cj} = Y_0 - r_F \cdot \cos\beta_j \\ Z_{Cj} = Z_0 + r_F \cdot \sin\beta_j \end{cases} \quad (\text{A-9})$$

Ceci étant, la génération d'un nouveau point  $P_{k,j+1}$  dans un plan radial  $\Pi_{j+1}$ , à partir de deux autres points  $P_{k,j}$  ( $X_{k,j}$ ,  $Y_{k,j}$ ,  $Z_{k,j}$ ) et  $P_{k+1,j}$  ( $X_{k+1,j}$ ,  $Y_{k+1,j}$ ,  $Z_{k+1,j}$ ) appartenant au plan radial  $\Pi_j$  qui le précède, est faite en respectant les 3 conditions suivantes :

- 1) Le plan de la facette triangulaire  $\Sigma_{k,j}$  qui contient les trois points  $P_{k,j}$ ,  $P_{k+1,j}$  et  $P_{k,j+1}$  doit respecter la condition de normalité pour que le mécanisme soit cinématiquement admissible : la normale  $\vec{N}$  ( $X_n$ ,  $Y_n$ ,  $Z_n$ ) à cette facette doit faire un angle  $(\pi/2 + \varphi)$  avec le vecteur vitesse  $\vec{v}_j$  qui est considéré au point  $P'_{k,j}$ , sachant que ce point est défini au centre du segment  $P_{k,j}P_{k+1,j}$  dans le système de coordonnées principal par :

$$P'_{k,j} \begin{cases} X'_{k,j} = (X_{k+1,j} + X_{k,j})/2 \\ Y'_{k,j} = (Y_{k+1,j} + Y_{k,j})/2 \\ Z'_{k,j} = (Z_{k+1,j} - Z_{k,j})/2 \end{cases} \quad (\text{A-10})$$

A noter que bien que la norme du vecteur vitesse dépende de la position du point  $P'_{k,j}$ , le vecteur vitesse unitaire (défini par le quotient du vecteur vitesse et sa norme) est constant dans chaque plan  $\Pi_j$ .

Les coordonnées ( $X_n$ ,  $Y_n$ ,  $Z_n$ ) du vecteur unitaire  $\vec{N}$  normal à une facette  $\Sigma_{k,j}$  donnée, et éventuellement au vecteur  $\overrightarrow{P_{k,j}P_{k+1,j}}$  qui appartient à cette facette, sont obtenues en remplaçant les expressions de  $\vec{v}_j$ ,  $\vec{N}$  et  $\overrightarrow{P_{k,j}P_{k+1,j}}$  dans les équations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{v}_j \cdot \vec{N} = \cos(\pi/2 + \varphi) \\ \vec{N} \cdot \overrightarrow{P_{k,j}P_{k+1,j}} = 0 \\ \|\vec{N}\| = 1 \end{cases} \quad (\text{A-11})$$

$$\text{avec } \vec{v}_j \begin{cases} X_{vj} = 0 \\ Y_{vj} = \sin\beta_j \\ Z_{vj} = \cos\beta_j \end{cases} \quad (\text{A-12})$$

$$\text{et } \overrightarrow{P_{k,j}P_{k+1,j}} \begin{cases} a_x = X_{k+1,j} - X_{k,j} \\ a_y = Y_{k+1,j} - Y_{k,j} \\ a_z = Z_{k+1,j} - Z_{k,j} \end{cases} \quad (\text{A-13})$$

Ainsi, l'équation (A-11) se réduit au système d'équations suivant :

$$\begin{cases} X_n \cdot X_{vj} + Y_n \cdot Y_{vj} + Z_n \cdot Z_{vj} = \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right) \\ X_n \cdot a_x + Y_n \cdot a_y + Z_n \cdot a_z = 0 \\ X_n^2 + Y_n^2 + Z_n^2 = 1 \end{cases} \quad (\text{A-14})$$

Les coordonnées du vecteur  $\vec{N}$  sont obtenues par résolution du système d'équations (A-14) telles que :

$$\vec{N} \begin{cases} X_n = CZ_n + D \\ Y_n = AZ_n + B \\ Z_n = \frac{-F \pm \sqrt{\Delta}}{2E} \end{cases} \quad (\text{A-15})$$

avec,

$$A = -\frac{Z_{vj}}{Y_{vj}}; \quad B = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)}{Y_{vj}}; \quad C = \frac{-Aa_y - a_z}{a_x}; \quad D = \frac{-Ba_y}{a_x};$$

$$E = A^2 + C^2 + 1; \quad F = 2AB + 2CD; \quad G = B^2 + D^2 - 1; \quad \Delta = F^2 - 4EG$$

Le signe positif ou négatif à adopter pour le calcul de  $Z_n$  dans l'équation (A.15) est choisi tel que le vecteur  $\vec{N}$  pointe vers l'extérieur de la surface du mécanisme de rupture.

Cette condition est vérifiée en prenant le signe pour lequel  $\vec{N} \cdot (\overrightarrow{P_{k,j}P_{k+1,j}} \times \vec{v}_j) > 0$ .

- 2) La position du point  $P_{k,j+1}$  sur le plan radial  $\Pi_{j+1}$  et représentée par l'angle  $\theta_{k,j+1}$  est choisie arbitrairement comme la moyenne des 2 angles  $\theta_{k,j}$  et  $\theta_{k+1,j}$  des 2 points existants :  $\theta_{k,j+1} = (\theta_{k,j} + \theta_{k+1,j})/2$  ;

3) Le nouveau point  $P_{k,j+1}$  appartient au plan radial  $\Pi_{j+1}$  et par suite :

$$\overrightarrow{C_{j+1}P_{k,j+1}} = r_{k,j+1} \cdot \overrightarrow{\delta_{k,j+1}} \quad (\text{A-16})$$

où  $r_{k,j+1}$  est la distance entre  $C_{j+1}$  et  $P_{k,j+1}$  (inconnue jusque-là) et  $\overrightarrow{\delta_{k,j+1}}$  est le vecteur unitaire dont les coordonnées dans le repère principal sont données par :

$$\overrightarrow{\delta_{k,j+1}} \begin{cases} \delta_x = \sin\theta_{k,j+1} \\ \delta_y = \cos\theta_{k,j+1} \cdot \cos\beta_{j+1} \\ \delta_z = \cos\theta_{k,j+1} \cdot \sin\beta_{j+1} \end{cases} \quad (\text{A-17})$$

$\overrightarrow{P'_{k,j}P_{k,j+1}}$  appartenant à la facette  $\Sigma_{k,j}$ , la condition d'orthogonalité avec le vecteur  $\vec{N}$  s'exprime de la façon suivante :

$$\overrightarrow{P'_{k,j}P_{k,j+1}} \cdot \vec{N} = 0 \quad (\text{A-18})$$

$$\text{avec } \overrightarrow{P'_{k,j}P_{k,j+1}} = \overrightarrow{P'_{k,j}C_{j+1}} + \overrightarrow{C_{j+1}P_{k,j+1}} = \overrightarrow{P'_{k,j}C_{j+1}} + r_{k,j+1} \cdot \overrightarrow{\delta_{k,j+1}} \quad (\text{A-19})$$

Après simplifications de l'équation (A-16),  $r_{k,j+1}$  est déterminée par :

$$r_{k,j+1} = - \frac{X_n (X_{C_{j+1}} - X'_{k,j}) + Y_n (Y_{C_{j+1}} - Y'_{k,j}) + Z_n (Z_{C_{j+1}} - Z'_{k,j})}{X_n \cdot \delta_x + Y_n \cdot \delta_y + Z_n \cdot \delta_z} \quad (\text{A-20})$$

Finalement, les coordonnées du point  $P_{k,j+1}$  sont données par :

$$P_{k,j+1} \begin{cases} X_{k,j+1} = X_{C_{j+1}} + r_{k,j+1} \cdot \delta_x \\ Y_{k,j+1} = Y_{C_{j+1}} + r_{k,j+1} \cdot \delta_y \\ Z_{k,j+1} = Z_{C_{j+1}} + r_{k,j+1} \cdot \delta_z \end{cases} \quad (\text{A-21})$$

### A.3 Equation de bilan des puissances

Le théorème cinématique repose sur l'égalité des puissances des forces extérieures et des puissances dissipées.

Lors de la rupture, les forces extérieures appliquées au bloc rigide en mouvement sont :

- (i) la pression uniforme  $\sigma$  appliquée sur la totalité du front de taille  $\Sigma''$  ;
- (ii) le poids volumique du sol,  $\gamma$ .

Pour chacune de ces forces appliquées, le calcul de la puissance est effectué par sommation des puissances élémentaires correspondant à l'ensemble des éléments de surface et de volume :

- 1) Puissance de la pression appliquée au front de taille ( $\dot{W}_\sigma$ ) (figure A-5) :

$$\dot{W}_\sigma = \iint_{\Sigma''} \vec{\sigma} \cdot \vec{v}_j \, d\Sigma'' = \sum_j (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}_j \cdot \Sigma''_j) = -\omega \cdot \sigma \cdot \sum_j (\Sigma''_j \cdot r_j \cdot \cos \beta_j) \quad (\text{A-22})$$

- 2) Puissance du poids du sol ( $\dot{W}_\gamma$ ) :

$$\begin{aligned} \dot{W}_\gamma &= \iiint_V \vec{\gamma} \cdot \vec{v} \, dV = \sum_{j,k} \left( \vec{\gamma} \cdot \vec{v}_{k,j} \cdot V_{k,j} + \vec{\gamma}' \cdot \vec{v}'_{k,j} \cdot V'_{k,j} \right) \\ &= \omega \cdot \gamma \sum_{j,k} \left( r_{k,j} \cdot V_{k,j} \sin \beta_{k,j} + r'_{k,j} \cdot V'_{k,j} \sin \beta'_{k,j} \right) \end{aligned} \quad (\text{A-23})$$

Où  $r_{k,j}$  et  $\beta_{k,j}$  (respectivement  $r'_{k,j}$  et  $\beta'_{k,j}$ ) sont les coordonnées polaires du barycentre de la surface  $\Sigma_{k,j}$  et  $\Sigma'_{k,j}$ .

Quant à la puissance dissipée ( $\dot{W}_D$ ), sa seule source est la déformation plastique sur la surface de discontinuité de vitesse (surface de rupture), séparant le bloc rigide en mouvement et le sol au repos. Le taux de dissipation d'énergie sur une surface  $c_i$ ,  $\delta u$ , où  $\delta u = v \cdot \cos \varphi_i$  représente la composante tangentielle du vecteur vitesse au niveau de la surface de discontinuité et  $c_i$  la cohésion de la couche de sol  $i$  traversée par le mécanisme. La puissance dissipée est calculée par sommation des puissances élémentaires relatives à chaque facette de la surface de rupture, en fonction des propriétés de la couche de sol qui la contient :

$$\begin{aligned} \dot{W}_D &= \iint_{\Sigma} c \cdot v \cdot \cos \varphi \cdot d\Sigma = \sum_{k,j} \left( c \cdot v_{k,j} \cdot \cos \varphi \cdot \Sigma_{k,j} + c \cdot v'_{k,j} \cdot \cos \varphi \cdot \Sigma'_{k,j} \right) \\ &= \omega \cdot c \cdot \cos \varphi \sum_{k,j} \left( r_{k,j} \cdot \Sigma_{k,j} + r'_{k,j} \cdot \Sigma'_{k,j} \right) \end{aligned} \quad (\text{A-24})$$

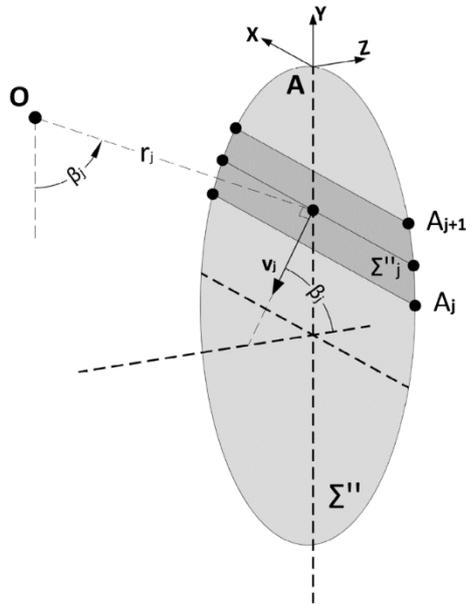


Figure A-5. Calcul de la puissance de la pression appliquée au front de taille.

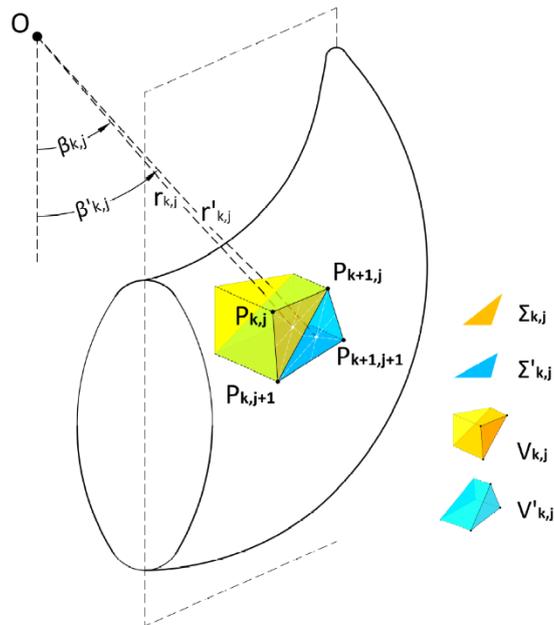


Figure A-6. Calcul de la puissance de la pression appliquée au front de taille.

L'égalité des puissances des forces extérieures et des puissances dissipées donne :

$$\dot{W}_\sigma + \dot{W}_\gamma = \dot{W}_D \tag{A-25}$$

Après simplifications, la pression au front de taille est exprimée par :

$$\sigma = \gamma \cdot D \cdot N_\gamma - c \cdot N_c \quad (\text{A-26})$$

$$\text{Avec } N_\gamma = \frac{\sum_{k,j} (r_{k,j} \cdot V_{k,j} \sin \beta_{k,j} + r'_{k,j} \cdot V'_{k,j} \sin \beta'_{k,j})}{D \cdot \sum_j (\Sigma_j'' \cdot r_j \cdot \cos \beta_j)} \quad (\text{A-27})$$

$$\text{et } N_c = \cos \varphi \frac{\sum_{k,j} (r_{k,j} \cdot \Sigma_{k,j} + r'_{k,j} \cdot \Sigma'_{k,j})}{\sum_j (\Sigma_j'' \cdot r_j \cdot \cos \beta_j)} \quad (\text{A-28})$$

$N_\gamma$  et  $N_c$  sont des coefficients adimensionnels qui représentent respectivement l'effet du poids du sol et de la cohésion. La détermination du mécanisme de rupture le plus critique et de la pression limite au front «  $\sigma_c$  » qui lui correspond, fait appel à une maximisation de  $\sigma$ , i.e. minimisation de  $-\sigma$ , par rapport aux deux paramètres géométriques  $r_E$  et  $\beta_E$  qui définissent tout mécanisme de rupture. En fait, le théorème cinématique fournit une borne supérieure de la pression  $\sigma$ , soit une borne inférieure de  $-\sigma$ , la pression au front étant une charge résistante au mouvement et non une charge motrice.

Dans le cadre de l'effondrement d'un front de taille pressurisé, la pression appliquée au front est une charge résistante, c'est-à-dire qu'elle s'oppose au mouvement d'effondrement. Dans ces conditions, le théorème cinématique (également appelé théorème de la borne supérieure) fournit une borne supérieure de l'opposé de la pression limite d'effondrement ( $-\sigma_c$ ), tandis que le théorème statique (ou théorème de la borne inférieure) en fournit une borne inférieure. Paradoxalement, le théorème de la borne supérieure fournit donc une borne inférieure de  $\sigma_c$ , et inversement.

# Thèse de Doctorat

Eliane IBRAHIM

**Analyse du comportement du front de taille des tunnels. Etudes déterministe et probabiliste.**

**Tunnel Face Stability. Deterministic and probabilistic analysis.**

## Résumé

L'objet de cette thèse est d'étudier le comportement du front de taille des tunnels.

Dans une première partie, le cas des tunnels à front pressurisé est considéré par deux approches déterministe et probabiliste. Deux nouveaux modèles analytiques 3D sont proposés. Le premier modèle permet de modéliser le cas de tunnels creusés dans des massifs multicouches purement frottants. Le second modèle est capable de prendre en compte la variabilité spatiale des paramètres de cisaillement du sol sous forme de champs aléatoires discrétisés par les méthodes Karhunen-Loeve et EOLE. Une comparaison de ces deux nouveaux mécanismes analytiques avec des modèles équivalents en éléments finis montrent qu'ils rejoignent ces derniers par la précision de leurs résultats mais les devançant par leur temps calculatoire très réduit. La méthode de Monte-Carlo est ensuite utilisée pour étudier l'effet de la variabilité spatiale 3D de l'angle de frottement et de la cohésion sur la distribution de la pression au front et la probabilité de ruine du système. Dans un premier temps, cette méthode est appliquée au nouveau modèle analytique, et dans un second temps, elle est appliquée à un méta-modèle obtenu par la méthode du chaos polynomial creux et qui vient remplacer ce dernier pour une plus grande réduction du coût calculatoire.

Dans une deuxième partie, la stabilité du front de taille soutenu par boulonnage horizontal est abordée par une approche numérique tridimensionnelle pour étudier l'effet de la densité des boulons et la loi d'interaction sol-boulon sur les déplacements du front et la distribution des efforts au sein des boulons.

## Mots clés

**Tunnel à front pressurisé, mécanisme de rupture analytique, sols multicouches, sols spatialement variables, étude probabiliste, boulonnage horizontal.**

## Abstract

This thesis aims at studying the behavior of a tunnel face.

The study deals first with the stability of tunnel face excavated with pressurized shields using both deterministic and probabilistic approaches. Two new 3D analytical models are proposed in this regard. The first model allows modeling tunnels that are bored in a multilayered purely frictional soil medium. The second one is capable of taking into account the spatial variability of the shear strength parameters of the soil. Three-dimensional random fields were generated using Karhunen-Loeve and EOLE methods. A comparison between the two new analytical models with equivalent finite element models reveals a good agreement between their results but much smaller computation times for the analytical models than the numerical ones. Monte-Carlo method is then used to evaluate the effect of cohesion and friction angle spatial variability on the critical face pressure and the system's probability of failure. Monte-Carlo is applied first to the analytical model itself, and then it is applied to a meta-model generated with the sparse polynomial chaos expansion method that replaces the analytical model for a further reduction in the computation time.

In a last part, the stability of reinforced tunnel faces (with longitudinal bolts) is addressed using a 3D numerical approach, in order to study the effect of the bolts density and the soil-bolts interface behavior on the resulting displacements and on the forces mobilized within the bolts.

## Key Words

**Pressurized tunnel face, analytical failure mechanism, multilayered soils, spatially variable soils, probabilistic analysis, face bolting.**