



## **Influence de la forme sur la vitesse de chute de particules discrètes**

Sophie Cadiergue

*Doctorante, Laboratoire de Mécanique, Université de Caen*

Nathalie Michaux-Leblond

*Maître de Conférences, Laboratoire de Mécanique, Université de Caen*

Michel Bélorgey

*Professeur, Laboratoire de Mécanique, Université de Caen*

### Résumé

Afin d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques qui interagissent dans le transport sédimentaire, nous avons analysé l'évolution de la vitesse de chute de particules lourdes isolées dans un écoulement turbulent. Pour cela nous avons réalisé un dispositif expérimental vertical produisant une turbulence de grille, dont les caractéristiques dynamiques sont assez bien connues. Le nombre de Reynolds basé sur la maille de la grille est  $Re_M=2000$  à 2500.

Une étude précédente sur la vitesse de chute de sphères calibrées (2 à 5 mm) nous a permis de mettre en évidence un ralentissement sous l'effet de la turbulence. La forme des sédiments non-sphériques utilisés ici apparaît comme un paramètre essentiel dans ce mécanisme de ralentissement.

### 1. Introduction

De nombreux travaux ont été développés pour déterminer la relation entre la vitesse de chute et le diamètre d'une particule, et pour comprendre les phénomènes mis en cause par le mouvement d'une particule dans un fluide. La plupart des études sur ce thème ont été réalisées en eau calme, alors que nous nous intéressons à un écoulement turbulent.

Newton a développé en 1687 ce que l'on nomme loi d'Impact. La loi de Stokes (1851) relative à la chute libre de petites sphères rigides dans un fluide visqueux infini au repos, a été étendue par Oseen (1910), pour prendre en considération les effets d'inertie.

La combinaison de ces théories respectives a conduit Rubey (1933) à élargir leur domaine d'application à des particules assez grosses, en négligeant les effets de résistance visqueuse. Wadell (1934) a apporté quelques corrections pour appliquer ces lois à des sédiments naturels non-sphériques, par l'intermédiaire d'un facteur de forme.

Au cours de leur chute en eau calme, les particules non-sphériques peuvent prendre des orientations privilégiées, de façon à présenter leur plus grand maître-couple à l'encontre du mouvement pour des valeurs du nombre de Reynolds  $U_\infty d/v$  comprises entre 0,1 et 300, et à tomber en feuille morte pour des valeurs

supérieures. La valeur de  $U_{\infty}$ , vitesse de chute en eau calme, donnée par la formule de Gibbs et al. (1971) représente alors la valeur maximale de la vitesse de chute en fonction de la taille de la particule (surtout dans le cas de débris de coquillages ou de sédiments plats).

Un grand nombre de tables donnant les vitesses de chute de grains de sable en eau calme a été établi par Zeigler & Gill en 1959. Janke a donné à son tour en 1965 une approche par le calcul de la vitesse de chute d'une sphère d'un diamètre donné dans n'importe quel fluide.

Toutes ces études expérimentales répondaient à un besoin de formules empiriques des sédimentologues et géologues et donnent des informations importantes pour une large gamme de sédiments, mais elles établissent des lois donnant la vitesse de chute en eau calme selon le nombre de Reynolds associé ou selon le diamètre des particules.

Or, on dispose actuellement de peu d'études sur le comportement de particules isolées dans un écoulement turbulent et les études théoriques concernent principalement des sédiments de petite taille, évoluant en régime de Stokes.

Le mouvement d'une particule est déterminé par les forces de traînée induites par les fluctuations turbulentes de l'écoulement environnant, les effets de la gravité et d'inertie, alors que le mouvement brownien n'intervient que si la particule est très petite. Dans le cas où l'inertie de la particule serait négligée, Maxey (1987) suggère que la vitesse de la particule est simplement la somme de sa vitesse limite de chute en eau calme et de la vitesse instantanée du fluide environnant, que la loi de traînée soit ou non linéaire.

Le principal problème qui se pose est de savoir si ces forces fluctuantes ont un effet sur la vitesse de chute, moyenne et instantanée, et si cette vitesse de chute dans un écoulement turbulent est la même qu'en eau calme.

Dans son étude sur la diffusivité et la vitesse de chute de particules dans une turbulence de grille oscillante verticale, Murray (1970) a observé une réduction de la vitesse de chute des sédiments, en l'occurrence des grains quartzeux de 2 mm de diamètre et de vitesses limites en eau calme comprises entre 1 et 4 cm/s.

Pour tenter de comprendre les mécanismes qui entrent en jeu dans la chute de particules isolées soumises à des structures turbulentes, nous avons étudié les trajectoires de sédiments de formes variées. L'influence de ces formes sur la vitesse de chute a été analysée, et une comparaison établie avec le comportement de particules sphériques dans les mêmes conditions d'écoulement.

## **2. Particules solides**

### **2.1 Sédiments naturels**

Dans un premier temps, les essais avec des éléments sphériques de densité variées (verre, agate, acier, plomb), nous ont permis d'établir des comparaisons avec différentes formules empiriques. Sur la figure 1 (D'après Gibbs et al., Figure 1), nous avons placé les valeurs de vitesse de chute en eau calme trouvées avec les particules sphériques que nous avons utilisées dans nos premières expériences.

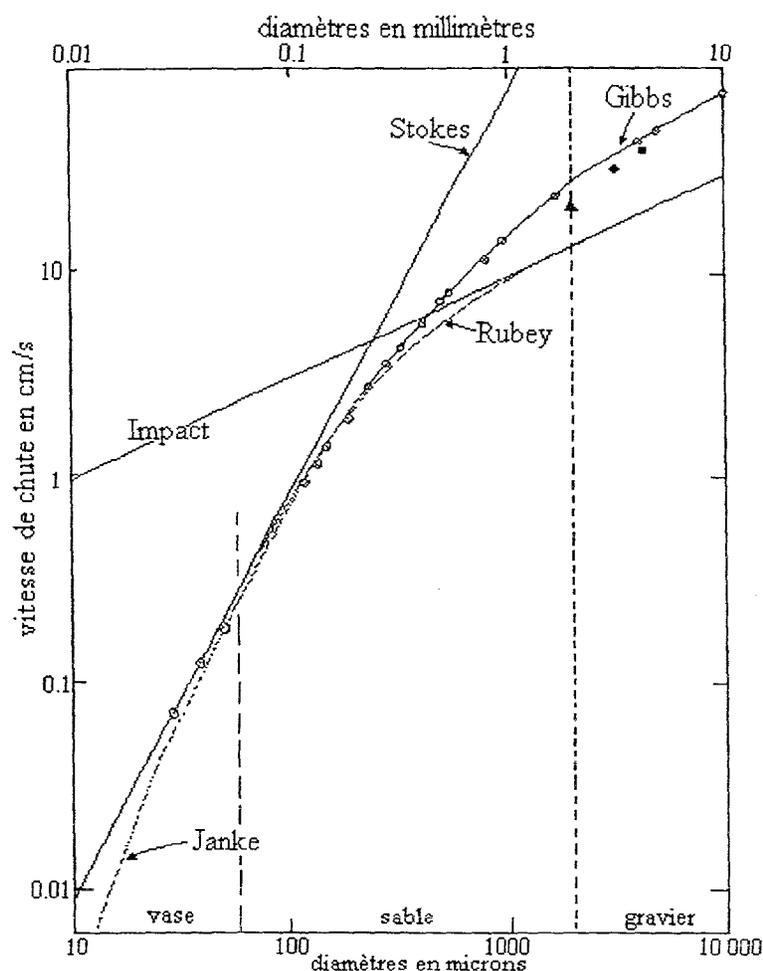


Figure 1 : Vitesses de chute en eau calme en fonction du diamètre des sphères. Equations de Stokes, Newton, Rubey, Janke, et Gibbs et al.. Nos expériences : ▲ , billes de verre 2 mm ; ■ , billes de verre 4 mm ; ◆ , agates 3 mm.

Les travaux que nous présentons ici concernent des sédiments naturels, de formes très diverses : des graviers, dont les diamètres sont de même ordre que ceux des particules sphériques, et constitués de silex et de craie. Ils proviennent de la plage du Tilleul, au sud d'Etretat (Seine-Maritime), et sont assez représentatifs des graviers fins présents sur les plages normandes (figure 2). La diversité de forme engendre des comportements très différents.

La répartition de ces sédiments sur les plages est soumise aux conditions de marées et de courant, et varie de manière importante d'une période à une autre. Il nous a semblé intéressant de comprendre comment se déplacent ces particules, qui sont emportées par charriage (pour les tailles importantes) et par saltation, sous l'effet des structures tourbillonnaires générées par la houle et le courant le long des côtes.



Figure 2 : gravillons de diamètre 2,5 à 3,15 mm

## 2.2 Facteur de forme

Les granulats utilisés en général sont rarement sphériques et ont tendance à opposer la plus grande résistance au mouvement.

Schulz et al. (1954) ont montré que la vitesse de chute d'une sphère pouvait être de 300% supérieure à celle d'une particule qui aurait le même poids mais un facteur de forme très faible (0,35 par exemple, la valeur pour la sphère étant de 1). En fait, le coefficient de traînée peut être beaucoup plus important pour un même nombre de Reynolds.

On a pu observer ainsi que les granulats ayant de faibles indices de sphéricité, (défini comme la racine cubique du rapport entre le volume du sédiment et le volume de la plus petite sphère circonscrite), donc de forme très éloignée de la sphère, tombaient plus lentement dans l'eau (Larras 1972).

Pour tenir compte de la forme de la particule, la vitesse de Stokes doit être pondérée par un facteur correctif K (Dietlin, 1982) :

$$U_{\infty} = \frac{K}{18\nu} \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} d^2 g \quad (2)$$

Pour des lamelles, on trouve des valeurs de l'ordre de 1,3 et dans le cas d'aiguilles de rayon  $r$  et de longueur  $l$ , K admet l'expression suivante  $(0,004 + 0,57r/l)^{-1}$  (Brun-Cottan, 1976).

## 3. Analyse de l'écoulement

Si on se base sur les mesures de Mohamed & LaRue (1990) effectuées en soufflerie, la position à partir de laquelle l'écoulement devient homogène et isotrope est plus proche de la grille quand le nombre de Reynolds lié à la maille de la grille diminue. Pour une valeur de  $Re_M = 6000$ , ils trouvent une position  $x/M=25$ . Le nombre de Reynolds de notre écoulement est assez faible (2500), nous pouvons donc penser que celui-ci devient homogène et isotrope très près de la grille, et les mesures réalisées à 40 mailles de la grille fournissent un faible degré d'anisotropie et d'inhomogénéité. Ceci reste cohérent avec la suggestion de Corrsin (1963) de prendre comme position initiale d'homogénéité  $x/M=40$ .

Le dispositif expérimental et les mesures du champ de vitesses ont été décrits par Cadiergue et al. (1996). Nous avons accès à deux composantes de vitesses, l'une

dans l'axe de la veine d'essai et l'autre transversale, ainsi qu'aux fluctuations temporelles de vitesses. Le champ de vitesses du fluide a été complété de manière à reconstituer les vitesses absolues des particules en chute dans l'écoulement.

#### 4. Trajectoires des sédiments

La vitesse de chute des particules est estimée généralement par soustraction de la vitesse moyenne de l'écoulement à la vitesse observée pour la particule au point considéré. C'est le principe que nous avons adopté pour déterminer la vitesse de chute absolue.

Les chutes des particules sont enregistrées sur caméscope SONY CCD-V700E VidéoHi8 Handycam. La vitesse d'enregistrement est de 20,051mm/seconde, avec une vitesse d'obturation de 1/150<sup>ème</sup> de seconde en moyenne, ce qui est peu, mais suffisant pour obtenir une image nette des particules au ralenti. Une visualisation image par image à la vitesse de 25 images/seconde nous a ensuite permis de reconstituer les trajectoires des différentes particules dans l'écoulement.

Nous étudions ici le comportement d'un échantillon de gravillons dont les diamètres sont compris entre 2,5 et 3,15 mm, dans une zone de 10 cm de hauteur à 50 mailles de la grille.

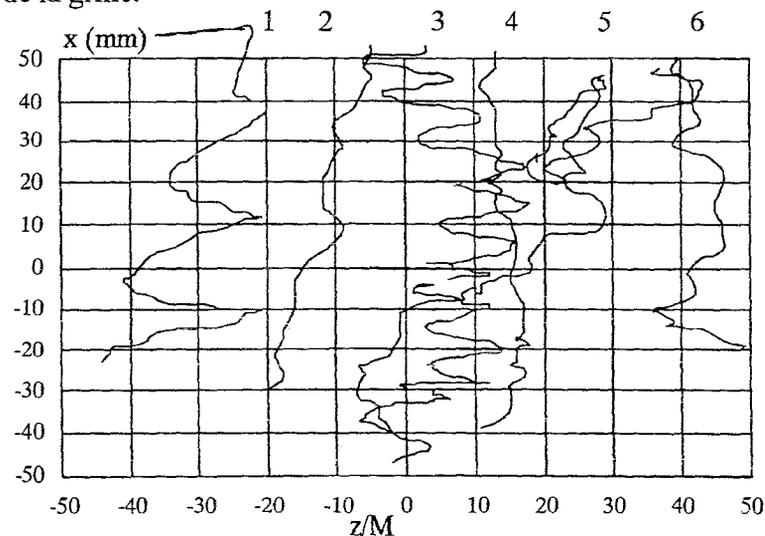


Figure 3 : trajectoires des sédiments de diamètres 2,5 à 3,15 mm autour de la section située à 50 mailles de la grille.  $x=0 = 50 M$ .

La figure 3 représente les trajectoires de plusieurs particules isolées dans l'écoulement. On peut distinguer deux catégories distinctes de trajectoires, que l'on peut lier à deux formes de sédiments différentes.

La première concerne les sédiments de forme peu anguleuse, non sphériques mais ne présentant pas de grandes différences entre leurs trois dimensions. Leur indice de sphéricité est assez élevé. Les trajectoires 2 et 4 sont assez représentatives de ces éléments, qui, ne possédant pas de direction privilégiée dans leur chute, se déplacent assez rapidement. Leur comportement se rapproche de celui des particules sphériques étudiées auparavant. La dispersion transversale apparaît

faible au cours de leur chute.

La seconde catégorie est beaucoup plus caractéristique de particules anguleuses, de faible indice de sphéricité. En effet, elle concerne principalement des sédiments composés d'éclats de galets ou de craie, en forme de feuille ou allongés. Ces éléments possèdent au moins une dimension très supérieure aux deux autres, et présentent au cours de leur chute la plus grande résistance possible à leur progression.

Ce type de sédiments peut être illustré par les trajectoires 1, 3 et 5. Si nous nous attachons à décrire le comportement de la particule qui suit la trajectoire 3 par exemple, nous observons des phénomènes particuliers. Il s'agit en l'occurrence d'un éclat de galet de forme aplatie. Le sédiment semble glisser sur l'écoulement en descendant légèrement en biais, puis se retourne sur place, comme pour se remettre en équilibre sous l'effet d'un changement dans l'écoulement, puis redescend en sens inverse, puisqu'il présente une autre face aux structures turbulentes. Il continue ainsi ces oscillations tout au long de sa descente vers la grille. Il faut noter que la représentation plane qui est donnée des trajectoires nous prive de la troisième composante. La trajectoire 3 est en fait hélicoïdale, l'écoulement étant axisymétrique.

On distingue un autre type de trajectoires typiques des éléments de la deuxième catégorie de sédiments. La trajectoire 6 en est un bon exemple. Ces particules chutent rapidement le long de la paroi, dans la zone proche de la couche limite, elles sont donc peu ralenties par l'écoulement. On observe cependant de brusques irrptions vers l'intérieur de la veine d'essai. Ces sédiments se comportent comme s'ils rencontraient sur leur passage une zone fortement tourbillonnaire, qui les déporte vers une région où l'influence de l'écoulement est moins marquée. Ils sont ensuite rejetés à la paroi par une autre structure provenant du coeur de l'écoulement.

De tels comportements au cours de la chute n'ont pas été observés pour la sédimentation en eau calme (réalisée dans le même dispositif sans écoulement). On peut donc s'attendre à ce que ces remontées et ces retournements des particules sont directement liés au mouvement des structures turbulentes présentes dans l'écoulement.

## **5. Vitesses de chute**

La vitesse limite de chute en eau calme des sédiments choisie comme référence est la vitesse maximale atteinte par la particule tombant dans le fluide au repos. Cette vitesse de chute en eau calme diffère quelque peu de celle que l'on a pu observer pour des particules sphériques. En effet, même en l'absence d'écoulement, la forme des gravillons altère leur trajectoire, les formes anguleuses de ces particules induisant une traînée turbulente qui les freine dans leur descente. C'est ainsi que les particules plates tombent en "feuilles mortes", et les sédiments de forme allongée ont un mouvement de rotation sur eux-mêmes très prononcé. La vitesse de chute en eau calme utilisée ici est donc inférieure à la vitesse limite de chute de particules sphériques de même diamètre équivalent, si on se réfère aux

expériences réalisées auparavant.

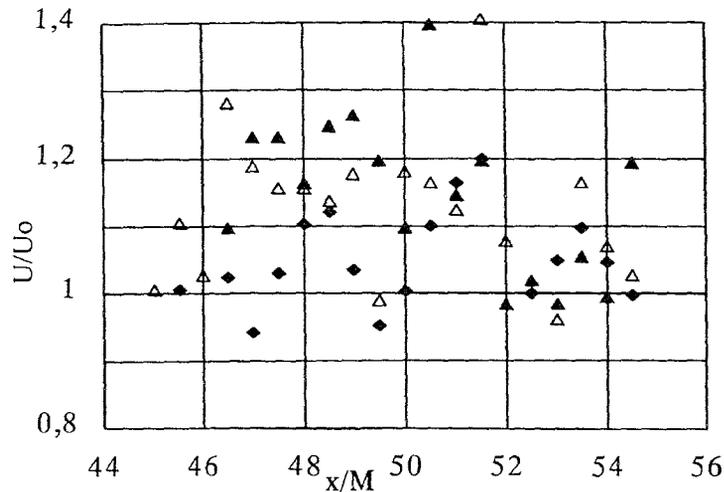


Figure 4 : Evolution des rapports  $U/U_{\infty}$  pour différentes positions autour de la section située à 50 Mailles de la grille. ◆,  $z/M=0$  ; △,  $z/M=-1$  ; ▲,  $z/M=-2$ .

Les rapports entre les vitesses de chute absolues des sédiments et leur vitesse de chute en eau calme présentés figure 4 restent donc supérieurs à 1. Ces résultats décrivent un phénomène inverse à celui observé pour les particules sphériques, puisqu'on pourrait parler ici d'accélération sous l'effet de la turbulence. Il faut cependant prendre en compte les mécanismes décrits au paragraphe précédent, qui ont pour effet de réduire la vitesse de chute des particules.

Les mouvements des sédiments naturels en eau calme sont accentués par les interactions avec l'écoulement. L'effet de ralentissement, qui apparaît lorsqu'une particule se trouve avec sa plus grande dimension face à l'écoulement incident et lui oppose une résistance importante, est en partie compensé par les brusques accélérations dues à un entraînement de la particule par les bouffées turbulentes du fluide.

## 6. Conclusion

Les résultats présentés ici sont caractéristiques des comportements observés pour les sédiments non-sphériques chutant dans un écoulement turbulent. A la différence des particules sphériques étudiées auparavant, dont les trajectoires étaient peu perturbées par l'écoulement, les trajectoires obtenues avec des gravillons de formes variées mettent en évidence une forte influence des structures turbulentes de l'écoulement, et notamment des zones de fort gradient de vitesse. La diminution des vitesses moyennes de chute pour les billes n'est pas visible pour les sédiments de petit diamètre, qui sont sensibles aux effets visqueux et aux accélérations du fluide. De plus, la dispersion liée à la turbulence de l'écoulement intervient dans la modification de la composante transversale de la vitesse de chute. Les comportements des gravillons de diamètre supérieur (4 à 5 mm) sont

plus proches de ceux des particules sphériques, les effets d'inertie étant prépondérants.

Nous avons pu étendre l'étude et l'analyse des mouvements de particules et de leurs interactions avec les structures de l'écoulement à une gamme de particules assez variées. Ceci nous permet de mieux comprendre les mécanismes qui régissent la remise en suspension et le charriage des sables grossiers dans les zones côtières.

## 7. Références

- BRUN-COTTAN J.-C. 1976 Contribution à l'étude de la granulométrie et de la cinétique des particules marines. Thèse de Doctorat d'Etat, Université PARIS VI.
- CADIERGUE S., MICHAUX-LEBLOND N. & BELORGEY M. 1996 Analyse de la vitesse de chute des particules en écoulement turbulent. IVèmes Journées Génie civil & Génie Côtier, Dinard.
- CORRSIN S. 1963 Turbulence : experimental methods. *Encyclopedia of Physics* 8, 2, p 568, Ed. Springer.
- DIETLIN, F. 1982 Contribution à l'étude de l'influence de la turbulence sur la vitesse de sédimentation des particules marines. Thèse de docteur-ingénieur, Université Paris VI.
- GIBBS R.J., MATHEWS M.D. & LINK D.A. 1971 The relationship between sphere size and settling velocity. *J. Sed Petrology*, vol 41, N°1, 7-18.
- JANKE N.C. 1965 Empirical formula for velocities and Reynolds numbers of settling spheres. *J. Sed. Petrology*, 35, 749-750.
- LARRAS J. 1972 Hydraulique et granulats. Collection du centre de recherches et d'essais de Chatou, Ed. Eyrolles, Paris.
- MAXEY M.R. 1987 The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow field. *J. Fluid Mech.* 174, 441-465.
- MOHAMED M.S. & LaRUE J.C. 1990 The decay power-law in grid-generated turbulence. *J. Fluid Mech.* 219, 195-214.
- MURRAY S.P. 1970 Settling velocity and vertical diffusion of particles in turbulent water. *J. Geophys. Res.* 75 (9), 1647-1654.
- OSEEN C.W. 1910 Über den gültigkeitsbereich der Stokes'schen widerstandformel. *Ark. Mat., Astronom. Fys.* 6 (27), 12-28.
- RUBEY W. 1933 Settling velocities of gravel, sand and silt particles. *Am. Jour. Sci.*, 25, 325-338.
- SCHULZ E.F., WILDE R.H. & ALBERTSON M.L. 1954 Influence of shape on the fall velocity of sedimentary particles. Colorado A & M Research Foundation report to the Missouri River division of the corps of engineers, U.S. Army, Omaha, Nebraska, MD sediment series N° 5.
- WADELL H. 1934 Some new sedimentation formulas. *Physics* 5, 281-291.
- ZEIGLER J.M. & GILL B. 1959 Tables and graphs for the settling velocity of quartz in water, above the range of Stoke's law. *Reference N°59-36, Woods Hole Oceanographic Inst., Woods Hole, Mass.*, 13p., 55 tables and graphs.