



HAL
open science

Sédimentation de particules en écoulement tourbillonnaire

Gilles Bouchet, Laurence Bergounoux, Elisabeth Guazzelli

► **To cite this version:**

Gilles Bouchet, Laurence Bergounoux, Elisabeth Guazzelli. Sédimentation de particules en écoulement tourbillonnaire. CFM 2013 - 21ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2013, Bordeaux, France. hal-03440650

HAL Id: hal-03440650

<https://hal.science/hal-03440650>

Submitted on 22 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.

Sédimentation de particules en écoulement tourbillonnaire

L. BERGOUGNOUX, G. BOUCHET, E. GUAZZELLI

Laboratoire IUSTI, UMR 7343 Aix-Marseille Université, CNRS
5 rue Enrico Fermi, 13453 MARSEILLE Cedex 13

Résumé :

Les écoulements de particules sont présents dans un grand nombre de processus naturels ou industriels. Dans bien des cas, la sédimentation des particules est un phénomène dominant, complexe et fascinant, qu'il est important de contrôler et de comprendre de façon fondamentale. De nombreuses avancées ont été réalisées à bas nombres de Reynolds (sans inertie) mais le régime inertiel et turbulent n'a reçu que peu d'attention. L'objet de cette communication est l'étude de la sédimentation de particules à travers un écoulement constitué d'un réseau bidimensionnel de tourbillons.

Abstract:

The dynamics of solid particles suspended in a fluid are a complex and fascinating problem of fluid mechanics, with applications in environmental and industrial processes, where sedimentation plays a central and fundamental role. Many advances have been made at low Reynolds numbers (without inertia) but the inertial and turbulent regimes have received poor attention. This communication deals with the sedimentation of particles on a flow of a two-dimensional array of vortices.

Mots clefs : sédimentation, tourbillons, électro-convection.

1 Introduction

Les écoulements de particules sont présents dans un grand nombre de processus naturels ou industriels. Le transport de sédiments dans les rivières et estuaires, de polluants dans l'atmosphère, la bioconvection du zooplancton, les courants de gravité et de turbidité près des rivages côtiers, les écoulements pyroclastiques lors d'éruptions volcaniques en sont quelques exemples dans le domaine de l'environnement. Dans l'industrie, les procédés impliquant des écoulements de particules sont très nombreux : réacteurs à lits fluidisés, traitement des eaux, industries agroalimentaires, pharmaceutiques et cosmétiques. Dans tous ces exemples, la sédimentation des particules est un phénomène dominant, complexe et fascinant, qu'il est important de contrôler et de comprendre de façon fondamentale.

De nombreuses avancées ont été réalisées à bas nombres de Reynolds (sans inertie) [1-4]. Mais le régime inertiel et turbulent n'a reçu que peu d'attention, tant du côté expérimental [5, 6] que du côté de la simulation numérique [7-9]. Les quelques travaux existants semblent suggérer une vitesse moyenne de sédimentation supérieure à la vitesse terminale de chute d'une particule et des régions plus concentrées dans les zones de faible vorticité. Mais cela reste à confirmer et une étude plus poussée de la structure de la suspension reste à faire. L'objectif que nous nous sommes fixé à travers ce travail est donc de comprendre l'effet de la turbulence de l'écoulement sur la sédimentation des particules.

Nous avons abordé cette question par une approche expérimentale, en commençant par une expérience modèle (2D, écoulement tourbillonnaire mono échelle). La première étape a pour objectif de mieux comprendre les mécanismes physiques impliqués dans la sédimentation d'une particule sphérique isolée à travers un réseau de tourbillons. Par la suite, notre objectif est d'aborder les effets collectifs à travers l'étude de la sédimentation d'un nuage de particules.

2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (figure 1) est constitué d'une cuve en PLEXIGLAS[®] de 380 x 40 x 500 mm³ (LxPxH), remplie d'une solution aqueuse d'acide citrique dont on fait varier la concentration afin d'ajuster les propriétés (masse volumique ρ_f , viscosité ν , conductivité électrique σ). A l'aide de deux électrodes en carbone immergées de part et d'autre de la cuve (à droite et à gauche du rectangle bleu sur la figure 1), nous faisons circuler un courant continu (de densité \vec{j}) de faible intensité à travers l'électrolyte. Un réseau d'aimants permanents (dont nous pouvons contrôler à la fois la taille, la position et l'intensité du champ magnétique \vec{B}) est placé contre une des parois de la cuve, le champ magnétique, normal à la paroi, étant dirigé alternativement dans un sens puis dans l'autre (rentrant ou sortant). Le champ magnétique ainsi constitué, couplé au champ électrique, permet de générer, au sein du fluide, un réseau de forces de Laplace (flèches rouges sur la figure 1), toutes dirigées dans la direction de la gravité, mais orientées alternativement vers le haut ou vers le bas. Ces forces de Laplace \vec{F}_L génèrent des écoulements de cisaillement qui, en raison du confinement créé par le réseau d'aimants, donnent naissance à un réseau de tourbillons, dont la taille est contrôlée par la distance entre les aimants et dont l'intensité est contrôlée par le champ magnétique des aimants permanents, l'intensité du courant électrique et la viscosité du fluide ($\vec{F}_L = \sigma \vec{j} \wedge \vec{B}$). La génération d'écoulement tourbillonnaire par électro-convection sur de faibles épaisseurs fût, entre autre, utilisée pour des études menées sur la turbulence 2D [10].

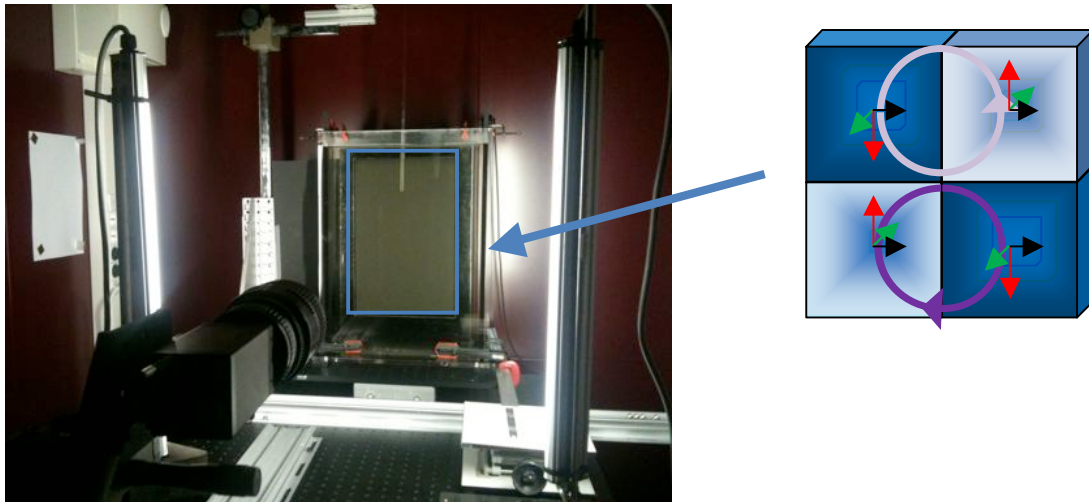


FIG. 1 – Dispositif expérimental : les électrodes sont immergées de part et d'autre de la cuve ; le réseau d'aimants est placé contre la paroi arrière de la cuve (derrière le fond noir, dans le cadre bleu). A droite, les quatre aimants schématisés permettent la génération de deux tourbillons contrarotatifs (champ magnétique en vert, champ électrique en noir et force de Laplace en rouge).

La caractérisation de l'écoulement par PIV [11] met en évidence un réseau de tourbillons contrarotatifs stationnaires et de même taille (voir figure 2), dont l'intensité est uniforme (dans la direction perpendiculaire au plan des aimants) sur une épaisseur d'environ 10 mm au voisinage de la paroi des aimants, et décroît ensuite (en raison de la décroissance spatiale des champs magnétiques dans la direction perpendiculaire au plan des aimants). L'écoulement obtenu est donc tridimensionnel, mais plan (la composante de vitesse dans la direction perpendiculaire à l'écoulement principal est nulle). L'écoulement modèle 2D recherché est donc situé dans cette couche de 10 mm d'épaisseur, zone dans laquelle nous faisons sédimenter les particules.

Compte tenu de la géométrie du réseau d'aimants, les tourbillons obtenus expérimentalement sont inscrits dans des carrés, la vitesse étant parallèle aux arêtes du carré et nulle aux coins (voir figure 3-gauche). Ces tourbillons expérimentaux sont très bien décrits par le modèle du vortex de Taylor-Green (voir figure 3-droite). L'écart entre le modèle et les tourbillons expérimentaux est dû au fait que les aimants ne sont pas strictement identiques.

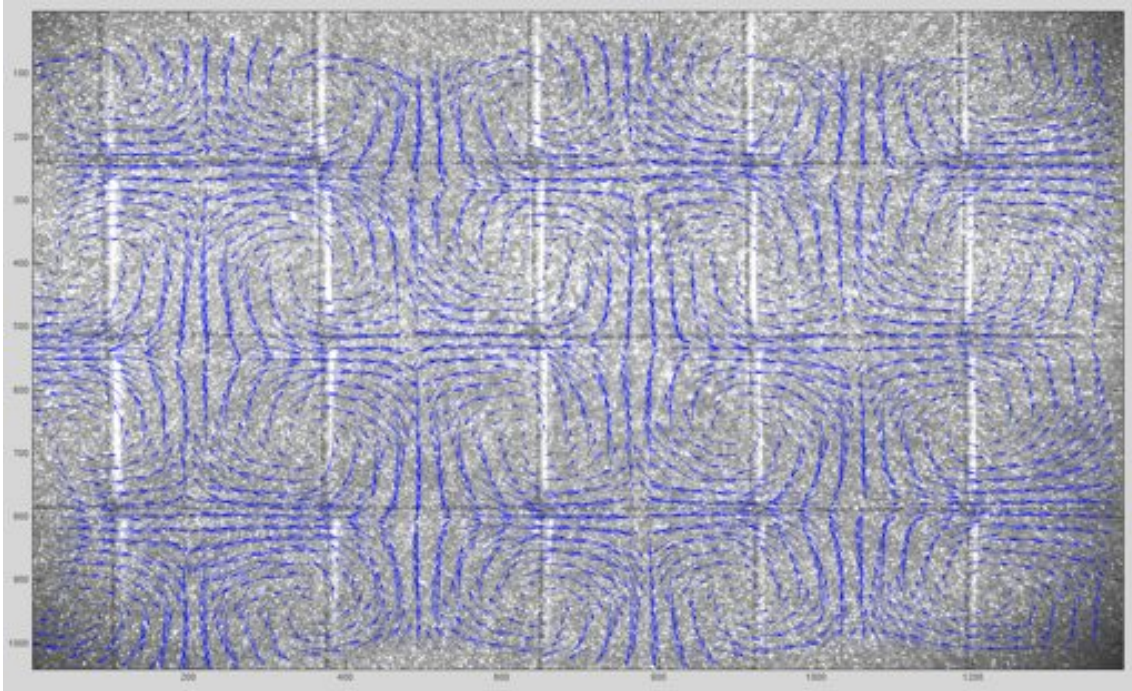


FIG. 2 – Champ de vitesse généré par électro-convection. Les maxima de vitesse sont situés au centre des aimants ; les minima sont situés sur les arêtes. La taille des tourbillons est fixée par la taille des aimants (20 mm x 20 mm).

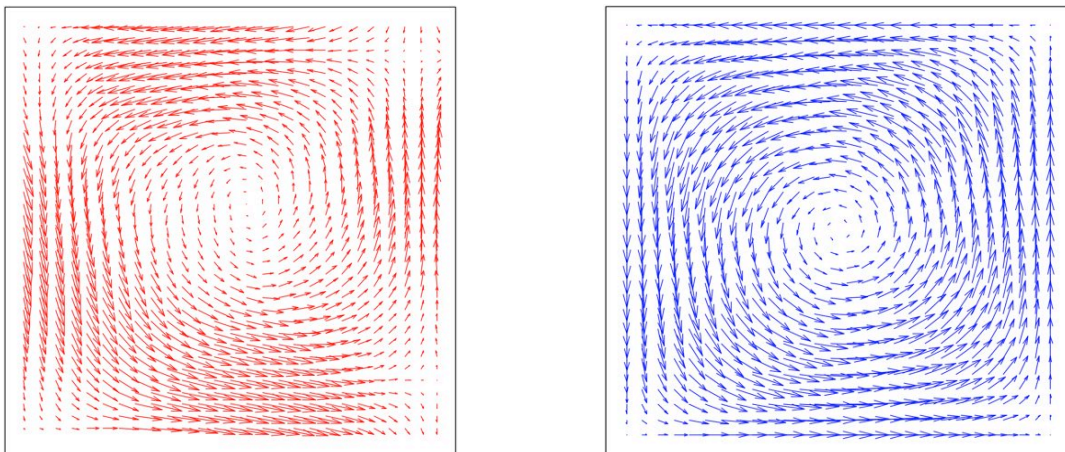


FIG. 3 – Comparaison d'un tourbillon obtenu expérimentalement par PIV (en rouge à gauche) et d'un vortex 'modèle' de Taylor-Green (en bleu à droite).

3 Paramètres de l'étude

L'écoulement est régi par l'équation de continuité et les équations de Navier-Stokes dont les forces volumiques sont constituées de la force de pesanteur et de la force de Laplace. Les particules immergées dans la cuve sont soumises à la force de pesanteur et aux forces hydrodynamiques. La sédimentation d'une particule isolée à travers le réseau de tourbillons est donc régie par quatre nombres sans dimension :

- le rapport des masses volumiques : $R = \frac{\rho_p}{\rho_p + \frac{1}{2}\rho_f}$, où ρ_p et ρ_f sont respectivement la masse

volumique des particules et celle du fluide. Pour $R \leq 0,4$, on parlera [12] de régime aérosol et de régime de bulle pour des valeurs de $R \geq 2$;

- le rapport des vitesses : $W = \frac{W_s}{U_0}$, où W_s est la vitesse de chute des particules isolées dans le fluide initialement au repos et U_0 est le maximum de la vitesse des tourbillons ; pour $W \rightarrow 0$, les particules se comportent comme des traceurs de l'écoulement. Au contraire, si $W \geq 1$, les particules traversent le réseau de vortex en interagissant peu ou pas avec l'écoulement ;
- le rapport d'aspect : $P = \frac{a}{L}$, où a est le rayon des particules et L la taille caractéristique des tourbillons ;
- le nombre de Stokes : $S = \frac{2}{9} \left(\rho_p + \frac{1}{2} \rho_f \right) \frac{a^2 U_0}{\mu L}$, où μ est la viscosité dynamique du fluide ; ce nombre rend compte de l'inertie de la particule.

Dans notre étude expérimentale, nous avons considéré des solutions aqueuses d'acide citrique de masse volumique ρ_f comprise entre 1,16 g.cm⁻³ et 1,19 g.cm⁻³. La viscosité dynamique μ est de l'ordre de 3,5 mPa.s. Les aimants ayant des sections carrées de 2 cm de côté, les tourbillons ont des tailles caractéristiques $L=2$ cm. Pour des intensités de courant variant de 100 à 500 mA, nous obtenons des maxima de vitesse de tourbillon U_0 compris entre 0,1 et 0,5 cm.s⁻¹. Ainsi, dans les expériences que nous réalisons, le nombre de Reynolds de l'écoulement $Re_L = \frac{U_0 L \rho_f}{\mu}$ varie entre 5 et 40. Enfin, nous avons utilisé des sphères en PMMA de masse volumique $\rho_p = 1,19$ g.cm⁻³, de rayons a compris en 0,05 et 0,3 cm que nous avons lâchées une à une. À partir de la mesure de leur vitesse de chute W_s dans le fluide au repos, nous avons obtenu une gamme de nombres de Reynolds des particules $Re_p = \frac{W_s a \rho_f}{\mu}$ compris entre 0,3 et 10 (on peut noter ici que pour des nombres de Reynolds élevés, nous avons modifié la loi de traînée de Stokes par les corrections de Oseen ou de Schiller Naumann).

4 Résultats

Dans ces expériences, nous filmons la chute des particules grâce à la caméra CCD visible au premier plan sur la figure 1 et nous déduisons leurs trajectoires par PTV (Particle Tracking Velocimetry). Les particules sont injectées dans l'écoulement à une position que nous contrôlons et avec une vitesse nulle. Pour ces résultats, nous nous sommes placés dans le régime de transition pour lequel le rapport des masses volumiques R varie entre 0,4 et 2, entre le régime aérosol et le régime de bulle décrit par Maxey [12]. En effet, c'est dans ce régime que les études numériques ont montré la plus grande variété de trajectoires des particules.

Sur la figure 4, nous présentons les 3 types de comportement observés. Bien que dans ces expériences, le nombre de Stokes S soit petit ($\sim 0,01$), il apparaît que plus W augmente (en passant de a) à c) moins la particule est déviée par les tourbillons : l'inertie de la particule finit donc par l'emporter sur l'écoulement. Sur la figure 4a), le rapport des masses volumiques R correspond à un régime instable : deux particules lâchées de la même position mais avec des vitesses initiales légèrement différentes, ou deux particules lâchées de positions voisines ont des trajectoires très différentes. Sur la figure 4b), le rapport R correspond à un régime stable : pour des conditions initiales proches, les particules ont des trajectoires identiques. Nous souhaitons poursuivre cette étude expérimentale afin de mieux identifier le rôle de chacun des quatre paramètres ci-dessus et afin de tracer expérimentalement un diagramme de stabilité.

À plus long terme, nous souhaitons nous intéresser à la sédimentation d'un nuage, ou d'un jet ou d'une suspension homogène de particules dans cet écoulement tourbillonnaire modèle. La figure 5 montre deux photos prises lors de la sédimentation d'un nuage de 300 particules de PMMA ($a=0,05$ cm) dans une solution d'acide citrique ($R=0,661$). Lorsqu'un nuage sédimente dans un fluide au repos, celui-ci, initialement sphérique, se creuse et devient rapidement un tore qui se déstabilise ensuite en plusieurs petits nuages qui se déstabiliseront à leur tour [4]. Lorsque le nuage tombe dans le réseau de tourbillons ($W=0,32$), nous avons

constaté que la dispersion du tore était plus importante et que la vitesse de sédimentation était accélérée par la présence des vortex. Il s'agit là d'un premier résultat intéressant.

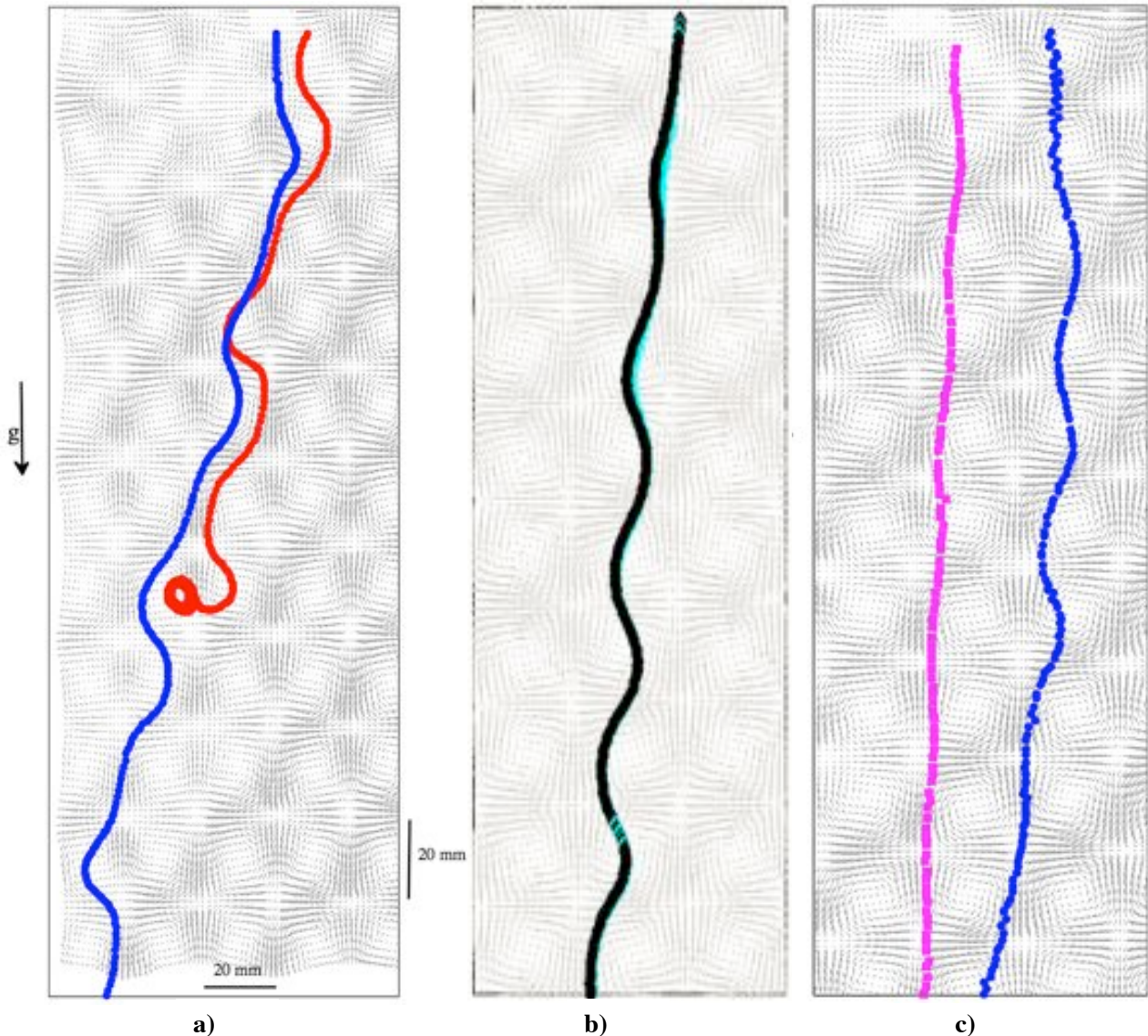


FIG. 4 – Trajectoires de sphères en sédimentation dans un réseau de vortex : a) les particules faiblement inertielles ($Re_p=0,3$) peuvent, en fonction de leur position initiale, se retrouver piégées au sein des vortex $R=0,663$ $W=0,677$ $S=0,008$ $P=0,05$; b) en diluant la solution d'acide citrique (c.à.d. en diminuant la masse volumique du fluide), les particules ont plus d'inertie ($Re_p=3,5$, loi de traînée d'Oseen) et ne sont plus piégées mais oscillent de la même manière $R=0,657$ $W=1,031$ $S=0,010$ $P=0,05$; c) avec des particules trois fois plus grandes que dans les deux solutions précédentes : (en bleu) $Re_p=7,4$ (loi de traînée de Schiller-Neuman) $R=0,663$ $W=1,843$ $S=0,022$ $P=0,152$ (en magenta) $Re_p=9,6$ $R=0,657$ $W=2,449$ $S=0,023$ $P=0,152$.

5 Conclusion

À l'aide d'un dispositif d'électro-convection, nous abordons l'étude de la sédimentation de particules au sein d'un écoulement 2D formé d'un réseau de tourbillons de même taille. Les premiers résultats obtenus pour des particules isolées montrent des dynamiques différentes en fonction des quatre paramètres adimensionnés du problème. Les perspectives de cette étude à plus long terme sont d'étudier l'interaction entre l'écoulement et les effets collectifs lors de la sédimentation d'objets sphériques ou anisotropes regroupés en nuages, ou en jets, ou sous la forme de suspension.

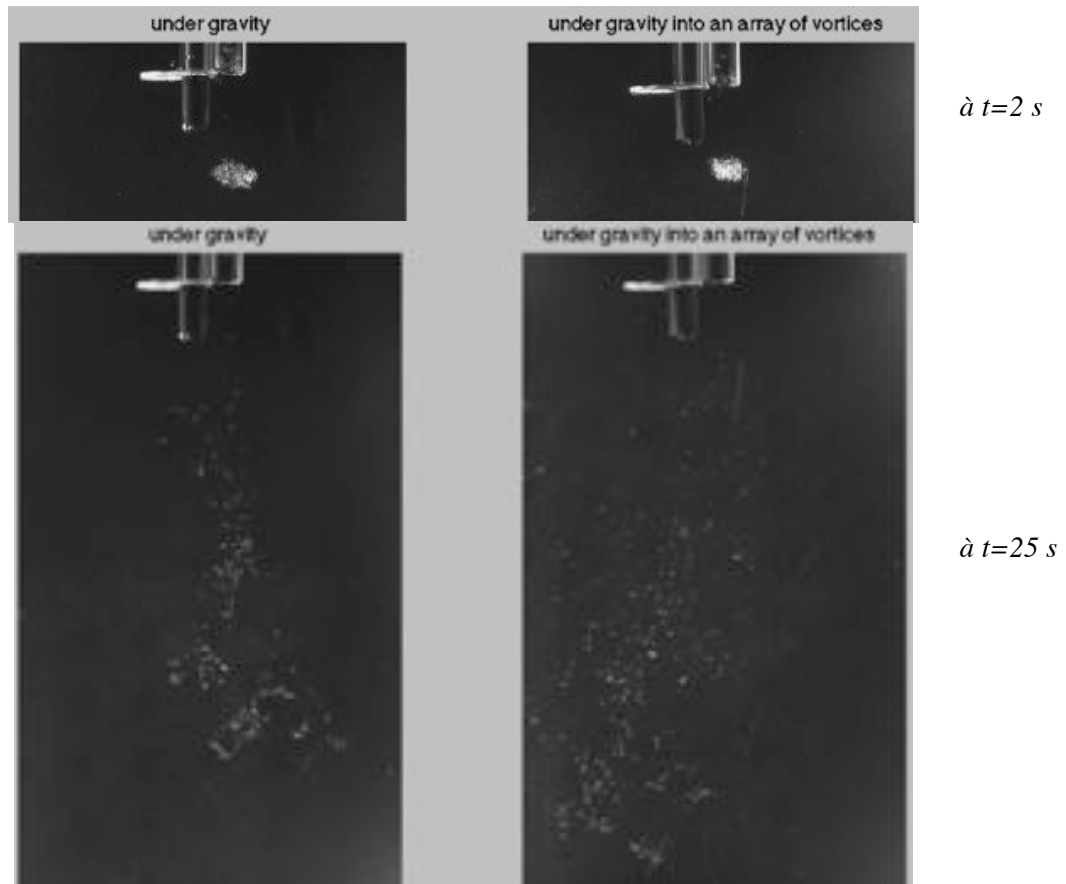


FIG. 5 – Sédimentation d'un nuage de particules :
(à gauche) dans un fluide au repos ; (à droite) dans un réseau de tourbillons.

Références

- [1] É. Guazzelli, “Evolution of particle-velocity correlations in sedimentation”, *Phys. Fluids* 13, 1537 (2001).
- [2] L. Bergougnoux, S. Ghicini, É. Guazzelli, and E. J. Hinch, “Spreading fronts and fluctuations in sedimentation”, *Phys. Fluids* 15, 1875-1887 (2003).
- [3] D. Chahata Gomez, L. Bergougnoux, E. Guazzelli, and E. J. Hinch, “Fluctuations and stratification in sedimentation of dilute suspensions of spheres”, *Phys. Fluids* 21 093304 (2009).
- [4] É. Guazzelli and J. Hinch, “Fluctuations and instability in sedimentation”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 43, 97-116 (2011).
- [5] A. Aliseda, A. Cartelier, F. Hainaux and J. C. Lasheras, “Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 468, 77 (2002).
- [6] T. S. Yang and S. S. Shy, “The settling velocity of heavy particles in an aqueous near-isotropic turbulence”, *Phys. Fluids* 15, 868 (2003).
- [7] T. Bosse, L. Kleiser and E. Meiburg, “Small particles in homogeneous turbulence : Settling velocity enhancement by two-way coupling”, *Phys. Fluids* 18, 027102 (2006).
- [8] Y. Yang and U. Lei, “The role of the turbulent scales on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 371, 179 (1998).
- [9] P. Wang and M. R. Maxey, “Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 256, 27 (1993).
- [10] P. Tabeling, B. Perrin and S. Fauve, “Instability of a linear array of forced vortices”, *Europhys. Lett.* 3, 459 (1987).
- [11] Pour traiter nos mesures, nous avons utilisé DPIVsoft développé par P. Meunier et T. Leweke du laboratoire IRPHE CNRS UMR 7342 <https://www.irphe.univ-mrs.fr/~meunier/>.
- [12] M. R. Maxey, “The motion of small particles in a cellular flow field”, *Phys. Fluids* 30 (7), 1915-1928 (1987).