



HAL
open science

Simulations directes d'écroulement de barrage : application aux écoulements de matériaux granulaires

Stéphanie Riber, Elie Hachem, Rudy Valette

► To cite this version:

Stéphanie Riber, Elie Hachem, Rudy Valette. Simulations directes d'écroulement de barrage : application aux écoulements de matériaux granulaires. *Rhéologie*, 2015, 28, pp.8-16. hal-01410178

HAL Id: hal-01410178

<https://minesparis-psl.hal.science/hal-01410178>

Submitted on 6 Dec 2016

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.

Simulations directes d'éroulement de barrage : application aux écoulements de matériaux granulaires

S. Riber, E. Hachem et R. Valette

MINES ParisTech, PSL Research University, CEMEF, UMR CNRS 7635, CS 10207, 06904 Sophia Antipolis

Reçu le 21 octobre 2015 - Version finale acceptée le 5 novembre 2015

Résumé : Ce travail a pour objectif d'étudier et de simuler par éléments finis l'éroulement de barrage de fluides obéissant à des modèles de comportement généralisés inspirés de la rhéologie des matériaux granulaires (rhéologie $\mu(I)$ pour un matériau granulaire sec, modèle de Bingham pour un granulaire humide). Une méthode de régularisation de type Bercovier-Engelman est proposée pour la résolution et est combiné à une adaptation de maillage anisotrope. Une méthode Level-Set, basée sur l'auto-réinitialisation, permet de suivre l'interface entre les milieux air/fluide. Les simulations montrent que les caractéristiques de l'éroulement de barrage du fluide changent drastiquement lorsque la fraction de liquide intergranulaire augmente.

Mots-clés : Modélisation éléments finis, matériaux granulaires, rhéologie $\mu(I)$, modèle de Bingham

[Abridged English version on last page]

1. Introduction

Les problèmes d'éroulement de barrage, dans lesquels une colonne de fluide s'effondre sous l'effet de la gravité, sont des problèmes classiques pour diverses applications, allant de la géophysique à des problématiques industrielles.

Ce travail s'intéresse à l'écoulement des matériaux granulaires, dont le comportement peut changer drastiquement suivant la fraction volumique de liquide présente. En effet, l'ajout d'une quantité de liquide au matériau granulaire induit des forces attractives supplémentaires, dues à la création de ponts capillaires, et change son comportement en celui d'un fluide à seuil. On considère dans cet article qu'il s'agira d'une loi de Bingham.

L'objectif de ce travail est d'utiliser et de développer des outils numériques performants permettant de simuler l'éroulement de barrage de matériaux granulaires, allant d'un état où l'écoulement dépend fortement de la pression [1] (sec) à un état de fluide à seuil (chargé de liquide).

2. Modélisation

L'écoulement des fluides est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) + \nabla p - \operatorname{div} \tau = f \quad (1)$$

où ρ et f représentent respectivement la densité du fluide et le terme source. v et p correspondent aux inconnues du problème, c'est-à-dire la vitesse et la pression, tandis que τ représente le tenseur des contraintes déviatoriques.

2.1. Lois de comportement

2.1.1. Fluide de Bingham

Un fluide à seuil est un fluide qui s'écoule seulement si les contraintes de cisaillement sont supérieures à une limite τ_0 , appelée également contrainte seuil. Dans le cas contraire, le fluide ne s'écoule pas (le tenseur des vitesses de déformation est nul). Un fluide de Bingham en est un cas particulier, qui s'écoule de manière newtonienne quand les forces appliquées sont supérieures à la contrainte seuil :

$$\tau = 2 \left(\eta_f + \frac{\tau_0}{\|\dot{\epsilon}(u)\|} \right) \dot{\epsilon}(u) \quad \text{si } \|\tau\| > \tau_0 \quad (2)$$

$$\|\dot{\epsilon}(u)\| = 0 \quad \text{si } \|\tau\| \leq \tau_0 \quad (3)$$

η_f et τ_0 correspondent respectivement à la viscosité plastique et à la contrainte seuil.

2.1.2. Rhéologie $\mu(I)$

Le modèle rhéologique représentant le comportement des matériaux granulaires secs est basé sur la loi dite $\mu(I)$ et a été proposé par Jop et al. [1]. On distingue trois types de régimes dans les écoulements de matériaux granulaires : le régime quasi-statique (comportement du matériau similaire à celui d'un solide élastoplastique), le régime collisionnel (milieu très agité ressemblant à un comportement gazeux) et le régime liquide (intermédiaire entre les deux) [2].

Le régime quasi-statique peut être approché de manière phénoménologique par une expression macroscopique traduisant des effets de frottement microscopique. Ainsi, dans le régime quasi-statique, Jop et al. [1] proposent une loi de comportement de type plasticité pure, dépendante de la pression :

$$\tau = \frac{\mu P}{\|\dot{\epsilon}(u)\|} \dot{\epsilon}(u) \quad (4)$$

où μ est un coefficient de frottement, par analogie à la loi de Coulomb dans laquelle la pression P joue le rôle de contrainte normale.

Pour de grands systèmes (comportant de nombreux grains), l'analyse dimensionnelle montre qu'il existe une constante de temps t_{micro} qu'on peut assimiler au temps de chute dans un trou de taille d (diamètre des grains) sous l'effet de la pression de confinement P . En effet, selon Andreotti et al. [3], si nous formulons la loi de Newton suivant l'axe des ordonnées (y), nous obtenons :

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F_y \quad (5)$$

où la masse d'un grain de densité ρ et de diamètre d est approximée par $m = \rho d^3$, où son accélération est

estimée comme $\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{d}{t_{micro}^2}$ et où la force appli-

quée F_y est calculée comme la pression de confinement P multipliée par la surface du grain ($F_y = P d^2$). Nous obtenons donc l'expression de t_{micro} :

$$t_{micro} = \frac{d}{\sqrt{\frac{P}{\rho}}} \quad (6)$$

Lorsque le temps $t_{macro} = \frac{1}{\|\dot{\epsilon}(u)\|}$ (temps mis par un

grain pour se déplacer de son diamètre) est petit, cela signifie que les vitesses de déformation sont importantes et que les grains n'ont pas le temps de

se réarranger. Da Cruz et al. [2] ont montré que dans ce cas la fraction volumique du matériau diminue, tandis que le coefficient de frottement apparent μ augmente [4]. Inversement, si $t_{macro} > t_{micro}$, les vitesses de déformation sont très petites et le comportement va tendre vers un régime quasi-statique, décrit par l'équation (4).

Le nombre inertiel I , qui est défini comme le ratio t_{micro}/t_{macro} , correspond à la transition qualitative entre régimes quasi-statique et collisionnel [3] :

$$I = \frac{\|\dot{\epsilon}(u)\| d}{\sqrt{\frac{P}{\rho}}} \quad (7)$$

Jop et al. [1] ont alors proposé une nouvelle loi de comportement, dite $\mu(I)$:

$$\tau = 2\mu(I) P \frac{\dot{\epsilon}(u)}{\|\dot{\epsilon}(u)\|} \quad (8)$$

$$\text{avec : } \mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_f - \mu_s}{\frac{I_0}{I} + 1} \quad (9)$$

μ_s et μ_f correspondent respectivement aux coefficients de frottement statique et dynamique du matériau granulaire. I_0 est une constante du matériau, qui donne quantitativement la transition entre régimes quasi-statique et collisionnel.

La loi de comportement peut également se formuler sous forme des équations constitutives d'un fluide à seuil :

$$\tau = 2 \left(\eta_f(P, \|\dot{\epsilon}(u)\|) + \frac{\tau_0(P)}{\|\dot{\epsilon}(u)\|} \right) \dot{\epsilon}(u) \quad \text{si } \|\tau\| > \tau_0 \quad (10)$$

$$\|\dot{\epsilon}(u)\| = 0 \quad \text{si } \|\tau\| \leq \tau_0 \quad (11)$$

où $\tau_0(P)$ et $\eta_f(P, \|\dot{\epsilon}(u)\|)$ représentent la contrainte seuil et la viscosité plastique du matériau (dépendants du champ de pression et du taux de cisaillement) et sont définis comme :

$$\tau_0(P) = \mu_s P \quad (12)$$

$$\eta_f(P, \|\dot{\epsilon}(u)\|) = \frac{(\mu_f - \mu_s) P}{\sqrt{\frac{P}{\rho} \frac{I_0}{d} + \|\dot{\epsilon}(u)\|}} \quad (13)$$

2.2 Méthode de résolution

La difficulté dans la résolution des écoulements de ces types de fluide réside dans le fait que le tenseur des contraintes de cisaillement τ n'est pas défini en

dessous du seuil. Afin de prendre en compte la loi de comportement dans les équations de Navier-Stokes, deux types de méthode existent : des méthodes de régularisation, qui consistent à calculer la viscosité effective du fluide complexe afin de rendre compte du comportement du matériau. Frigaard et Nouar [5] donnent une analyse détaillée de tous les types de régularisation. Cependant, ces méthodes ne permettent pas de prédire les arrêts de l'écoulement. Il existe également des méthodes exactes, qui consistent à résoudre un problème de minimisation de l'énergie du système, afin de calculer le tenseur des contraintes de cisaillement en dessous du seuil [6]. Ces méthodes permettent bien de prédire l'arrêt des écoulements, mais peuvent devenir très coûteuses en temps de calcul, si les outils numériques ne sont pas bien appropriés à la résolution de l'écoulement de ces types de fluide.

Dans notre modèle, nous avons décidé d'utiliser une méthode de régularisation de type Bercovier-Engelman [7], c'est-à-dire calculer la viscosité effective du fluide représentatif du matériau granulaire, et de l'injecter directement par la suite dans les équations de Navier-Stokes. Cependant, il est nécessaire de contrôler les valeurs extrêmes afin de limiter les grands sauts de viscosité et d'assurer la convergence des calculs.

Pour un fluide de Bingham, la viscosité effective tend vers l'infini dans les zones non-déformées. Il est nécessaire de contrôler sa valeur maximale. Un paramètre numérique est donc introduit, qui correspond au taux de cisaillement minimal $\dot{\epsilon}_{min}$ (qui sera la valeur à laquelle on considèrera un arrêt de l'écoulement) :

$$\eta_{eff} = \eta_f + \frac{\tau_0}{\sqrt{\|\dot{\epsilon}(u)\|^2 + \dot{\epsilon}_{min}^2}} \quad (14)$$

Pour un fluide dont le comportement suit la loi $\mu(I)$, il devient également nécessaire de contrôler la valeur minimale de la viscosité effective, qui tend vers zéro près de la surface libre. Un paramètre numérique additionnel, correspondant à la viscosité effective minimale η_{min} , est donc introduit. La viscosité effective est ainsi calculée de la manière suivante :

$$\eta_{eff} = \min \left(\eta_{min}, \eta_f(P, \|\dot{\epsilon}(u)\|) + \frac{\tau_0}{\sqrt{\|\dot{\epsilon}(u)\|^2 + \dot{\epsilon}_{min}^2}} \right) \quad (15)$$

D'autres méthodes de régularisation appliquées à la loi $\mu(I)$ sont détaillées par Chauchat et Medale [8].

2.3 Approche multiphasique

Nous considérons un domaine de calcul où sont présents deux fluides (Fig. 1).

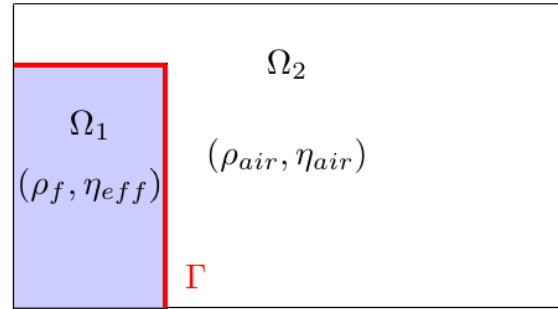


Figure 1. Domaine de calcul d'un problème multiphasique

Leurs propriétés sont très différentes avec des ratios parfois très élevés. Afin de les prendre en compte dans les équations de Navier-Stokes, une loi de mélange linéaire pour les densités et viscosités a été mise en place :

$$\rho = \rho_f H(\alpha) + \rho_{air} (1 - H(\alpha)) \quad (16)$$

$$\eta = \eta_{eff} H(\alpha) + \eta_f (1 - H(\alpha)) \quad (17)$$

α correspond à la fonction distance signée à l'interface : à l'intérieur du fluide représentatif du matériau granulaire, elle sera positive ; à l'extérieur, elle sera négative ; elle sera nulle sur l'interface.

$$\alpha(x) = d(x, \Gamma) \quad \text{si } x \in \Omega_1 \quad (18)$$

$$\alpha(x) = -d(x, \Gamma) \quad \text{si } x \in \Omega_2 \quad (19)$$

$$\alpha(x) = 0 \quad \text{si } x \in \Gamma \quad (20)$$

$H(\alpha)$ représente une approximation de la fonction Heaviside, qui vaut 1 dans Ω_1 , 0 dans Ω_2 , et qui varie linéairement entre ces deux valeurs sur une petite épaisseur autour de l'interface.

De plus, il convient de mettre en place une méthode de capture et de suivi d'interface entre le fluide et l'air environnant. Dans notre modèle, une méthode de type Level-Set a été choisie. Il s'agit de définir à chaque nœud du maillage la fonction distance signée α (appelée également fonction Level-Set) à l'interface [9]. Celle-ci sera définie par l'isovaleur 0 de la fonction Level-Set.

La position de l'interface à chaque instant de l'écoulement est déterminée en résolvant l'équation de transport de la fonction Level-Set :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + v \cdot \nabla \alpha = 0 \quad (21)$$

Cependant, la fonction Level-Set obtenue après la résolution ne conserve plus les propriétés d'une

fonction distance ($\|\nabla\alpha\| \neq 1$). Une étape de réinitialisation est ainsi mise en place et consiste en la résolution de l'équation de Hamilton-Jacobi. Un nouvel espace de temps fictif τ a été défini et l'objectif est de trouver β , nouvelle fonction Level-Set paramétrique pour laquelle l'étape de réinitialisation doit être effectuée.

$$\frac{\partial\beta}{\partial t} + s(\beta)(1 - |\nabla\beta|) = 0 \quad (22)$$

Pour la robustesse des calculs, la fonction Level-Set a été tronquée aux alentours de l'interface et est remplacée par une fonction aux niveaux tangente hyperbolique $\tilde{\alpha}$, comme l'illustre la Figure 2 :

$$\tilde{\alpha} = e + E \tanh \frac{\alpha - e}{E} \quad \text{si } \alpha < -e \quad (23)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha \quad \text{si } |\alpha| \leq e \quad (24)$$

$$\tilde{\alpha} = -e + E \tanh \frac{\alpha + e}{E} \quad \text{si } \alpha > e \quad (25)$$

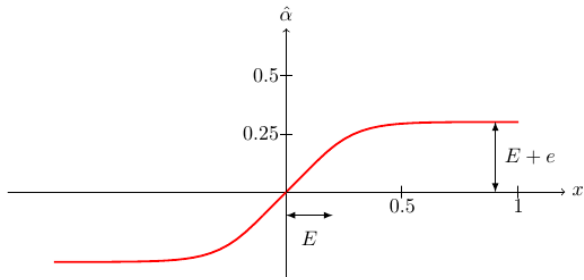


Figure 2. Courbe représentative de la fonction de filtrage de la Level-Set

Deux paramètres numériques sont introduits dans la formulation (e et E), qui représentent des épaisseurs définissant la nouvelle fonction Level-Set et qui sont fonction de la taille de maille (typiquement, $E + e$ doit être supérieur à 2 tailles de maille).

En couplant équation de transport et réinitialisation et en effectuant certains réarrangements, nous obtenons l'équation suivante, permettant de déterminer la position de l'interface au cours du temps [10] :

$$\frac{\partial\tilde{\alpha}}{\partial t} + (v + \lambda U) \cdot |\nabla\tilde{\alpha}| = \lambda s(\tilde{\alpha}) \left[1 - \left(\frac{\tilde{\alpha} - e}{E} \right)^2 \right] \quad \text{si } \tilde{\alpha} > e \quad (26)$$

$$\frac{\partial\tilde{\alpha}}{\partial t} + (v + \lambda U) \cdot |\nabla\tilde{\alpha}| = \lambda s(\tilde{\alpha}) \quad \text{si } \tilde{\alpha} \leq e \quad (27)$$

$$\frac{\partial\tilde{\alpha}}{\partial t} + (v + \lambda U) \cdot |\nabla\tilde{\alpha}| = \lambda s(\tilde{\alpha}) \left[1 - \left(\frac{\tilde{\alpha} + e}{E} \right)^2 \right] \quad \text{si } \tilde{\alpha} < -e \quad (28)$$

où $\lambda = \frac{h_{min}}{\Delta t}$, $U = \frac{s(\tilde{\alpha})\nabla\tilde{\alpha}}{|\nabla\tilde{\alpha}|}$, $s(\tilde{\alpha})$ représente le signe

de $\tilde{\alpha}$ et où h_{min} représente la taille de maille minimale. Le terme non-linéaire du membre de droite est résolu explicitement.

3. Validation du modèle : écoulement de barrage

3.1. Présentation du problème d'écoulement de barrage

Le cas d'écroulement de barrage 2D a été mis en place afin de valider le modèle numérique. Il consiste en une colonne rectangulaire de matériau granulaire de hauteur h et de largeur l , initialement au repos, comme l'illustre la Figure 3. L'écroulement de la colonne s'effectue uniquement sous l'effet de la gravité.

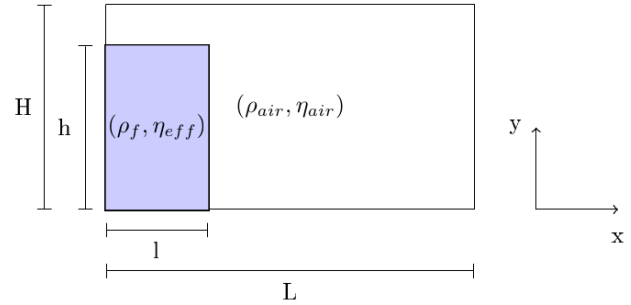


Figure 3. Problème d'écroulement de barrage

Des conditions aux limites collantes ont été imposées sur la paroi du bas ($v = 0$). Afin que le mouillage de la paroi s'effectue correctement lors de l'écoulement, une épaisseur ε fonction de la taille de maille a été définie. Si le fluide se trouve à une distance ε de l'interface, nous imposons des conditions de Neumann à cet endroit afin qu'il glisse sur la paroi du bas. Des conditions de symétrie ($v_y = 0$) ont été imposées sur le bord gauche.

Pour limiter les coûts de calcul tout en améliorant la précision, le maillage a été adapté de manière anisotrope suivant certains critères physiques : à l'interface, afin qu'elle soit mieux représentée, mais également suivant le champ de vitesse afin de bien capturer la physique du problème. L'objectif de cette méthode consiste à raffiner le maillage dans les zones à fortes variations de gradient et à le déraffiner là où elles sont faibles, tout en conservant le même nombre de nœuds. Plus de détails sur la méthode utilisée sont présentés dans la référence [11]. De plus, une méthode variationnelle multi-échelles (VMS) a été utilisée pour la résolution des équations

de Navier-Stokes afin de considérer de grands sauts entre les propriétés des différents fluides [12].

3.2. Méthode de comparaison

Pour la validation du modèle, nous considérerons deux fluides, correspondant aux deux types de comportement des matériaux granulaires. Afin de comparer la manière dont ils s'écoulent, il convient de dimensionner le problème de la même façon. Pour cela, nous nous basons sur l'écoulement de Bagnold.

Le cas du profil de Bagnold est un cas test classique pour la validation de l'écoulement des matériaux granulaires. Il consiste en une pente inclinée d'un angle α sur laquelle s'écoule indéfiniment un fluide, par gravité. Le domaine de calcul de ce type d'écoulement est décrit sur la Figure 4. La paroi du bas correspond à la surface sur laquelle s'écoule le fluide ($v = 0$), et est distante d'une hauteur l du bord supérieur, qui représente la surface libre ($P = 0$).

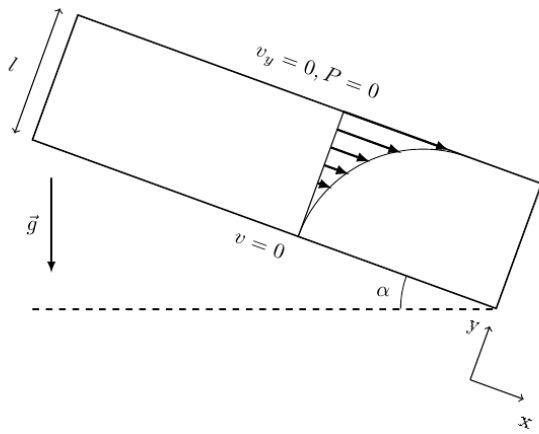


Figure 4. Illustration du problème d'écoulement de Bagnold

Pour mener une comparaison cohérente entre l'écoulement de deux fluides dont le comportement diffère, nous considérons que le débit et l'angle d'arrêt doivent être les mêmes pour un profil de Bagnold donné. Ainsi, pour des paramètres donnés de la loi de comportement $\mu(I)$, il convient de choisir les caractéristiques du fluide de Bingham adéquates afin que la comparaison de leur écoulement soit significative.

Pour un profil de Bagnold et un matériau granulaire sec (de rhéologie $\mu(I)$) donné, le débit q^J est donné par :

$$q^J = \frac{3}{5} v_{max}^J l \quad (29)$$

où v_{max}^J correspond à la vitesse maximale du fluide dont la loi de comportement est de type $\mu(I)$.

Pour un fluide de Bingham, le débit q^B est égal à :

$$q^B = v_{max}^B \left(l - \frac{y_0}{3} \right) \quad (30)$$

où v_{max}^B correspond à la vitesse maximale du fluide de Bingham considéré et y_0 à la hauteur à partir de laquelle les vitesses de déformation sont nulles.

En considérant que les débits des deux types de fluide sont égaux pour un profil de Bagnold donné, nous pouvons en déduire la viscosité plastique du fluide de Bingham η_f à partir des caractéristiques du matériau granulaire sec :

$$\eta_f = \frac{\rho_f g \sin \alpha y_0^2 \left(l - \frac{y_0}{3} \right)}{2q^J} \quad (31)$$

Pour comparer l'écoulement de ces deux fluides sur le cas d'écroulement de barrage, il s'agit de choisir des grandeurs caractéristiques cohérentes pour le calcul de η_f . Par la suite, nous considérerons l comme le rayon de la colonne de fluide et $\alpha = \tan \frac{h}{l}$.

3.3 Résultats

Dans un premier temps, nous avons considéré que le matériau granulaire est chargé de liquide, c'est-à-dire qu'il se comporte comme un fluide à seuil (Bingham). Dans le cas de ce type d'écoulement, le nombre de Bingham, nombre adimensionnel régissant le système, représente le ratio entre contrainte seuil et contraintes visqueuses et est défini de la manière suivante [13] :

$$Bn = \frac{\tau_0}{\rho_f g h \alpha} \quad (32)$$

Pour le fluide suivant la loi de comportement $\mu(I)$, les propriétés matériaux considérées sont celles de la référence [1]. Ainsi, $\rho_f = 2500 \text{ kg/m}^3$, $I_0 = 0,279$, $\mu_s = 0,38$, $\Delta\mu = 0,26$ et $d = 5,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Le ratio entre hauteur et longueur de la colonne de fluide ($a = \frac{h}{l}$) est pris ici égal à 5.

Pour le fluide suivant une loi de comportement de type Bingham, les propriétés équivalentes sont, après calcul, $\tau_0 = 435,6 \text{ Pa}$ et $\eta_f = 3,4 \text{ Pa.s}$.

De plus, le ratio entre densité/viscosité de l'air et du fluide est pris suffisamment grand afin que l'air environnant n'ait pas d'influence sur la manière dont va s'écouler le fluide de Bingham.

La Figure 5 illustre le maillage adapté initialement, selon le champ Level-Set tronqué autour de l'interface. Le principe consiste à remailler un certain nombre de fois, afin que les éléments soient très fins et étirés dans la direction de l'interface, ce qui nous permet d'avoir une interface précise et un champ Level-Set filtré lissé.

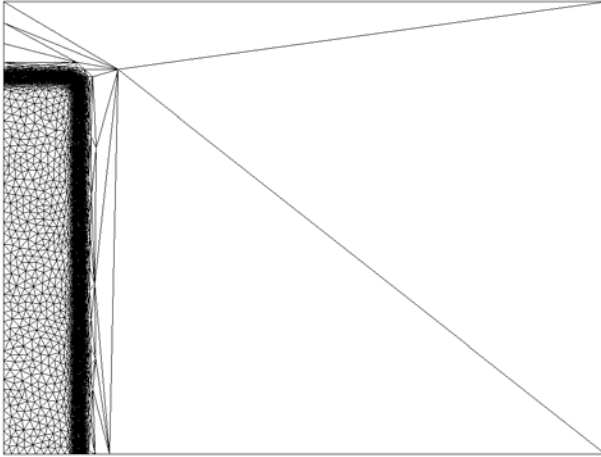
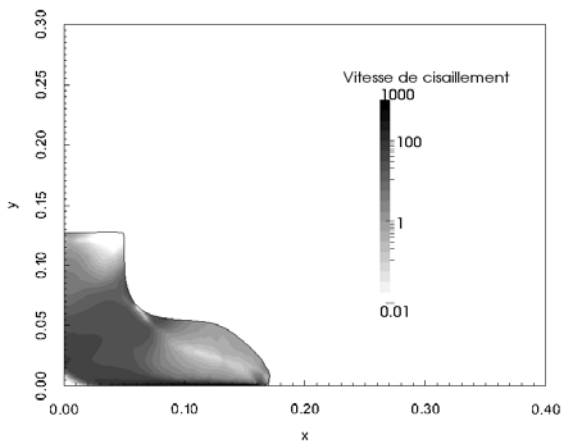
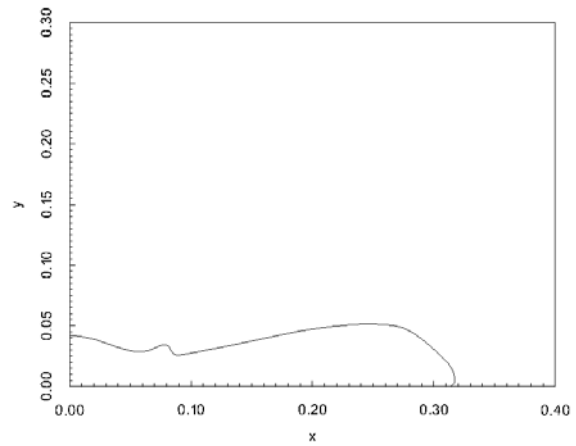


Figure 5. Maillage du domaine et position de la colonne au temps initial pour les deux problèmes d'écroulement de barrage

La Figure 6 illustre le taux de cisaillement d'un fluide de Bingham, dont les propriétés sont exposées ci-dessus, pendant l'écoulement et à l'arrêt. Nous observons que le fluide résiste à l'écoulement et que le coin de la colonne est conservé jusqu'à un certain temps, avant de disparaître complètement. Pendant l'écoulement, il correspond donc à une zone non déformée, se déplaçant en masse avec le reste du fluide. A partir d'un certain temps, le fluide arrête de s'écouler et le taux de cisaillement devient inférieur au paramètre de régularisation $\dot{\epsilon}_{min}$. Cela signifie que les contraintes de cisaillement sont inférieures à la contrainte seuil.



(a)



(b)

Figure 6. Ecoulement de barrage d'un fluide de Bingham. (a) taux de cisaillement à $t = 0,19$ s et (b) à l'arrêt (Propriétés : $\tau_0 = 435,586$ Pa et $\eta_f = 3,4$ Pa.s)

Finalement, nous remarquons sur la Figure 7 que le maillage, adapté de manière anisotrope, suit très précisément l'interface entre les deux fluides au cours du temps.

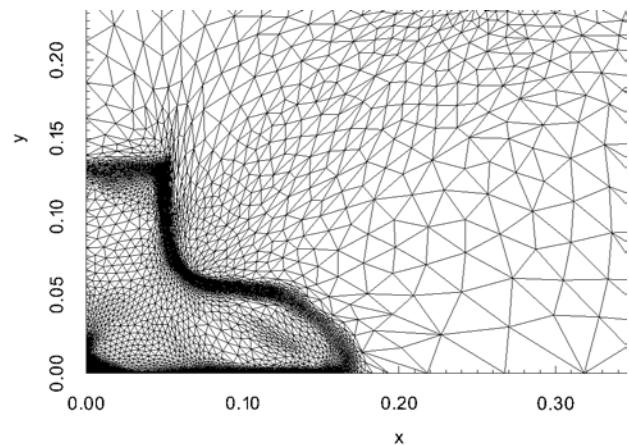


Figure 7. Zoom sur le maillage adaptatif anisotrope autour du matériau granulaire à $t = 0,19$ s

La Figure 8 illustre le champ de vitesse pendant l'écoulement. L'écoulement de ce type de fluide s'effectue par le bas, entraînant tout le haut de la colonne dans sa chute.

Si nous augmentons la valeur du nombre de Bingham initial du fluide, c'est-à-dire la contrainte seuil, le fluide résiste d'avantage à l'écoulement. En effet, comme l'illustre la Figure 9, les zones non déformées sont plus nombreuses, conservent le coin de la colonne pendant l'écoulement, et ce jusqu'à l'arrêt du fluide.

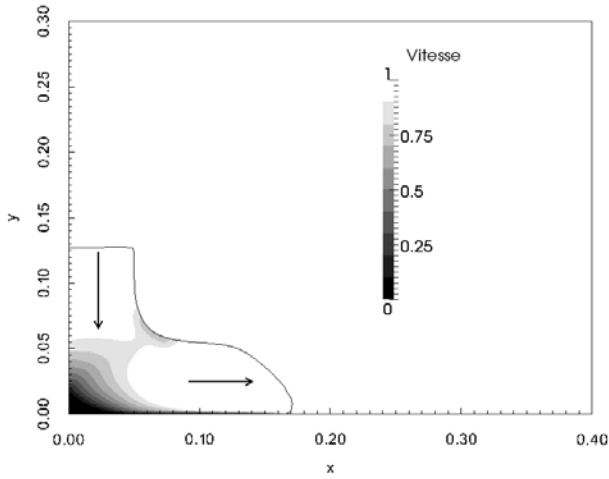


Figure 8. Champ de vitesse à $t = 0,19$ s d'un fluide de Bingham ($\tau_0 = 435,6$ Pa et $\eta_f = 3,4$ Pa.s)

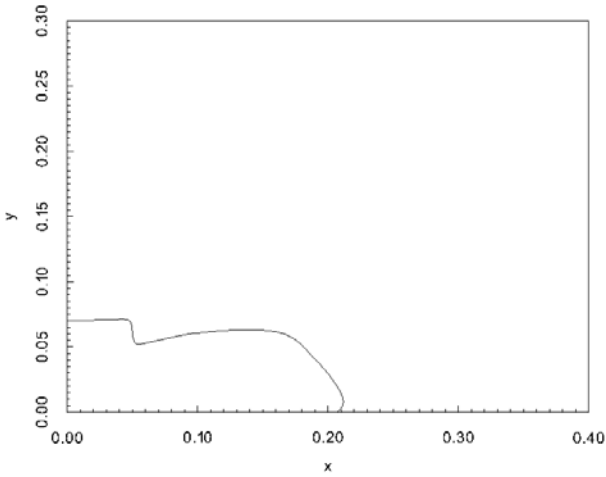


Figure 9. Forme finale de l'éroulement de barrage d'un fluide de Bingham ($\tau_0 = 871,2$ Pa et $\eta_f = 3,4$ Pa.s)

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à l'écoulement de matériaux granulaires suivant la loi de comportement $\mu(I)$ [14]. Les mêmes propriétés matériaux que dans la référence [1] ont été considérées. La Figure 10 illustre le taux de cisaillement ainsi que la position de l'interface au cours du temps, pendant l'écoulement ainsi qu'à l'arrêt. Plus nous nous approchons de la surface libre (pression nulle), plus la viscosité effective va tendre vers celle du fluide environnant et plus le taux de cisaillement va être petit, comme le décrit la loi de comportement. A l'état final, le fluide a donc une forme conique. La Figure 11 illustre le champ de vitesse à l'intérieur du même matériaux granulaires. Plus nous nous approcherons de la surface libre et plus l'écoulement du fluide s'effectuera rapidement, puisque la viscosité effective devient de plus en plus faible.

Enfin, si le matériaux granulaires possède un coefficient de frottement statique plus élevé, cela signifie

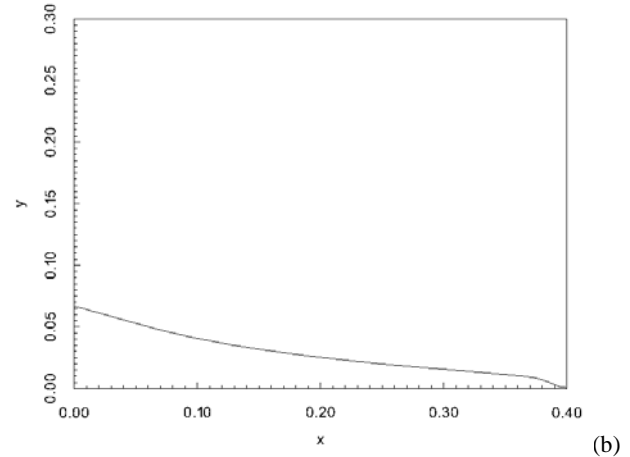
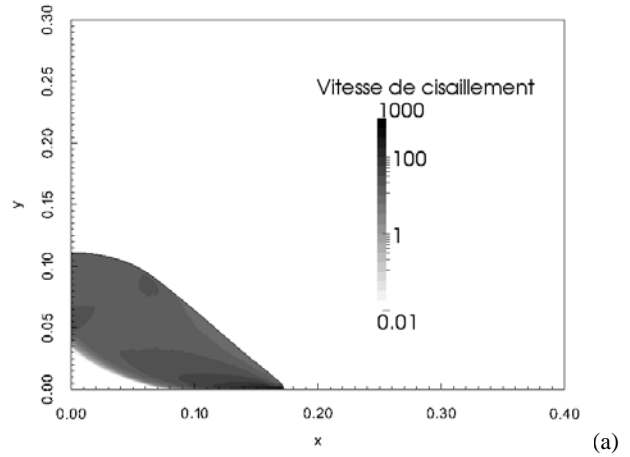


Figure 10. Taux de cisaillement et position de l'interface pour le cas d'éroulement de barrage d'un matériaux granulaires suivant la loi $\mu(I)$   $t = 0,19$ s (a) et au temps final (b)

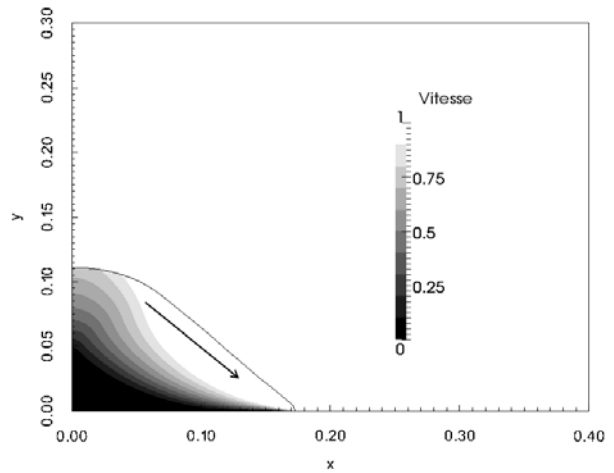


Figure 11. Champ de vitesse pour le cas d'éroulement de barrage d'un matériaux granulaires suivant la loi $\mu(I)$ ($\mu_s = 0,38$ et $\Delta\mu = 0,26$)

que la contrainte seuil du matériaux est plus élevée également, ce qui implique que les contraintes de cisaillement seront plus rapidement inférieures à la contrainte seuil. De ce constat, il se bloquera plus rapidement, ce qu'illustre la Figure 12.

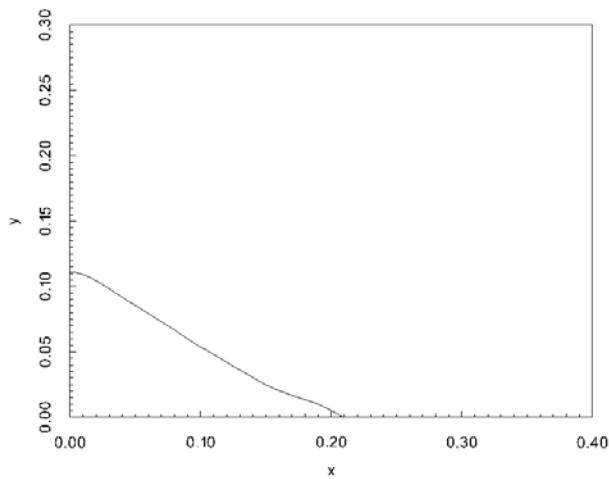


Figure 12. Forme finale du matériau granulaire obtenue après l'écoulement, pour $\mu_s = 0,76$ et $\Delta\mu = 0,26$

Dans ce cas, l'écoulement s'effectue donc par le haut, contrairement au fluide de Bingham. Le comportement d'un matériau granulaire peut donc changer totalement suivant qu'il est chargé de liquide (écroulement par le bas) ou qu'il ne l'est pas (écroulement par le haut).

4. Conclusion

Ce travail a pour objectif de simuler l'effondrement d'une colonne d'un matériau granulaire sous l'effet de son poids grâce à des outils numériques performants.

Deux types de comportement sont envisagés : fluide à seuil (Bingham) et fluide inspiré de la rhéologie des matériaux granulaires [1]. La simulation numérique s'effectue par la résolution des équations de Navier-Stokes, basée sur une méthode variationnelle multi-échelles. Afin de prendre en compte les équations du comportement, une méthode de régularisation de type Bercovier-Engelman est utilisée, qui consiste à calculer la viscosité effective du fluide non-newtonien. L'interface entre les différents milieux est capturée en utilisant une méthode Level-Set basée sur l'auto-réinitialisation. L'adaptation de maillage anisotrope nous permet de gagner en précision, tout en optimisant les temps de calcul.

La validation du modèle a été effectuée pour le cas d'écroulement de barrage pour les deux types de matériaux. Ils présentent des comportements drastiquement différents, bien que ce soit tous deux des matériaux granulaires : le fluide à seuil (matériau granulaire chargé de liquide) s'effondre par le bas, tandis que le matériau granulaire sec s'écoulera d'autant plus vite que l'on s'approchera de la surface libre.

Références

- [1] P. Jop, O. Pouliquen, Y. Forterre, A new constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441, 727-730 (2006).
- [2] F. da Cruz, S. Emam, M. Prochnow, J.N. Roux, F. Chevoir, Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E*, 72 021309 (2005).
- [3] B. Andreotti, Y. Forterre, O. Pouliquen, *Les milieux granulaires Entre fluide et solide*. EDP Sciences, Paris (2011).
- [4] L. Lacaze, R.R. Kerswell, Axisymmetric granular collapse: A transient 3D flow test of viscoplasticity. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 108305 (2009).
- [5] I.A. Frigaard, C. Nouar, On the usage of viscosity regularization methods for viscoplastic fluid flow computation. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 127, 1-26 (2005).
- [6] N. Roquet, P.Saramito, An adaptive finite element method for Bingham fluid flows around a cylinder. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 192, 3317-3341 (2003).
- [7] M. Bercovier, M. Engelman, A finite-element method for incompressible non-Newtonian flows. *J. Comput. Phys.*, 36, 313-326 (1980).
- [8] J. Chauchat, M. Medale, A three-dimensional numerical model for dense granular flows based on the $\mu(I)$ rheology. *J. Comput. Phys.*, 256, 696-712 (2013).
- [9] S.J. Osher, J.A. Sethian, Fronts propagating with curvature dependent speed: algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *J. Comput. Phys.*, 79 12-49 (1988).
- [10] G. François, *Éléments finis stabilisés pour le remplissage en fonderie à haut Reynolds*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris (2011).
- [11] T. Coupez, E. Hachem, Solution of high-Reynolds incompressible flow with stabilized finite element and adaptive anisotropic meshing. *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 267, 65-85 (2013).
- [12] E. Hachem, B. Rivaux, T. Kloczko, H. Digonnet, T. Coupez, Stabilized finite element method for incompressible flows with high Reynolds number. *J. Comput. Phys.*, 229, 8643-8665 (2010).
- [13] G.P. Matson, A.J. Hogg, Two-dimensional dam break flows of Herschel-Bulkley fluids: the approach to the arrested state. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 142, 79-94 (2007).
- [14] I. R. Ionescu, A. Mangeney, F. Bouchut, Viscoplastic modelling of granular column collapse with pressure dependent rheology. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 219, 1-18 (2015).

[Abridged English version]

Direct simulation of dam-break problems: application to granular materials

Dam-breaks problems, which consist in a fluid column falling due to gravity, are classical benchmarks for several applications, from geophysics to industrial problematics. This work focuses on granular material flow, whose behavior may change drastically following the introduced volume fraction of liquid. Indeed, adding a slight amount of liquid induces additional attractive forces due to capillarity bridges, and turns its behavior into a yield stress fluid (Bingham). This work aims to use and develop performing numerical tools allowing to simulate the dam-break of granular materials, from pressure-dependent fluid (dry) to yield stress fluid (wet).