



HAL
open science

Effondrement d'une colonne de grains dans un fluide

Vincent Topin, Yann Monerie, Frédéric Péralès, Farhang Radjai, Anthony Wachs

► **To cite this version:**

Vincent Topin, Yann Monerie, Frédéric Péralès, Farhang Radjai, Anthony Wachs. Effondrement d'une colonne de grains dans un fluide. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03422538

HAL Id: hal-03422538

<https://hal.science/hal-03422538>

Submitted on 9 Nov 2021

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

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

Effondrement d'une colonne de grains dans un fluide

V. Topin^{a,b}, Y. Monerie^{a,b}, F. Perales^{a,b}, F. Radjai^{b,c}, A. Wachs^d

a. IRSN, DPAM, CE Cadarache, BP3 - 13115 St Paul-Lez-Durance Cedex, France

b. Laboratoire MIST, CNRS - IRSN - Université Montpellier 2

c. LMGC, CNRS-Université Montpellier 2, case 048, Place Eugène Bataillon, F-34095 cedex 5, France

d. IFP Energies nouvelles, Fluid Mechanics Department, Rond-point de l'échangeur de Solaize, BP 3, 69360 Solaize, France

Résumé :

Nous étudions l'effondrement d'une colonne de grains dans un fluide à l'aide d'un modèle basé sur le couplage par multiplicateurs de Lagrange / domaines fictifs (ML/DF) entre une approche discrète de dynamique des contacts pour les grains et une approche continue par éléments finis pour le fluide. Une première étude paramétrique en deux dimensions met en évidence l'influence de l'arrangement granulaire initial sur le temps de mise en mouvement de la colonne et sur la cinétique de l'écoulement. On s'intéresse ensuite à l'étalement final de la colonne en fonction du rapport d'aspect initial dans les régimes visqueux et inertiel.

Abstract :

We rely here on a distributed Lagrange multiplier / fictitious domain coupling method to study the collapse of a column of grain immersed in a fluid. A parametric study in 2D shows first the influence of the particle volume fraction on the trigger and the dynamic of the gravitational instability. We are interest then in the runout distance as a function of the initial ratio aspect for the viscous and inertial fluid/particles regimes.

Mots clés : couplage fluide/grains ; milieux granulaires immergés ; instabilité gravitaire.

1 Introduction

Lors d'un transitoire accidentel en réacteur, les gaines qui contiennent les pastilles de combustible nucléaire se déforment et se fissurent rendant ainsi possible l'éjection de fragments dans le fluide caloporteur. La question de la relocalisation de ces fragments, en tant que particules solides immergées dans un fluide, devient alors essentielle pour prévenir des risques de bouchage de l'espace inter-gaines. D'un point de vue général, un grand nombre de processus naturels ou procédés industriels impliquent la déstabilisation et l'écoulement d'un milieu granulaire dans un fluide. En géologie par exemple, les instabilités sous-marines sont des phénomènes naturels qui sont caractérisés par la mise en mouvement et l'écoulement d'une phase granulaire dense et polydisperse en présence d'un fluide interstitiel. Quel que soit le contexte physique, la présence d'une phase liquide interstitielle dans un milieu granulaire influence profondément son comportement mécanique. Dans le cas des milieux granulaires secs, un grand nombre d'études ont permis de montrer que la rhéologie des écoulements particuliers denses est principalement dictée par la compétition entre le frottement et les collisions entre les particules. Dans le cas de l'effondrement d'une colonne de grain notamment, des études faites avec des matériaux modèles de différentes natures et différentes formes (sable, billes de verres, ...) [4] ainsi que des simulations numériques discrètes ont montré que la morphologie finale des dépôts obtenus après effondrement dépend uniquement du rapport d'aspect initial des colonnes (hauteur sur largeur), indépendamment de la taille, de l'arrangement et de la nature des particules mises en jeu. En présence

d'un fluide environnant, les études sont moins nombreuses et ont été réalisées pour la plupart sur la base d'expérimentations sur matériaux modèles. Parmi ces études, l'expérience d'Iverson et al [3] a mis en évidence le couplage fort entre le mouvement des particules solides et le développement de gradients de pression entre les grains en s'intéressant au déclenchement d'une coulée de débris à la suite d'un épisode pluvieux. Plus récemment, les travaux de Pailha et al. [5] ont démontré, en s'intéressant à la mise en mouvement d'une épaisse couche de billes de verre immergées sur un plan incliné, que la déstabilisation d'un milieu granulaire immergé était fortement retardée par une légère compaction des grains. Au-delà de la phase de déstabilisation, la dynamique de l'écoulement a également fait l'objet de plusieurs travaux qui ont débouché sur la découverte de trois régimes de propagation d'avalanche en fonction du nombre de Stokes et du rapport de densité solide/liquide : (1) un régime sec dit de "chute libre", (2) un régime fluide "visqueux" et (3) un régime fluide "inertiel".

Dans cet article, nous proposons d'étudier numériquement l'influence d'un liquide interstitiel sur la déstabilisation et l'écoulement d'un milieu granulaire à l'échelle des grains. L'approche numérique est basée sur le couplage entre une approche discrète de type dynamique des contacts pour la phase granulaire et une approche DNS pour le fluide. Dans la suite, le modèle numérique est d'abord brièvement décrit en rappelant la méthode de couplage et en détaillant l'algorithme de calcul. Dans une seconde partie, nous réalisons deux études paramétriques sur la base de simulations numériques pour étudier respectivement les phases de déstabilisation et d'étalement de colonnes de grains. Enfin, une discussion rapide autour de la rhéologie des suspensions denses est proposée.

2 Modèle numérique : couplage ML/DF

Le modèle utilisé repose sur le couplage par la méthode des Multiplicateur de Lagrange / Domaines Fictifs (ML/DF) entre une approche Non Smooth Contact Dynamics (NSCD), implémentée dans la plateforme de calcul LMGC90 [2], et d'une discrétisation par éléments finis pour la phase fluide implémentée dans le logiciel PeliGRIFF [9]. L'outil numérique ApoloGRIFF qui en résulte [7] permet la simulation de mélanges avec une forte concentration de particules en tenant compte à la fois des interactions entre le fluide et les particules et entre les particules elles-mêmes. Seules les bases du couplage sont évoqués ci-après. Pour plus de détails nous renvoyons le lecteur à [7].

Soit Ω un domaine fermé et Γ son contour. Nous supposons que Ω est rempli de N_p particules P_i avec $i \in (1, N_p)$. L'ensemble du domaine occupé par les particules est noté P et δP sa frontière. Le problème fluide/grains pour un fluide Newtonien incompressible est décrit par :

(a) Problème fluide

$$\rho_f d\mathbf{u}_f/dt = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_f + \rho_f \mathbf{f}_f \quad \text{dans } \Omega \setminus P \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0 \quad \text{dans } \Omega \setminus P \quad (2)$$

$$\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_{f,\Gamma} \quad \text{dans } \Gamma \quad (3)$$

$$\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_s \quad \text{sur } \delta P \quad (4)$$

(b) Problème solide

$$\rho_s d\mathbf{u}_s/dt = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_s + \rho_s \mathbf{f}_s \quad \text{dans } P, \quad (5)$$

avec ρ_f et \mathbf{u}_f respectivement la densité et la vitesse du fluide, \mathbf{f}_f la force volumique associée, $\boldsymbol{\sigma}_f = -p\mathbf{1} + \boldsymbol{\tau}_f$ le tenseur des contraintes fluide composé de la pression hydrostatique p et de la composante déviatorique $\boldsymbol{\tau}_f$, \mathbf{u}_s la vitesse des particules, ρ_s et \mathbf{f}_s respectivement la densité des particules et la force volumique associée, et $\boldsymbol{\sigma}_s$ le tenseur des contraintes solide. Les équations (1) et (2) correspondent aux équations de Navier-Stokes et (3) est la condition de Dirichlet permettant d'imposer la vitesse $\mathbf{u}_{f,\Gamma}$ sur Γ . A la frontière entre les particules et le fluide, on impose une condition de non-glissement (4) et le tenseur $\boldsymbol{\sigma}_s$ s'écrit comme la somme d'une contribution $\boldsymbol{\sigma}_f$ liée au fluide et d'une contribution $\boldsymbol{\sigma}_c$ liée au contact : $\boldsymbol{\sigma}_s \mathbf{n}_s = \boldsymbol{\sigma}_f \mathbf{n}_s + \boldsymbol{\sigma}_c \mathbf{n}_s$ sur δP , avec \mathbf{n}_s la normale unitaire sortante à δP .

La méthode des domaines fictifs consiste à étendre le problème défini sur $\Omega \setminus P$ au domaine Ω entier et à imposer la condition $\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_s$ sur le domaine particulaire P . En d'autres termes, cela consiste à

étendre la condition (4) de δP à $(\delta P + P)$ dans la formulation faible du problème et de contraindre la solution à l'aide d'un multiplicateur de Lagrange. On considère ici des particules rigides ($\mathbf{D}(\mathbf{u}_s) = \mathbf{0}$), un fluide incompressible ($\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0$) et seulement les forces de gravité ($\mathbf{f}_f = \mathbf{f}_s = \mathbf{g}$). La vitesse des particules peut être écrite comme la somme d'une vitesse de translation \mathbf{u}_s^t et d'une vitesse angulaire $\boldsymbol{\omega}$ tel que $\mathbf{u}_s = \mathbf{u}_s^t + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$, avec \mathbf{r} le vecteur position associé au centre de gravité des particules.

On obtient alors les équations du mouvement écrites pour le domaine fluide/grains étendu :
Trouver $\mathbf{u}_f \in \mathcal{V}_\Gamma(\Omega)$, $\mathbf{u}_s \in \Lambda = \mathcal{H}^1(P)^d$ tel que :

(a) Equations combinées du mouvement

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \rho_f (\partial \mathbf{u}_f / \partial t + (\mathbf{u}_f \cdot \nabla) \mathbf{u}_f - \mathbf{g}) \cdot \mathbf{v}_f \, d\Omega - \int_{\Omega} p \nabla \cdot \mathbf{v}_f \, d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\tau}_f : \mathbf{D}(\mathbf{v}_f) \, d\Omega \\ & + (1 - \rho_f / \rho_s) (M (d\mathbf{u}_s^t / dt - \mathbf{g}) \cdot \mathbf{v}_s^t + \mathbf{1} d\boldsymbol{\omega} / dt \cdot \boldsymbol{\xi}) - \sum_j \mathbf{F}_{cj} \cdot \mathbf{v}_s^t - \sum_j \mathbf{F}_{cj} \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{R}_j) \\ & + \int_P \boldsymbol{\lambda} \cdot (\mathbf{v}_f - (\mathbf{v}_s^t + \boldsymbol{\xi} \times \mathbf{r})) \, d\Omega = 0 \forall \mathbf{v}_f \in \mathcal{V}_0(\Omega), \mathbf{v}_s^t \in \mathbb{R}^d, \boldsymbol{\xi} \in \mathbb{R}^{\bar{d}}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\int_P \boldsymbol{\gamma} \cdot (\mathbf{u}_f - (\mathbf{u}_s^t + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})) \, d\Omega = 0, \forall \boldsymbol{\gamma} \in \Lambda. \quad (7)$$

(b) Equation de continuité

$$- \int_{\Omega} q \nabla \cdot \mathbf{u}_f \, d\Omega = 0, \forall q \in \mathcal{L}_0^2(\Omega). \quad (8)$$

où $\mathcal{V}_0(\Omega) = \{\mathbf{v}_f \in \mathcal{H}^1(\Omega)^d / \mathbf{v}_f = \mathbf{0} \text{ on } \Gamma\}$, $\mathcal{V}_\Gamma(\Omega) = \{\mathbf{v}_f \in \mathcal{H}^1(\Omega)^d / \mathbf{v}_f = \mathbf{u}_{f,\Gamma} \text{ sur } \Gamma\}$, $\mathbf{u}_s^t \in \mathbb{R}^d$ et $\boldsymbol{\omega} \in \mathbb{R}^{\bar{d}}$, \bar{d} est le nombre de composantes non-nulles de $\boldsymbol{\omega}$, $(\mathbf{v}_f, q, \boldsymbol{\gamma}, \mathbf{v}_s^t, \boldsymbol{\xi})$ correspond aux fonctions tests de $(\mathbf{u}_f, p, \boldsymbol{\lambda}, \mathbf{u}_s^t, \boldsymbol{\omega})$, $\mathbf{F}_{cj} \in \mathbb{R}^d$ sont les forces de contact, $\mathbf{R}_j \in \mathbb{R}^d$ les vecteurs entre le centre de gravité des particules et le point de contact, $M \in \mathbb{R}$ la masse des particules et $\mathbf{1} \in \mathbb{R}^{\bar{d} \times \bar{d}}$ le tenseur d'inertie des particules.

Nous utilisons l'algorithme de Marshuk-Yanenko pour l'intégration en temps du problème (6)-(8). Cette méthode permet de diviser le problème entier en une série de sous-problèmes plus simples à résoudre. A chaque pas de temps, le problème est donc décomposé en cinq sous-étapes, correspondant aux cinq problèmes suivants [9] : (1) problème de Stokes "dégénéré", (2) problème de transport, (3) problème visqueux, (4) problème granulaire (Méthode NSCD), (5) problème des domaines fictifs.

3 Effondrement d'une colonne de grains immergée

Nous nous intéressons ici à l'effondrement d'une colonne de grains immergée dans un fluide. Nous considérons des échantillons granulaires 2D composés de disques de diamètre moyen $\langle D \rangle$ (monodisperses ou polydisperses) avec une densité ρ_s donnée par le rapport des densités $\rho_r = \rho_s / \rho_f$. Toutes les variables du problème sont adimensionnées, par $l_c = \langle D \rangle$ pour les longueurs, par $u_c = \sqrt{g \langle D \rangle}$ pour les vitesses et par $t_c = l_c / u_c$ pour les temps. Pour chaque simulation, le problème fluide est résolu sur un domaine rectangulaire maillé avec entre 700 000 et 1 500 000 éléments selon la géométrie initiale des colonnes. Une condition de non-glissement ($\mathbf{u}_f = \mathbf{0}$) est imposée sur les frontières en contact avec les grains (ici inférieure et gauche), les autres bords étant laissés libres. Dans toutes les simulations présentées, les interactions entre les particules suivent une loi de contact frottant de Signorini-Coulomb non régularisée ni pénalisée avec un coefficient de frottement égal à 0.3.

3.1 Influence de la compacité

Pour étudier l'influence de la compacité sur la phase de déstabilisation des colonnes, on construit géométriquement des échantillons granulaires monodisperses rectangulaires avec un rapport d'aspect

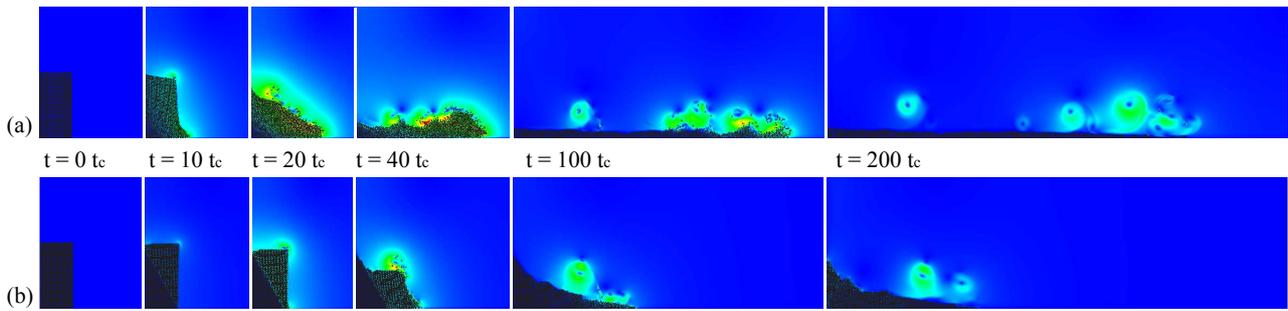


FIGURE 1 – Séquence d’images issues de la simulation de l’effondrement d’une colonne de grains arrangés initialement de manière (a) lâche ($\phi = 0.785$); (b) dense ($\phi = 0.906$). Les vitesses du fluide sont représentées en niveau de couleur.

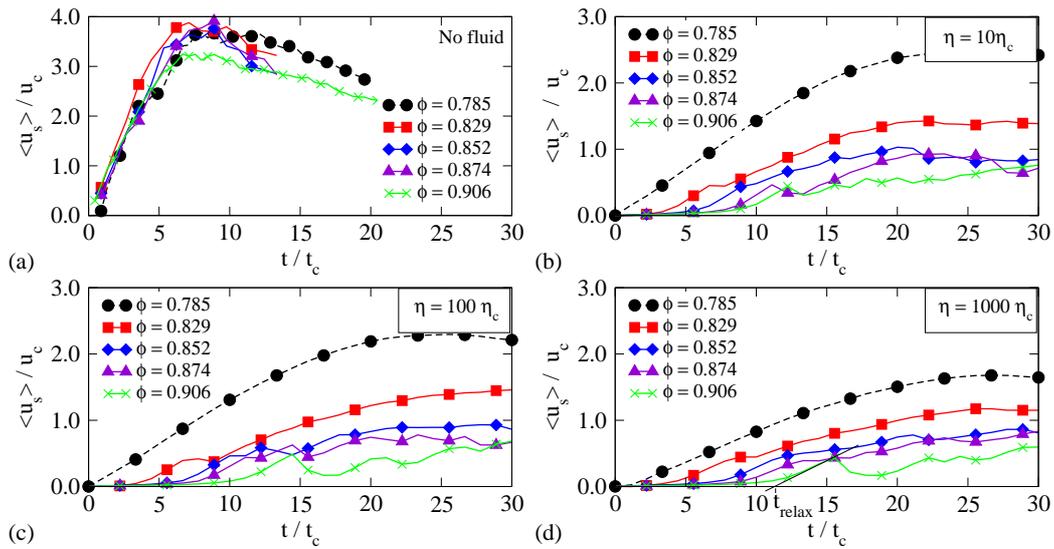


FIGURE 2 – Norme moyenne de la vitesse des particules $\langle u_s \rangle / u_c$ pour les cinq compacités initiales ϕ tracées en fonction du temps : (a) sans fluide, et dans un fluide à viscosité (b) $\eta = 10\eta_c$, (c) $\eta = 100\eta_c$, (d) $\eta = 1000\eta_c$.

$a = \text{hauteur}/\text{largeur} = 2$. Pour générer ces échantillons, les grains sont initialement placés sur un réseau triangulaire, puis la compacité des assemblages est choisie dans l’intervalle $\phi \in [0.785; 0.906]$ en étirant géométriquement le réseau sous-jacent [7]. On obtient ainsi une série d’échantillons dont la compacité varie entre $\phi = \pi/(2\sqrt{3})$ et $\phi = \pi/4$. La densité relative entre le fluide et les particules est fixée à $\rho_r = 1.5$, et les simulations sont réalisées pour trois viscosités de fluide η différentes : $\eta = 10 \eta_c, 100 \eta_c, 1000 \eta_c$, avec $\eta_c = 10^{-3} Pa.s$ la viscosité dynamique de l’eau. L’ensemble des simulations décrites ci-dessus sont également réalisées sans fluide. Les figures 1 (a) et (b) présentent une séquence d’images issues des simulations effectuées respectivement pour une colonne lâche ($\phi = 0.785$) et pour une colonne très compacte ($\phi = 0.905$) avec $\eta = 10\eta_c$. Dans le cas lâche, la colonne s’effondre selon trois régimes bien identifiés pour les milieux secs : (1) un régime dit de ”chute”, où les grains accélèrent verticalement ; (2) un régime de ”glissement”, dans lequel une couche de grains est déviée horizontalement en glissant sur une deuxième couche qui elle reste quasiment immobile ; (3) un régime d’ ”étalement” où les grains se déplacent pour la plupart horizontalement. Dans le cas de la colonne dense, le comportement est radicalement différent. En effet, l’effondrement de la colonne est clairement moins rapide et s’effectue par blocs (cisaillement de la colonne initiale). On note également que la distance finale d’étalement sur le plan horizontal est quasiment deux fois inférieure à celle obtenue dans le cas lâche. Sur la figure 2 sont tracées les normes moyennes de la vitesse des particules $\langle u_s \rangle / u_c$ en fonction du temps pour cinq compacités différentes : (a) sans fluide, et dans un fluide à viscosité (b)

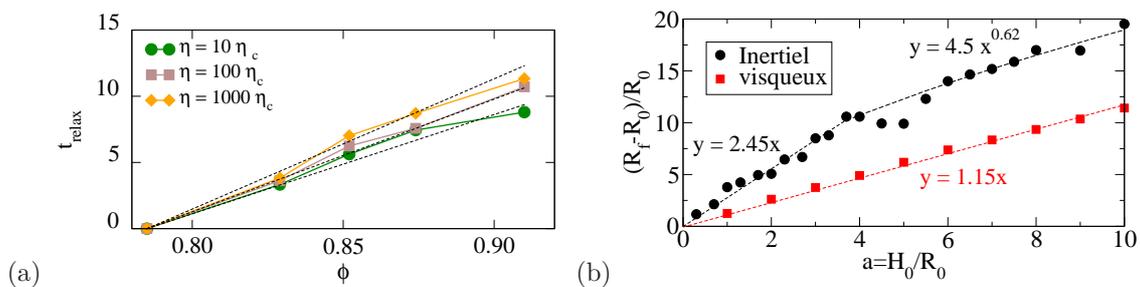


FIGURE 3 – (a) Temps de relaxation avant déstabilisation des colonnes tracés en fonction de la compacité initiale ϕ des colonnes pour trois viscosités de fluide. (b) Longueur d'étalement normée des colonnes en fonction du rapport d'aspect initial dans les régimes visqueux et inertiel. Chaque point correspond à une simulation numérique.

$\eta = 1000\eta_c$, (c) $\eta = 100\eta_c$, (d) $\eta = 10\eta_c$. Dans le cas sec tout d'abord (Figure 2 (a)), nous notons que la compacité initiale n'a aucune influence sur la vitesse moyenne de l'effondrement : $\langle u_s \rangle$ augmente jusqu'à une valeur maximale, identique pour toutes les courbes, puis diminue jusqu'à devenir nulle. Lorsque les particules sont immergées à l'inverse (Figure 2 (b), (c) et (d)), l'effondrement des colonnes est fortement affecté par à la fois la compacité initiale ϕ et la viscosité du fluide η . Ainsi, on remarque que les vitesses d'effondrement des particules augmentent lorsque la compacité et la viscosité du fluide diminuent. On distingue deux comportements : (1) un comportement lâche ($\phi = 0.785$) pour lequel la colonne se déstabilise instantanément ; (2) un comportement dense ($\phi \geq 0.829$) pour lequel on note un temps initial de relaxation t_{relax} pendant lequel la vitesse des particules est nulle et dont la durée dépend de la compacité initiale ϕ . Les valeurs de t_{relax} sont reportées à la figure 3 (a) en fonction de ϕ . On remarque que t_{relax} augmente quasi-linéairement avec la compacité initiale ϕ , la viscosité du fluide changeant légèrement la pente de l'approximation linéaire. Ces résultats issus de simulations 2D sont consistants avec les études expérimentales [5] qui suggèrent que la dilatance est responsable du temps de relaxation avant que la colonne ne se déstabilise. Dans le cas dense, la dilatance nécessaire à la mise en mouvement de l'assemblage implique des pressions porales négatives entre les particules qui ont tendance à stabiliser le massif et par conséquent à ralentir l'effondrement. Dans le cas lâche à l'inverse, le volume des pores décroît lorsque les particules s'effondrent ce qui engendre des surpressions porales et accélère la chute du massif.

3.2 Influence du rapport d'aspect

Dans cette section nous nous intéressons à l'influence du rapport d'aspect initial $a = H_0/R_0$ (hauteur H_0 sur largeur R_0) sur la longueur d'étalement R_f de la colonne. Les colonnes sont ici construites à l'aide d'une méthode géométrique [8] qui permet d'obtenir des échantillons polydispersés avec des grains de diamètre moyen $\langle D \rangle$ et une compacité fixée à $\phi \simeq 0.80$. Les échantillons sont volontairement choisis polydispersés pour éviter d'introduire des directions de cisaillement privilégiées lors de l'effondrement des colonnes. Le rapport d'aspect initial varie tel que $a \in]0; 10]$ et la densité relative est fixée à $\rho_r = 2.6$. Les simulations sont réalisées pour deux viscosités de fluides différentes $\eta = \eta_c$ et $\eta = 1000\eta_c$ ce qui permet de se placer respectivement dans les régimes "inertiel" et "visqueux" établis pour une particule immergée [1].

La figure 3 (b) montre la longueur finale d'étalement normée $(R_f - R_0)/R_0$ des colonnes en fonction du rapport d'aspect a dans les deux régimes. Dans le régime inertiel, on observe un comportement très similaire à celui observé en sec (régime de chute libre [6, 4]). Pour les petits rapports d'aspects ($a < 4$) l'étalement évolue linéairement : $(R_f - R_0)/R_0 = \lambda_i a$ avec $\lambda_i \simeq 2.45$. Pour les grands rapports d'aspects ($a \geq 4$) l'étalement suit une loi de puissance : $(R_f - R_0)/R_0 = \gamma a^\alpha$ avec $\gamma \simeq 4.5$ et $\alpha \simeq 0.61$. Les valeurs de λ_i , de γ et α sont très proches de celles obtenues par d'autres auteurs dans le cas sec par des simulations numériques [6] ou des expériences [4] ce qui signifie que dans le régime dans lequel nous nous plaçons, le fluide n'a pas une grande influence sur la longueur d'étalement. Dans le régime visqueux à l'inverse, la gamme des rapports d'aspect balayée ne laisse pas apparaître de transition

et on note simplement une relation quasi-linéaire entre R_f et a telle que $(R_f - R_0/R_0) = \lambda_v a$ avec $\lambda_v \simeq 1.15$. Les deux courbes présentent donc des profils similaires pour les petits rapports d'aspect et on remarque logiquement que tout élément dissipatif contribue à diminuer la longueur d'étalement. Pour les grands rapports d'aspects, l'absence de transition dans le régime visqueux indique que le fluide gouverne l'écoulement. En effet dans le cas sec cette transition s'explique comme le passage d'un régime où l'écoulement est gouverné par le frottement entre les grains vers un régime dans lequel l'accélération verticale et la présence de gradients de pression au sein du squelette granulaire deviennent les deux mécanismes qui gouvernent l'avalanche [4]. Dans le régime visqueux, les forces hydrodynamiques permettent de dissiper suffisamment d'énergie potentielle pour lisser cette transition ou en tout cas pour la repousser à des rapports d'aspects beaucoup plus élevés.

4 Conclusion

Nous avons utilisé un modèle basé sur le couplage ML/DF entre une approche DNS et une approche de dynamique des contacts pour étudier les mécanismes de déstabilisation et d'étalement d'une colonne de grains en présence d'un fluide. En faisant varier la compacité des échantillons nous avons montré que la configuration spatiale (compacité) des grains gouverne le déclenchement et la vitesse de l'écoulement. L'influence de la géométrie initiale des colonnes sur l'étalement final a également été traitée. En faisant varier le rapport d'aspect des colonnes nous avons montré que les colonnes s'étaient de la même manière dans le régime inertiel et dans le cas sec : la longueur d'étalement évolue d'abord linéairement avec les petits rapports d'aspect puis suit une loi de puissance pour les grands rapports d'aspects. Dans le régime visqueux, aucune transition n'a été observée dans la gamme des valeurs considérées. La suite de ces travaux se poursuit selon deux directions. Tout d'abord, une étude plus fine des mécanismes responsables des différences d'écoulement est prévue avec notamment un bilan d'énergie qui permettra de quantifier précisément l'influence respective des forces gravitationnelle, collisionnelle et hydrodynamique au cours de l'écoulement. Ces études pourront être ensuite appliquées au problème concret des avalanches sous-marines. En effet, de nombreuses questions restent ouvertes dans ce domaine, autant au niveau des modes de transport et du volume de matière mobilisé, que des répercussions sur l'environnement immédiat.

Références

- [1] S. Courrech du Pont, P. Gondret, G. Perrin, and M. Rabaud. Granular avalanches in fluids. *Physical Review Letter*, 90 :044301, 2003.
- [2] F. Dubois and M. Jean. LMGC90 une plateforme de développement dédiée à la modélisation de problèmes d'interaction. In A. Bignonnet M. Potier-Ferry, M. Bonnet, editor, *Sixieme Colloque National en calcul des structures, Giens, Ecole Polytechnique*, pages 111–118, 2003.
- [3] M. Iverson, M. E. Reid, N. R. Iverson, R. G. LaHusen, M. Logan, J. E. Mann, and D. L. Brien. Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity. *Science*, 290, 2000.
- [4] E. Lajeunesse, J. B. Monnier, and Homsy G. M. Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of fluids*, 17 :2371, 2005.
- [5] M. Pailha, M. Nicolas, and O. Pouliquen. Initiation of underwater granular avalanches : influence of initial volume fraction. *Physics of fluids*, 20, 111701, 2008.
- [6] L. Staron and E. J. Hinch. The spreading of a granular mass : role of grain properties and initial conditions. *Granular Matter*, pages 205–217, 2007.
- [7] V. Topin, F. Dubois, Y. Monerie, F. Perales, and A. Wachs. Micro-rheology of dense particulate flow : application to immersed avalanches. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166 :63–72, 2011.
- [8] C. Voivret, F. Radjai, J.-Y. Delenne, and M. S. El Youssoufi. Space-filling properties of polydisperse granular media. *Physical Review E*, 76(2) :021301–12, 2007.
- [9] A. Wachs. PeliGRIFF, a parallel DEM-DLM/FD direct numerical simulation tool for 3D particulate flows. *Journal of Engineering Mathematics*, 1-25, 2010, in Press.