
Simulation numérique du test de pénétration du cône dans la neige

Résumé : *Le test de pénétration du cône est communément utilisé pour caractériser les différentes strates du manteau neigeux. Néanmoins les données récoltées par les pénétromètres numériques comme le Snow Micro-Penetrometer sont sous-exploitées par manque de connaissance de l'interaction entre la pointe du cône et la neige. Dans ce travail nous proposons de reproduire ce test numériquement à partir d'images tomographiques de la microstructure de la neige. Nous avons adapté un modèle micro-mécanique par éléments discrets à ce test particulier et l'avons appliqué à une image 3D d'un échantillon de neige. Le champ de déplacement et la force simulés sont en accord avec les mesures expérimentales de la littérature. Ce modèle numérique permet d'étudier la sensibilité du test de pénétration aux caractéristiques physiques de l'échantillon : taille, cohésion et friction entre grains et dépend fortement de la cohésion entre grains. Cette étude ouvre la voie à une interprétation fine du test de pénétration du cône.*

Mots Clés : *Test de pénétration du cône, Modélisation par éléments discrets, Microstructure de la neige.*

Stage supervisé par :

Pascal Hagenmuller

pascal.hagenmuller@meteo.fr / Phone +33 (0)4 76 63 79 01

Centre d'Étude de la Neige, CNRM, Météo-France, CNRS

1441, rue de la piscine 38400 St Martin d'Hères, France

<https://www.umr-cnrm.fr/spip.php?rubrique85&lang=fr>

Guillaume Chambon

guillaume.chambon@irstea.fr / Phone +33 (0)4 76 76 27 66

Institut national de recherche en sciences et technologies pour l'environnement et l'agriculture (IRSTEA)

2 Rue de la Papeterie, 38402 Saint-Martin-d'Hères, France

<https://www.irstea.fr/fr>

Maurine Montagnat Rentier

maurine.montagnat@univ-grenoble-alpes.fr / Phone +33 (0)4 76 82 42 67

Institut des Géosciences de l'Environnement (IGE)

54, rue Molière - Domaine universitaire 38400 St Martin d'Hères, France

<http://www.ige-grenoble.fr/>

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier le Centre d'Étude de la Neige (CEN) pour m'avoir accueilli durant ce stage.

Je voudrais ensuite sincèrement remercier Pascal Haggemüller, mon encadrant, pour son aide, sa gentillesse, et les discussions utiles que nous avons eues. Je voudrais ensuite remercier Maurine Montagnat et Guillaume Chambon, mes co-encadrants pour leur aide, Mathieu Fructus et Philippe Lapalus pour m'avoir emmené deux fois au Col de Porte réaliser des tests de pénétration du cône et des études de stratigraphie (n'hésitez pas à me re-contacter pour mettre en évidence les pelles et carottiers défectueux du CEN...). Sans oublier Youness et Césard avec qui j'ai partagé mon bureau, Anna, Florent, Paul et Lucas, les stagiaires avec qui j'ai partagé tant de bons moments et plus généralement, merci à tout le CEN pour ces pauses de midi et autres cafés passés à échanger, rire, voire même débattre à propos de la montagne ou de la vie en général.

Table des matières

1	Introduction	1
2	État de l'art	1
3	Matériel et Méthode	6
3.1	Échantillons et microtomographie au rayon X	6
3.2	Maillage de la matrice de glace en sphères	6
3.3	Modélisation mécanique par la méthode des éléments discrets	6
3.3.1	Équation du mouvement d'un clump	7
3.3.2	Géométrie du contact sphère-sphère	7
3.3.3	Loi de contact sphère-sphère	8
3.3.4	Loi de contact grain-grain (ou clump-clump dans notre simulation)	9
3.3.5	dt critique	10
3.3.6	Coût de calcul	11
3.3.7	Conditions au bord	12
4	Simulation et Résultats	12
4.1	Première simulation	13
4.2	Simulation à partir d'un échantillon plus grand	14
4.3	Déplacement horizontal	16
4.4	Déplacement vertical	17
4.5	Variation de la cohésion de la glace	18
4.6	Variation du coefficient de friction	19
4.7	Simulation sur d'autres types de neige	19
5	Conclusion	20

1 Introduction

Les avalanches constituent un des risques majeurs en montagne. La force destructrice de ces masses de neige dévalant les pentes affecte fortement les activités humaines de l'arc alpin. On estime que chaque année 250 personnes sont victimes d'avalanche dans le monde [24], mais cela touche aussi de nombreuses infrastructures. En 1999 en Suisse, on estime que le coût encouru par les compagnies d'assurance dû aux dommages causés par les avalanches est supérieur à 1 milliard de francs Suisse [2].

Il est donc essentiel de pouvoir prévoir les avalanches dans le temps et l'espace, mais cette tâche n'est pas aisée. Pour caractériser le manteau neigeux, on utilise sur le terrain le test de pénétration du cône (TPC) depuis les années 30 avec un instrument appelé sonde de battage [4]. Le TPC est largement utilisé pour déterminer les propriétés géotechniques des sols et mettre en relief leur stratigraphie. Ce test consiste à enfoncer un tube à pointe conique dans le sol (ou la neige dans notre cas) et à enregistrer la force nécessaire à cet enfoncement. En étudiant le signal de force, c'est à dire le profil de résistance à l'enfoncement, nous pouvons alors en déduire certaines caractéristiques de la neige et déterminer la stratigraphie du manteau neigeux. Ces indications sur la structure du manteau neigeux aident à qualifier le manteau de plutôt stable ou plutôt instable et ainsi à estimer le risque d'avalanche [35].

Malheureusement, le test de pénétration effectué avec la sonde de battage reste trop peu résolu et fin au vu de la complexité du manteau neigeux. La neige est un matériau composé d'air, de glace et parfois d'eau liquide et d'impuretés. En outre, la neige peut prendre un grand nombre de formes différentes. La forme des flocons de neige est contrôlée par les conditions atmosphériques [26] [5]. La neige, une fois au sol, continue d'évoluer (Fig. 1). En effet, sa grande porosité et sa température proche du point de fusion de l'eau permet des changements rapides de sa microstructure (le métamorphisme) dûs au transport de vapeur d'eau avec sublimation/condensation de la glace et au processus de fonte/regel [10] [9] [33] [38]. C'est pour cela que la neige possède une grande plage de densité et de microstructure, classifiées en différents types de neige [9]. De plus, la microstructure de la matrice de glace présente différents comportements mécaniques comme l'élasticité, la visco-plasticité et la rupture fragile, dépendant de la charge appliquée, du taux de contrainte et de la température [27]. La grande variété de neige couplée à la multitude de déformation possible est un obstacle majeur à notre compréhension des propriétés mécaniques de la neige [6].

Le manque de lois constitutives à l'échelle du matériau rend difficile les tentatives de modélisation de ce phénomène. Plus précisément, la réponse mécanique de la neige pendant et après la rupture, dans des régimes de chargements rapides, demeure relativement méconnue. De plus, la nature particulièrement fragile du matériau au sein de ce régime de déformation rend difficile la réalisation d'expériences et complique l'observation à l'échelle microstructurale. Depuis quelques années, l'augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs mêlée à un développement d'outils numériques a ouvert une nouvelle porte pour améliorer notre compréhension du déclenchement des avalanches, à l'aide de modèles numériques décrivant la physique de la neige.

Notre étude portera sur la simulation numérique du test de pénétration du cône d'un Snow Micro-Penetrator (SMP) [2]. Nous utiliserons une image obtenue par tomographie d'un échantillon de neige pour forcer les conditions initiales d'un modèle mécanique précédemment développé par Mede et al. [23]. Nous adapterons ce modèle afin de simuler la pénétration du cône à vitesse constante dans cette microstructure, pour de mieux comprendre les processus physiques en jeu durant ce test.

2 État de l'art

Brzoska et al. [7] ont réalisé la première microtomographie au rayon X (μ CT) sur un échantillon de neige. La μ CT utilise un algorithme à rétro-projection pour obtenir une image 3D, représentant l'atténuation au rayon X, à partir de radiographies prises à différents angles de projection. Le coefficient d'atténuation des rayons-X diffère pour des matériaux à la composition chimique (numéro atomique)

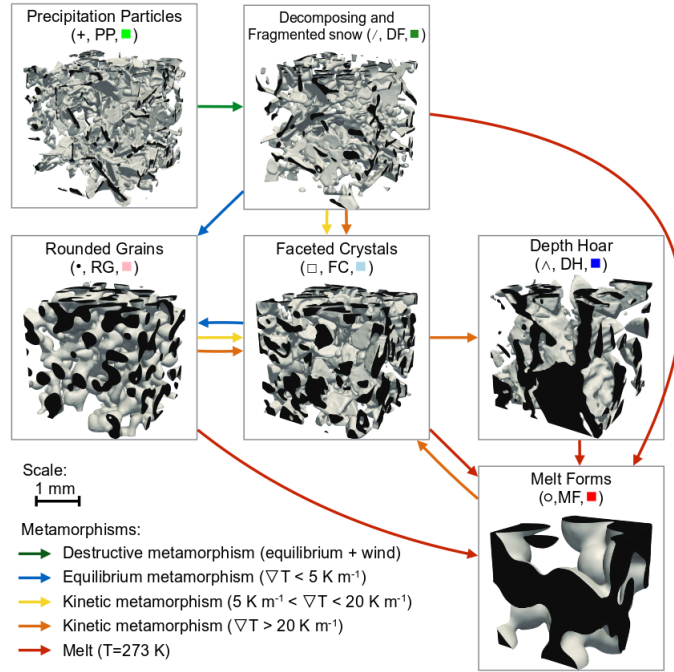


FIGURE 1 – Métamorphose de la neige induite par le transport de vapeur d’eau et la fonte de la neige. Les codes et symboles caractérisant chaque type de neige sont indiqués au dessus de chaque image 3D. Les images 3D de la microstructure de la neige sont obtenues grâce à la microtomographie aux rayons X [12].

ou à la densité différente. Un échantillon de neige d’un volume de 1000^3 voxels, chaque voxel faisant $10 \mu\text{m}$, peut ainsi être imagé en une heure environ. De plus, cette méthode a la particularité de ne pas détruire l’échantillon. On peut alors étudier un échantillon avant et après une déformation, ou bien à différentes étapes de métamorphisme. Par exemple, Schneebeli [31] a utilisé un programme utilisant la méthode des éléments finis (MEF) développée par Rietbergen et Weinans [37] pour simuler le module d’Young de la neige. Le maillage utilisé dans le modèle d’éléments finis est composé d’éléments hexagonaux correspondant aux voxels de l’image 3D obtenue par μCT . Le matériau a été supposé d’élasticité isotrope, avec le module d’Young ($E_{ice} = 10 \text{ GPa}$) et coefficient de Poisson ($\nu_{ice} = 0.3$) de la glace. Il a alors calculé le module d’Young de la neige durant quatre étapes de sa métamorphose lors d’un gradient de température. Il a observé une diminution du module d’Young de 226 MPa à 62 MPa pour un échantillon de grain rond d’une densité de $243 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ évoluant vers un échantillon de cristal à facette ayant la même densité, mais une microstructure différente. Schneebeli [31] met ainsi en avant l’importance de la microstructure pour caractériser la rigidité de la neige.

Wautier et al. [39] ont appliqué la MEF et obtenu le module d’Young pour un grand nombre d’échantillons de neige comprenant différents types de neige et différentes densités. Ils ont proposé une loi de puissance pour relier le module d’Young et le module de cisaillement à la densité. Cette loi de puissance montre la tendance générale du module d’Young par rapport à la densité, mais la dispersion autour de cette loi de puissance suggère que le rôle de la microstructure complète n’est pas négligeable (Fig. 2).

Malheureusement, la MEF limite ne permet pas de reproduire tous les régimes de comportement mécanique. En effet, cette méthode ne prend pas en compte, de manière numériquement efficace, le réarrangement des grains lors de l’application d’une contrainte. Or, dans notre étude, nous allons nous concentrer sur une description de la neige permettant de décrire le test de pénétration du cône. Lors d’un test de ce type, nous pouvons constater une déformation rapide, principalement contrôlée par le réarrangement des grains, rendue possible par la rupture et la création de nouvelles liaisons entre les

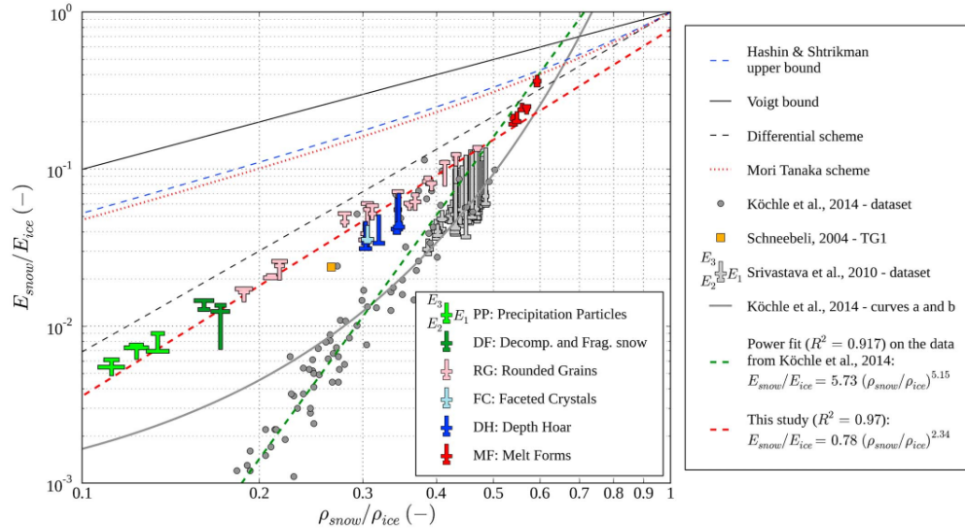


FIGURE 2 – Module d’Young de la neige provenant de différentes études et résumé par Wautier et al. [39].

grains de neige [34].

Pour modéliser ce régime de déformation, nous choisissons de décrire la neige comme un milieu granulaire. Cela signifie que la microstructure va être simplifiée en un ensemble de grains rigides interagissant à travers leur contact. Décrire la neige en tant que milieu granulaire est une hypothèse valide pour une vitesse de déformation élevée ($\dot{\epsilon} > 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) et pour une neige naturelle de saison avec une porosité relativement élevée (> 0.6) [18]. Cette simplification permet de grandement diminuer le nombre de degrés de liberté de la microstructure, ce qui rend possible la simulation de la neige en utilisant la méthode des éléments discrets (MED). Cette méthode est préférable à la MEF, car permet de simuler de grandes déformations discontinues régies par des processus à l’échelle microscopique, telles que la rupture de liaison entre différents grains et le compactage des fragments brisés. Cette méthode a été appliquée à l’étude de la neige pour la première fois par Johnson et Hopkins [19]. Ils ont modélisé la mécanique de la neige en utilisant la MED et une microstructure idéalisée de la neige décrite par des cylindres à l’extrémité hémisphérique de taille et d’orientation aléatoire.

Pour réduire le nombre d’erreurs introduites par une telle simplification, Hagenmuller [12] propose une nouvelle approche utilisant la véritable microstructure 3D de la neige obtenue par μCT . L’image de la neige obtenue par tomographie (Fig. 3.a) est alors traitée en supposant que la majorité des dommages occasionnés par une contrainte a lieu dans les régions du maillage de glace présentant un goulot, là où les grains ont fritté. L’image tomographique de la neige est d’abord segmentée en régions poreuses et maillage de glace [14]. La structure de glace est ensuite segmentée en grains individuels en détectant les points de faiblesse à l’aide de critères géométriques [13] (Fig. 3.b). L’auteur se place ensuite dans le domaine des grandes déformations et avec un taux de compaction relativement élevé, la déformation de la neige est alors supposée être gouvernée par le réarrangement des grains (déformation intergranulaire) [1][3][19], mais cette déformation est supposée être suffisamment faible pour ne pas casser les grains eux-mêmes. La forme des grains est approximée en utilisant un grand nombre de petites sphères, distribuées le long de la frontière du grain et connectées en un amas rigide (Fig.3.c). Ces amas représentant les grains de neige sont alors connectés à leurs voisins par des liaisons cohésives au niveau des frontières entre les différents grains. Ce modèle est capable de reproduire le comportement de la neige sous forte contrainte, prenant ainsi en compte l’effondrement de la structure et le réarrangement des grains.

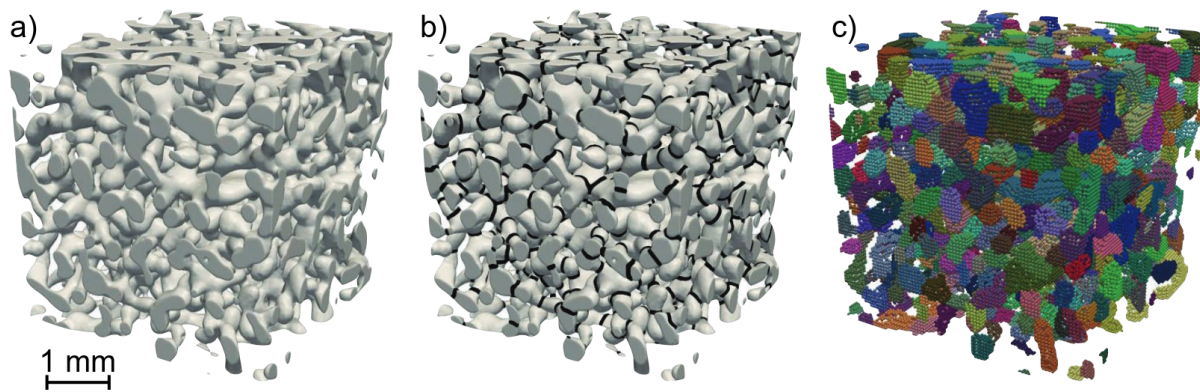


FIGURE 3 – Description Granulaire d’un réseau de glace : L’image binaire a) est segmentée en grains b) séparés par leurs liaisons (en noire). Les grains ainsi détectés sont approximés par des amas de sphères c)

[12]

La méthode utilisée par Hagenmuller et al. [13] utilise une microstructure très précise de l’échantillon de neige afin d’étudier son comportement mécanique, ce qui résulte en un coût de calcul très élevé. Pour pallier ce problème Mede et al. [23] ont développé une méthode, basée sur la méthode de l’axe médian, permettant de représenter la forme d’un objet en trouvant son squelette topologique. Cette méthode permet d’avoir une représentation fiable de la microstructure de la neige, tout en diminuant grandement le nombre de sphères nécessaires et ainsi le temps de calcul.

A l’heure actuelle, les observateurs français et suisses caractérisent le manteau neigeux en utilisant une sonde de battage [4] (Fig. 4.a) pour réaliser le TPC. La sonde de battage [16] est une sonde très simple et robuste. C’est un tube d’un mètre et d’un kilogramme avec un bout conique (d’angle d’apex égale à 60°) et un rayon maximal de 40 mm. Si la profondeur de neige est supérieure à 1 m, un tube ou plusieurs tubes peuvent être ajoutés. La sonde de battage s’enfonce dans la neige grâce à la chute d’un marteau de 1 kg sur le haut de la sonde. En supposant que l’énergie libérée par la chute du marteau est égale à l’énergie de pénétration de la sonde sur la hauteur d’enfoncement ayant eu lieu au moment de la chute du marteau, nous sommes en mesure de calculer la résistance de la couche de neige. Malheureusement, la précision de la sonde de battage est assez faible, elle dépend de la dureté de la neige et est au mieux de 1 cm pour de la neige dure [28]. La résolution de la dureté dépend de la hauteur de chute du marteau et est limitée par le poids du tube et du marteau.

Depuis la création de la sonde de battage, de nombreux pénétromètres digitaux ont vu le jour, comme le SnowMicroPenetrometer [32] (Fig. 4.b), afin d’améliorer la précision des mesures (Figure 5) et de rendre l’expérience indépendante de l’observateur. Le SMP consiste [16] en une pointe conique de mesure (d’angle d’apex égale à 60°) avec un rayon maximal de 5 mm, qui est enfoncé dans le manteau neigeux grâce à un moteur à la vitesse constante de $20 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ jusqu’à une profondeur de 120 cm. A cette vitesse le SMP réalise 250 mesures de force par millimètre. Le moteur du SMP est maintenu fixé au-dessus de la neige sur une table composée de bâtons de ski. En raison de légers mouvements de la table lorsque la pointe heurte des couches dures, la précision de la profondeur est estimée à 1 cm. Le capteur de force mesure des forces comprises entre 0 N et 40 N, avec une précision de 0.01 N. Les pénétromètres digitaux peuvent ainsi déterminer la résistance de très fines couches de neige. En particulier, ils peuvent détecter la présence d’une couche de neige fragile sous une plaque cohésive, ce qui correspond à une stratigraphie propice au départ d’avalanches [17]. De plus, Reuter et al. [29] ont déterminé des indicateurs quantitatifs prometteurs caractérisant la stabilité du manteau neigeux directement à partir d’un profil SMP.

De nombreux modèles ont été proposés afin d’analyser le TPS dans la neige [20][22]. Löwe et

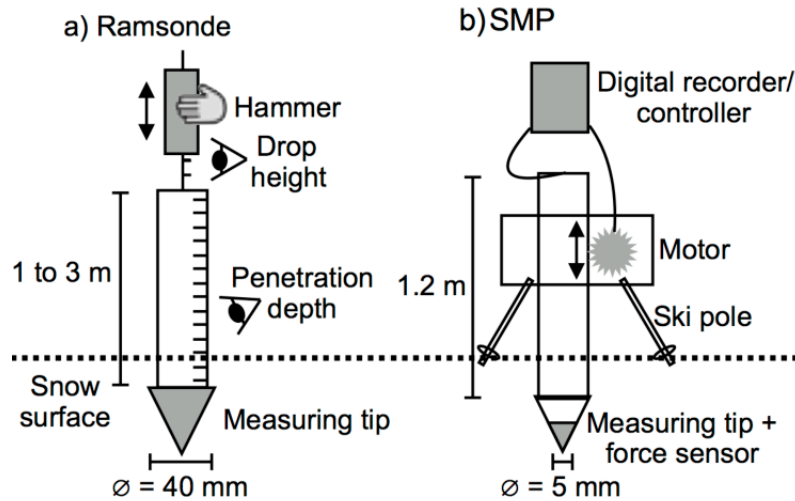


FIGURE 4 – Représentation de deux pénétromètres : a) Sonde de battage (Ramsonde), b) SnowMicro-Penetrometer (SMP)[16].

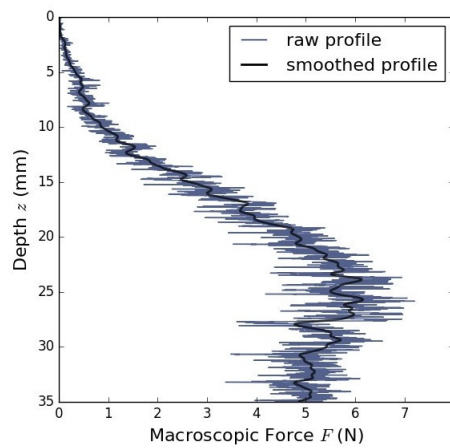


FIGURE 5 – Signal de force mesuré par un SMP en fonction de l'enfoncement. Amélioration nette de la prise de mesure par rapport à une sonde de battage dépendant de l'observateur.

Herwijnen [21] ont utilisé un processus de Poisson homogène pour relier le signal de force mesuré aux propriétés mécaniques des liaisons entre les grains de neige. En particulier, ils ont supposé que la force de pénétration globale résultait de la superposition de ruptures non corrélées dans l'espace. Ces ruptures sont supposées être fragiles et élastiques et se produire au contact de la pointe du cône. Ruiz et al. [30], ont appliqué le modèle d'expansion de cavité pour analyser le TPC dans la neige et en déduire le module d'élasticité et la limite d'élasticité de la neige. Ces auteurs ont supposé que la neige se comportait comme un matériau continu et ne considéraient que les forces radiales agissant sur la pointe du cône. Ces deux modèles reposent sur des approches très différentes. D'une part, le modèle d'expansion de cavité considère la neige comme un matériau continu et décrit la pénétration du cône par la formation d'une cavité et de zones élastiques et plastiques autour de la cavité. D'autre part, le modèle utilisant un processus de Poisson homogène vise à identifier la contribution des ruptures individuelles se produisant directement à côté de la pointe.

3 Matériel et Méthode

3.1 Échantillons et microtomographie au rayon X

Les échantillons utilisés dans cette étude sont ceux utilisés par Hagenmuller et al. [14]. Ces échantillons de neige naturelle ont été collectés au Col de Porte, Chartreuse, Alpes françaises, pendant l'hiver 2011-2012. Les échantillons de neige ont été préparés selon la procédure détaillée par Flin et al. [11] et Flin [10]. Nous ne rappellerons ici que les étapes principales de la procédure. Une fois l'échantillon prélevé sur le terrain, il est imprégné de 1-chloronaphtalène liquide (point de fusion autour de -20°C) à une température d'environ -8°C . Ensuite, on laisse le mélange glace-1-chloronaphtalène geler et on le conserve au congélateur à -20°C . Après congélation complète, chaque échantillon a été usiné à la forme d'un cylindre de 16 mm de diamètre et de 21 mm de hauteur. Cette procédure d'imprégnation permet la manipulation d'échantillons de neige très fragiles et bloque le métamorphisme de la structure de la neige.

Les images 3D du coefficient d'atténuation des rayons X ont été acquises avec un tomographe à faisceau conique (RX Solutions, tension du générateur de 100 kV, courant du générateur de 100 μA) à l'aide d'une cellule réfrigérée spécialement conçue. Les bords de l'image sont légèrement déformés en raison de la forme conique du faisceau de rayons X. Ainsi, des cubes de 1000^3 voxels ont été extraits de l'intérieur de l'ensemble des images 3D en niveaux de gris. Avec cette procédure d'échantillonnage, les échantillons numérisés présentent deux matériaux principaux : la glace et le chloronaphtalène (chl), ainsi que des bulles d'air résiduelles dues à une imprégnation incomplète de l'échantillon. Ces trois matériaux peuvent être distingués par leur coefficient d'atténuation des rayons X, c'est-à-dire leur valeur en niveaux de gris. Les coefficients d'atténuation, initialement codés sur des flottants de 4 octets, ont été redimensionnés et codés avec des shorts non signés (0 à 65535).

On applique ensuite les méthodes de segmentation décrites par Hagenmuller et al. [14] et Mede et al. [23] pour pouvoir étudier cet échantillon grâce à la méthode des éléments finis.

3.2 Maillage de la matrice de glace en sphères

Une fois l'image segmentée grâce à la méthode d'Hagenmuller et al. [14], il est possible d'utiliser la méthode de l'axe médian développée par Mede et al. [23]. Cette méthode consiste tout d'abord à créer un premier maillage de sphère, ce premier maillage comprenant des redondances d'informations (par exemple, une petite sphère contenue dans une plus grande sphère n'apportant ainsi aucune information). Pour supprimer, ou du moins diminuer ces redondances (supprimer toutes les redondances étant un problème NP complet...), il est nécessaire d'appliquer la méthode de l'axe médian, puis d'appliquer un filtre. Deux paramètres gouvernent cette méthode et donc contrôlent le nombre final de sphères : le taux de suppression D et le rayon minimal des sphères R_{min} . Le taux de suppression pouvant être interprété comme un paramètre artificiel contrôlant la rugosité des grains et le rayon minimal des sphères comme le paramètre contrôlant la résolution des grains. Pour plus de détails, se référer à l'article de Mede et al. [23].

Comme il est possible de le voir dans l'article de Mede et al. [23], il n'est pas évident de trouver le couple (D, R_{min}) offrant le meilleur ratio temps de calcul/précision. Certains couples (D, R_{min}) donnant par exemple un plus grand nombre de sphères et donc un temps de calcul plus lent, tout en ayant une moins bonne précision que d'autres couples de paramètres.

3.3 Modélisation mécanique par la méthode des éléments discrets

Dans la simulation par éléments discrets, chaque grain de neige est représenté par une seule particule discrète appelée clump qui est supposée indéformable. Elle est composée d'un agrégat rigide de sphères, appelé membres. Les équations de mouvement sont résolues pour les clumps. Les positions de ses membres sont mises à jour en fonction du mouvement global du clump et la position rela-

tive des membres dans le clump. Les forces et les moments agissant sur le clump sont la somme des forces agissant sur ses membres. Les interactions entre les membres de deux clumps différents sont supposées frictionnelles et cohésives, la cohésion n'étant active que pour les contacts existant dans la microstructure initiale (le phénomène de frittage n'est pas pris en compte). Dans cette étude, la modélisation des éléments discrets a été réalisée à l'aide du langage de programmation Yade DEM (<https://yade-dem.org/doc/>). Les principales étapes de calcul sont décrites ici en mettant l'accent sur la loi de contact entre les grains utilisés (Law2_ScGeom6D_CohFrictPhys_CohesionMoment). On trouvera une documentation exhaustive dans Šmilauer et al. [36].

3.3.1 Équation du mouvement d'un clump

Pour un clump c , le mouvement est déterminé par l'intégration des équations de Newton :

$$\begin{cases} M_c \ddot{\vec{X}}_c = \vec{F}_c \\ \vec{I}_c \dot{\vec{\Omega}}_c = \vec{T}_c \end{cases} \quad (1)$$

Où M_c est la masse du clump, \vec{I}_c son moment d'inertie, $\ddot{\vec{X}}_c$ l'accélération de son centre de masse, $\dot{\vec{\Omega}}_c$ sa vitesse angulaire, \vec{F}_c la force totale appliquée au clump (soit la somme des forces appliquées à chacun de ses membres) et \vec{T}_c le couple total appliqué sur le clump. Les équations de Newton sont intégrées pour chaque pas de temps dt avec un schéma de Verlet [36], cette méthode offrant une meilleure stabilité que la méthode d'Euler plus classique. La masse M_c et l'inertie \vec{I}_c ont été calculées directement avec l'image segmentée en faisant la somme des contributions de chaque voxel. Nous connaissons en effet la masse volumique de la glace, le volume d'un voxel et le nombre de voxels composant chaque clump, nous avons donc accès à la masse de chaque clump. La force \vec{F}_c et le couple \vec{T}_c appliqués au clump sont définis comme suit :

$$\begin{cases} \vec{F}_c = \sum_{i \in c} \vec{f}_i \\ \vec{T}_c = \sum_{i \in c} \vec{t}_i \times \vec{f}_i + \sum_{i \in c} \vec{t}_i \end{cases} \quad (2)$$

où \vec{t}_i est la position relative de l'élément i par rapport au centre de masse du clump, \vec{f}_i et \vec{t}_i sont la force et le couple appliqués à l'élément i . Dans cette étude, les forces de contact ainsi que la force volumique associée à la gravité sont prises en compte. Les lois de contact utilisées n'incluent pas de dissipation d'énergie. Par conséquent, afin d'accroître la stabilité numérique de la simulation sans affecter les résultats (régime quasi-statique), un amortissement numérique est utilisé [8]. Une force d'amortissement $(\vec{F}_a)_c$ est ajoutée à chaque clump :

$$(\vec{F}_a)_c = -\lambda_a |\vec{F}_c| \text{sgn}(\dot{\vec{X}}_c) \quad (3)$$

Où sgn est la fonction signe, valant 1 si $\dot{\vec{X}}_c$ est positif, 0 si $\dot{\vec{X}}_c$ est nul et -1 si $\dot{\vec{X}}_c$ est négatif. L'intégration des équations du mouvement dépend donc de deux paramètres du modèle : le pas de temps dt et le coefficient d'amortissement λ_a . La force et le couple appliqués à la sphère i sont calculés en considérant toutes les interactions sphère-sphère agissant sur le membre i , ainsi que la gravité. Dans les paragraphes suivants, nous détaillerons, le calcul de la force / couple résultant de l'interaction entre deux sphères de taille égale composées du même matériau.

3.3.2 Géométrie du contact sphère-sphère

La géométrie du contact entre deux sphères possède 6 degrés de liberté (DDL) : les deux sphères sont libres de translater et de pivoter ($6 + 6$ DDL) mais le groupe de deux sphères en interaction peut également translater et pivoter (-6 DDL) (Fig. 6). Les calculs de la déformation normale (1 DDL) et de la déformation au cisaillement (2 DDL) sont décrits ci-après. Une moindre attention est accordée à

la flexion (2 DDL) et à la torsion (1 DDL) entre deux sphères car leurs effets ne sont pas déterminants dans le cas présent où les contacts cohésifs intergranulaires sont composés de plusieurs interactions sphère-sphère.

Considérons deux sphères i et j de même rayon r (Fig. 6). La position et la vitesse des sphères sont notées \vec{x} et \vec{v} . La vitesse angulaire est notée $\vec{\omega}$. L'interaction normale \vec{n} est définie comme :

$$\vec{n} = \frac{\vec{x}_j - \vec{x}_i}{|\vec{x}_j - \vec{x}_i|} \quad (4)$$

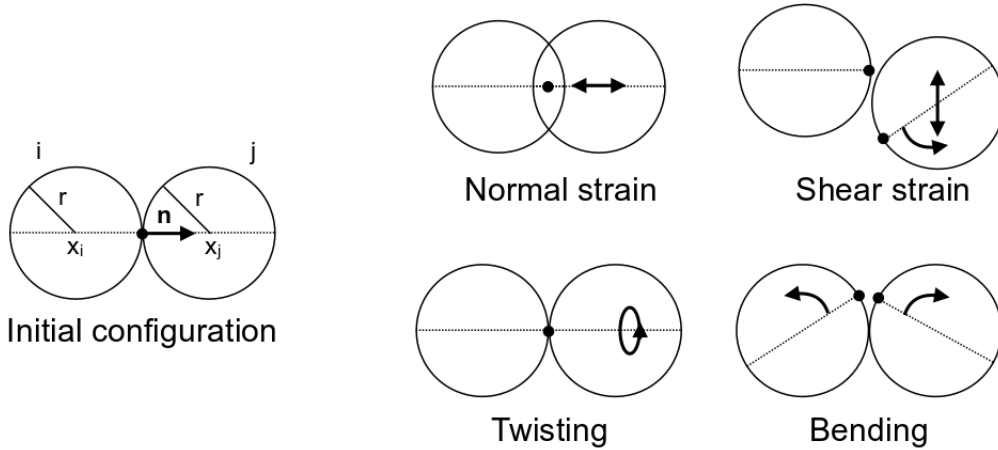


FIGURE 6 – Représentation des degrés de liberté du contact entre deux sphères [36].

La déformation normale ϵ_n est définie comme le rapport entre le chevauchement des sphères δ et leur rayon r . Le chevauchement est défini comme :

$$\delta = 2r - (\vec{x}_j - \vec{x}_i) \cdot \vec{n} \quad (5)$$

Le chevauchement est positif si les sphères se chevauchent réellement et négatif si les sphères sont disjointes. La position normale d'équilibre est choisie pour être de recouvrement nul. Le point de contact est défini comme le milieu du segment situé entre les centres de la sphère. Il se trouve à une distance $d = (r - \frac{\delta}{2})$ du centre des sphères.

Le cisaillement \vec{u}_t , c'est-à-dire le déplacement relatif de la sphère dans le plan normal à \vec{n} , est calculé de manière incrémentale. L'incrément de cisaillement $\Delta \vec{u}_t$ est dû au mouvement relatif des sphères et au mouvement de l'interaction dans l'espace global. La vitesse relative des sphères au niveau du point de contact est :

$$\vec{v}_{ij} = (\vec{v}_j + \vec{\omega}_j \times (-d\vec{n})) - (\vec{v}_i + \vec{\omega}_i \times (-d\vec{n})) \quad (6)$$

L'incrément de cisaillement $\Delta \vec{u}_t$ dû au mouvement relatif de la sphère pendant un incrément de temps dt est donc la projection de \vec{v}_{ij} sur le plan tangent multiplié par dt . Notons que le déplacement de l'interaction doit également être pris en compte afin de garantir que le déplacement du cisaillement \vec{u}_t est toujours dans le plan tangent actuel et n'est pas affecté par le déplacement global de l'interaction [36].

3.3.3 Loi de contact sphère-sphère

La loi de contact calcule les forces et les couples agissant sur deux sphères en interaction, en fonction des propriétés de la matière composant les sphères et de la géométrie de contact décrite précédemment. Dans le modèle présenté, les contacts initiaux sont cohésifs et frictionnels alors que les nouveaux contacts créés lors des simulations ne sont que frictionnels (le phénomène de frittage n'est

pas pris en compte). Le matériau composant les sphères, ici la glace, est ainsi décrit par le module de Young E , le coefficient de Poisson μ , la cohésion normale σ_n , la cohésion tangentielle σ_t et un angle de frottement ϕ .

La force \vec{f}_n agissant sur la sphère i dans la direction normale dépend du module d'Young E et de la cohésion normale σ_n de la façon suivante :

$$\begin{cases} \vec{f}_n = -(Er\delta)\vec{n} & \text{Si } -Er\delta < f_{n,max} = \sigma_n r^2 \\ \vec{f}_n = 0 \text{ et la cohésion est rompue} & \text{Si } -Er\delta \geq \sigma_n r^2 \end{cases} \quad (7)$$

Cette force est simplement celle d'un ressort linéaire dont la raideur est égale à $K_n = Er$ et une force de traction maximale avant rupture égale à $f_{n,max} = \sigma_n r^2$ (Fig 7). Comme dit précédemment, la simulation ne prend pas en compte le frittage, les nouveaux contacts, n'ont donc pas de cohésion. Notons que si la cohésion est rompue, σ_n est alors nul, il en va de même pour la cohésion tangentielle σ_t de ce contact.

La force \vec{f}_t agissant sur la sphère i dans le plan tangent dépend du module de Young E , du coefficient de Poisson σ , cohésion tangentielle σ_t et de l'angle de frottement ϕ . Définissons alors la force de cisaillement élastique \vec{f}_t^e et la force de cisaillement frictionnel \vec{f}_t^s comme suit :

$$\vec{f}_t^e = -(\mu Er)\vec{u}_t \quad (8)$$

$$\vec{f}_t^s = \frac{\vec{f}_t^e}{|\vec{f}_t^e|} |\vec{f}_n| \tan(\phi) \quad (9)$$

La force tangentielle \vec{f}_t est alors définie comme :

$$\begin{cases} \vec{f}_t = \vec{f}_t^e & \text{Si } |\vec{f}_t^e| < f_{n,max} + |\vec{f}_n| \tan(\phi) \\ \vec{f}_t = \vec{f}_t^s \text{ et la cohésion est rompue} & \text{Si } |\vec{f}_t^e| \geq f_{n,max} + |\vec{f}_n| \tan(\phi) \end{cases} \quad (10)$$

Avec $f_{n,max} = \sigma_n r^2$. Notons que si la cohésion tangentielle cesse, alors σ_t et σ_n deviennent nul pour ce contact. Les principales caractéristiques de cette loi de contacts sont résumées dans la Figure 7. La force tangentielle \vec{f}_t ajoute le couple suivant aux sphères :

$$\vec{t}_t = d(-\vec{n}) \times \vec{f}_t \quad (11)$$

Dans cette étude, nous adopterons la simplification suivante, les forces de cohésion en traction σ_n et en cisaillement σ_t seront égales et seront simplement notées σ_{ice} ($\sigma_n = \sigma_t = \sigma_{ice}$).

3.3.4 Loi de contact grain-grain (ou clump-clump dans notre simulation)

Les contacts intergranulaires sont composés de plusieurs contacts sphère-sphère, comme décrit ci-dessus. La force F entre deux grains en contact est la somme de la force résultant des interactions sphère-sphère ss qui composent le contact intergranulaire, c'est-à-dire :

$$F = \sum_{ss} f_{ss} \quad (12)$$

Où, f_{ss} est la force au contact sphère-sphère ss (Fig. 8).

Dans le cas d'une tension pure avec un déplacement relatif δ le long de la normale \vec{n} de la surface de contact, la force intergranulaire résultante est donc :

$$\begin{cases} \vec{F}_n = -N(Er\delta)\vec{n} & \text{Si } -Er\delta < f_{n,max} \\ \vec{F}_n = 0 \text{ et la cohésion est rompue} & \text{Si } -Er\delta \geq f_{n,max} \end{cases} \quad (13)$$

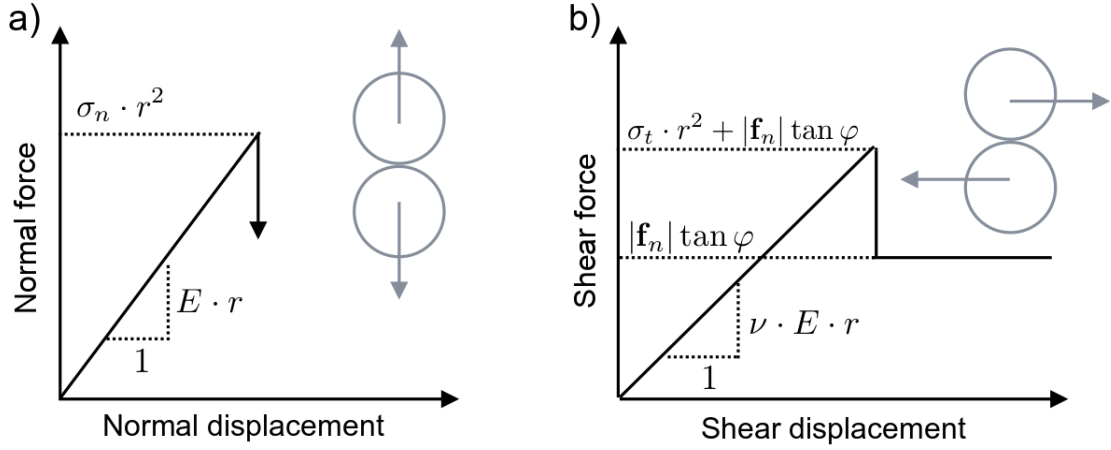


FIGURE 7 – Comportement du contact sphère-sphère dans deux cas simples : chargement normal (a) et cisaillement simple (b).

Avec N le nombre d'interactions sphère-sphère. Pour les contacts cohésifs initiaux et si aucun artefact de discrétisation n'est pris en compte, N est égal à :

$$n = \frac{A}{r^2} 5 \quad (14)$$

Avec A la surface du contact intergranulaire calculée sur l'image initiale des grain. La force de traction maximale supportée par le contact intergranulaire équivalent est donc $A\sigma_{ice}$, ce qui correspond à la définition de la résistance microscopique. Cependant, en pratique, N diffère légèrement de la valeur A/r^2 en raison de la discrétisation de l'échantillon. Par conséquent, au lieu de la définition précédemment introduite de $f_{n,max} = \sigma_n r^2$, on introduit les ajustements suivant :

$$f_{n,max} = \sigma_{ice} \frac{A}{N} \quad (15)$$

Ainsi, on garantit que la force de traction maximale supportée par le contact intergranulaire est effectivement $A\sigma_{ice}$.

De même, la force de cisaillement maximale aux interactions sphère-sphère est ajustée :

$$f_{t,max} = \sigma_{ice} \frac{A}{N} \quad (16)$$

Pour le frottement, la surface bosselée au niveau des contacts entre les grains produit un coefficient de frottement effectif variable entre les grains (Fig. 8). Cependant, le coefficient de frottement intergranulaire effectif moyen est proche du coefficient de frottement microscopique $\tan(\phi)$.

3.3.5 dt critique

Les calculs d'éléments discrets sont effectués en utilisant un schéma d'intégration explicite, qui n'est stable qu'à condition que le pas de temps dt , soit suffisamment faible. Le pas de temps critique dt_{CR} dépend de la vitesse des ondes élastiques : l'onde élastique ne doit pas se propager plus loin que la distance minimale des points d'intégration au cours d'un pas de temps. Pour un système d'éléments discrets sphériques, le pas de temps critique peut être exprimé par [40] :

$$dt_{CR}^{DEM} = \min \left(\sqrt{\frac{m_i}{K_i}} \right) \quad (17)$$

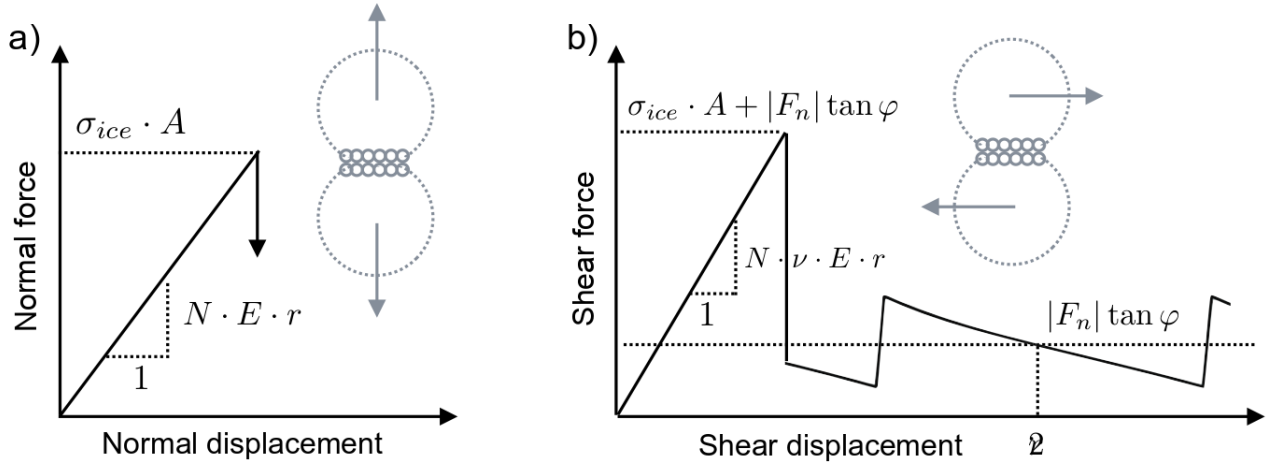


FIGURE 8 – Comportement du contact grain-grain (clump-clump dans la simulation) dans deux cas simples : chargement normal (a) et cisaillement simple (b). Le contact grain-grain est ici composé de sept contacts sphère-sphère. Les sphères ont un rayon r , la zone de contact intergranulaire est notée A et le nombre d’interactions sphère-sphère est noté N .

Où m_i et K_i sont respectivement la masse et la rigidité de l’élément discret i . Le coût numérique d’une simulation augmente quand le pas de temps diminue. Le pas de temps critique dépend directement des masses de particules et de la rigidité du contact, le choix de ces valeurs a donc un effet crucial sur le temps de calcul.

3.3.6 Coût de calcul

Le calcul de la MED utilisant un schéma d’intégration explicite nécessite un nombre relativement élevé d’étapes lors de la simulation, par rapport aux schémas implicites. Le temps de calcul total Z de la simulation couvrant T secondes (du temps simulé), contenant N particules dans le volume V dépend :

- linéairement, du nombre de pas i :

$$i = \frac{T}{s_t dt_{CR}^{DEM}} \quad (18)$$

Où s_t est le facteur de sécurité du pas de temps critique dt_{CR}^{DEM} . dt_{CR}^{DEM} , peut être défini de la même manière que précédemment, mais peut aussi être estimé par la vitesse d’une onde p en utilisant E et ρ comme suit :

$$dt_{CR}^{DEM} = r \sqrt{\frac{\rho}{E}} \quad (19)$$

- du nombre de particules N ; pour une valeur fixe du volume de domaine simulé V et du rayon de la particule r (ce qui n’est pas vrai dans notre cas, les particules ont un rayon qui diffère) :

$$N = p \frac{V}{\frac{4}{3} \pi r^3} \quad (20)$$

- Où p est la porosité de l’échantillon. Il est à noter que nous ne prenons pas en compte ici l’interpénétration des sphères. Ce résultat ne correspond donc pas à une simplification de notre simulation. La dépendance n’est pas strictement linéaire (ce qui serait le meilleur des cas), certains algorithmes n’étant pas linéaires ; un exemple typique est l’algorithme de détection de collision par balayage et élagage [36], avec une complexité approximative valant $O(N \log N)$.
- du nombre de cœurs de calcul n_{cpu} ; dans le cas idéal, la dépendance serait un inversement proportionnelle si tous les algorithmes étaient parallélisés et les processus ne communiquaient

pas entre eux. Or, dans Yade, la détection de collision ne l'est pas par exemple.

Supposons une mise à l'échelle linéaire correspondant au cas idéal, c'est à dire Z proportionnel à N . Le matériau à simuler prend des valeurs E et ρ et la simulation une configuration N et V qui sont connues à l'avance. Enfin, les constantes sans dimension s_t , p et n_{cpu} auront une valeur fixe. Cela nous laisse un dernier degré de liberté, r . Nous pouvons, en utilisant ces suppositions, ainsi que les équations 18, 19 et 20, en déduire que :

$$Z \propto iN \frac{1}{n_{cpu}} \quad (21)$$

$$\propto \frac{T}{s_t r} \sqrt{\frac{E}{\rho}} p \frac{V}{\frac{4}{3}\pi r^3 n_{cpu}} \quad (22)$$

$$\propto \frac{1}{r} \frac{1}{r^3} \quad (23)$$

$$\propto \frac{1}{r^4} \quad (24)$$

Ce résultat, bien qu'obtenu grâce à de nombreuses simplifications, est néanmoins très utile pour prendre conscience de la mise à l'échelle de la MED. Si nous voulons avoir des résultats plus fins, c'est à dire, affiner le "maillage" en divisant par deux r , le temps de calcul sera multiplié par $2^4 = 16$. Notre cas est bien entendu plus complexe, il ne dépend pas uniquement de r car les sphères sont interpénétrées. Toutefois, on comprend donc aisément l'importance de simplifier le maillage en utilisant la méthode de Mede et. al. [23], pour diminuer le temps de calcul tout en conservant la véracité du modèle.

3.3.7 Conditions au bord

Dans notre étude, nous considérons des bords fixes sur le fond et les côtés de l'échantillon. Le sommet de l'échantillon sera quand à lui libre et permettra ainsi la pénétration du cône (Fig. 9). Le cône présente un angle d'apex égale à 60 et est enfoncé dans l'échantillon à la vitesse constante de $20 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Afin d'éviter toute singularité au niveau de la pointe du cône, une sphère 1000 fois plus petite que la taille caractéristique des sphères décrivant la neige, est ajoutée au bout du cône.

4 Simulation et Résultats

Nous avons à présent tous les éléments pour réaliser une simulation numérique du test de pénétration du cône. Nous utiliserons pour ce faire les échantillons de neige et le code de segmentation réalisé par Hagemmullet et al. [14], ainsi que le code développé par Mede et al. [23] pour optimiser le maillage (en le rendant moins coûteux en temps de calcul, mais en gardant une précision raisonnable).

Dans cette étude, nous nous intéresserons un échantillon de grains rond (RG), un échantillon de particules de précipitation décomposées et fragmentées (DF) et un échantillon composé d'un mélange de cristaux à facettes (FC) et de givre de profondeur (DH), les caractéristiques de ces échantillons sont regroupées dans le tableau ci-dessous [16] :

Nom de l'échantillon	Code de l'échantillon	Type de neige	Taille d'un voxel (μm)	Taille de l'échantillon (mm)	Densité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Rayon typique des sphères (μm)
s-DF	Ip04	DF	8,59	5,84	145	128
s-FCDH	9	FC/DH	9,65	5,79	183	179
S-RG0	I15	RG	9,82	4,91	182	146

A noter, dans la suite, lorsque nous ferons référence à la sonde, nous parlerons bien entendu de l'ensemble "cône+cylindre".

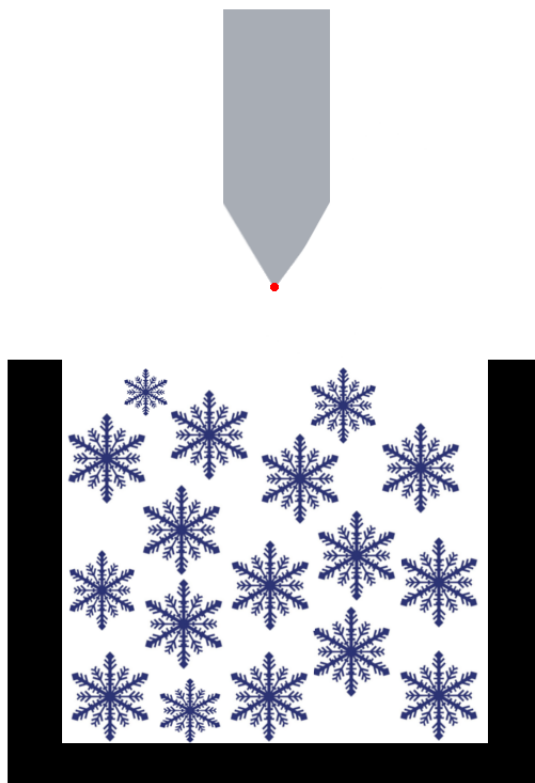


FIGURE 9 – Représentation de la simulation, les bords noirs représentant les conditions aux bords fixes, les flocons représentant notre échantillon, le cylindre à bout conique représentant le pointe du SMP et la sphère rouge, volontairement surdimensionné afin d’être visible, représente un artefact de la simulation afin d’éviter une singularité à la pointe du cône.

4.1 Première simulation

Sur la figure 10, nous pouvons observer les premiers résultats de cette étude. La figure montre la simulation du test de pénétration d’un échantillon de RG 4 à 3 étapes, avant le premier incrément de temps (étape 0), à la moitié de la simulation ($t = 0.134$ s) et à la fin de la simulation ($t = 0.268$ s après 2370000 itération). Cette étude a été réalisée avec un échantillon cubique de 5 mm (500 voxels sur l’image du tomographe) de côté, un cône de largeur maximum égale à 1.25 mm (normalement, le cône est bien plus grand, mais en raison de la taille de l’échantillon, nous avons été obligé de diminuer sa taille), avec un facteur d’amortissement λ_a (eq. 3) égal à 0.02 et un facteur de sécurité s_t (eq. 18) égale à 0.8. Les paramètres D et R_{min} (partie 3.2, page 6) ont été choisis de manière à minimiser les temps de calcul, $D = 0.8$ et $R_{min} = 8$. Tout d’abord comme nous pouvons le voir sur la figure 10.b) et 10.c), certains grains décollent de la surface, malgré la présence de gravité dans la simulation. Ce problème est peut être dû à un facteur de sécurité s_t , trop élevé, ou/et à un facteur d’amortissement λ_a trop faible. Les grains ayant tendance à être "projetés" si la simulation n’est pas assez stable.

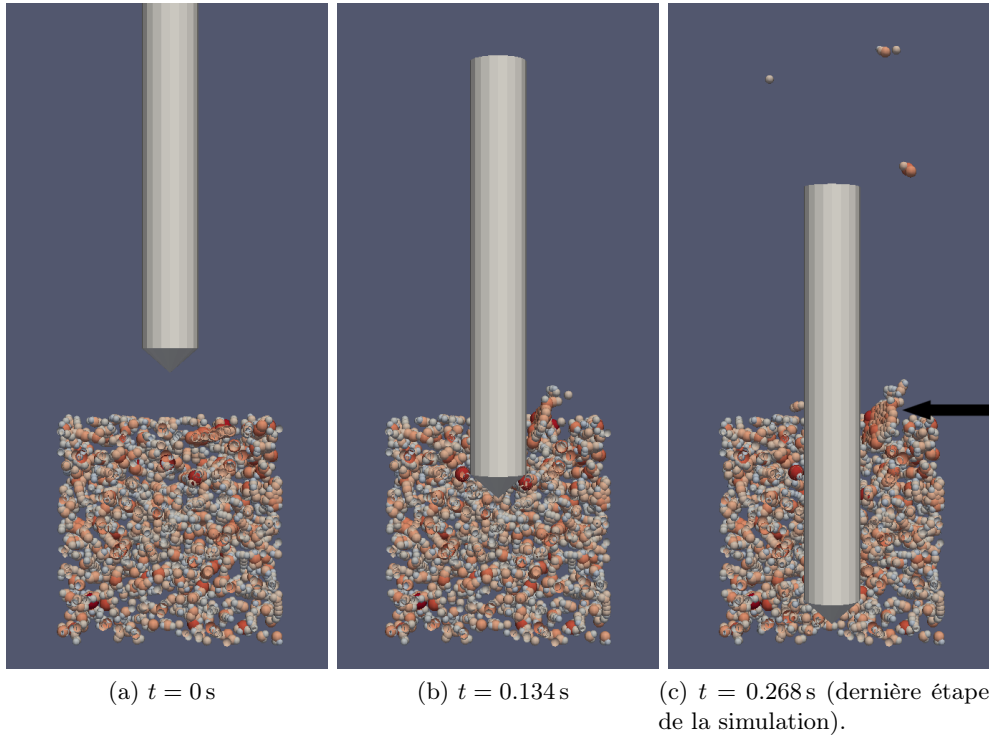


FIGURE 10 – Représentation d’une coupe de la simulation (ayant lieu au niveau de la pointe du cône) à différentes étapes de la simulation. Échantillon cubique de 500 voxels de côté, $\lambda_a = 0.02$, $s_t = 0.8$, $D = 0.8$ et $R_{min} = 8$. La couleur des sphères permet simplement des les distinguer plus facilement. La flèche noir montre la position d’un gros grain caractéristique.

Après cet aperçu visuel de la simulation, nous allons étudier la force appliquée au cône et au cylindre durant la pénétration (Fig. 11). Cette grandeur est la grandeur clé de la simulation, car c’est la grandeur mesurée par le SMP. Sur cette courbe, nous observons tout d’abord une force nulle sur la première partie du déplacement, ceci étant dû au fait que le cône n’est pas directement en contact avec la neige. Ensuite, nous pouvons observer une série de fluctuations comportant de nombreux pics, comme sur un signal de SMP classique. Chaque pic correspond à la rupture d’une liaison entre deux clumps. La sonde avance et subit une force de plus en plus grande en réponse à la déformation des liaisons, puis une liaison cède, le réseau de clumps se réarrange et la force diminue. Cependant, cette courbe met en évidence deux problèmes : un phénomène de plateau (la force devenant constante pendant un certain temps) et un phénomène d’effet de bord.

Le phénomène de plateau a sûrement la même origine que les grains décollant à la surface de l’échantillon de la figure 10. Le facteur d’amortissement étant peut-être trop petit et le facteur de sécurité étant sûrement trop grand. Ceci rendant la simulation instable. Certains grains peuvent ainsi être projetés au contact de la sonde, la sonde n’est alors plus en contact avec des grains et la force qu’elle subit chute à zéro, tant que la sonde n’est pas en contact avec de nouveaux grains. De plus, cet effet est accru par la taille de notre sonde, beaucoup plus petite qu’une sonde réelle, elle est en contact avec beaucoup moins de grains.

L’effet de bord se caractérise par une diminution de la force moyenne subie par la sonde en fin de simulation. Or, plus la sonde s’enfonce, plus le cylindre est en contact avec des grains, la force moyenne subie par l’ensemble doit donc augmenter à cause des frottements. Il est alors nécessaire de réaliser des simulations avec d’autres paramètres afin d’étudier la persistance de ces phénomènes.

4.2 Simulation à partir d’un échantillon plus grand

La figure 12 montre la simulation du test de pénétration d’un échantillon de RG 4 à 3 étapes, avant le premier incrément de temps, à la moitié de la simulation ($t = 0.246$ s) et à la fin de la

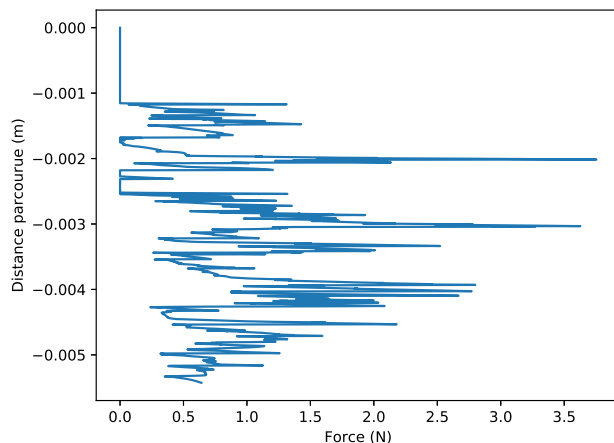


FIGURE 11 – Représentation de la force de pénétration en fonction de l’enfoncement, pour un échantillon de 500 voxels de côté avec un facteur de sécurité de 0.8.

simulation ($t = 0.491$ s après 7400001 itération). Cette étude a été réalisée avec deux échantillons cubiques de 500 voxels de côté empilés, un cône de la même taille que précédemment, $\lambda_a = 0.2$ (le facteur d’amortissement a d’abord été diminué indépendamment de s_t , mais cette simulation étant proche de la simulation précédente, elle ne sera pas présentée ici et le facteur d’amortissement sera gardé plus grand que précédemment pour plus de stabilité), $s_t = 0.5$, $D = 0.8$ et $R_{min} = 8$. Comme nous pouvons le voir sur la figure 12, en diminuant s_t , la simulation est plus stable et moins de grains ont tendance à décoller, de plus, les grains ont moins tendance à être projetés, ce qui se voit par exemple avec le gros clump présent à la surface de la figure 10.c) (flèche noir) qui reste enfoui sur la figure 12.c) (flèche noir).

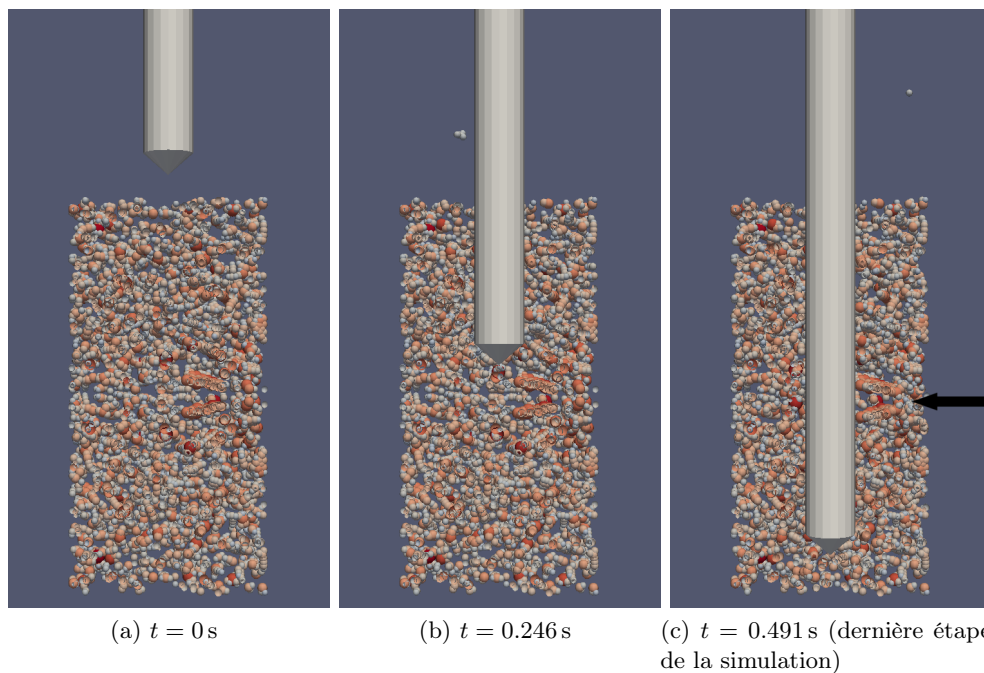
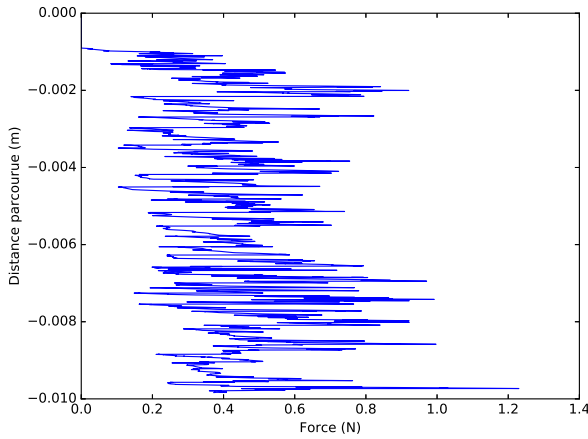
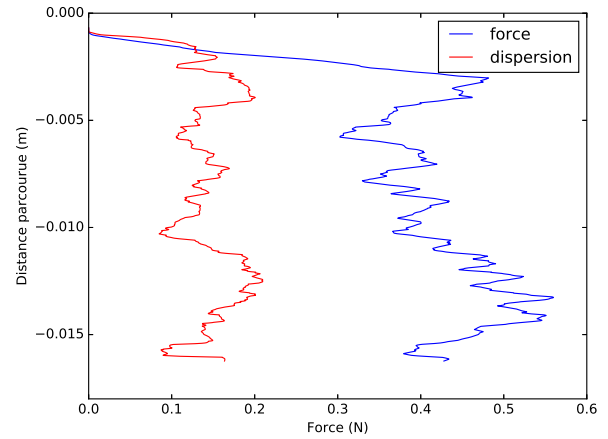


FIGURE 12 – Représentation d’une coupe de la simulation (ayant lieu au niveau de la pointe du cône) à différentes étapes de la simulation. Deux échantillons cubiques de 500 voxels de côté empilés, $\lambda_a = 0.2$, $s_t = 0.5$, $D = 0.8$ et $R_{min} = 8$. La flèche noir montre la position de deux gros grains caractéristique (chacun appartenant à un des deux échantillons empilé).

Comme précédemment, après cette étude visuelle, intéressons nous à la force appliquée à la sonde pendant la pénétration. On observe sur la figure 13.a), l'absence de plateau initialement présent sur la figure 11. La diminution du facteur de sécurité s_t a rendu la simulation plus stable. Il est à noter que ce gain de stabilité s'est fait au détriment du temps de calcul, la simulation étant 1,6 fois plus lente que la précédente (comparaison faite pour deux simulations identiques, différant seulement de ce facteur de sécurité, facteur pris égal à 0.8 dans un cas et 0.5 dans l'autre). Cette simulation nécessite 75 h de calcul. De plus, il est à préciser que ce gain de stabilité n'est pas dû à la taille de l'échantillon, plus grand dans cette simulation. Une simulation avec le même échantillon que précédemment ayant été réalisée, mais non présentée ici, la courbe de force ressemble à la figure 11 sans les plateaux. Ensuite, nous pouvons voir sur la figure 13.b), obtenue à partir d'une moyenne glissante de pas égale à 300 de la figure 13.a), que nous avons bien la présence de deux phases durant la pénétration de la sonde. Une première phase où le cône pénètre les premières couches de grains et où un bourrelet se forme sous le cône. Une deuxième phase où le cône est enfoui et où la force moyenne augmente de manière linéaire, plus le cône s'enfonce et plus le nombre de grains frottant sur le cylindre est important.



(a) Force de pénétration.



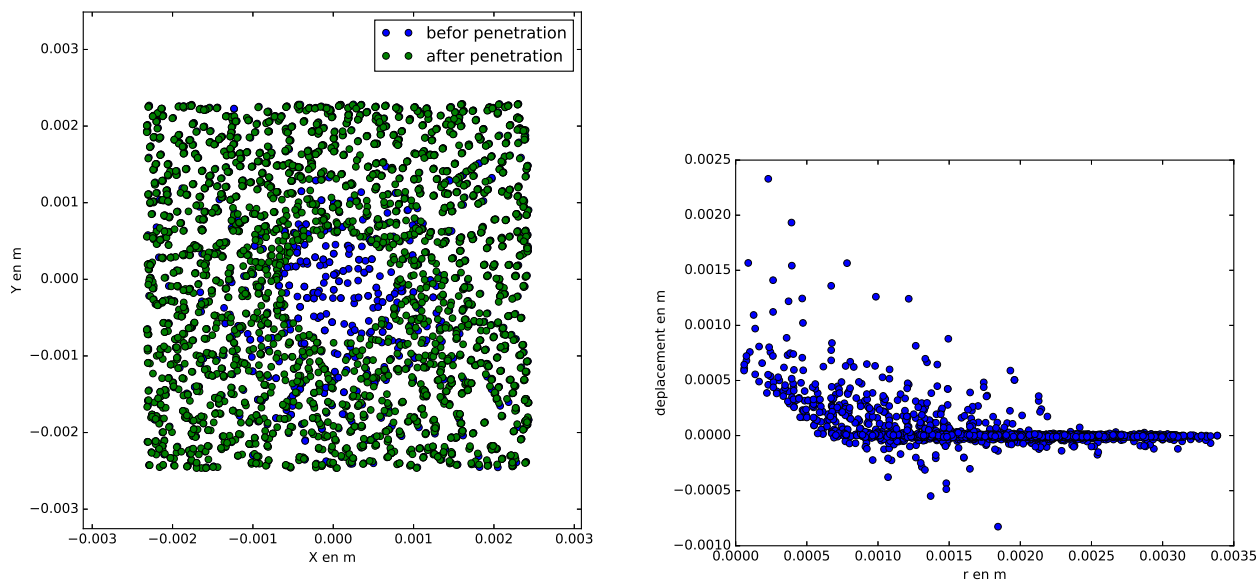
(b) Force de pénétration après une moyenne glissante de pas égale à 300.

FIGURE 13 – Représentation de la Force subie par le cône et la tige en fonction de l'enfoncement, pour deux échantillons cubiques de 500 voxels de coté empilés, $\lambda_a = 0.2$, $s_t = 0.5$, $D = 0.8$ et $R_{min} = 8$.

4.3 Déplacement horizontal

Dans cette partie nous traiterons du déplacement horizontal des grains lors de la pénétration du cône. Cette étude et les suivantes, si rien n'est précisé, ont été réalisées avec deux échantillons cubiques de 500 voxels de coté empilés, un cône de la même taille que précédemment, $\lambda_a = 0.2$, $D = 0.8$, $R_{min} = 8$ et $s_t = 0.5$, en accord avec la partie 4.2. Pour cette partie et la prochaine, nous ne considérerons que les grains situés au dessus du cône, c'est à dire à la hauteur du cylindre. La figure 14.a) représente l'échantillon vue du dessus (c'est à dire projeté sur un plan horizontal), avant et après la pénétration du cône. Chaque point représentant le centre de masse d'un clump. Sur cette figure, nous distinguons très bien la position de la sonde au centre de l'échantillon dans la zone ne possédant dans pas de grains d'"après déformation". Nous constatons que le déplacement des grains est à symétrie cylindrique et est localisée près de la sonde. En effet, loin du centre, les grains se superposent presque parfaitement ce qui indique une absence de déplacement horizontal. La figure 14.b) représente le déplacement horizontal en fonction de la distance au centre de l'échantillon (et donc au centre du cône). On s'aperçoit très bien, là aussi, que le déplacement a lieu près du centre et que celui-ci diminue très rapidement pour être quasiment nulle à une distance de quatre fois le rayon maximal de la sonde, soit 21 mm. Chose étonnante, au premier abord, on s'aperçoit sur la figure 14.b) que certains grains se déplacent en se rapprochant du centre de l'échantillon. Ce déplacement est en général dû à un déplacement de petits

clumps qui se retrouvent poussés par un gros clump s'éloignant du centre de l'échantillon.

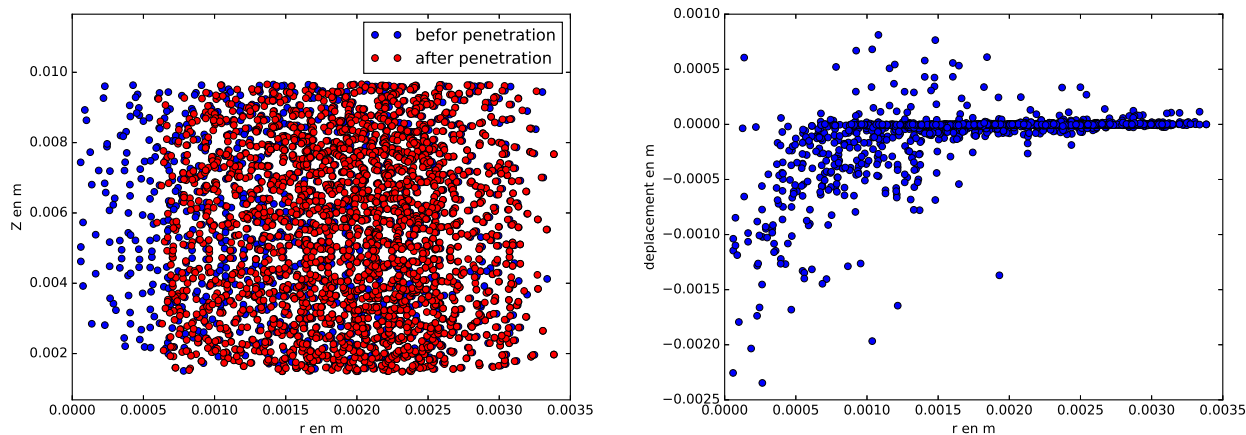


(a) Vue de la simulation vue de dessus avant et après la si- (b) Déplacement horizontal en fonction de la distance au mulation. centre de l'échantillon

FIGURE 14 – Représentation du déplacement horizontal des grains.

4.4 Déplacement vertical

Nous nous concentrerons ici sur le déplacement vertical des grains lors de la pénétration du cône. Cette étude a été réalisée avec les mêmes paramètres que la partie 4.3. Nous rappelons que nous ne considérerons ici que les grains situés au dessus du cône, c'est à dire à la hauteur du cylindre. La figure 15.a) représente l'échantillon vu en projetant sur la coordonnée cylindrique ϕ , avant et après la pénétration du cône. Chaque point représentant le centre de masse d'un clump. Sur cette figure, nous distinguons là aussi très bien la position de la sonde au centre de l'échantillon dans la zone ne possédant dans pas de grains d'"après déformation". Malheureusement il est ici plus compliqué d'en tirer certains résultats. Si le déplacement horizontal est visible, les grains se déplacent du centre de l'échantillon vers les bords. Le déplacement vertical est, quant à lui, plus délicat à distinguer, on ne distingue pas la montée ou la descente de certains grains après la pénétration. Il est donc nécessaire d'étudier la figure 14.b) pour avoir plus d'informations sur le déplacement vertical. On observe donc ici les mêmes résultats que ceux obtenus précédemment : le déplacement a lieu près de la sonde et elle devient quasiment nulle à quatre fois le rayon maximal de la sonde soit 21 mm. Le déplacement maximal est du même ordre que précédemment et vaut 24 mm. De plus, on observe ici qu'un grand nombre de grains a tendance à remonter vers la surface pendant cette simulation. Une étude supplémentaire devra être menée, mais cette remontée est peut-être dûe à un effet "noix du Brésil" [25] (effet expliquant la remontée de gros grains dans un milieu granulaire secoué) ayant lieu lors du brassage induit par la pénétration du cône.



(a) Centres de masse des grains en coordonnées cylindriques. (b) Déplacement vertical en fonction de la distance au centre de l'échantillon.

FIGURE 15 – Représentation du déplacement vertical des grains.

4.5 Variation de la cohésion de la glace

Nous nous intéresserons dans cette partie et les suivantes à étudier l'importance des différents paramètres physiques en lien avec cette simulation. Nous étudions ici la cohésion de la glace (c), paramètre pouvant varier au sein du manteau neigeux en fonction de la température. Sa dépendance est donc primordiale pour mieux comprendre la structure du manteau. Comme nous pouvons le voir sur la figure 16 la force appliquée sur la sonde dépend grandement de la valeur de la cohésion de la glace. Plus celle-ci est importante, plus la force nécessaire pour rompre des liaisons est importante. Malheureusement, nous ne retrouvons pas ici le résultat d'Hagenmuller et al. [15] montrant que la force dépend linéairement de ce coefficient. Ceci pouvant être dû au maillage utilisé dans ces différentes simulations. Une étude utilisant un maillage plus performant devra être menée pour tirer des conclusions plus précises.

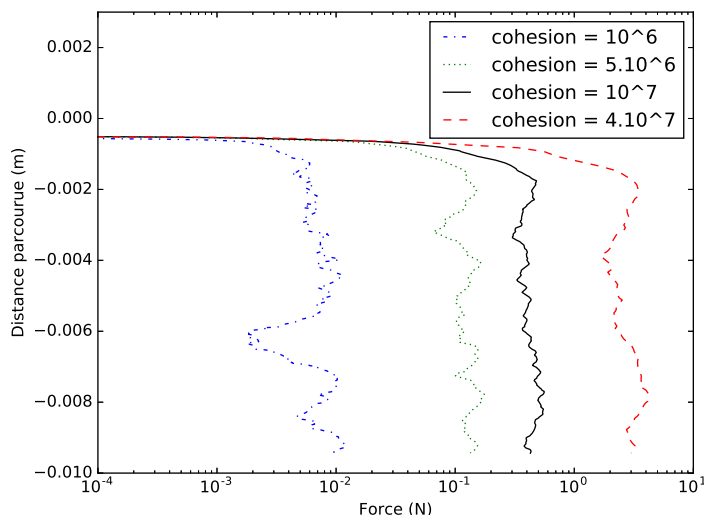


FIGURE 16 – Force appliquée sur la sonde en fonction de la pénétration pour différentes valeurs de la cohésion de la glace.

4.6 Variation du coefficient de friction

Nous étudions ici la dépendance de la force de pénétration au coefficient de friction (μ). Comme nous pouvons le voir sur la figure 17, lorsque ce coefficient augmente, la valeur moyenne de la force augmente jusqu'à atteindre une sorte de plateau. En effet, pour $\mu = 0.1$, la force moyenne vaut 0.23 N, pour $\mu = 0.2$, la force moyenne vaut 0.37 N, pour $\mu = 0.4$, la force moyenne vaut 0.41 N, pour $\mu = 0.8$, la force moyenne vaut 0.41 N. La force sature donc aux alentours de $\mu = 0.4$, il n'est alors plus possible de distinguer deux manteaux neigeux différents seulement par leur coefficient de friction en fonction uniquement de ce paramètre.

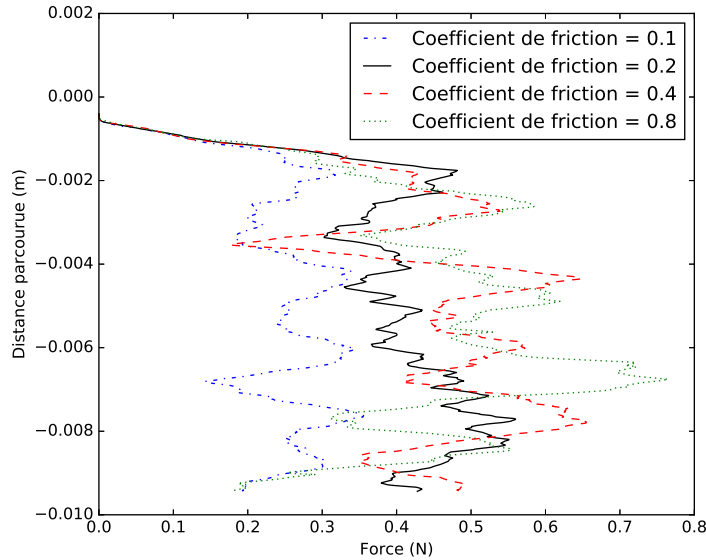


FIGURE 17 – Force appliquée sur la sonde en fonction de la pénétration pour différentes valeurs du coefficient de friction.

4.7 Simulation sur d'autres types de neige

Dans cette partie, nous nous intéressons à d'autres types de neige, voir tableau 4. Le but étant d'essayer de différencier trois échantillons à l'aide de cette simulation. Nous avons pour cela utilisé des échantillons cubiques de 500 voxels de côté. L'effet de bord sera donc inévitable, mais le temps nécessaire pour mailler deux nouveaux échantillons empilés, suivi du temps de simulation étant trop important, nous ne considérerons que des échantillon de petites tailles. Le cône a la même taille que précédemment, et les paramètres sont choisis de la manière suivante $\lambda_a = 0.2$, $D = 0.8$, $R_{min} = 8$, $s_t = 0.5$, $\mu = 0.2$ et $c = 10^6$ Pa. Le résultat est représenté sur la figure 18. Malheureusement, on se rend compte que pour les échantillons constitué de neige FC/DH et DF, la force en fonction de la profondeur de pénétration n'est pas la même que pour l'échantillon de RG. Le problème venant du fait que les deux autres échantillons sont moins denses. Notre maillage étant relativement imprécis pour économiser du temps de calcul, la pointe peut alors parcourir une certaine distance sans rencontrer de clumps. Qui plus est, notre cône étant petit dû à la petite taille de l'échantillon, la force est moyennée sur une surface très restreinte ce qui amplifie le phénomène.

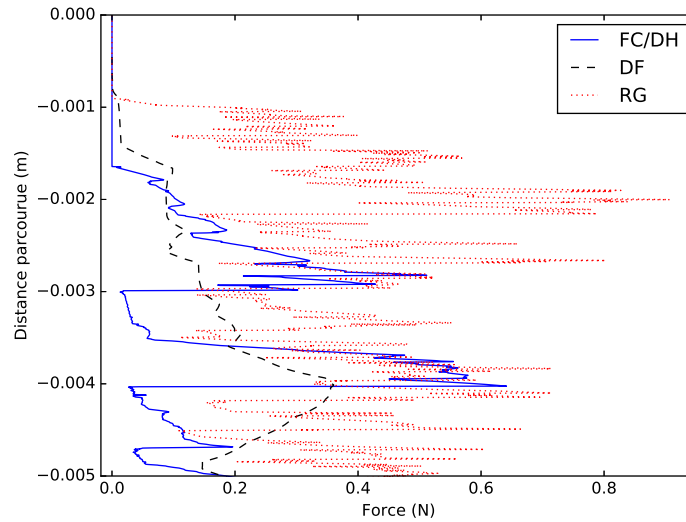


FIGURE 18 – Force appliquée sur la sonde en fonction de la pénétration pour trois types de neige différentes.

5 Conclusion

Durant ce stage, j'ai pu développer la simulation numérique du test de pénétration du cône grâce à la méthode des éléments discrets en utilisant le code de maillage développé par Mede et al. [23] et appliquer cette simulation aux échantillons scannés par Hagenmuller et al. [15] à l'aide de la microtomographie. Si cette étude a montré des premiers résultats intéressants permettant de caractériser des phénomènes simples, une étude nécessitant une plus grande puissance de calcul serait nécessaire, afin d'étudier des échantillons plus grands tout en utilisant un maillage plus précis, de manière à étudier une situation plus proche de la réalité avec un pénétromètre de terrain comme le SMP.

Références

- [1] R.B. Alley. Firn densification by grain-boundary sliding : a first model. *Le Journal de Physique Colloques*, 48(C1) :C1–249, 1987.
- [2] C. Ancey. Snow avalanches. In *Geomorphological fluid mechanics*, pages 319–338. Springer, 2001.
- [3] L. Arnaud, M. Gay, J.-M. Barnola, and P. Duval. Imaging of firn and bubbly ice in coaxial reflected light : a new technique for the characterization of these porous media. *Journal of Glaciology*, 44(147) :326–332, 1998.
- [4] R. Haefeli E. Bucher J. Neher O. Eckel Bader, H. and C. Thams. Der schnee und seine metamorphose (snow and its metamorphism). *SIPRE Trans*, 14, 1939.
- [5] W. A. Bentley and W. J. Humphreys. *Snow crystals*. Courier Corporation, 1931.
- [6] R.L. Brown. Perspective on mechanical properties of snow. pages 502–503, California, USA. In Proceedings of the 1st International Conference on Snow Engineering.
- [7] J.B. Brzoska, C. Coléou, B. Lesaffre, S. Borel, O. Brissaud, W. Ludwig, E. Boller, and J. Baruchel. 3d visualization of snow samples by microtomography at low temperature. *ESRF Newsletter*, 32(22-23) :112, 1999.
- [8] P.A. Cundall and O.D.L. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *geotechnique*, 29(1) :47–65, 1979.
- [9] C. Fierz, R.L. Armstrong, Y. Durand, P. Etchevers, E. Greene, D.M. McClung, K. Nishimura, P.K. Satyawali, and S.A. Sokratov. The international classification for seasonal snow on the ground. ihp tech. doc. *Hydrol. Ser., UNESCO-IHP, Paris*, 2009.
- [10] F. Flin. *Snow metamorphism description from 3D images obtained by X-ray microtomography*. PhD thesis, PhD thesis, Université de Grenoble 1, Grenoble, 188 pp, 2004.
- [11] F. Flin, J.-B. Brzoska, B. Lesaffre, C. Coléou, and R.A. Pieritz. Full three-dimensional modelling of curvature-dependent snow metamorphism : first results and comparison with experimental tomographic data. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36(10A) :A49, 2003.
- [12] P. Hagenmuller. *Modélisation du comportement mécanique de la neige à partir d'images microtomographiques*. PhD thesis, 2014.
- [13] P. Hagenmuller, G. Chambon, F. Flin, S. Morin, and M. Naaim. Snow as a granular material : assessment of a new grain segmentation algorithm. *Granular Matter*, 16(4) :421–432, 2014.
- [14] P. Hagenmuller, G. Chambon, B. Lesaffre, F. Flin, N. Calonne, and M. Naaim. Energy-based binary segmentation of snow microtomographic images. 2013.
- [15] P. Hagenmuller, G. Chambon, and M. Naaim. Microstructure-based modeling of snow mechanics : a discrete element approach. 2015.
- [16] P. Hagenmuller, T. Pilloix, and Y. Lejeune. Inter-comparison of snow penetrometers (ramsonde, avatech sp2 and snowmi-cropen) in the framework of avalanche forecasting. In *International Snow Science Workshop, Breckenridge, Colorado, USA*, pages 32–38, 2016.
- [17] P. Hagenmuller, A. van Herwijnen, C. Pielmeier, and H.-P. Marshall. Evaluation of the snow penetrometer avatech sp2. *Cold Regions Science and Technology*, 149 :83–94, 2018.
- [18] A.C. Hansen and R.L. Brown. An internal state variable approach to constitutive theories for granular materials with snow as an example. *Mechanics of Materials*, 7(2) :109–119, 1988.
- [19] J.B. Johnson and M.A. Hopkins. Identifying microstructural deformation mechanisms in snow using discrete-element modeling. *Journal of Glaciology*, 51(174) :432–442, 2005.
- [20] J.B. Johnson and M. Schneebeli. Characterizing the microstructural and micromechanical properties of snow. *Cold Regions Science and Technology*, 30(1-3) :91–100, 1999.
- [21] H. Löwe and A. Van Herwijnen. A poisson shot noise model for micro-penetration of snow. *Cold Regions Science and Technology*, 70 :62–70, 2012.

- [22] H.-P. Marshall and J.B. Johnson. Accurate inversion of high-resolution snow penetrometer signals for microstructural and micromechanical properties. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 114(F4), 2009.
- [23] T. Mede, G. Chambon, P. Hagenmuller, and F. Nicot. A medial axis based method for irregular grain shape representation in dem simulations. *Granular Matter*, 20(1) :16, 2018.
- [24] R. Meister. Avalanches : warning, rescue and prevention. *Avalanche News*, 62 :37–44, 2002.
- [25] M.E. Möbius, G.S. Karczmar, P. Eshuis, S.R. Nagel, X. Cheng, and H.M. Jäger. The effect of air on granular size separation in a vibrated granular bed. Technical report, 2005.
- [26] U. Nakaya. *Snow crystal, natural and artificial*. Harvard University Press, 1954.
- [27] J.J. Petrovic. Review mechanical properties of ice and snow. *Journal of materials science*, 38(1) :1–6, 2003.
- [28] C. Pielmeier and M. Schneebeli. Stratigraphy and changes in hardness of snow measured by hand, ramsonde and snow micro penetrometer : a comparison with planar sections. *Cold Regions Science and Technology*, 37(3) :393–405, 2003.
- [29] B. Reuter, J. Schweizer, and A. Van Herwijnen. A process-based approach to estimate point snow instability. *The Cryosphere*, 9(3) :837–847, 2015.
- [30] S. Ruiz, A. Capelli, A. van Herwijnen, M. Schneebeli, and D. Or. Continuum cavity expansion and discrete micromechanical models for inferring macroscopic snow mechanical properties from cone penetration data. *Geophysical Research Letters*, 44(16) :8377–8386, 2017.
- [31] M. Schneebeli. Numerical simulation of elastic stress in the microstructure of snow. *Annals of Glaciology*, 38 :339–342, 2004.
- [32] M. Schneebeli and J.B. Johnson. A constant-speed penetrometer for high-resolution snow stratigraphy. *Annals of Glaciology*, 26 :107–111, 1998.
- [33] M. Schneebeli and S.A. Sokratov. Tomography of temperature gradient metamorphism of snow and associated changes in heat conductivity. *Hydrological Processes*, 18(18) :3655–3665, 2004.
- [34] J. Schweizer, J. Bruce Jamieson, and M. Schneebeli. Snow avalanche formation. *Reviews of Geophysics*, 41(4), 2003.
- [35] J. Schweizer and T. Wiesinger. Snow profile interpretation for stability evaluation. *Cold Regions Science and Technology*, 33(2-3) :179–188, 2001.
- [36] V. Šmilauer, E. Catalano, B. Chareyre, S. Dorofeenko, J. Duriez, A. Gladky, J. Kozicki, C. Modenese, L. Scholtès, L. Sibille, et al. Yade documentation. the yade project, 2010.
- [37] B. Van Rietbergen, H. Weinans, R. Huiskes, and B.J.W. Polman. Computational strategies for iterative solutions of large fem applications employing voxel data. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 39(16) :2743–2767, 1996.
- [38] R. Vetter, S. Sigg, H.M. Singer, D. Kadau, H. Jürgen Herrmann, and M Schneebeli. Simulating isothermal aging of snow. *EPL (Europhysics Letters)*, 89(2) :26001, 2010.
- [39] A. Wautier, C. Geindreau, and F. Flin. Linking snow microstructure to its macroscopic elastic stiffness tensor : A numerical homogenization method and its application to 3-d images from x-ray tomography. *Geophysical Research Letters*, 42(19) :8031–8041, 2015.
- [40] T. Zhao. *Coupled DEM-CFD analyses of landslide-induced debris flows*. Springer, 2017.