



## Analyse de la vitesse de chute des particules en écoulement turbulent (Application au transport sédimentaire)

Sophie Cadiergue  
*Doctorante, LMFGC, Université du Havre*

Nathalie Michaux-Leblond  
*Docteur, LMFGC, Université du Havre*

Michel Bélorgey  
*Professeur, LMFGC, Université du Havre*

### Résumé

Le transport sédimentaire est un des processus fondamentaux qui régissent l'évolution des zones littorales sableuses et des estuaires. Cependant, la complexité des problèmes hydrodynamiques dont il dépend, tels que la turbulence des écoulements réels ou la dynamique des suspensions, rend son étude délicate. Nous nous proposons ici de considérer le phénomène de chute en le dissociant (dans la mesure du possible) du phénomène de transport. Nous procéderons ensuite à une étude systématique de la chute de particules isolées, de tailles et de densités variées, dans un écoulement dont on connaît les structures turbulentes.

### 1. Introduction

Nous avons cherché à minimiser les paramètres du problème, en choisissant un écoulement turbulent bien connu, homogène et axisymétrique, c'est-à-dire une turbulence de grille. Ce type d'écoulement est très bien décrit (BATCHELOR 1953; COMTE-BELLOT & CORRSIN 1966; FRENKIEL, KLEBANOFF & HUANG 1979), et les échelles de turbulence peuvent être caractérisées aisément dans la zone d'homogénéité.

Nous nous attacherons donc dans un premier temps à décrire cet écoulement de façon détaillée.

Par ailleurs, l'équation du mouvement d'une particule solide dans un écoulement turbulent fait depuis longtemps l'objet de nombreuses études (TAYLOR 1921; TCHEN 1947; CORRSIN & LUMLEY 1956; LUMLEY 1957; ELGOBASHI & TRUESDELL 1992). Cependant, dans le cas de la dispersion de particules, on ne peut dissocier l'influence de la gravité de celle de l'écoulement moyen qui transporte les particules au cours de leur chute (HJELMFELT & MOCKROS 1966). Cette dispersion s'apparente souvent aux phénomènes de pollutions, par les mouvements de l'atmosphère, des fleuves ou des courants marins.

Dans la plupart des études menées, les particules injectées ont un comportement proche de celui d'une particule fluide et se déplacent dans le même sens que l'écoulement, que ce soit pour des dispositifs horizontaux (LEE & DURST 1982;

WELLS & STOCK 1983), ou verticaux (SNYDER & LUMLEY 1971; TSUJI, MORIKAWA & SHIOMI 1984).

Nos observations porteront donc sur des particules « lourdes », c'est-à-dire dont la vitesse limite de chute en eau calme est supérieure à la vitesse de l'écoulement. Elles seront injectées isolément dans la veine d'essai, de manière à éviter les interactions entre particules.

Nous étudierons ensuite les caractéristiques de la vitesse de chute des particules choisies, et leur évolution dans l'écoulement. Enfin, nous essaierons d'établir des relations entre les différents paramètres en nous basant sur les résultats obtenus.

## 2. Installations et mesures

### 2.1 Dispositif expérimental

Nous disposons d'une installation spécifique fonctionnant en circuit fermé. Le schéma général du dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. Le principe de fonctionnement est le suivant :

L'eau est puisée dans une cuve par l'intermédiaire d'une pompe et véhiculée successivement au travers :

- d'une chambre de tranquillisation de dimensions  $800 \times 800 \times 720 \text{ mm}^3$ , équipée d'un filtre en nid d'abeilles constitué d'un assemblage de pailles de diamètre 5 mm et de longueur 180 mm,

- un convergent axisymétrique (taux de contraction 64) de hauteur 600 mm,

- un filtre en grillage inox permettant de récupérer les particules qui sont lâchées dans l'écoulement et cassant les éventuelles structures persistantes,

- une grille plane à mailles carrées et à barreaux rectangulaires de solidité  $\sigma=0.33$  et de maille  $M=10\text{mm}$  (figure 2),

- une veine d'essai verticale en verre, de section carrée  $100 \times 100 \text{ mm}^2$ , longue de 1 m et légèrement divergente à son sommet, afin de compenser l'épaississement des couches limites,

- un déversoir dont la surface libre est située à 270 mm au dessus de l'extrémité de la veine d'essai.

L'écoulement à travers la veine d'essai est ascendant. Le système de référence a son origine au centre de la grille. Il est présenté figure 3.

Les mesures des champs de vitesse dans la veine d'essai en l'absence de particules sont réalisées au moyen d'un Vélocimètre Doppler Laser (Laser Argon 6 W) à 2 composantes. La chaîne de mesure est pilotée par un micro-ordinateur. On accède ainsi aux composantes U et V du champ des vitesses instantanées, dont on déduit les fluctuations instantanées, les intensités de turbulence, les corrélations croisées et les échelles de Taylor longitudinales.

Les résultats que nous présentons ont été obtenus pour un nombre de Reynolds de l'écoulement basé sur la maille de la grille Rem égal à 2600 ( $U_0=0.26\text{m/s}$  dans le plan de la grille).

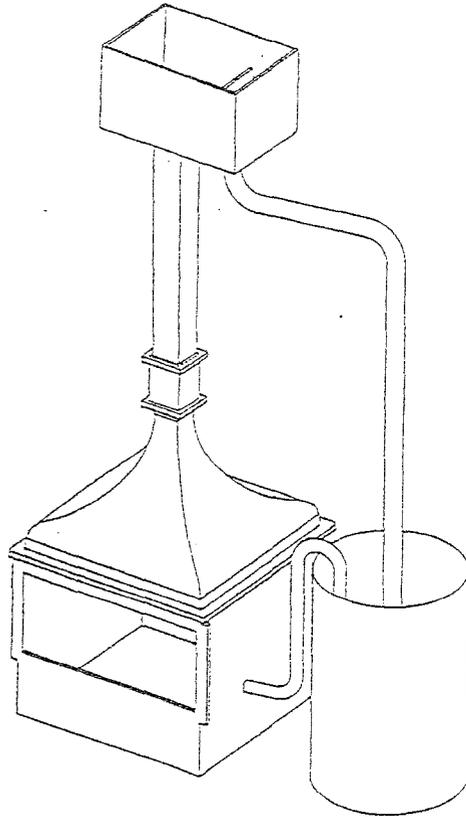
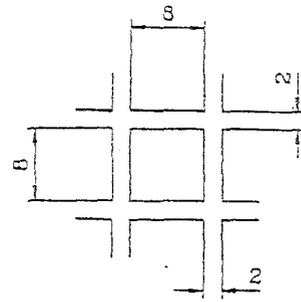


Figure 1 : Dispositif expérimental



hauteur: 4 mm

Figure 2 : schéma de la grille de turbulence

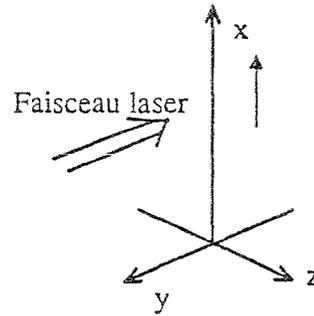


Figure 3 : Système d'axes utilisé

## 2.2 Particules solides

Le dispositif d'injection des particules est composé d'un tuyau rigide qui descend à 10 cm à l'intérieur de la veine d'essai, et dans lequel on introduit les particules une à une ; elles commencent dès lors à chuter dans l'eau.

Ainsi, lorsqu'elles pénètrent dans l'écoulement, elles ont atteint leur vitesse limite de chute.

Nous avons choisi dans un premier temps, de considérer le cas où le nombre de Reynolds associé à la particule est supérieur à 1000, de façon à ce que le coefficient de traînée soit constant ( $=0.44 \pm 0.02$ ) avec

$$Re_p = \frac{V_\infty \cdot d}{\nu} \quad (1)$$

$V_\infty$  : vitesse limite de chute en eau calme

$d$  : diamètre apparent de la particule

$\nu$  : viscosité cinématique du fluide

Ceci nous a conduit à choisir pour cette expérimentation des particules (sphériques) de diamètres et de densités variées (tableau 1).

Matériau	diamètre (mm)	densité
verre	4	2,45
agate	3 5	2,95
acier	2.5	7.8

tableau 1 : particules sphériques utilisées

La vitesse limite de chute d'une particule sphérique en eau calme  $V_{\infty}$  est déterminée par l'équation d'équilibre entre le poids de la particule, la poussée d'Archimède et la résistance du fluide.

$$V_{\infty} = \sqrt{\frac{4 g d}{3 C_x} \left( \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} \right)} \quad (2)$$

$\rho_p$  : masse volumique de la particule

$\rho_f$  : masse volumique du fluide

$C_x$  : coefficient de traînée de la particule

On appellera densité apparente le terme  $\rho' = \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f}$ .

Afin de mettre en évidence les paramètres liés à la particule, il semble opportun d'introduire le diamètre sédimentologique de la particule, prenant en compte ses caractéristiques physiques :

$$D_s = \left( \frac{\rho' g}{\nu^2} \right)^{1/3} \cdot d \quad (3)$$

La chute des particules est enregistrée sur camescope Sony à la vitesse de 24 images/seconde. Ces images sont ensuite traitées sur Silicon Graphics Indigo de manière à reconstituer les trajectoires des particules, puis les composantes de leur vitesse de chute. Pour chaque type de particule, plusieurs essais successifs et en différentes sections de la veine sont effectués.

### 3. Resultats et analyse

#### 3.1 Structure de l'écoulement

L'écoulement turbulent engendré par la grille plane est caractérisé par un profil de vitesse moyenne plat dans la zone centrale de la veine. La divergence de la veine étant établie par excès, on observe une atténuation de l'ordre de 9% de la moyenne des vitesses longitudinales  $U$  entre la grille et le sommet de la veine (figure 4).

Dans la zone centrale de la veine d'essai, on observe des taux de l'ordre de 3 pour le coefficient d'aplatissement et de 0 pour le coefficient de dissymétrie, surtout pour les fluctuations transversales, alors que la dispersion est plus importante pour les fluctuations longitudinales

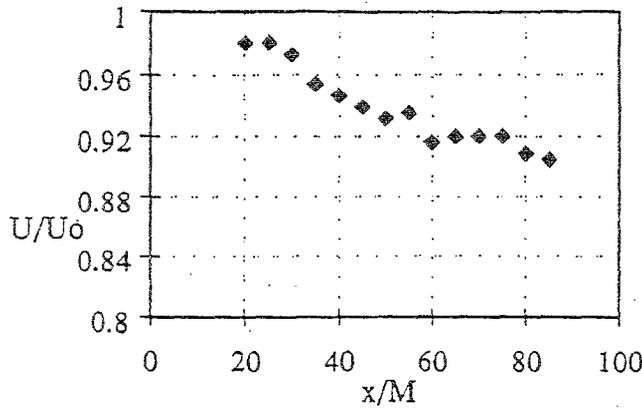
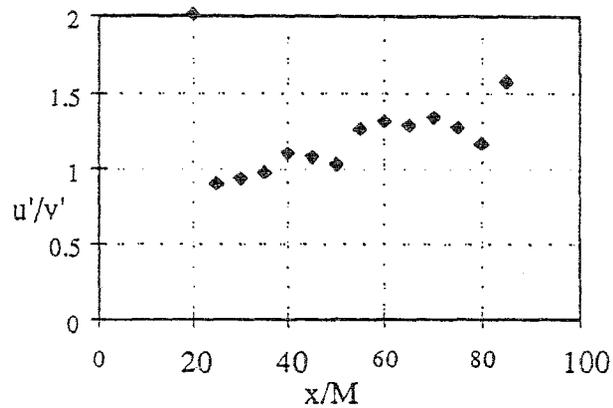


Figure 4 : Evolution de la vitesse moyenne au centre de la veine.  
♦, U/U0

La turbulence obtenue est homogène et légèrement anisotrope dans la deuxième moitié de la veine (figure 5). Ceci est dû à une légère diminution des fluctuations transversales de vitesse. Dans la zone où l'écoulement devient homogène (environ à 40 mailles de la grille), l'intensité des fluctuations longitudinales est de l'ordre de 3% puis diminue en s'éloignant de la grille (figure 6).

Figure 5 : Evolution de l'anisotropie.  
♦, u'/v'



Les premières campagnes de mesure ont permis d'étalonner le dispositif et d'avoir une description générale des conditions d'écoulement. Cependant, des mesures ultérieures devraient permettre d'établir avec plus de précisions les échelles intégrales de la turbulence de l'écoulement et l'échelle de Kolmogorov.

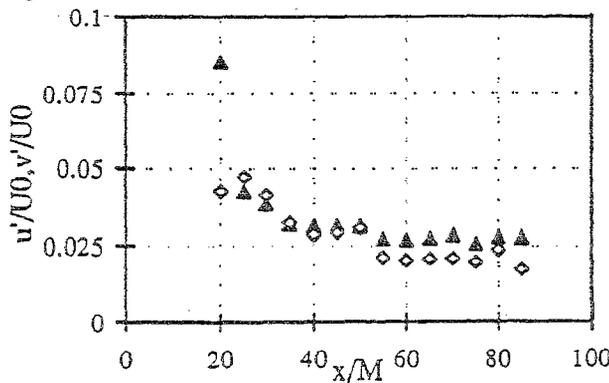
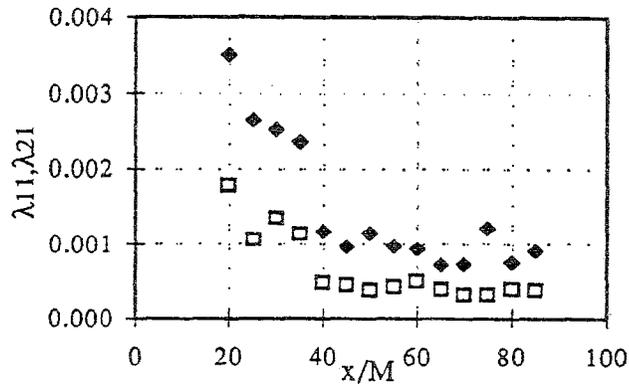


Figure 6 : Intensité de turbulence.  
▲, u'/U0 ; ♦, v'/U0

Les conditions de l'écoulement nous autorisent à utiliser l'hypothèse de Taylor sur les fluctuations turbulentes dans les directions longitudinales et transversales, ce qui nous conduit à effectuer une première estimation des structures turbulentes par les échelles de Taylor (figure 7). Celles-ci sont d'une taille inférieure au diamètre des particules étudiées.

Figure 7 : Echelles de Taylor (en m).  
□,  $\lambda_{11}$  ; ♦,  $\lambda_{21}$



### 3.2 Chute des particules

A partir des images enregistrées, on reconstitue les trajectoires des particules au passage à travers les sections situées à 40, 50, 60 et 70 mailles de la grille. Un exemple des trajectoires suivies par les différentes billes à 60 mailles de la grille est présenté figure 8.

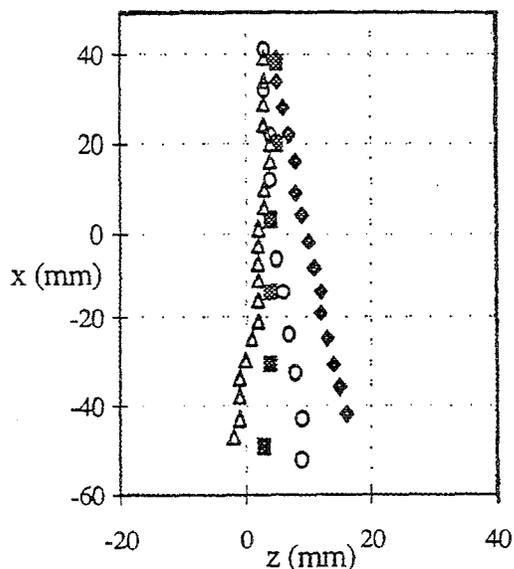


Figure 8 : Trajectoires de particules à travers une section à 60 mailles de la grille ( $x=0$ ).  
♦, verre ; ■, acier ;  $\Delta$ , agate 3mm ;  $\circ$ , agate 5mm

La vitesse de défilement des images permet de calculer la vitesse relative de chute de toutes les particules, et à l'aide des valeurs de vitesse du fluide mesurées dans la veine, la vitesse limite de chute totale en présence de la turbulence  $U_p$ . Cette

vitesse reste inférieure à la vitesse limite de chute en eau calme théorique  $V_\infty$ , quelle que soit la particule considérée (tableau 2).

Particule - diamètre	verre 4mm	agate 3mm	agate 5mm	acier 2,5mm
$V_\infty$ (m/s)	0,41	0,412	0,532	0,703
$U_p$ (m/s)	0,39	0,35	0,46	0,64

Tableau 2 : Comparaison des vitesses de chute théoriques et des vitesses mesurées.

Ceci semble indiquer un effet de ralentissement de la vitesse des particules dû à la nature de l'écoulement. Il conviendra d'approfondir l'étude afin de confirmer cette hypothèse.

Pour caractériser le comportement des billes, nous avons construit un nombre de Reynolds basé sur la vitesse de chute des particules dans l'écoulement et leur diamètre :

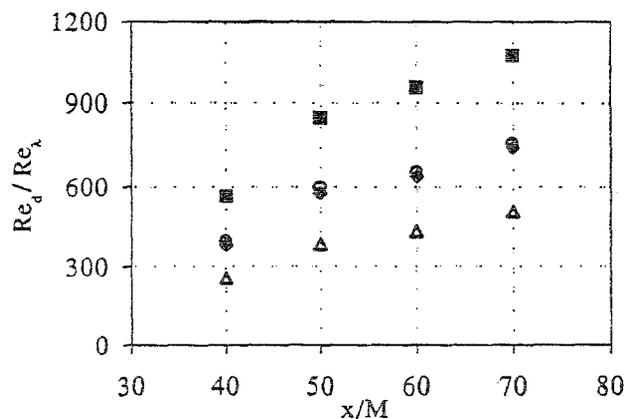
$$Re_d = \frac{U_p d}{\nu} \quad (4)$$

L'évolution du rapport entre  $Re_d$  et le nombre de Reynolds  $Re_\lambda$  basé sur l'échelle de Taylor et la fluctuation longitudinale de vitesse est donnée figure 9.

$$Re_\lambda = \frac{\sqrt{u'^2} \lambda}{\nu} \quad (5)$$

Ce nombre de Reynolds reste très faible -de l'ordre de 3- dans les sections étudiées.

Figure 9 : Evolution du rapport  $Re_d / Re_\lambda$  pour les différentes particules étudiées.  $\blacklozenge$ , verre ;  $\circ$ , acier ;  $\Delta$ , agate 3mm ;  $\blacksquare$ , agate 5mm



Pour tous les types de particules étudiées, ce rapport entre une diffusivité liée à la particule et une diffusivité liée aux micro-échelles de turbulence diminue sensiblement au cours de la chute.

#### 4. Conclusion

Ces résultats constituent les premières analyses de l'étude présentée. De nouvelles campagnes de mesures nous donneront une représentation beaucoup plus précise des structures de la turbulence étudiée.

Les visualisations effectuées permettent de mettre en évidence l'influence de l'écoulement sur la vitesse de chute des particules : la turbulence ralentit la chute de ces particules. Compte tenu de la différence de taille entre les structures de l'écoulement et les particules choisies, il conviendra de déterminer avec précision l'action des tourbillons, sur le mouvement même des particules ou sur leur sillage.

### 5. Références

- BATCHELOR, G. K. 1953 The theory of homogeneous turbulence. Cambridge University Press.
- COMTE-BELLOT, G. & CORRISIN, S. 1966 The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *J. Fluid Mech.* 25, pp. 657-682.
- CORRISIN, S. & LUMLEY, J. L. 1956 On the equation of motion for a particle in turbulent fluid. *Appl. Sci. Res. Sect. A*, Vol 6, pp. 114-116.
- ELGOBASHI, S. E. & TRUESDELL, G. C. 1992 Direct simulation of particle dispersion in a decaying isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.* 242, pp. 655-700.
- FRENKIEL, F. N., KLEBANOFF, P. S. & HUANG, T. T 1979 Grid turbulence in air and water. *Phys. Fluids* 22 (9), pp.1606-1617.
- HJELMFELT, A. T. & MOCKROS, L. F. 1966 Motion of discrete particles in a turbulent fluid. *Appl. Sci. Res.* Vol 16, pp. 49-161.
- LEE, S. L. & DURST, F. 1982 On the motion of particles turbulent duct flows. *Int. J. Multiphase Flow* Vol 8, n°2, pp. 125-146.
- LUMLEY, J. L. 1957 Some problems connected with the motion of small particles in turbulent fluid. Ph.D. Thesis, John Hopkins University, Baltimore.
- SNYDER, W. H. & LUMLEY, J. L. 1971 Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.* 48, pp. 41-71.
- TCHEN, C. M. 1947 Mean values and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid. Ph.D. Thesis, Delft.
- TSUJI, Y., MORIKAWA, Y. & SHIOMI, H. 1984 LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.* 139, pp. 417-434.
- WELLS, M. R. & STOCK, D. E. 1983 The effect of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.* 136, pp. 31-62.