

# 'Venting' dans un milieu granulaire immergé

Valérie Vidal, Germán Varas & Jean-Christophe Géminard

Laboratoire de Physique, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure de Lyon - CNRS

46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France

valerie.vidal@ens-lyon.fr

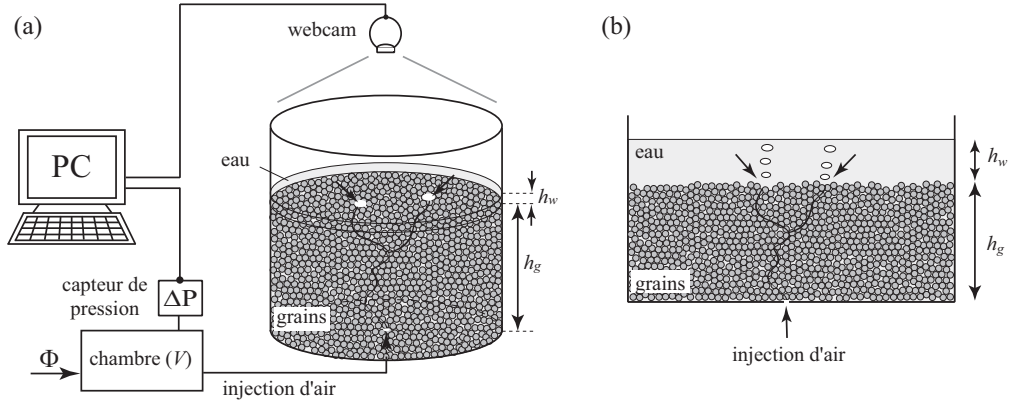
**Résumé.** L'émission de gaz ou de fluides en surface des sédiments, dans les fonds océaniques, est un phénomène répandu, connu sous le nom de '*venting*'. La dynamique de ces systèmes, cependant, reste encore mal connue, en particulier dans le cas de gaz remontant à travers la couche sédimentaire, où trois phases sont mises en jeu (gaz, eau, grains). Nous présentons ici l'étude expérimentale de ce phénomène qui a permis de caractériser, en laboratoire, la dynamique de remontée et d'émission de gaz dans un milieu granulaire immergé, lorsque de l'air est injecté de manière ponctuelle à la base d'un tel système. Dans un système 3D (cuve cylindrique), nous avons caractérisé la distribution des émissions de gaz en surface du milieu. Dans un système 2D (cellule de Hele-Shaw), nous avons effectué une analyse des chemins explorés lors de la remontée de l'air. Un modèle analytique simple permet d'expliquer, aux temps longs, la géométrie de la zone fluidifiée comme un phénomène de diffusion [1]. Enfin, nous présentons des résultats numériques préliminaires, en 2D, sur l'évolution de la géométrie de la zone fluidifiée lorsque l'on change le paramètre de contrôle,  $\chi$ , qui prend en compte la gravité et la taille des grains.

**Abstract.** Gas or fluid venting at the surface of sediments, on the seafloor, is a widely recognized phenomenon. Its dynamics, however, still remain unconstrained, in particular in the case of three phase systems (gas, water, grains), when gas rises through the sedimentary layer. Here we present laboratory experiments, which aim at characterizing this phenomenon. Air is injected punctually at the base of an immersed granular layer, and we study the dynamics of gas rising through the medium, and its subsequent emission at the surface. In a 3D experiment (cylindrical tank), we characterized the gas emission distribution at the surface of the immersed granular layer. In a 2D experiment (Hele-Shaw cell), we analyzed the paths explored by the gas rising through the system. A simple analytical model can explain, at long times, the geometry of the fluidized zone as a diffusion phenomenon [1]. Finally, we present preliminary numerical results, in 2D, describing the evolution of the fluidized zone when changing the control parameter,  $\chi$ , which takes into account the gravity and the grain size.

## 1 Introduction

Le terme '*venting*' désigne l'émission de gaz ou, plus généralement, de fluides à travers un terrain quelconque (sol, sédiments marins, etc.). Il inclut des exemples de phénomènes naturels tels que les complexes hydrothermaux (e.g. bassin de Karoo, Afrique du Sud) [2], les '*pockmarks*' (émission de carbonates) au large de la Norvège [3], les diatrèmes de kimberlite (gisements de diamants en Afrique du Sud et au Bostwana) [4] ou les volcans de boue (Azerbaïdjan) [5]. Dans les fonds océaniques, les gaz émis sont principalement des hydrocarbures, dont l'extraction présente des intérêts économiques évidents [6,7]. D'un point de vue biologique, l'écosystème des fonds marins près de ces points d'émission bénéficie d'un environnement privilégié pour se développer, grâce aux minéraux apportés par ces émissions [8]. D'un point de vue géophysique, enfin, la compréhension des régimes d'écoulement de fluide à travers une couche de sédiments est fondamentale, car ils déterminent, par exemple, les conditions de liquéfaction des sols (glissements de terrain) ou les éruptions de boue [6,9].

La formation d'instabilités lors d'écoulement de fluide dans une couche de grains immergés (système diphasique) a largement été étudiée, tant du point de vue physique que géophysique [10,11,12]. Ces études ont montré que les canaux formés à travers la couche de grains ne sont pas stationnaires, mais migrent au cours du temps [13], formant des morphologies complexes, représentatives de la dynamique de '*venting*'. Aux temps longs, la migration de ces canaux fluidifie la région autour du point d'émission de gaz, pouvant éventuellement conduire à des instabilités massives dans des sols saturés en eau [10].



**Figure 1.** Schéma du montage expérimental (a) 3D ou (b) 2D. On injecte de l'air à débit constant  $\Phi$ , via une chambre de volume  $V$ , en base d'une couche de granulaire immergée, et on observe la dynamique du système.  $h_g$  et  $h_w$  indiquent la hauteur de grains et la hauteur d'eau au-dessus du lit granulaire, respectivement. Dans certaines séries d'expériences, on enregistre la surpression  $\Delta P$  dans la chambre au cours du temps. Les flèches noires indiquent le(s) point(s) de sortie de l'air en surface du lit granulaire. En 2D, la webcam est placée face à la cellule expérimentale.

Les systèmes triphasiques (solide, liquide et gaz) ont une dynamique encore plus complexe qui, à l'heure actuelle, n'est pas encore entièrement caractérisée. Par exemple, dans un milieu poreux bidimensionnel, non altéré par le passage du gaz, on observe une transition dans la morphologie du front d'invasion [14]. Dans un milieu granulaire immergé non contraint, pour un débit de gaz suffisamment grand, les grains peuvent se déplacer au passage du gaz [15]. On observe dans ce cas trois régimes différents : une émission quasi-périodique de bulles à travers le milieu ; la formation d'un canal stable, reliant le point d'émission du gaz à la surface libre de la couche granulaire, par lequel le gaz s'échappe continuellement ; ou un régime intermittent, correspondant à une alternance spontanée du système entre les deux régimes précédents [15,16,17]. Nous présentons ici les résultats associés à l'étude expérimentale, analytique et numérique de la dynamique de remontée et d'émission de gaz dans un milieu granulaire immergé, lorsque de l'air est injecté de manière ponctuelle à la base d'un tel système.

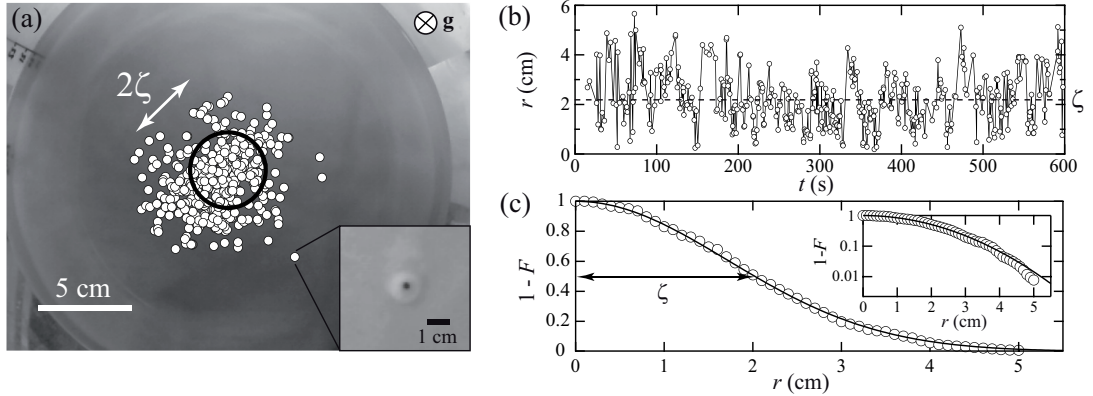
## 2 Etude expérimentale

### 2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (Fig. 1) est identique dans le cas d'une cellule 2D (plaques de verre  $40 \times 30$  cm, gap 2 mm) ou 3D (cylindre de plexiglas de diamètre 24 cm) On injecte de l'air à débit constant  $\Phi$ , via une chambre de volume  $V$ , en base de la couche de granulaire immergée par un système de valve et capillaire ( $\Phi$  entre 1.5 et 4.3 mL/s) ou par un contrôleur de débit (Bronkhorst, Mass-Stream Series D-5111,  $\Phi$  entre 0.17 et 1.74 mL/s). Les grains utilisés sont des billes de verre sphériques (USF Matrasur) tamisées (diamètres typiques 100–125, 200–250, 250–425 ou 400–500  $\mu\text{m}$ ). Un capteur de pression (MKS Instruments, 223 BD-00010 AB), connecté à une carte d'acquisition (National Instruments, PCI-6251) enregistre la surpression  $\Delta P$  dans la chambre (sensibilité  $\sim 10$  Pa). Un plan lumineux (Just NormLicht, Classic Line) placé derrière la cellule expérimentale assure un éclairage homogène. La dynamique de remontée et/ou d'émission des bulles en surface est observée par une webcam Logitech QuickCam Express (expérience 2D) ou Logitech QuickCam S7500 (expérience 3D).

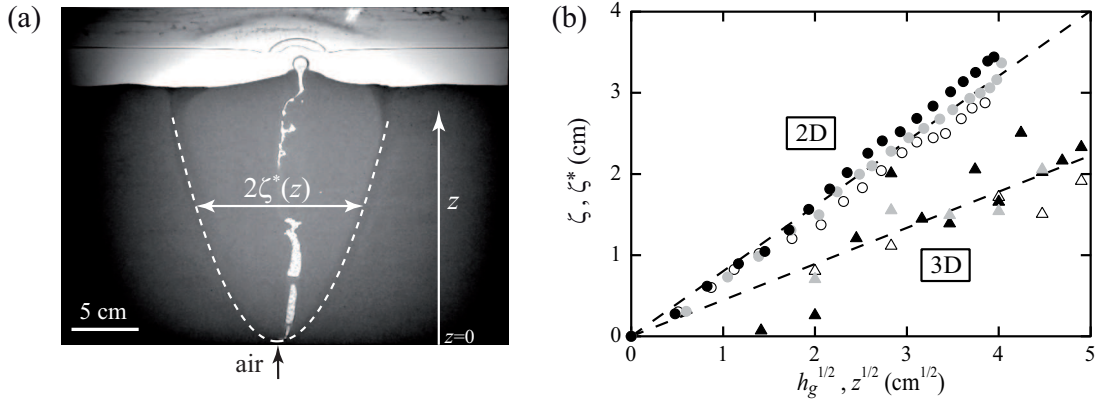
### 2.2 En 3D : Localisation des émissions de bulles

Au cours de la durée typique d'une acquisition (10 min), plusieurs centaines de bulles sont émises. Bien que l'air soit injecté au centre de la cellule (Fig. 1a), on observe, au cours du temps, que les bulles émises



**Figure 2.** (a) Localisation des points d'émission successifs du gaz en surface (cercles blancs). 50% des bulles sont émises à l'intérieur du cercle de rayon  $\zeta$  (en noir). *Insert* : Zoom sur une émission de bulle. (b) Distance au centre à laquelle les bulles sont émises, en fonction du temps. (c) La complémentaire  $(1 - F)$  de la probabilité cumulée  $F(r)$  suit une loi gaussienne (ligne noire, fit).  $\zeta$  est la demi-largeur à mi-hauteur. *Insert* : graphe log-lin des données (cercles blancs) et du fit gaussien (ligne noire) [ $d = 250\text{--}425 \mu\text{m}$ ,  $\Phi = 3 \text{ mL/s}$ ,  $h_g = 20 \text{ cm}$ ].

en surface explorent une région donnée (Fig. 2a). L'analyse des images permet d'obtenir l'évolution de la distance  $r$  des bulles au centre (Fig. 2b). On définit la probabilité cumulée  $F(r) \equiv \int_0^r p(u) du$ , où  $p(r)$  est la probabilité qu'une bulle se trouve à la distance  $r$  du centre. On trouve que la complémentaire  $(1 - F(r))$  de la probabilité cumulée peut être décrite par une loi gaussienne (Fig. 2c). On peut alors définir la taille caractéristique  $\zeta$  de la région explorée par les bulles par  $F(\zeta) = 1/2$  (Fig. 2c). En d'autres termes, 50% des bulles sont émises à l'intérieur du cercle de rayon  $\zeta$ , centré à la verticale du point d'injection. Lorsque l'on fait varier la hauteur de la couche de grains  $h_g$ , on trouve que les données sont compatibles avec la loi d'échelle empirique  $\zeta \propto \sqrt{h_g}$ , qui ne dépend pas significativement de  $\Phi$  (Fig. 3b).



**Figure 3.** (a) Morphologie de la zone fluidifiée (contour en traits blancs pointillés, déterminé par analyse d'images et interpolé par une fonction parabolique).  $2\zeta^*(z)$  indique la taille caractéristique, à l'altitude  $z$ , de la région explorée par l'air en régime stationnaire [ $h_g = 22 \text{ cm}$ ,  $h_w = 2 \text{ cm}$ ,  $d = 250\text{--}425 \mu\text{m}$ ,  $\Phi = 2.17 \text{ mL/s}$ ]. (b) Taille caractéristique  $\zeta$  vs.  $\sqrt{h_g}$  (3D, triangles) et  $\zeta^*$  vs.  $\sqrt{z}$  (2D, cercles) [Couleur,  $\Phi$  (mL/s) : blanc, 1.0; gris, 2.0; noir, 3.0 (expérience 3D); blanc, 0.4; gris, 0.9; noir, 1.3 (expérience 2D);  $d = 250\text{--}425 \mu\text{m}$ ].

### 2.3 En 2D : Morphologie de la zone fluidifiée

Afin de pouvoir observer les chemins suivis par l'air à travers le milieu granulaire immergé, nous avons réalisé la même expérience, en 2D (Fig. 1b). Aux temps longs, on observe la formation d'une zone fluidifiée, clairement visible sur les images (Fig. 3a). Au lieu de déterminer, comme en 3D, les points d'émission pour chaque bulle, on détermine, pour une grande hauteur de grains  $h_g$ , la taille caractéristique  $\zeta^*(z)$  de la zone fluidifiée en fonction de l'altitude  $z$  (Fig. 3a).  $\zeta^*$  et  $\zeta$  sont comparables si l'on suppose que les chemins suivis par l'air dans le milieu ne sont sensibles qu'aux variations locales (e.g. polydispersité ou compaction), et non à la hauteur de la couche au-dessus. Cette hypothèse est vérifiée expérimentalement. En 2D, une seule expérience permet donc d'avoir accès à l'évolution de la taille caractéristique  $\zeta^*$  de la zone explorée en fonction de la hauteur de grains (ici, de l'altitude  $z$ ). On trouve que  $\zeta^* \propto \sqrt{z}$ , de nouveau indépendamment du débit injecté  $\Phi$  (Fig. 3b). La différence de pente entre les résultats 2D et 3D est due d'une part, au facteur géométrique inhérent au changement de dimension, et d'autre part, à la différence entre les définitions de  $\zeta$  (taille typique, définie statistiquement) et  $\zeta^*$  (largeur maximale de la zone explorée par l'air).

## 3 Modèle analytique

Afin d'expliquer les résultats précédents, nous avons développé un modèle analytique 2D qui permet de rendre compte de la variation de  $\zeta$  en fonction de la hauteur de la couche de grains  $h_g$ . L'air se propage dans le milieu selon une règle simple : un chemin déjà établi jusqu'à une altitude donnée continue sa remontée vers la surface en passant entre les grains dans la direction associée à la plus faible surpression capillaire. C'est donc la répartition de ces surpressions dans le milieu qui va déterminer le chemin suivi par l'air.

Notre modèle, dans un esprit de simplicité, considère un réseau carré bidimensionnel. Afin de prendre en compte le réarrangement local des grains, on suppose que les surpressions capillaires associées avec les directions possibles de l'air vers  $x < 0$  ( $\delta P_-$ ),  $x > 0$  ( $\delta P_+$ ) et  $z > 0$  ( $\delta P_z$ ), où  $x$  et  $z$  dénotent l'axe horizontal et vertical, respectivement, sont distribuées aléatoirement autour d'une valeur typique  $\delta P_c$ . Dû à la différence de pression hydrostatique  $\delta P_g$  ( $\delta P_g \simeq \rho g d/2$ , où  $d$  est la taille d'un grain) entre les chemins dans le plan horizontal et celui vers le haut, le chemin vers le haut (probabilité  $p_z$ ) est favorisé. La propagation vers le haut aura lieu si  $(\delta P_z - \delta P_g)$  est plus petite que  $\delta P_-$  et  $\delta P_+$ . On peut considérer que l'air va se déplacer  $N$  fois à gauche et à droite avant de se propager vers le haut, avec  $N \sim 1/p_z - 1$ . Le déplacement carré moyen associé avec un déplacement vertical typique de l'ordre de la taille d'un grain  $d$  peut être estimé comme  $\langle \delta x^2 \rangle \sim N d^2$ . En moyenne, la distance latérale  $\zeta^*$  entre le chemin parcouru par l'air et la verticale du point d'injection, à l'altitude  $z$ , est donnée par

$$\zeta^* \sim \sqrt{D z}, \quad (1)$$

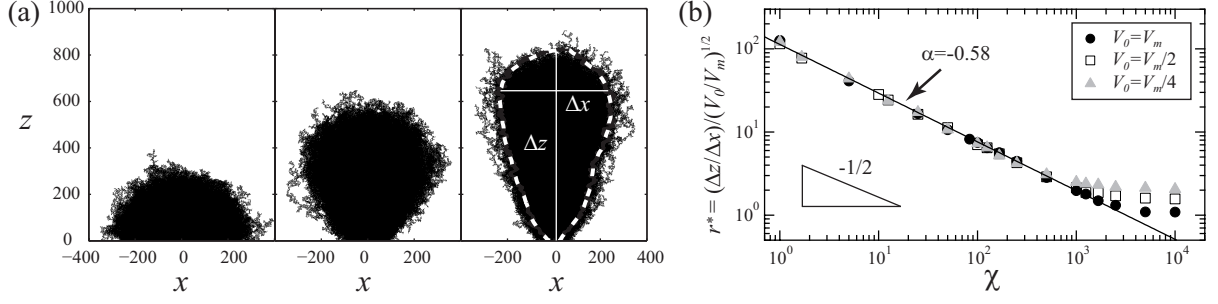
où  $D \sim d(1 - p_z)/p_z$ . C'est donc un processus de diffusion qui permet de rendre compte de la dépendance de  $\zeta^*$  en  $z$  (ou, de manière équivalente, de  $\zeta$  en  $h_g$ ). La détermination de la dépendance du coefficient de diffusion  $D$  en fonction des paramètres du problème nécessite une hypothèse sur la distribution des surpressions dans le système. Une distribution gaussienne (expérimentalement plausible) montre que le paramètre unique, sans dimension, qui contrôle la dynamique du système est le suivant :

$$\chi = \frac{2\sigma_p}{\rho g d}, \quad (2)$$

où  $\sigma_p$  est la largeur de la distribution. On peut aussi exprimer  $\chi$  sous la forme  $\chi \sim 2\omega\gamma/\rho g d^2$ , où  $\omega$  est la variation typique de la taille des pores, et  $\gamma$  la tension de surface de l'eau [1].

## 4 Invasion du milieu : étude numérique

Lors d'une étude précédente, nous avons montré que l'air injecté pouvait traverser le milieu de deux façons différentes : soit en percolant à travers la couche granulaire, soit en la fracturant [15]. Expérimentalement, on observe que la morphologie de la zone fluidifiée aux temps longs est indépendante du régime



**Figure 4.** (a) Géométrie de la zone explorée par l'air (superposition de 2000 chemins calculés numériquement) à volume fixé ( $V_0 = V_m$ ) pour (de gauche à droite)  $\chi = \infty$ ,  $\chi = 250$  et  $\chi = 100$ . Pour chaque jeu de paramètres, on détermine la géométrie de la zone explorée (ligne en pointillés), ainsi que ses dimensions caractéristiques  $\Delta x$  et  $\Delta z$ . (b) Rapport d'aspect normalisé,  $r^* = (\Delta z / \Delta x) / (V_0 / V_m)^{1/2}$ , en fonction du paramètre  $\chi$ . On trouve  $r^* \sim \chi^\alpha$ , avec  $\alpha = -0.58$  (ligne noire). Pour  $\chi > 10^3$ , le rapport d'aspect tend vers une valeur asymptotique.

d'invasion [15], et ne dépend que du paramètre  $\chi$ . Afin de quantifier la variation de la géométrie de cette région en fonction de  $\chi$ , nous avons réalisé l'étude numérique suivante : on considère, comme dans la section précédente, un réseau bidimensionnel. À chaque point du réseau est associée une pression qui correspond à la somme de la pression hydrostatique équivalente à la position verticale ( $z$ ) du point considéré, et une pression capillaire, définie par une distribution aléatoire gaussienne sur le réseau (représentative de la distribution de taille des pores due à la polydispersité et à la compaction locale). On injecte un volume d'air  $V_0$  fixé au point central en base de ce réseau, et on regarde le chemin parcouru par l'air. Contrairement au cas analytique précédent, les chemins peuvent se diviser en plusieurs branches et éventuellement, selon la répartition des pressions locales, se propager vers le bas.

Pour chaque jeu de paramètres ( $V_0, \chi$ ), on réalise 2000 simulations, en changeant à chaque fois la répartition des pressions capillaires sur le réseau, toujours selon la même distribution gaussienne. La superposition des 2000 chemins obtenus permet d'obtenir la morphologie de la région fluidifiée (Fig. 4a). Pour un même volume injecté, on observe que lorsque  $\chi$  diminue, la zone explorée par l'air, statistiquement, passe d'un cercle (exploration isotrope) à un lobe orienté vers le haut. Rappelons que physiquement, une diminution de  $\chi$  signifie une augmentation de la gravité, ou une diminution de la largeur  $\sigma_p$  de la distribution des pressions capillaires (signifiant, par exemple, une diminution de la polydispersité ou un arrangement des grains moins aléatoire). On note  $\Delta x$  et  $\Delta z$  les largeur et hauteur typiques de la zone explorée par l'air, respectivement (Fig. 4a, droite), et on définit  $\Delta z / \Delta x$  comme le rapport d'aspect géométrique, caractérisant la morphologie de la région fluidifiée.

Le volume occupé par l'air pour un pas du réseau peut s'exprimer comme  $s_p d$ , où  $s_p$  est la surface typique associée à un pore (espace inter-grains) et  $d$  la taille d'un grain (pas du réseau). On note  $V_m$  le volume maximal injecté sur l'ensemble des séries (ici,  $V_m = 8000 s_p d$ ). On observe que, lorsqu'on normalise le rapport d'aspect  $\Delta z / \Delta x$  par la racine carrée du volume injecté,  $V_0^{1/2}$ , l'ensemble des données se regroupe sur une courbe maîtresse (Fig. 4b) :

$$r^* = \frac{(\Delta z / \Delta x)}{(V_0 / V_m)^{1/2}} \sim \chi^\alpha \quad (3)$$

avec  $\alpha = -0.58$ . Pour  $\chi > 10^3$ ,  $r^*$  tend vers une valeur asymptotique qui ne dépend pas du volume injecté. En effet, pour  $\chi$  grand, l'air explore le milieu de manière isotrope (Fig. 4a, gauche), et le rapport d'aspect  $\Delta z / \Delta x \rightarrow 1$ . Le modèle développé ici autorise les branchements et les retours en arrière lors de la propagation de l'air dans le milieu. On ne peut donc pas, comme dans la description analytique précédente (section 3), le considérer en terme de processus diffusif. Il est cependant possible d'y associer un coefficient de diffusion effectif, par analogie avec le cas précédent, et par extrapolation du cas limite où  $\chi$  est suffisamment petit pour que la propagation de l'air ait lieu essentiellement vers le haut – et, donc, où l'on peut considérer le processus comme diffusif. Ce travail est toujours en cours.

## 5 Conclusion

Nous avons présenté ici des résultats expérimentaux, analytiques et numériques concernant le phénomène de 'venting'. Il peut être décrit comme un processus de diffusion : aux temps longs (ou après une série successive d'injection d'air dans le milieu), la morphologie de la zone fluidifiée peut être décrite comme une région parabolique, avec un coefficient de diffusion  $D$  donné. Lorsque le rôle de la gravité diminue (ou que le paramètre déterminant,  $\chi$ , augmente), on observe, pour un volume d'air donné, une invasion de plus en plus isotrope. L'étude numérique, encore en cours, de la variation de la morphologie de la zone explorée par l'air en fonction du volume injecté et de  $\chi$ , permettra de compléter la caractérisation de ce phénomène à l'échelle du laboratoire.

## Références

1. G. VARAS, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, Venting dynamics of an immersed granular layer, *Physical Review E*, **83**, 011302 (2011).
2. H. SVENSEN, B. JAMTVEIT, S. PLANKE & L. CHEVALLIER, Structure and evolution of hydrothermal vent complexes in the Karoo Basin, South Africa, *Journal of the Geological Society, London*, **163**, 671-682 (2006).
3. M. HOVLAND, M. TALBOT, S. OLAUSSEN & L. AASBERG, Recently formed methane-derived carbonates from the North Sea floor, in *Petroleum Geochemistry in Exploration of the Norwegian Shelf*, Ed. B. M. Thomas, pp. 263-266, Graham and Trotman, London (1985).
4. A. L. WALTERS, J. C. PHILLIPS, R. J. BROWN, M. FIELD, T. GERON, G. STRIPP & R. S. J. SPARKS, The role of fluidisation in the formation of volcanoclastic kimberlite : Grain size observations and experimental investigation, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, **155**, 119-137 (2006).
5. S. PLANKE, H. SVENSEN, M. HOVLAND, D. A. BANKS & B. JAMTVEIT, Mud and fluid migration in active mud volcanoes in Azerbaijan, *Geo-Marine Letters*, **23**, 258-268 (2003).
6. T. MÖRZ, E. A. KARLIK, S. KREITER & A. KOPF, An experimental setup for fluid venting in unconsolidated sediments : New insights to fluid mechanics and structures, *Sedimentary Geology*, **196**, 251-267 (2007).
7. L. NAUDTS, J. GREINERT, Y. ARTEMOV, S. E. BEAUBIEN, C. BOROWSKI & M. DE BATIST, Anomalous sea-floor backscatter patterns in methane venting areas, Dnepr paleo-delta, NW Black Sea, *Marine Geology*, **251**, 253-267 (2008).
8. G. BOHRMANN, K. HEESCHEN, C. JUNG, W. WEINREBE, B. BARANOV, B. CAILLEAU, R. HEATH, V. HÜHNERBACH, M. HORT, D. MASSON & I. TRUMMER, Widespread fluid expulsion along the seafloor of the Costa Rica convergent margin, *Terra Nova*, **14**, 69-79 (2002).
9. E. G. FLEKKØY, A. MALTHE-SØRENSEN & B. JAMTVEIT, Modeling hydrofracture, *Journal of Geophysical Research*, **107**, 2151 (2002).
10. T. WILHELM & K. WILMAŃSKI, On the onset of flow instabilities in granular media due to porosity inhomogeneities, *International Journal of Multiphase Flow*, **28**, 1929-1944 (2002).
11. P. RIGORD, A. GUARINO, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, Localized instability of a granular layer submitted to an ascending liquid flow, *Granular Matter*, **7**, 191-197 (2005).
12. F. ZOUESHTIAGH & A. MERLEN, Effects of a vertically flowing water jet underneath a granular bed, *Physical Review E*, **75**, 056313 (2007).
13. A. MAZZINI, M. K. IVANOV, A. NERMOEN, A. BAHR, G. BOHRMANN, H. SVENSEN & S. PLANKE, Complex plumbing systems in the near subsurface : Geometries of authigenic carbonates from Dolgovskoy Mound (Black Sea) constrained by analogue experiments, *Marine and Petroleum Geology*, **25**, 457 (2008).
14. A. VEDVIK, G. WAGNER, U. OXAAL, J. FEDER, P. MEAKIN, & T. JØSSANG, Fragmentation transition for invasion percolation in hydraulic gradients, *Physical Review Letters*, **80**, 3065-3068 (2002).
15. V. VIDAL, G. VARAS & J.-C. GÉMINARD, Dynamique de dégazage dans un milieu granulaire immergé : différents aspects, *Compte-rendus de la 13e Rencontre du Non-Linéaire*, Eds. C. Josserand, M. Lefranc & C. Letellier, pp.199-204, Non-Linéaire, Paris (2010).
16. L. GOSTIAUX, H. GAYVALLET & J.-C. GÉMINARD, Dynamics of a gas bubble rising through a thin immersed layer of granular material : an experimental study, *Granular Matter*, **4**, 39-44 (2002).
17. G. VARAS, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, Dynamics of crater formations in immersed granular materials, *Physical Review E*, **79**, 021301 (2009).