



# Instabilité d'un jet de particules dans un fluide visqueux

Florent Pignatel, Maxime Nicolas, Elisabeth Guazzelli, David Saintillan

## ► To cite this version:

Florent Pignatel, Maxime Nicolas, Elisabeth Guazzelli, David Saintillan. Instabilité d'un jet de particules dans un fluide visqueux. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. hal-03378569

**HAL Id: hal-03378569**

**<https://hal.science/hal-03378569>**

Submitted on 14 Oct 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.

# Instabilité d'un jet de particules dans un fluide visqueux

F. PIGNATEL<sup>a</sup>, M. NICOLAS<sup>a</sup>, E. GUZZELLI<sup>a</sup>, D. SAINTILLAN<sup>b</sup>

*a. IUSTI CNRS UMR 6595 – Polytech' Marseille – Aix-Marseille Université (U1), Technopôle  
Château-Gombert, 13453 Marseille Cedex 13, France*

*b. Department of Mechanical Science and Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana,  
Illinois 61801, USA*

## Résumé :

*Nous avons étudié l'évolution d'un jet de particules non-Browniennes qui tombent, sous l'effet de leur propre poids, dans un fluide visqueux à faible nombre de Reynolds. Ce jet de particules, initialement cylindrique, se déstabilise pour former des paquets régulièrement espacés. Nous avons observé différents régimes d'écoulement qui dépendent de la fraction volumique et du rapport entre le diamètre des particules et le diamètre du tube d'injection. Nous avons mesuré la longueur d'onde dominante ainsi que l'amplitude de l'instabilité saturée en fonction de la fraction volumique. Enfin, une simulation numérique basée sur les équations de Stokes où l'on modélise les particules par des forces ponctuelles permet d'observer l'instabilité.*

## Abstract :

*We have investigated the time evolution of a jet of non-Brownian particles falling under the action of gravity in a viscous liquid at low Reynolds number. We have found that the jet is unstable and presents a modulation of its diameter. Different regimes have been observed depending upon the volume fraction and the particle-to-jet diameter ratio. The dominant wavelength and saturated amplitude are measured versus volume fraction. A simple numerical simulation using point-particles is able to capture the instability.*

**Mots clefs :** sédimentation, suspension, hydrodynamique, bas nombre de Reynolds, jet, instabilité

## 1 Introduction

Notre étude porte sur un jet de particules non-Browniennes qui sédimente dans un fluide visqueux. Ce jet, initialement cylindrique, se déstabilise pour former des paquets régulièrement espacés. Les problèmes de stabilité de jets liquides ont beaucoup été étudiés (Drazin et al (1981), Eggers et al (2008), Charru (2007)) mais rarement en présence de particules (Nicolas (2002)). Dans notre étude, l'absence d'effets inertiels et l'absence de tension de surface ne permettent pas d'expliquer l'instabilité variqueuse observée expérimentalement.

Nous décrirons tout d'abord le dispositif expérimental utilisé ainsi que le modèle numérique développé. Nous nous intéresserons par la suite à décrire l'instabilité, à caractériser sa croissance spatiale puis à caractériser l'instabilité saturée. En nous appuyant notamment sur une simulation numérique basée sur les équations de Stokes, où le nombre de Reynolds est strictement nul, nous montrerons que la présence de particules rend le jet instable.

## 2 Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées dans une cuve de section carrée de  $20 \times 20$  cm<sup>2</sup> remplie d'huile silicone 47V1000 jusqu'à une hauteur de l'ordre de 80 cm (voir figure 1). La viscosité du liquide utilisé est  $\eta_f = 1.05 \pm 0.06$  Pa.s et sa densité  $\rho_f = 972 \pm 19$  kg.m<sup>-3</sup>. Nous avons utilisé deux sortes de particules pour les expériences : des billes de verre de diamètre  $d_p = 319 \pm 25$   $\mu$ m de densité  $\rho_p = 2470 \pm 20$  kg.m<sup>-3</sup> et des billes de verre de diamètre  $d_p = 149 \pm 12$   $\mu$ m de densité  $\rho_p = 2480 \pm 50$  kg.m<sup>-3</sup>. Pour obtenir un jet de particules, on prépare une suspension homogène à la fraction volumique  $\phi$  désirée que l'on verse dans un réservoir ensuite immergé. En libérant la sortie de ce réservoir de diamètre intérieur  $D_t$ , la suspension tombe par gravité et forme un jet. Nous avons utilisé 2 réservoirs différents ( $D_t = 3.3$  mm et  $D_t = 7$  mm) de telle sorte qu'en combinant les 2 types de particules nous avons étudié 3 combinaisons différentes de couples  $(d_p, D_t)$  dont 2 avec le même rapport  $D_t/d_p$ . Enfin, notons que le liquide à l'intérieur et à l'extérieur du jet est le même et que le nombre de Reynolds à l'échelle du jet,  $Re = \rho_f V_j D_t / \eta_f$  (où  $V_j$  est la vitesse moyenne du jet), est très petit devant l'unité.

Le jet est éclairé des deux côtés par des néons et son évolution est enregistrée par une caméra numérique 8-bits positionnée face à la cuve avec un taux d'acquisition de 12 images par seconde. D'une part, on caractérise la croissance spatiale de l'instabilité en filmant le jet à différentes altitudes dans des fenêtres de  $\approx 10D_t$  de haut. D'autre part, on caractérise l'instabilité saturée en filmant une fenêtre fixe de  $\approx 50D_t$  de hauteur et dont le haut est situé à  $\approx 50D_t$  en dessous de la sortie du réservoir.

Avec ce dispositif expérimental, nous avons accès au diamètre du jet  $D_j(z, t)$  où  $z$  représente la direction verticale et  $t$  le temps. On définit pour chaque image du film, i.e. pour chaque instant  $t$ , le diamètre moyen  $\langle D_j(t) \rangle$  et l'écart type du diamètre  $\sigma_{D_j}(t)$ . Dans le but de mesurer des grandeurs stationnaires qui correspondent à des conditions d'injection connues (fraction volumique notamment), nous présentons les grandeurs  $\langle \overline{D_j} \rangle$  et  $\overline{\sigma_{D_j}}$  qui sont le résultat des moyennes de  $\langle D_j(t) \rangle$  et de  $\sigma_{D_j}(t)$  sur une période temporelle  $[0, t^*]$  avec  $t^*$  défini tel que le diamètre moyen à un instant donné  $D_j(t)$  reste, à 5% près, égal au diamètre moyen initial  $D_j(0)$ . De plus, à chaque instant, une transformée de Fourier de  $D_j(z, t)$  permet d'accéder à la longueur d'onde dominante de l'instabilité saturée  $\lambda(t)$ . La moyenne sur la période  $[0, t^*]$  donne la longueur d'onde moyenne  $\overline{\lambda}$ . Notons que les barres d'erreur des grandeurs ainsi mesurées sont fournies par l'écart type de ces grandeurs sur la période  $[0, t^*]$ . Enfin, on construit des diagrammes spatio-temporels à partir des images expérimentales en traçant, en fonction du temps, une ligne parallèle au jet qui intercepte les corrugations du jet. Ces diagrammes permettent de suivre le déplacement des paquets et la mesure des pentes d'iso-intensité donne la vitesse des paquets  $V_j$ .

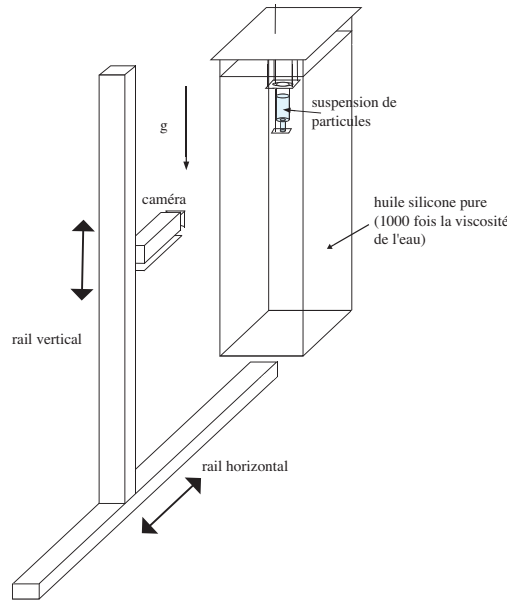


FIG. 1 – Schéma du dispositif expérimental

### 3 Simulations Numériques

Dans ce modèle numérique, les particules sont injectées aléatoirement à chaque pas de temps au sommet du jet et tombent sous l'effet de la gravité dans un milieu illimité au repos à l'infini. Les particules sont libres de se déplacer dans les trois directions de l'espace et nous avons choisi de les modéliser par des forces ponctuelles. Nous considérons que l'écoulement généré par celles-ci satisfait aux équations de Stokes ( $Re = 0$ ) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\eta_f \vec{\nabla} \Delta \vec{u} - \vec{\nabla} P + \sum_i \vec{F} \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) = \vec{0} \quad (2)$$

où  $\vec{u}$  est la vitesse de l'écoulement,  $\vec{r}_i$  est la position de la particule  $i$ ,  $\vec{F}$  le poids déjaugé des particules et  $\delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$  est la fonction de Dirac tridimensionnelle.

En utilisant la propriété de linéarité de ces équations, on somme les perturbations de l'écoulement créées par les particules (Nitsche et al (1997), Metzger et al (2007)). De cette façon, nous ne prenons en compte que les interactions hydrodynamiques à longue portée entre les particules. Les particules ainsi modélisées n'ont pas de volume et le jet ainsi simulé correspond à un jet à faible fraction volumique. La vitesse d'une particule  $i$  est

la somme de sa vitesse terminale de sédimentation  $\vec{U}_0$  quand elle est isolée et des perturbations créées par les autres particules :

$$\vec{u}_i = \vec{r}_i = \vec{U}_0 + \vec{F} \cdot \sum_{j \neq i} \frac{1}{8\pi\eta_f r_{ij}} \left( \vec{I} + \frac{\vec{r}_{ij} \otimes \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^2} \right) \quad (3)$$

où  $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$

Les vitesses sont rendues sans dimension par la vitesse de Stokes  $U_0$  et les longueurs par le rayon initial du jet. Le rapport des deux nous permet de construire un temps de référence par lequel le temps est adimensionné. À chaque pas de temps ( $dt = 0.002$ ), les positions des particules sont actualisées. Pour le premier pas de temps, on utilise une méthode d'Euler pour calculer les nouvelles positions des particules. Pour tous les autres pas de temps, le schéma numérique utilisé est un schéma d'Adams-Bashforth d'ordre 2.

## 4 Résultats et discussions

### 4.1 Évolution générale du jet

À l'avant du jet se forme un champignon qui disparaît en se déposant sur le fond de la cuve. Au cours de la sédimentation, le jet se déstabilise et présente des modulations de son diamètre qui croissent avec la distance parcourue puis saturent : le jet ne se fragmente pas. La comparaison entre expérience et calcul numérique (voir figure 2) donne un très bon accord qualitatif. Expérimentalement, à faibles  $\phi$ , le suivi d'un paquet montre que les particules adoptent un mouvement de recirculation toroïdal. Numériquement, nous avons suivi la formation d'un paquet et nous avons observé le même type de mouvements de recirculation (voir figure 3). Ces mouvements amènent les particules à la périphérie du jet et font croître les paquets. Ainsi, à faibles concentrations, les seules interactions hydrodynamiques à longue portée permettent de prédire l'instabilité observée.

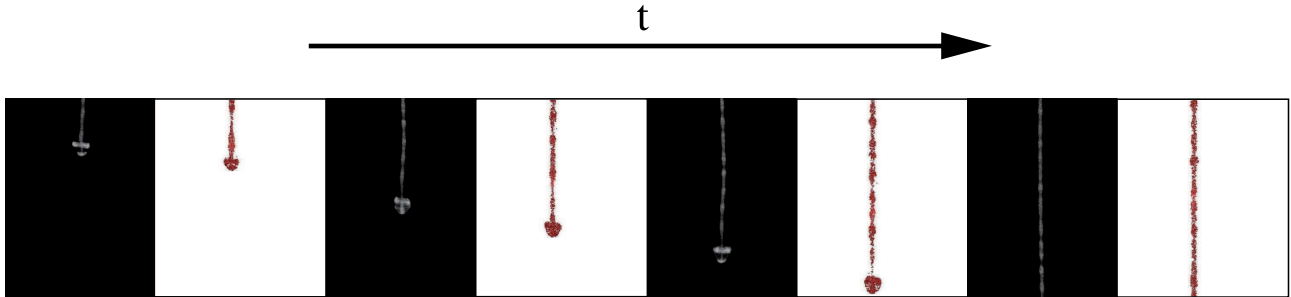


FIG. 2 – Évolution générale du jet de particules : comparaison entre expérience (en blanc sur fond noir) et simulation (en rouge sur fond blanc)

### 4.2 Caractérisation de la croissance de l'instabilité

Nous nous sommes intéressés à la croissance spatiale de cette instabilité pour des fractions volumiques allant de 0 à 20 % (voir figure 4). On observe que l'instabilité, caractérisée par  $\overline{\sigma_{D_j}} / < \overline{D_j} >$ , croît puis atteint une saturation. Cette croissance dépend fortement de  $\phi$  : plus  $\phi$  est faible, plus la vitesse de croissance est grande et plus l'amplitude atteinte est grande (voir aussi figure 5). Notons également qu'on n'observe pas de croissance linéaire de l'instabilité car les perturbations naturelles de l'état de base sont trop importantes. D'une part, la taille finie des particules impose un minimum pour l'amplitude de la perturbation. D'autre part, la faible proportion de particules par rapport au liquide (faible  $\phi$ ) fait apparaître de gros "trous". C'est pourquoi les perturbations initiales du système semblent trop grandes pour observer un quelconque régime linéaire.

### 4.3 Caractérisation de l'instabilité saturée

Nous avons caractérisé l'instabilité une fois la saturation atteinte (figure 5). Là encore, on peut souligner l'importance de  $\phi$ . À faible fraction volumique, l'instabilité est très développée. Son amplitude diminue quand  $\phi$  augmente pour atteindre un plateau qui va de 20% à 40% environ. Pour des fractions volumiques encore supérieures, l'amplitude augmente à nouveau mais les mécanismes mis en jeu semblent différents.

Nous avons également mis en évidence l'importance du rapport  $D_t/d_p$  puisque il semble fixer l'amplitude de l'instabilité sur toute la gamme de fraction volumique explorée. En schématisant, pour un diamètre de jet

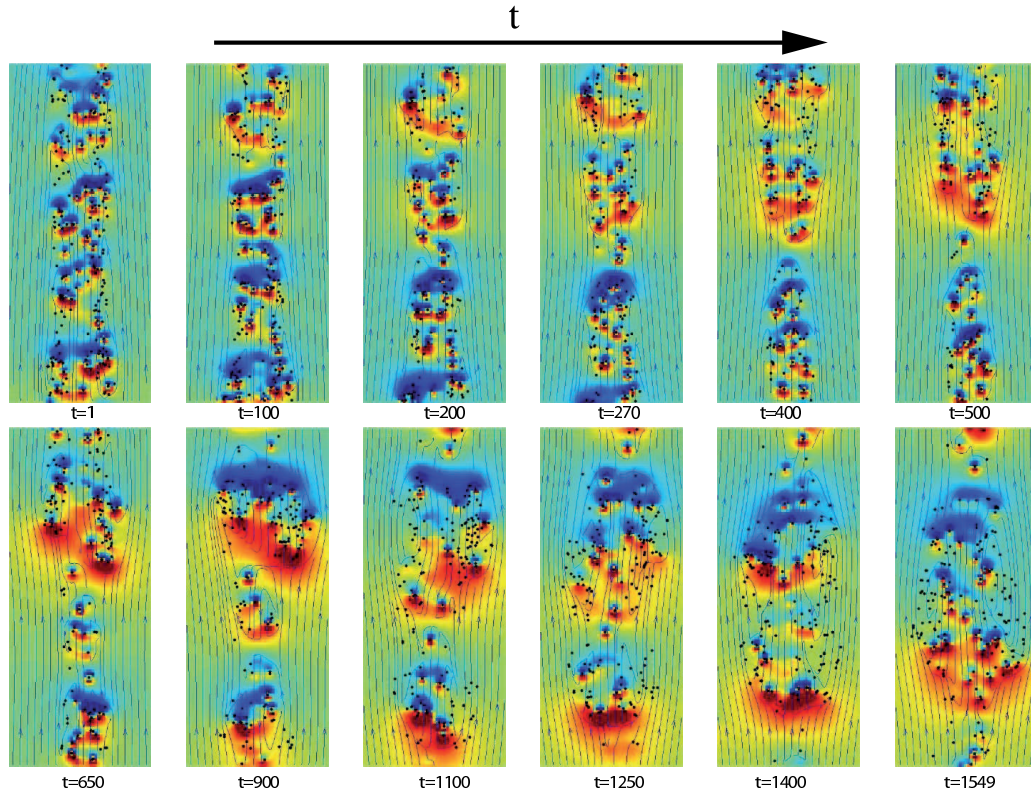


FIG. 3 – Suivi et formation d'un paquet (simulation). Le rouge indique les hautes pressions tandis que le bleu indique les faibles pressions. Nous nous sommes placés dans le référentiel du jet en mouvement et on voit apparaître clairement les recirculations qui font croître les paquets.

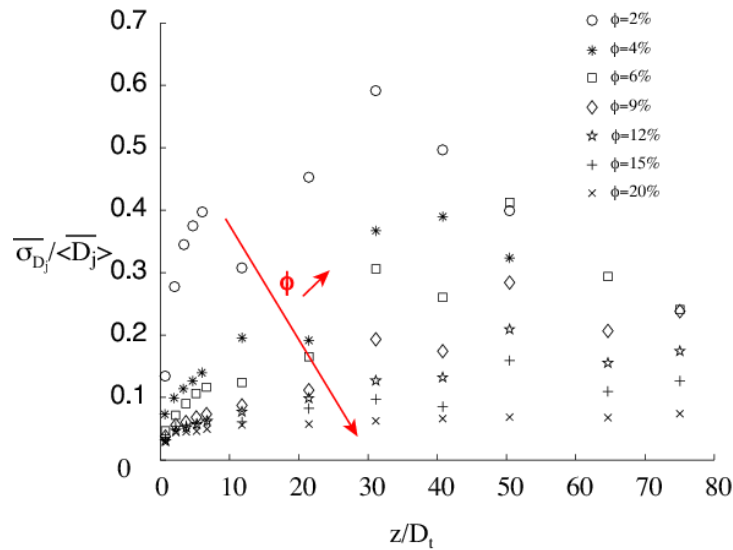


FIG. 4 – Évolution de l'amplitude de l'instabilité avec l'altitude pour différentes fractions volumiques avec  $d_p = 149\mu\text{m}$  et  $D_t = 3.3\text{ mm} \simeq 22d_p$ . Ces résultats sont expérimentaux.

fixé, on observera une instabilité plus développée dans le cas de "grosses" ( $D_t \simeq 22d_p$ ) que dans le cas de "petites particules" ( $D_t \simeq 47d_p$ ). En fait, il se pourrait que se soit la taille des particules qui fixe l'amplitude de l'instabilité puisque nous avons pu regrouper les courbes de la figure 5 en traçant  $\overline{\sigma_{D_j}}/d_p$  (ce que nous ne montrons pas car seulement 2 rapports  $D_t/d_p$  ont été testés). De façon plus générale, on peut supposer que c'est le nombre de particules par unité de longueur du jet qui va fixer cette amplitude puisque cela fait intervenir à la fois  $\phi$  et le rapport  $D_t/d_p$ .

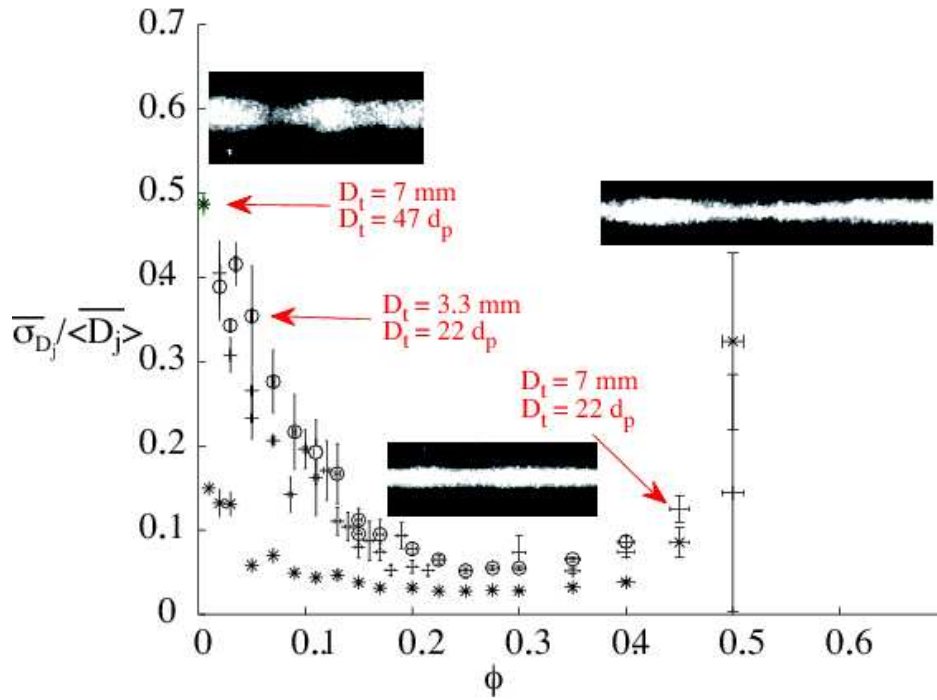


FIG. 5 – Amplitude de l'instabilité saturée en fonction de la fraction volumique. Ces résultats sont expérimentaux.

Enfin, nous avons caractérisé la longueur d'onde dominante de l'instabilité saturée en fonction de la fraction volumique (voir figure 6). Malgré un bruit important sur les grandeurs mesurées, on constate des tendances nettes. La fraction volumique joue un rôle important sur la longueur d'onde sélectionnée. Dans un premier temps, elle diminue avec la fraction volumique pour atteindre un plateau où  $\overline{\lambda} / \langle \overline{D_j} \rangle \simeq 5$ . Ensuite, au delà de  $\simeq 20\%$ ,  $\overline{\lambda} / \langle \overline{D_j} \rangle$  augmente avec  $\phi$ . Qualitativement, on voit bien cet allongement des paquets quand  $\phi$  augmente. La fraction volumique semble être le seul paramètre jouant sur  $\overline{\lambda} / \langle \overline{D_j} \rangle$  : nous n'avons quantifié aucune dépendance de cette grandeur aux paramètres  $d_p$  et  $D_t$ .

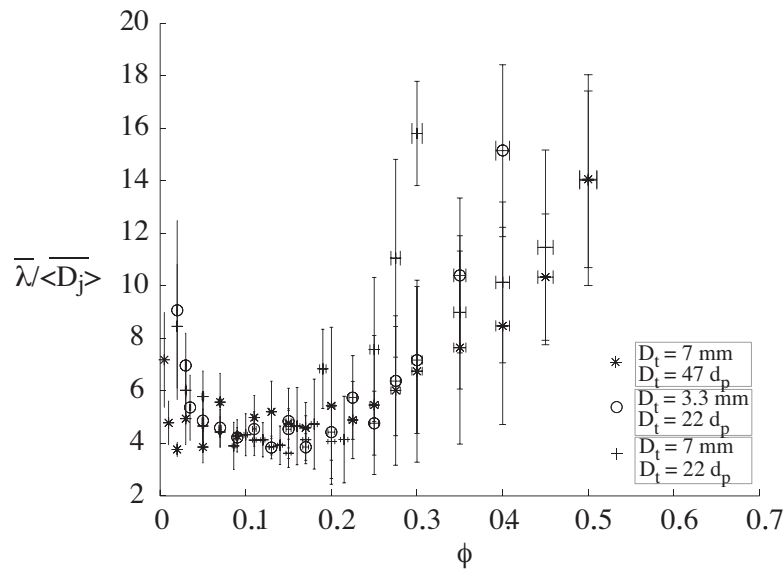


FIG. 6 – Longueur d'onde de l'instabilité saturée normalisée par le diamètre moyen du jet en fonction de la fraction volumique. Ces résultats sont expérimentaux.

## 5 Conclusion

Cette étude a mis au jour une instabilité nouvelle où le caractère discret du système est essentiel à la compréhension de celui-ci. En effet, une approche modélisant la suspension par un fluide effectif est incapable d'expliquer l'instabilité. Cependant, un code numérique basé sur les seules interactions hydrodynamiques à longues portées entre les particules suffit pour la prédire à faible fraction volumique. De plus, nous avons montré l'existence de régimes dépendant fortement de la fraction volumique et de  $D_t/d_p$ .

## Références

P. G. Drazin and W. H. Reid, *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press (1981).

J. Eggers and E. Villermaux, "Physics of liquid jets," *Rep. Prog. Phys* **71**, 036601 (2008).

F. Charru, *Instabilités hydrodynamiques*. CNRS Éditions (2007).

M. Nicolas, "Experimental study of gravity-driven dense suspension jets," *Phys. Fluids* **14**, 3570 (2002).

J. M. Nitsche and G. K. Batchelor, "Break-up of a falling cloud containing dispersed particles," *J. Fluid Mech.* **340** 161 (1997).

B. Metzger, M. Nicolas, and E. Guazzelli, "Falling clouds of particles in viscous fluids," *J. Fluid Mech.* **580**, 283 (2007).