



HAL
open science

Modélisation numérique Euler-Lagrange du transport sédimentaire en suspension

Dandan Yu

► **To cite this version:**

Dandan Yu. Modélisation numérique Euler-Lagrange du transport sédimentaire en suspension. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Sorbonne Université, 2021. Français. NNT : 2021SORUS011 . tel-03258682

HAL Id: tel-03258682

<https://theses.hal.science/tel-03258682>

Submitted on 11 Jun 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.

THÈSE DE DOCTORAT DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique
École doctorale N°564 : Physique en Île-de-France

réalisée
à IFP Énergies Nouvelles
et au Laboratoire Physique et Mécanique des Milieux Hétérogène

sous la direction de Philippe CLAUDIN

présentée par

Dandan YU

pour obtenir le grade de :
DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Sujet de la thèse :
**Modélisation numérique Euler-Lagrange
du transport sédimentaire en suspension**

soutenue le 06/04/2021

Devant le jury composé de :

<i>Rapporteuse :</i>	Pascale AUSSILLOUS	-	IUSTI, Université Aix-Marseille
<i>Rapporteur :</i>	Julien CHAUCHAT	-	LEGI, Université Grenoble Alpes
<i>Directeur :</i>	Philippe CLAUDIN	-	PMMH, CNRS
<i>Président du jury :</i>	Pierre-Yves LAGRÉE	-	IJLRA, Sorbonne Université
<i>Examinatrice :</i>	Magali JODEAU	-	EDF R&D
<i>Invitée :</i>	Vanessa TELES	-	IFPEN
<i>Invité :</i>	Jean-Lou PIERSON	-	IFPEN

Résumé

Les écoulements turbiditiques sont des phénomènes de transport sédimentaire sous-marins dont les mécanismes sont divers et complexes. Ils sont caractérisés par le maintien en suspension des particules par la turbulence, des profils verticaux de densité et vitesse, et des processus de dépôt/érosion sur le fond marin au passage de l'écoulement. L'objectif de cette thèse est d'étudier le comportement du transport en suspension et développer un code numérique pour décrire ces écoulements où les grains et le fluide interagissent. Nous avons utilisé le code PeliGIRFF développé par IFPEN, dans une configuration du type Euler-Lagrange, où le fluide est décrit par les équations de Navier-Stokes et le mouvement des grains est calculé pour chaque particule. Un modèle de fluctuations turbulentes a été implémenté dans le calcul de la force de traînée sur les grains. Ces perturbations ajoutées à la vitesse fluide dans la force de traînée sont définies par une amplitude et une durée. L'amplitude des fluctuations est déterminée par une fréquence σ qui suit une distribution exponentielle. La durée suit également une distribution exponentielle qui est liée à la dérivée de la vitesse fluide locale. C'est essentiellement l'amplitude qui permet de reproduire le phénomène de suspension. Les résultats semblent peu sensibles à la durée des fluctuations. La loi de puissance $3/2$ entre le débit solide q_{sat} et le nombre de Shields θ dans le cas du transport en suspension est observée comme dans le cas du charriage. Le modèle de fluctuations permet de procurer des vitesses plus élevées aux particules et donc de générer un flux solide plus important par rapport au transport en charriage simple. La suspension générée par le modèle proposé est bien ajustée au modèle analytique dans la zone près du lit. La concentration des particules dans la partie supérieure de l'écoulement est sous-estimée par rapport au modèle analytique.

Mots clés : Transport en suspension, turbulence, modèle Euler-Lagrange, fluctuations turbulentes, couplage fluide-grains, amplitude de fluctuations, durée de fluctuations

Abstract

Turbidity flows are submarine currents in which the mechanisms of sediment transport are diverse and complex. They are generally characterised by the particles kept in suspension by turbulence, vertical density and velocity profiles, and deposition/erosion processes on the seabed as the flow passes. The aim of this thesis is to study the origin of the suspension load in turbulent flow and to develop a numerical model to describe the interactions between the fluid and the particles. We used an Euler-Lagrange type model developed by IFPEN, in which the fluid is described by the Navier-Stokes equations and the grain dynamics are modeled individually at the particle scale. We proposed a turbulent fluctuation model in the calculation of the drag force on grains. This fluctuation model gives stochastic properties to the amplitude and the duration of turbulent fluctuations. It is shown that this model is less sensitive to the duration than the amplitude of fluctuations. By using an exponential distribution of frequency σ in the amplitude, we get the suspension of the particles. As in the bedload transport, the 3/2 power law between the saturated flux q_{sat} and the Shields number θ is observed in the suspension load. With this fluctuation model, the particles gain higher velocities in suspension and therefore a greater flux is generated compared to the bedload transport. The suspension generated by the model corresponds to the analytical model in the near bed area. However, the concentration of particles in the upper part of the flow is underestimated compared to the analytical model.

Keywords : Suspension load, turbulence, Euler-Lagrange model, turbulent fluctuations, fluid-grains coupling, amplitude of fluctuations, duration of fluctuations

Remerciements

Ces trois ans et demi de thèse voient leur fin. Je tiens à remercier toutes les personnes que j'ai pu rencontrer tout au long de cette expérience unique.

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse Philippe Claudin pour son encadrement patient et rigoureux. Il a consacré beaucoup de temps avec moi à affronter les questions physiques et techniques qui se sont posées durant ma thèse. Philippe est non seulement un excellent physicien mais aussi un très bon musicien et chanteur ! Je remercie par ailleurs Vanessa Teles, ma promotrice de thèse à l'IFPEN, pour sa patience et pour l'opportunité qu'elle m'a offerte tout en apportant sa vision dans le domaine de la géologie. Elle a volé à mon secours lorsque j'ai été confrontée à des difficultés d'ordre administratif. Je voudrais aussi remercier Jean-Lou Pierson, mon co-promoteur à l'IFPEN, pour m'avoir donné chaque fois des idées constructives pour le code PeliGRIFF. Je pense aussi à Guillaume Vinay, qui m'a fait découvrir le code dans la première partie de ma thèse.

Je remercie également Pascale Aussillous et Julien Chauchat qui ont accepté de lire mon manuscrit et de donner leur avis constructif sur le modèle, ainsi que Magali Jodeau pour ses questions et propositions portant sur les aspects applicatifs. Je remercie aussi le président du jury, Pierre-Yves Lagrée, pour les échanges de grande qualité. Je voudrais en outre remercier les membres du comité de thèse, Évelyne Kolb et Éric Lajeunesse, qui m'ont accompagnée dans les avancements de ma thèse et qui m'ont fait part de leurs conseils avisés au cours de ces trois ans et demi.

J'adresse mes sincères remerciements et salutations au département R161 de l'IFPEN et au laboratoire PMMH, où j'ai rencontré dans les deux cas des collègues et des doctorants sympathiques et chaleureux. Du côté de l'IFPEN, je dois citer d'abord Pauline (alias Paupau), qui est devenue une super amie et avec laquelle j'ai partagé de nombreux moments joyeux en dehors du bureau. Je remercie aussi le groupe des "copines d'enfer", Adriana, Sophie et Marc, avec lequel(le)s j'ai partagé des moments de complicité et de solidarité. Je remercie Mickaele, Sylvie, Christine, Isabelle, Rémy, Youri, Renaud, Alina, Noalwenn, Jamila et Marta. Je remercie aussi les anciens thésards de l'IFPEN, Hamza, Nicolas, Imane, Annabelle, Marianne, Zaineb, Jean, Cédric et Claire. Du côté du laboratoire PMMH, je remercie en particulier Benoît Semin pour sa patience et ses explications sur l'importance de la ventilation dans la lutte contre le Covid :-). Je tiens à remercier Frédérique pour son efficacité dans la gestion administrative de mon dossier. Je remercie également Ludovic, Yutong, Tao, Gustavo et tous ceux que j'aurais oublié de mentionner.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et ma belle-famille de m'avoir soutenue tout au long de ce périple. Et merci à toi, Grégoire, mon chéri d'amour, d'avoir toujours été à mes côtés (et de t'être occupé de Bounty, notre petit chat mignon...).

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Transport sédimentaire des écoulements turbiditiques	1
1.2	Approches expérimentales	2
1.3	Approches numériques	6
1.4	Modélisation du transport sédimentaire	8
1.5	Objectif de la thèse	9
2	Physique du transport des particules dans un fluide	11
2.1	Description de la physique de transport	11
2.2	Paramètres adimensionnels	13
2.3	Quantités caractéristiques de transport	15
2.4	Résolution analytique du profil vertical de la concentration	17
2.5	Comparaisons avec les données expérimentales	20
3	Modélisation numérique fluide-grains	25
3.1	Différentes échelles de modélisation fluide-grains	25
3.1.1	Échelle microscopique	25
3.1.2	Échelle mésoscopique	27
3.1.3	Échelle macroscopique	28
3.2	Introduction de l'outil numérique PeliGRIFF	29
3.3	Modèle numérique Euler-Lagrange	30
3.3.1	Modélisation de la phase solide avec une approche DEM	30
3.3.2	Description de la phase fluide	35
3.3.3	Couplage DEM-CFD	36
4	Configurations numériques pour simuler le transport sédimentaire	39
4.1	Configurations du dispositif numérique	39
4.2	Études de sensibilité	41
4.2.1	Sensibilité aux conditions imposées	41
4.2.2	Équivalence du débit imposé et du gradient de pression imposé	44
4.2.3	Sensibilité à la dimension du système	46
4.2.4	Sensibilité aux nombres de Reynolds	48
4.3	Analyse du profil de vitesse fluide	51
4.4	Définition de la vitesse de sédimentation	54

4.4.1	Calcul analytique de ω_s	55
4.4.2	Estimation numérique de ω_s	56
5	Modélisation du transport sédimentaire au sein de PeliGRIFF	59
5.1	Transport en charriage dans PeliGRIFF	59
5.2	Modèle de fluctuations	65
5.2.1	Corrélation de fluctuations	65
5.2.2	Fréquence de fluctuations	68
5.2.3	Durée de fluctuations	72
5.3	Résultats de transport en suspension avec le modèle de fluctuations .	79
6	Conclusions et perspectives	89

Table des figures

1.1.1 Différents types de transport (retouché depuis Ouriemi (2007)). . . .	2
1.1.2 Schéma synthétique d'un système turbiditique sous-marin (Mas (2009)).	3
1.2.1 Diagramme de la structure d'un écoulement turbiditique (modifié d'après Pickering et al. (1989)).	4
1.2.2 Profil vertical de vitesse et concentration adimensionnelles d'après les mesures faites en laboratoire (Altınakar et al. (1996)).	5
2.1.1 Forces de contact à l'échelle d'une particule.	12
2.3.1 Illustration des dimensions du domaine, on utilisera $L = 48d$, $H = 96d$ et $W = 24d$ dans le chapitre 4 et 5.	16
2.5.1 Calibration de Sc avec des données expérimentales de Revil-Baudard et al. (2015) par l'équation (39) de Cheng et al. (2018a) et l'équation 2.39.	22
2.5.2 Calibration de Sc avec des données expérimentales de Muste et al. (2005) par l'équation de Muste et al. (2005) et l'équation 2.39. . . .	23
2.5.3 Calibration de Sc avec des données expérimentales de Kiger and Pan (2002) par l'équation de Kiger and Pan (2002) et l'équation 2.39. . .	23
3.3.1 Contact entre deux particules (\mathbf{G}_i et \mathbf{G}_j sont les centres de gravité des particules i et j respectivement, \mathbf{t}_{ij} et \mathbf{n}_{ij} sont les vecteurs unitaires tangentiels et normaux, respectivement, et δ_{ij} est la distance de recouvrement) (Bernard (2014)).	32
3.3.2 Contribution de chaque particule selon leur volume d'occupation sur la maille de fluide.	37
4.1.1 Illustration du dispositif numérique avec un écoulement fluide passe sur un lit mobile. La couleur de chaque grain correspond à sa vitesse, comprise entre 0 m/s (bleu foncé) et 0.09 m/s (rouge).	40
4.2.1 Évolution temporelle de la vitesse moyenne instantanée $\bar{u}_{(t)}$ adimensionnée par la vitesse moyenne asymptotique \bar{u}_m pour la condition limite de gradient de pression imposé (ligne-point bleu) et de débit imposé (ligne-point rouge), domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re = 27600$. . .	43

4.2.2	Évolution temporelle de la différence au carré de la vitesse moyenne instantanée $\overline{\Delta u_{(t)}^2}$ adimensionnée par le carré de la vitesse moyenne asymptotique $\overline{u_m^2}$ pour la condition limite de gradient de pression imposé (ligne-point bleu) et de débit imposé (ligne-point rouge), domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re = 27600$	43
4.2.3	Temps de stabilisation pour la vitesse $u_{(t)}$ normalisée par la vitesse moyenne asymptotique $\overline{u_m}$, à $y = 0.5h$, domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re_f = 27600$	44
4.2.4	Comparaison du profil de vitesse normalisée par u_* dans les conditions limites de gradient de pression imposé (bleu point) et de débit imposé (rouge point), domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re = 27600$	46
4.2.5	Profils verticaux de vitesse normalisée pour différentes longueurs en x de domaines, entre $x = 25d$ et $x = 200d$, $Re = 27600$	48
4.2.6	Profils verticaux de vitesse normalisée pour différentes profondeurs en z de domaines, entre $z = 25d$ et $z = 100d$, $Re = 27600$	49
4.2.7	Évolution du profil de vitesse fluide en fonction du nombre de Reynolds, domaine $48d \times 84d \times 24d$	49
4.2.8	Profils de vitesse fluide aux différents nombres de Reynolds, domaine $48d/96d/24d$	50
4.3.1	Calibration de z_o en fonction de Re	52
4.3.2	Calibration de y_{bed} en fonction de Re	53
4.3.3	Calibration de u_* en fonction de Re	53
4.3.4	Comparaison du profil de vitesse fluide simulé avec le profil logarithmique pour $Re = 138000$	55
4.4.1	Distributions statistiques des valeurs de la vitesse de sédimentation pour $Re = 83000$	56
4.4.2	Vitesse de sédimentation en fonction du nombre de Reynolds, $\omega_{s\ mean} = 0.064m/s$	57
5.1.1	Débit solide q_{sat} normalisé en fonction de nombre de Shields θ . Les barres d'erreur représentent les variations temporelles et spatiales à l'état stationnaire du transport. Les points bleus correspondent aux résultats de simulation et la ligne bleu représente la fonction d'ajustement $q_{sat}/d\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1}gd = \Omega(\theta - \theta_c)^{3/2}$, avec $\Omega = 1.25$ et $\theta_c = 0.46$	61
5.1.2	Profils verticaux de concentration pour différents θ	62
5.1.3	Illustrations du transport en charriage. La couleur de chaque grain correspond à sa vitesse, comprise entre $0\ m/s$ (bleu foncé) et $0.64\ m/s$ (rouge).	62
5.1.4	Relation linéaire entre le nombre de grains transportés n normalisé et la différence entre le nombre de Shields et le seuil critique $(\theta - \theta_c)$	63
5.1.5	Relation linéaire entre la vitesse moyenne des grains $\overline{u^p}$ normalisée et la racine de $(\theta - \theta_c)$	63

5.1.6	Épaisseur de la couche de transport λ normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$.	64
5.1.7	Position centrale de la zone de transport \bar{y} normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$. La surface du lit $y_{bed} = 7.89d$ se trouve au point départ de l'axe y .	65
5.2.1	Comparaison des profils verticaux de vor_z donnés par la simulation et par méthode analytique, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.	69
5.2.2	Comparaisons des profils de concentration : modèle initial dans PeliGRIFF (point-ligne bleu), $\sigma(1)$ analytique (point-ligne rouge), $\sigma(2)$ avec vorticité (point-ligne jaune), $\sigma(3)$ avec distribution exponentielle (point-ligne violet), domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.	71
5.2.3	Comparaison de la distribution de pdf (probability density function) du choix de fréquence de fluctuations (σ ou f) � trois positions différentes, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.	72
5.2.4	Comparaison des amplitudes des fluctuations sur le profil moyen de la vitesse : modèle initial dans PeliGRIFF (point-ligne bleu), modèle P(f) (point-ligne cyan), ajustement avec le profil logarithmique (ligne rouge), domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.	73
5.2.5	Distribution de la fonction de la densité de probabilité (<i>pdf</i>) en fonction de la durée de fluctuations (Δt).	74
5.2.6	Comparaison des profils de concentration en variant β dans la première hypothèse de la durée de fluctuations, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.	76
5.2.7	Comparaison des profils de concentration en variant β dans la deuxième hypothèse de la durée de fluctuations, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.	79
5.3.1	Comparaisons des débits solides q_{sat} normalisés en fonction de θ , simulés par le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et par le modèle de fluctuation (points verts), en échelle linéaire (a) et logarithmique (b). Les lignes d'ajustement présentent la fonction $q_{sat}/d \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1}gd = \Omega(\theta - \theta_c)^{3/2}$, avec $\Omega = 1.54$ et $\theta_c = 0.07$ pour la série avec le modèle de fluctuations.	80
5.3.2	Illustration du transport en suspension. La couleur de chaque grain correspond à sa vitesse, comprise entre 0 m/s (bleu foncé) et 0.57 m/s (rouge).	81
5.3.3	Comparaison des profils de concentration pour différents θ . Les symboles en forme d'étoile représentent les cas avec le modèle initial de PeliGRIFF et les symboles en forme de carré correspondent aux cas prenant en compte le modèle de fluctuations.	82
5.3.4	Comparaison du nombre de grains transportés n normalisé en fonction de la différence entre le nombre de Shields et le seuil critique $\theta - \theta_c$ pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts).	83

5.3.5	Comparaison de la vitesse moyenne des grains \bar{u}^p normalisée en fonction de la différence entre le nombre de Shields θ et le seuil critique θ_c pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts).	84
5.3.6	Comparaison de l'épaisseur de la couche de transport λ normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$ pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts).	84
5.3.7	Comparaison de la position centrale de la zone de transport \bar{y} normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$ pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts). La surface du lit $y_{bed} = 7.89d$ se trouve au point départ de l'axe y	85
5.3.8	Comparaison des profils de concentration obtenus par différents modèles pour $\theta - \theta_c = 0.39$. Un ajustement analytique du profil de concentration est aussi présenté avec le nombre de Schmidt $Sc = 0.5$	86
5.3.9	Ajustement du profil de concentration avec la résolution analytique pour $\theta - \theta_c = 1.79$	87

Liste des tableaux

2.1	Paramètres principaux dans les cas expérimentaux	22
4.1	Paramètres physiques pour la phase solide et la phase fluide.	41
4.2	Valeurs des paramètres de calage de profil de vitesse fluide u pour différents Re , domaine $48d/96d/24d$	54

Chapitre 1

Introduction

1.1 Transport sédimentaire des écoulements turbiditiques

L'étude du transport sédimentaire consiste à étudier le comportement d'un écoulement diphasique, dans lequel la phase fluide représente l'air ou l'eau et la phase solide est constituée de particules de sédiment. À l'échelle des particules de sédiment, [Bagnold \(1956\)](#) a caractérisé le transport sédimentaire suivant trois types de mouvement : le charriage, la saltation et la suspension (Figure 1.1.1). Le charriage correspond aux particules roulant au fond, sur le lit. La saltation, comme l'indique son nom, présente des "sauts" de particules dans l'espace près du lit. Enfin, la suspension est caractérisée par le maintien des particules dans l'écoulement fluide sans contact avec le lit. Dans les systèmes naturels, la suspension est souvent liée à la turbulence du fluide. Les processus de transport sédimentaire sont présents dans différents environnements tels que les systèmes fluviaux, côtiers ou marins.

Les écoulements turbiditiques, appelés aussi courants de turbidité, constituent des processus importants de transport sédimentaire des zones côtières ou du talus continental vers les zones plus profondes des plaines abyssales (Figure 1.1.2). L'écoulement turbiditique est un phénomène naturel de très haute énergie qui peut menacer les installations artificielles comme les câbles sous-marins et les plateformes pétrolières. Il peut également parfois provoquer des tsunamis. Les particules transportées peuvent varier entre des graviers de quelques millimètres et des limons ou argiles de quelques micromètres. La distance de transport varie entre plusieurs centaines de mètres et des milliers de kilomètres au fond de l'océan ([Meiburg and Kneller \(2010\)](#)).

Le maintien de ces écoulements sur de longues distances reste mal compris. Plusieurs mécanismes semblent jouer de façon concomitante le maintien en suspension des sédiments grâce à la turbulence, la sédimentation des particules dans l'écoulement voire des collisions entre les particules. Au cours du passage

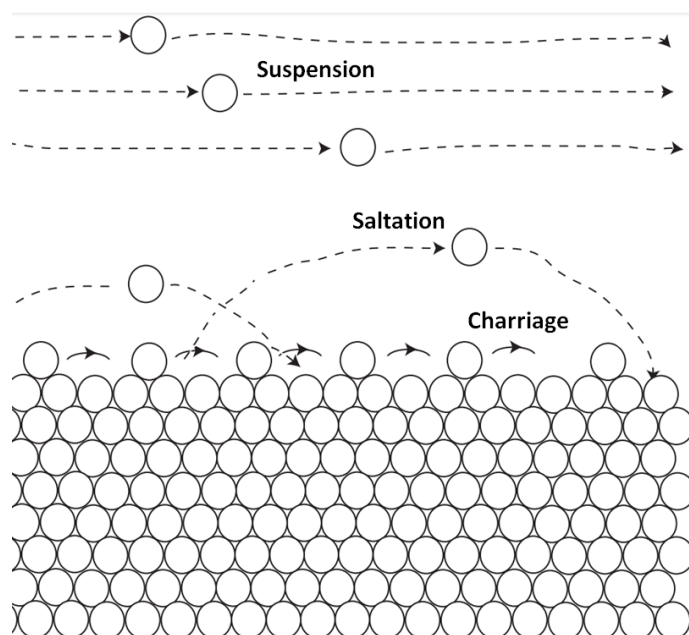


FIGURE 1.1.1 – Différents types de transport (retouché depuis [Ouriemi \(2007\)](#)).

du courant turbiditique, il peut y avoir des interactions entre l'écoulement et le fond marin telles que l'érosion ou le dépôt de sédiments depuis ou sur le fond marin. L'énergie turbulente permet le maintien des sédiments en suspension et l'entraînement des sédiments du lit ([Wells and Dorrell \(2021\)](#)).

Très peu d'événements turbiditiques réels ont pu être observés ou mesurés ([Xu et al. \(2014\)](#); [Zeng et al. \(1991\)](#); [Kneller and Buckee \(2000\)](#); [Chikita \(1989\)](#); [Hay et al. \(1982\)](#)). Seulement dix sites dans le monde sont équipés pour les mesures de fluide dans le cas d'écoulements turbiditiques sous-marins, et un nombre moindre pour les mesures de sédiments ([Paull et al. \(2018\)](#); [Talling et al. \(2013\)](#)). La complexité de l'étude de la structure et du dynamisme de tels écoulements provient de leur grande échelle, de leur localisation au fond des mers et de leur capacité destructrice qui souvent emporte les appareils de mesures. Un moyen alternatif d'étudier ces phénomènes est de les reproduire à échelle réduite dans des expériences en laboratoire. Une autre possibilité est d'utiliser des modèles numériques pour tester les différents processus physiques et comparer les résultats aux observations réelles.

1.2 Approches expérimentales

[Kneller and Buckee \(2000\)](#) ont réalisé une revue globale des études expérimentales dédiées aux écoulements turbiditiques. Les expériences et observations en laboratoire sont passées de la description morphologique des dépôts

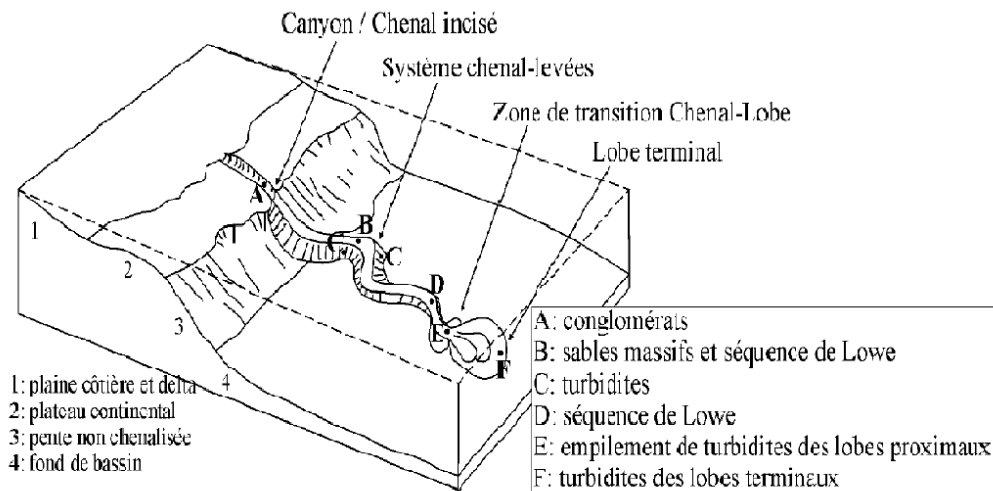


FIGURE 1.1.2 – Schéma synthétique d'un système turbiditique sous-marin (Mas (2009)).

ou figures d'érosion résultant des écoulements turbiditiques (Middleton (1967); an Luthi (1981); Parker et al. (1987); Simpson (1999)) à la structure de la turbulence dans l'écoulement (Kneller et al. (1997); Buckee et al. (2001)).

Dans le milieu naturel, l'écoulement turbiditique rencontre des pentes plus ou moins fortes et parfois des reliefs qui vont les détourner (Rothwell et al. (1992)). C'est pourquoi les écoulements sont étudiés dans différentes conditions en laboratoire : le changement de pente où des ressauts hydrauliques peuvent se développer (Garcia and Parker (1989)), le passage de petits obstacles (par exemple des séries de bosses (Kubo (2004)) ou de rampes (Pantin and Leeder (1987); Kneller and McCaffrey (1999)).

Pour analyser les facteurs de contrôle des dépôts/érosions générés par l'écoulement turbiditique, De Rooij and Dalziel (2001) ont reproduit différents modes de dépôt par des écoulements stationnaires et transitoires, afin de représenter respectivement des courants turbiditiques continus en lien avec des fleuves et des écoulements discontinus alimentés par des phénomènes transitoires tels que des glissements gravitaires depuis le talus continental. Baas et al. (2005) ont étudié la morphologie des lobes et levées en fonction de la vitesse du courant et de la taille des grains transportés; ils ont montré que la capacité d'érosion dépend uniquement de la vitesse du fluide et est indépendante de la taille ou de la densité des particules. Gladstone et al. (1998) ont approfondi la connaissance sur la liaison entre la distance de dépôt et la distribution granulaire des particules transportées : plus la proportion de sédiments fins est importante, plus la vitesse d'écoulement est élevée et plus la distance de transport est grande. an Luthi (1981) a relevé la morphologie successive des dépôts au passage de l'écoulement en fonction de l'éloignement

à la source : non dépôt, laminations parallèles puis ondulations et laminations parallèles. Ces études expérimentales donnent des informations de façon indirecte sur le transport sédimentaire.

Au niveau de l'anatomie, la tête, le corps et la queue (Figure 1.2.1) constituent les trois parties distinctes d'un écoulement turbiditique (Pickering et al. (1986); Simpson (1999); Kneller and Buckee (2000); Baas et al. (2005)).

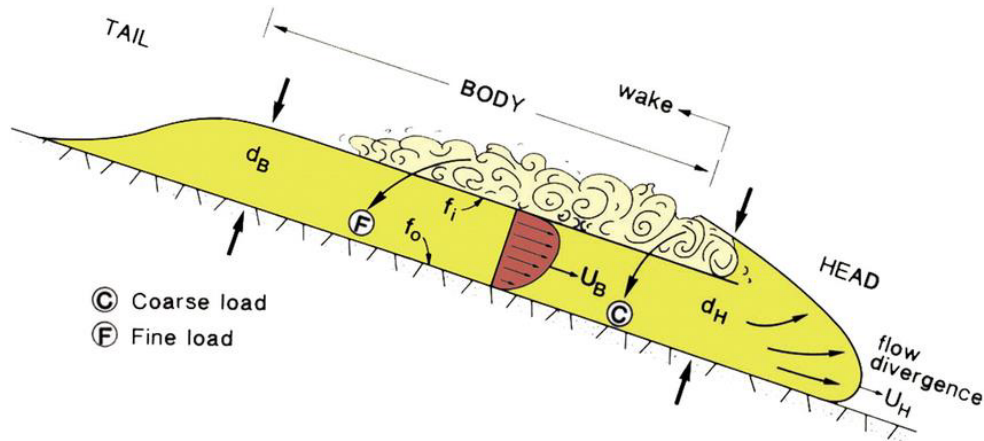


FIGURE 1.2.1 – Diagramme de la structure d'un écoulement turbiditique (modifié d'après Pickering et al. (1989)).

La tête, avec sa forte turbulence et sa forte capacité de transport, est considérée comme le lieu d'érosion (Middleton (1993)). Elle entraîne également le fluide ambiant dans l'écoulement (Parsons and Garcia (1998)). Dans l'observation de Kneller et al. (1997) et le résultat par simulation de Cantero et al. (2008), la contrainte de cisaillement sur le lit est plus forte dans la tête que dans le corps et la queue. Cela peut favoriser l'érosion du lit et entraîner plus de sédiments en suspension, et ainsi déclencher l'auto-accélération et l'auto-suspension de l'écoulement due à l'augmentation de l'excès de densité de l'écoulement turbiditique par rapport au fluide ambiant (Sequeiros et al. (2009)).

Le corps est décrit comme une partie plus stable et plus étendue dans le temps. En général, la vitesse dans le corps est 30 à 40% plus élevée que dans la tête (Kneller and Buckee (2000)). Une des explications de cette différence est que l'écoulement du corps accélère pour compenser la dilution due à l'entraînement du fluide ambiant par l'arrière de la tête (Middleton (1993)). Deux zones bien distinctes peuvent être trouvées dans le corps : une zone plus dense vers le fond qui joue un rôle plus important dans le dépôt des sédiments et une zone supérieure en suspension avec une possibilité de mélange avec le fluide ambiant. Parfois, l'interface entre ces couches marque une discontinuité due à une stratification

verticale, qui se traduit par un gradient abrupt de vitesse, de concentration et de viscosité apparente (Postma et al. (1988)) (Figure 1.2.2).

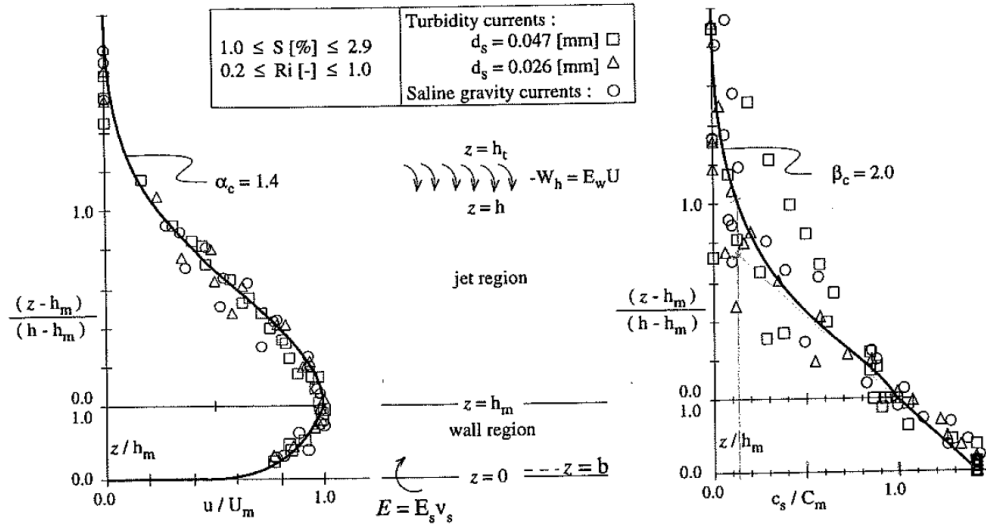


FIGURE 1.2.2 – Profil vertical de vitesse et concentration adimensionnelles d'après les mesures faites en laboratoire (Altinakar et al. (1996)).

La dernière partie de l'écoulement est une zone de décélération et de dilution avec le fluide ambiant, zone que l'on appelle la queue (Manica (2012)). La queue est la partie où l'énergie est la plus faible. L'ensemble de l'écoulement turbiditique interagit également avec le fluide ambiant. Pour la partie du corps qui nous intéresse, les sédiments dans la couche supérieure sont considérés maintenus en suspension principalement par la turbulence (Postma et al. (2009)), et ceux en charriage dans la couche dense du fond sont impactés par la pression dispersive issue de l'interaction entre les grains (Sohn (1997)). Cependant, l'évolution et le transfert dynamiques entre les différents modes de transport de solides et les interactions internes doivent être clarifiés.

Au niveau de la structure interne de l'écoulement turbiditique, on s'intéresse particulièrement aux distributions de vitesse du fluide et de concentration des solides dans le corps, où se trouve la partie principale et plus stable de l'écoulement. Les expériences en laboratoire ont permis d'observer les profils de vitesse et de concentration (Figure 1.2.2) pour des suspensions grains-fluide (Altinakar et al. (1996); Simpson (1999)). Comme mentionné précédemment, il existe deux zones bien distinctes. La zone près du fond a un gradient positif de vitesse et une épaisseur moins importante que la zone supérieure qui a un gradient négatif (Kneller and Buckee (2000)). On peut également observer une stratification de densité au sein de l'écoulement d'après Baas et al. (2005) : la zone près du fond est caractérisée par un mélange d'entraînement et de sédimentation de particules grossières accompagnant

une intensité de fluctuations du fluide relativement faible. Dans la zone supérieure, les particules plus fines sont maintenues en suspension. D'après les mesures de [Kneller and McCaffrey \(1999\)](#), la distribution de la turbulence est hétérogène : l'énergie cinétique turbulente atteint son maximum dans la couche supérieure en interaction avec le fluide ambiant et son minimum près de l'interface entre les deux zones distinctes.

1.3 Approches numériques

Certaines méthodes numériques récentes sont présentées dans la revue de [Meiburg and Kneller \(2010\)](#).

Une série de méthodes numériques tente de reproduire l'évolution de l'écoulement turbiditique à l'échelle réelle. [Bowen et al. \(1984\)](#) et [Komar \(1985\)](#) ont calculé les conditions hydrauliques de l'écoulement à partir des données de dépôt et de distribution granulaire collectées sur le terrain, à l'aide des lois empiriques. [Groenenberg et al. \(2009\)](#) ont modélisé la formation stratigraphique par des courants de turbidité de faible densité en appliquant des équations de conservation de la masse et de mouvement moyennées spatiales. Les équations sont fermées par des lois empiriques de vitesse de cisaillement, taux d'entraînement, taux d'érosion/dépôt. [Hugot et al. \(2001\)](#) ont présenté une méthode 2D représentant un écoulement turbiditique comme un objet 2D paramétré par une hauteur et une longueur, et les sédiments par une fraction volumique dans l'objet qui suit les équations de mouvement. Cette méthode prend en compte la turbulence par le modèle de longueur de mélange de Prandtl et le transport sédimentaire par des lois empiriques d'érosion en lien avec la vitesse de l'écoulement et de dépôt à la base de la vitesse de chute. Le modèle CATS développé à IFPEN ([Salles et al. \(2008\)](#) et [Teles et al. \(2016\)](#)), afin de reproduire l'architecture et l'hétérogénéité des réservoirs géologiques, est basé sur des concepts d'automates cellulaires dont les lois reproduisent les processus physiques d'échanges de matière et d'énergie pour reproduire les écoulements turbiditiques. Il utilise des lois empiriques pour reproduire les processus sédimentaires en érosion/dépôt. La charge sédimentaire, composée des grains transportés, est représentée par des concentrations volumiques. Les lois utilisées sont des lois phénoménologiques qui dépendent de la façon dont sont compris les phénomènes physiques, ici l'érosion et le dépôt. Par exemple, les lois proposées par [Partheniades \(1962\)](#) et [Krone \(1962\)](#) sont utilisées pour simuler l'érosion et le dépôt. Ces lois expriment l'érosion et le dépôt en fonction de la différence entre la contrainte de cisaillement exercée par le fluide sur le fond et des valeurs seuils de contrainte critique pour les différentes tailles et densités de grain.

Dans les modèles de [Hugot et al. \(2001\)](#) et [Salles et al. \(2008\)](#), le transport est contrôlé par la possibilité d'arracher (la contrainte critique de l'érosion) ou de déposer (la contrainte critique du dépôt) des sédiments du/sur le fond. Ces

modèles ne prennent pas en compte la capacité ou l'énergie disponible du fluide pour le transport. [Hiscott \(1994\)](#) a proposé un autre modèle où le transport est contrôlé par la capacité de transport du fluide plutôt que la capacité d'arrachement des particules du lit. Ces deux approches découlent de différentes façons de voir le phénomène et sont la traduction d'un modèle conceptuel du processus physique, soit un transport contrôlé par l'interaction de l'écoulement avec le fond (i.e. possibilité d'arrachement), soit un transport contrôlé par la capacité de transport de l'écoulement. [Teles et al. \(2016\)](#) ont ajouté la capacité de transport couplée à la contrainte de cisaillement sur le fond comme critère déclenchant l'érosion ou le dépôt, ainsi qu'une description du profil vertical de concentration des différentes tailles de sédiments basée sur le profil de Rouse ([Rouse \(1939\)](#)). L'avantage de ces méthodes réside dans le fait que l'on simule l'évolution générale de l'écoulement turbiditique à l'échelle réelle, mais elles dépendent de lois empiriques, souvent issues d'expériences et d'observations en laboratoire pour déduire la relation entre transport sédimentaire et conditions hydrauliques. L'interaction dynamique entre le fluide et les grains est prise en compte dans la capacité de transport et la vitesse de sédimentation. Par ailleurs, les grains ne sont pas pris en compte en tant que grain individuel. La charge sédimentaire est modélisée par une valeur de concentration volumique de sédiments dans l'écoulement mise à jour en fonction des lois empiriques ou physiques à l'échelle de l'écoulement. Ces interactions sont donc modélisées par des lois macroscopiques provenant des études à plus petite échelle.

Un autre type de méthode utilise le modèle étendu à l'écoulement en eau peu profonde (shallow water model), décrit par les équations de Saint-Venant. L'hypothèse utilisée dans ce modèle est que la profondeur de l'écoulement est négligeable par rapport à sa longueur ([Bonnecaze et al. \(1993\)](#); [Harris et al. \(2002\)](#)). Ce modèle prend en compte l'évolution de la vitesse du courant en résolvant les équations dynamiques du fluide. Mais il considère qu'il n'y a pas de variation en densité ou vitesse dans la direction verticale, ni de force de viscosité, donc le champ de pression reste hydrostatique. Dans la simulation de [Parker et al. \(1986\)](#) en particulier, la transformation de l'énergie cinétique de turbulence pour maintenir la suspension des sédiments fournit la loi de fermeture pour les équations d'écoulement du fluide et de la concentration de sédiments. L'interaction fluide-solide est représentée par l'évolution de la concentration volumique de sédiment dans l'écoulement d'après le bilan des échanges avec le fond (érosion/dépôt) qui est un terme source pour le fluide. Dans le modèle de [Zeng and Lowe \(1997\)](#), l'effet direct de la turbulence n'est pas calculé mais un facteur de correction est ajouté afin d'ajuster la vitesse de chute des particules en suspension dans la condition hydrodynamique turbulente. Dans ce type de modèle, le transport sédimentaire est calculé par les lois empiriques d'érosion/dépôt et contrôlé uniquement par la possibilité d'arracher des sédiments du fond. Ces approches sont capables de simuler l'écoulement sur de longues distances, mais elles ne peuvent pas présenter la structure verticale dans l'écoulement, ni la stratification verticale en densité.

Elles sont donc souvent limitées à la simulation du transport en suspension, et l'effet de turbulence à l'intérieur de l'écoulement n'est pas calculé précisément mais modélisé dans les lois empiriques où la contrainte de cisaillement est considérée comme une fonction du carré de la vitesse de cisaillement.

1.4 Modélisation du transport sédimentaire

Il existe des modèles qui permettent de modéliser l'écoulement turbiditique à l'échelle réduite ou à l'échelle réelle à partir des équations de Navier-Stokes ([Necker et al. \(2002\)](#) et [Hall et al. \(2008\)](#)). Néanmoins, ces modèles demandent un temps de calcul important.

Pour modéliser un écoulement complexe tel que l'écoulement turbiditique, une des principales difficultés réside dans la modélisation du transport sédimentaire en interaction avec l'écoulement fluide. Dans l'article de revue de [Papanicolaou et al. \(2008\)](#), des modèles sédimentaires développés en 1D, 2D et 3D ont été présentés pour des applications hydrauliques.

Parmi les modèles numériques classiques en mécanique des fluides, une approche utilise la méthode eulérienne à deux phases (Euler-Euler) ([Jenkins and Hanes \(1998a\)](#), [Hsu et al. \(2003\)](#), [Liu and Sato \(2006\)](#), [Amoudry et al. \(2008\)](#), [Lee et al. \(2016\)](#) et [Chauchat et al. \(2017\)](#)) et une autre approche utilise la méthode Euler-Lagrange ([Yeganeh et al. \(2000\)](#), [Chen et al. \(2011\)](#), [Harada et al. \(2013\)](#), [Arolla and Desjardins \(2015\)](#) et [Cheng et al. \(2018b\)](#)). Dans les deux cas, la phase fluide est décrite comme une phase continue et résolue par les équations de Navier-Stokes. La différence des deux approches se trouve au niveau de la description de la phase solide : la concentration sédimentaire est calculée par la méthode eulérienne dans la méthode Euler-Euler alors que le mouvement des particules est calculé individuellement dans la méthode Euler-Lagrange. De plus amples détails sur les expressions mathématiques de ces deux méthodes seront présentés dans le chapitre 3.

Dans la méthode eulérienne de deux phases, on obtient le profil complet de la concentration sédimentaire à l'aide des équations de masse et de quantité de mouvement pour la phase fluide et la phase solide, souvent complétées par des lois de fermetures pour décrire la turbulence et les échanges d'interface sur les transferts de la quantité de mouvement et de la contrainte ([Liu and Sato \(2006\)](#), [Revil-Baudard and Chauchat \(2013\)](#)). Cette méthode Euler-Euler a besoin des hypothèses complémentaires pour décrire les rhéologies complexes en présence des transports en charriage et en suspension.

Dans certaines configurations plus complexes, il est important de prendre en compte la polydispersité des grains ([Fukuoka et al. \(2014\)](#)). L'hypothèse sur

l'homogénéité des sédiments dans la méthode Euler-Euler ne semble pas suffisante. De plus, des études plus modernes demandent plus de précision sur le mouvement discret des grains (Drake and Calantoni (2001), Calantoni et al. (2004), Maurin et al. (2015)). La méthode Euler-Lagrange a de ce fait été développée.

La classification précédente des modèles numériques s'appuie sur les différentes descriptions de la phase solide. Il est aussi possible de classer les modèles pour décrire le transport sédimentaire en fonction de la méthode de calcul fluide. Par exemple, la méthode RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) utilise l'hypothèse de la décomposition de Reynolds où les équations de Navier-Stokes portent sur l'écoulement moyen et le tenseur de Reynolds est modélisé à l'aide des modèles de fermeture turbulente (Rüther and Olsen (2005), Apsley and Stansby (2008), Hassan and Ribberink (2010), Amoudry et al. (2013) et Fuhrman et al. (2013)). Un autre type de modèle utilise la méthode LES (Large Eddy Simulation), qui ajoute des filtres dans la résolution des équations de Navier-Stokes pour modéliser les tourbillons de plus petite échelle (Zedler and Street (2001), Chou and Fringer (2008), Kraft et al. (2011), Arolla and Desjardins (2015) et Cheng et al. (2018b)).

1.5 Objectif de la thèse

Les modèles numériques actuels, permettant de simuler les écoulements turbiditiques dans des contextes naturels, sont notamment utilisés pour estimer la localisation et les caractéristiques des dépôts associés qui peuvent constituer des réservoirs d'hydrocarbures. Ils permettent également d'estimer les risques associés à de tels écoulements catastrophiques et complexes. Ils dépendent des lois physiques et empiriques déterminées lors des expériences en laboratoire.

Il est difficile de reproduire de façon exacte avec un seul modèle numérique un écoulement aussi complexe que l'écoulement turbiditique qui contient plusieurs processus sédimentaires. Cependant, nous avons choisi de focaliser nos études sur un des processus sédimentaires présents dans l'écoulement turbiditique : le transport en suspension.

Parmi les modèles du transport sédimentaire présentés au point précédent, la méthode Euler-Lagrange permet de donner la précision dans la résolution du mouvement discret des particules. Celle-ci fournit par ailleurs des informations plus complètes dans la compréhension du mécanisme de la suspension des particules sédimentaires dans l'écoulement turbulent.

L'objectif de la thèse est donc de modéliser le transport en suspension des particules dans un écoulement turbulent, en prenant en compte plus précisément les interactions fluide-grains avec le modèle Euler-Lagrange, qui a la capacité de simuler les mouvements des particules et de réaliser des études paramétriques sur

les cas de transport sans être trop coûteux en terme de temps.

Le manuscrit est composé de quatre chapitres. Les relations physiques entre une particule et un fluide et une résolution analytique du profil de la concentration sont présentées dans le chapitre suivant (chapitre 2). Les différentes approches numériques pour simuler des écoulements fluides chargées de particules sont présentées dans le chapitre 3 ; l'approche Euler-Lagrange du code PeliGRIFF utilisée dans cette thèse y est aussi décrite. Le chapitre 4 détaille les configurations numériques et les études de sensibilité mises en place pour simuler le transport en suspension turbulente. Le modèle de fluctuations turbulentes proposé pour la mise en suspension des particules est présenté et validé dans le chapitre 5 ; les analyses des paramètres de transport y sont également présentées.

Chapitre 2

Physique du transport des particules dans un fluide

Avant de commencer à analyser les comportements des interactions fluide-grains dans une configuration numérique donnée, on présente d'abord la physique de l'interaction entre le fluide et la particule de façon générale et les paramètres de mesure permettant de quantifier le régime de l'écoulement et les caractéristiques du transport qui seront utilisés dans les prochains chapitres. Une résolution analytique du profil de la concentration solide sera aussi proposée pour le cas de transport en suspension.

2.1 Description de la physique de transport

À l'échelle d'une particule au repos dans un fluide, quatre forces principales sont exercées sur une particule : la force de gravité \mathbf{f}_g , la force d'Archimède \mathbf{f}_{Arch} , la force de traînée \mathbf{f}_{drag} et la force de frottement avec le fond \mathbf{f}_{frott} (Figure 2.1.1).

Pour une particule sphérique avec un diamètre d au repos dans un écoulement fluide, l'initialisation du mouvement dépend de ces quatre forces. Les forces inertielles, telles que \mathbf{f}_g et \mathbf{f}_{Arch} , donnent un poids spécifique pour la particule. La force de frottement \mathbf{f}_{frott} , qui est proportionnelle au poids spécifique, doit être équilibrée avec la force de traînée \mathbf{f}_{drag} , qui incite le mouvement.

Les forces sur la particule peuvent être écrites de façon "scaling" comme suit :

$$\mathbf{f}_g = m_p g \sim \rho_p g d^3 \quad (2.1)$$

$$\mathbf{f}_{Arch} = \rho_f g V_p \sim \rho_f g d^3 \quad (2.2)$$

$$\mathbf{f}_{frott} \sim (\rho_f - \rho_p) g d^3 \quad (2.3)$$

$$\mathbf{f}_{drag} \sim u_f^2 \rho_f d^2 \quad (2.4)$$

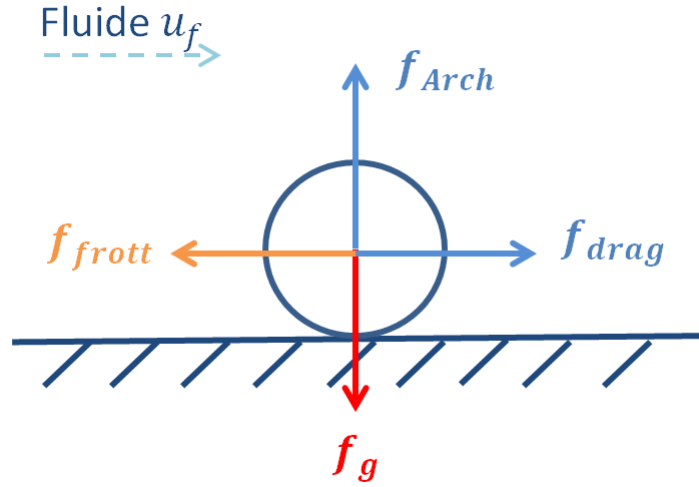


FIGURE 2.1.1 – Forces de contact à l'échelle d'une particule.

Avec m_p , V_p et ρ_p la masse volumique, le volume et la densité de la particule, u_f et ρ_f la vitesse et la densité du fluide.

À l'état de l'initialisation du mouvement de la particule, la force verticale de support du fond devient nulle et on peut donc calculer le seuil de la vitesse fluide u_f pour le mouvement de la particule, par l'équilibre entre f_{frott} et f_{drag} . On obtient donc :

$$(\rho_p - \rho_f)gd^3 = u_f^2 \rho_f d^2 \quad (2.5)$$

$$u_f = \sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)gd} \quad (2.6)$$

Cette vitesse fluide u_f est définie comme la vitesse caractéristique du fluide u_{carac} . Elle est associée au transport des particules par un fluide et partage le même "scaling" avec la définition de la vitesse de sédimentation de particule dont nous discuterons plus tard.

Dans un système plus complexe qui contient plus de particules, celui-ci peut aussi présenter des forces de contact entre les grains à l'échelle microscopique, telle que la force élastique liée à la rigidité de la particule, la force de dissipation visqueuse tangentielle liée au coefficient de friction tangentielle et la force de frottement tangentielle liée au coefficient de frottement de Coulomb. Leurs définitions seront discutées en détails dans le prochain chapitre.

Pour les écoulements turbulents, l'effet de la fluctuation de vitesse fluide est pris en compte dans le calcul de la force de traînée f_{drag} . Cette dernière peut ensuite entraîner des effets fluctuants sur le mouvement de la particule.

2.2 Paramètres adimensionnels

Afin de modéliser le transport sédimentaire en suspension à l'échelle de grain dans l'écoulement turbulent, l'idée est de construire une description numérique dans laquelle les particules sont mises en mouvement par un écoulement passant au-dessus d'un lit érodable.

Nous allons d'abord définir les paramètres nécessaires pour décrire le fluide et le transport des particules de façon générale.

- Pour la phase fluide : la densité de fluide ρ_f d'unité $[ML^{-3}]$ et la viscosité dynamique fluide μ d'unité $[ML^{-1}T^{-1}]$ ou la viscosité cinématique ν d'unité $[L^2T^{-1}]$;
- Pour la phase solide : la densité de particules ρ_p d'unité $[ML^{-3}]$ et le diamètre des particules d d'unité $[L]$;
- Pour le système : les dimensions du domaine L, H et W d'unité $[L]$ et le débit fluide Q d'unité $[L^3T^{-1}]$.

Il peut y avoir également des paramètres qui sont liés aux caractéristiques physiques des particules, comme la raideur, le rayon d'interaction et le coefficient de restitution. Ces derniers donnent un impact moins important dans l'étude du transport des particules dans un fluide, par rapport aux paramètres principaux présentés dans la liste ci-dessus. Pour caractériser l'écoulement fluide-particules, trois paramètres adimensionnels essentiels sont présentés ci-après.

(1) Le **nombre de Reynolds fluide** Re est un nombre adimensionnel qui caractérise la nature du régime de l'écoulement (laminaire, transitoire ou turbulent). Il est le rapport entre l'effet d'inertie et l'effet visqueux dans le fluide. La définition générale de Re est :

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (2.7)$$

Où U est la vitesse caractéristique du fluide, L la longueur caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide. Dans la configuration d'un écoulement horizontal au dessus d'un lit, la dimension caractéristique de l'écoulement " L " sera la hauteur h du fluide. On définit " U " comme la vitesse moyenne du fluide \bar{U} . La vitesse moyenne de l'écoulement peut être calculée par :

$$\bar{U} = \frac{1}{h} \int_0^h u_f(y) dy = \frac{Q}{hW} \quad (2.8)$$

Avec W la profondeur de l'écoulement fluide. On obtient donc le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\bar{U}h}{\nu} = \frac{Q}{W\nu} \quad (2.9)$$

(2) Le **nombre de Shields** θ (Shields (1936)) représente le rapport entre la contrainte de cisaillement sur le fond τ_b , qui peut mettre en mouvement des particules, et le poids spécifique des grains dans le fluide, qui a tendance à empêcher la mise en mouvement des particules.

$$\theta = \frac{\tau_b}{(\rho_p - \rho_f)gd} \quad (2.10)$$

Dans la littérature, la contrainte de cisaillement sur le fond τ_b est exprimée sous la forme de la vitesse de cisaillement u_* :

$$\tau_b = \rho_f u_*^2 \quad (2.11)$$

On obtient donc l'expression de θ :

$$\theta = \frac{\rho_f u_*^2}{(\rho_p - \rho_f)gd} \quad (2.12)$$

À partir de la valeur seuil du nombre de Shields θ_c ou du cisaillement critique du lit, la particule de sédiment commence à être entraînée dans le lit et à se déplacer.

Pour identifier le comportement fluide autour de la particule, on passe au troisième nombre adimensionnel.

(3) Le **nombre de Galilée** (G_p) représente le régime hydrodynamique à l'échelle du grain. Il se présente sous la forme du nombre de Reynolds à l'échelle de la particule, avec la longueur et la vitesse caractéristique présentées par le diamètre de la particule d et la vitesse caractéristique du mouvement d'une particule, définie comme u_{carac} dans l'équation 2.6. Par rapport au nombre classique de Reynolds particulaire, qui sera défini dans l'équation 3.12, l'avantage de cette définition de G_p est de rendre le comportement particulier indépendant de la variation de la vitesse fluide une fois que les caractéristiques physiques du fluide (densité, viscosité) ont été définies.

$$G_p = \frac{d}{\nu} \sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)gd} \quad (2.13)$$

Dans l'article de [Durán et al. \(2012\)](#), une valeur de G_p supérieure à dix est considérée en régime turbulent à l'échelle de la particule.

Ces trois paramètres adimensionnels sont essentiels pour décrire l'écoulement et le transport. Par ailleurs, il existe d'autres paramètres pour identifier les différents régimes de transport sédimentaire. Par exemple, Rouse a proposé un nombre adimensionnel, défini comme le rapport entre la vitesse de sédimentation du sédiment et la vitesse de cisaillement ([Rouse \(1939\)](#)) :

$$R_o = \frac{\omega_s}{\kappa u_*} \quad (2.14)$$

Avec ω_s la vitesse de sédimentation, κ le coefficient de Von Karman et u_* la vitesse de cisaillement. La vitesse de sédimentation ω_s représente la vitesse finale de la chute d'une particule dans un fluide, lorsqu'elle atteint un équilibre entre la force de gravité, la force d'Archimède et la force de trainée. On trouve la résolution analytique de ω_s plus tard dans l'équation 4.12. Comme la vitesse caractéristique u_{carac} , ω_s est de l'échelle de $\sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right)gd}$.

Dans la littérature, la valeur de transition du mode de transport sédimentaire est considérée autour de 2.5. Le transport est dominé par le charriage quand R_o est supérieur à 2.5 et par la suspension lorsque R_o est inférieur à cette valeur.

2.3 Quantités caractéristiques de transport

Les trois paramètres adimensionnels fondamentaux définis précédemment nous permettent de caractériser le régime de l'écoulement et le type de transport à l'échelle de la particule. Néanmoins, le transport sédimentaire est un mouvement massif des particules. Afin de mieux connaître et quantifier le transport en état homogène et stationnaire, il est nécessaire de définir des quantités statistiques pour décrire le transport des particules en termes de débit volumique et de sa distribution verticale.

De la même manière que [Durán et al. \(2012\)](#), on définit le débit solide volumique q_{sat} , qui représente le volume des particules traversant une surface verticale transversale de taille unitaire par unité de temps, comme suit :

$$q_{sat} = \frac{1}{WL} \frac{\pi}{6} d^3 \Sigma u_p \quad (2.15)$$

Avec $W \cdot L$ la surface horizontale du domaine ([Figure 2.3.1](#)) et Σu_p la somme des

vitesse des particules. Le débit solide volumique est d'unité de longueur au carré par unité de temps [$L^2 T^{-1}$].

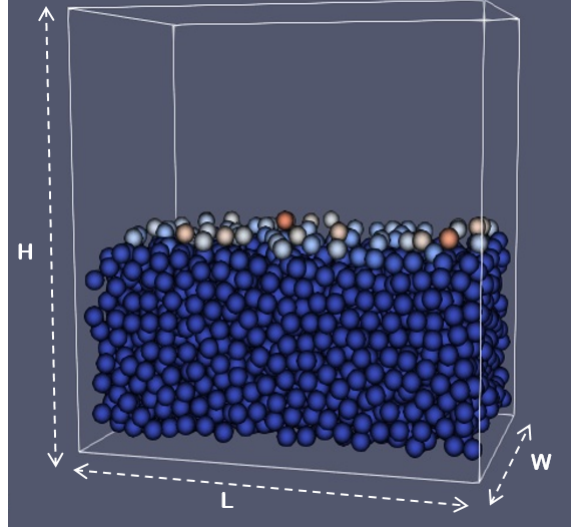


FIGURE 2.3.1 – Illustration des dimensions du domaine, on utilisera $L = 48d$, $H = 96d$ et $W = 24d$ dans le chapitre 4 et 5.

Le débit solide volumique q_{sat} peut être défini comme le produit du nombre de particules transportées par unité de surface n et de la vitesse moyenne horizontale des particules \bar{u}^p , soit $q_{sat} = \frac{\pi}{6} d^3 n \cdot \bar{u}^p$. On définit n et \bar{u}^p :

$$n = \frac{(\sum_p u_p)^2}{WL \sum_p u_p^2} \quad (2.16)$$

$$\bar{u}^p = \frac{\sum_p u_p^2}{\sum_p u_p} \quad (2.17)$$

Nous avons fait le choix ici d'utiliser la somme des vitesses de toutes les particules (en mouvement et immobiles) plutôt que d'utiliser la somme des vitesses des particules en mouvement uniquement, ce qui nous permet de ne pas avoir à appliquer un seuil de vitesse pour identifier les particules en mouvement et ainsi de faciliter l'estimation statistique.

Ensuite, pour connaître la distribution verticale du mouvement des particules, la distribution verticale de q_{sat} donne la densité de flux par unité de hauteur $\vartheta(y)$:

$$q_{sat} = \int \vartheta(y) dy. \quad (2.18)$$

Il est aussi intéressant de comparer l'épaisseur caractéristique de la couche de transport λ selon différents nombres de Shields. Celle-ci est définie par :

$$\lambda = \left(\frac{\int_0^\infty (y - \bar{y})^2 \vartheta(y) dy}{q_{sat}} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

Avec $\bar{y} = \frac{1}{q_{sat}} \int_0^\infty y \vartheta(y) dy$ l'altitude du centre de la zone de transport.

2.4 Résolution analytique du profil vertical de la concentration

À partir d'un écoulement turbulent établi, on peut calculer le profil de la concentration des particules par une approche analytique simple.

En état stationnaire et homogène selon l'axe x , on écrit l'équation de Navier-Stokes simplifiée :

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (2.20)$$

Avec Δp la différence de pression, L la longueur du domaine et τ la contrainte de cisaillement totale. On obtient donc la relation linéaire de τ et y :

$$\tau = \frac{\Delta p}{L} \cdot y + const \quad (2.21)$$

Pour simplifier l'écriture des équations dans cette section analytique, la position initiale $y = 0$ est considérée à la surface supérieure du lit.

On résout donc le cisaillement τ en fonction de la position verticale y :

$$\tau = \frac{\rho_f u_*^2}{h} (-y + h) \quad (2.22)$$

Dans laquelle $\tau = 0$ en haut de l'écoulement où s'annule la dérivée de vitesse et $\tau = \rho_f u_*^2$ à l'interface de l'écoulement et du lit.

D'après l'hypothèse de Prandtl sur la loi de la fermeture turbulente, le cisaillement total est la somme des contributions visqueuse et turbulente. On a pris l'hypothèse de la longueur de mélange l pour décrire le cisaillement turbulent :

$$\tau = \rho_f \left(\nu + l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \right) \frac{du}{dy} \quad (2.23)$$

Dans un écoulement turbulent, le profil de la vitesse du fluide est logarithmique et s'annule à $y = 0$, qui peut être écrit comme :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{y + z_o}{z_o} \right) \quad (2.24)$$

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\kappa} \frac{1}{y + z_o} \quad (2.25)$$

Suivant cette hypothèse d'un écoulement pleinement turbulent, le cisaillement visqueux est négligeable par rapport au cisaillement turbulent. On établit l'équivalence des deux expressions de τ :

$$\tau = \rho_f l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \frac{du}{dy} = \frac{\rho_f u_*^2}{h} (-y + h) \quad (2.26)$$

La longueur de mélange l est résolue comme suit :

$$l = \kappa (y + z_o) \sqrt{1 - \frac{y}{h}} \quad (2.27)$$

Pour préciser, cette formule de la longueur de mélange est adaptée pour l'écoulement avec un fond rugueux, où le diamètre de particule est supérieur à l'épaisseur de la couche limite logarithmique.

Dans l'hypothèse classique du transport des particules dominé par l'effet de la suspension, la concentration des particules ϕ peut être décrite par l'équation d'advection-diffusion :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial \phi}{\partial y} + \phi \omega_s \right) \quad (2.28)$$

Avec D la diffusivité des tourbillons de particules et ω_s la vitesse de chute.

En état stationnaire et homogène en x , la concentration ϕ ne varie ni avec le temps ni dans la direction de l'écoulement. On peut donc écrire la forme simplifiée de l'équation d'advection-diffusion :

$$D \frac{\partial \phi}{\partial y} + \phi \omega_s = \text{const} \quad (2.29)$$

De manière cohérente, comme pour le cisaillement τ , on fait l'hypothèse que la diffusivité D est définie par une partie visqueuse et une partie turbulente :

$$D = \frac{1}{Sc_\nu} \nu + \frac{1}{Sc_t} l^2 \frac{du}{dy} \quad (2.30)$$

Avec Sc_ν et Sc_t le nombre de Schmidt visqueux et le nombre de Schmidt turbulent respectivement. De manière similaire, dans l'hypothèse d'un écoulement pleinement turbulent, la diffusivité visqueuse Sc_ν est négligée. On introduit dans l'équation simplifiée d'advection-diffusion 2.29 la longueur de mélange l telle que résolue dans l'équation dynamique fluide :

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = (const - \omega_s \phi) / \left[\frac{1}{Sc_t} \kappa u_* \left(1 - \frac{y}{h}\right) (y + z_o) \right] \quad (2.31)$$

En prenant en compte les conditions limites ci-dessous :

$$\begin{cases} y = h, D \frac{\partial \phi}{\partial y} + \phi \omega_s = 0 \\ y = 0, -D \frac{\partial \phi}{\partial y} = \varphi_\uparrow \end{cases} \quad (2.32)$$

On obtient donc :

$$\begin{cases} const = 0 \\ \frac{\varphi_\uparrow}{\omega_s} = \phi_{bed} \end{cases} \quad (2.33)$$

Avec φ_\uparrow le taux d'érosion et ϕ_{bed} la concentration sédimentaire près du lit.

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{-\omega_s \phi}{\frac{1}{Sc_t} \kappa u_* \left(1 - \frac{y}{h}\right) (y + z_o)} \quad (2.34)$$

Le nombre de Rouse R_o défini dans l'équation 2.14 peut intervenir ici :

$$h \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{-\phi \frac{h}{d}}{\frac{1}{Sc_t} \frac{1}{R_o} \left(1 - \frac{y}{h}\right) \frac{y + z_o}{d}} \quad (2.35)$$

Si on définit la position verticale normalisée \bar{y} comme :

$$\bar{y} = \frac{y}{h} \quad (2.36)$$

On définit deux paramètres a et b :

$$a = \frac{1}{Sc_t R_o} \quad (2.37)$$

$$b = \frac{z_o}{h} \quad (2.38)$$

Par l'intégration de l'équation aux dérivées partielles précédente, on obtient donc la résolution analytique du profil de concentration ϕ dans l'écoulement du profil logarithmique :

$$\phi = \left(\frac{\bar{y} + b}{1 - \bar{y}}\right)^{-\frac{1}{a(1+b)}} * const1 \quad (2.39)$$

Si on définit $\phi_{bed} = 1$ à $\bar{y} = 0$

$$const1 = b^{\frac{1}{a(1+b)}} \quad (2.40)$$

Le profil analytique de ϕ dans l'équation 2.39 donne une valeur de ϕ égale à 1 à la surface du lit et tendant vers zéro à mesure que l'on s'éloigne du lit suivant l'axe y .

2.5 Comparaisons avec les données expérimentales

Suite aux développements analytiques précédents, une fois que les paramètres physiques du fluide et du transport ont été définis, le profil analytique de la concentration normalisée 2.39 dépend seulement du choix du nombre de Schmidt Sc (pour lequel seule la composante Sc_t a été conservée conformément au point précédent). Le nombre de Schmidt représente le rapport entre la viscosité turbulente et la diffusivité de la particule. Dans la littérature, la valeur du nombre de Schmidt est choisie dans l'intervalle 0.5 – 1.0 (Coleman (1970), Celik and Rodi (1988) et Nielsen (1992)). En référence à l'article de Cheng et al. (2018a), on utilise trois séries de données expérimentales dans des configurations différentes afin de comparer les valeurs de Sc dans les différentes résolutions analytiques du profil de la concentration avec la résolution de 2.39. Ces trois séries expérimentales représentent respectivement un cas de "sheet flow" sur un lit mobile (Revil-Baudard et al. (2015)) et deux cas de suspension diluée dans l'écoulement turbulent (Muste et al. (2005) et Kiger and Pan (2002)). Les valeurs des paramètres principaux des trois cas expérimentaux sont listées dans le tableau 2.1. On précise que les résultats expérimentaux de Revil-Baudard et al. (2015) sont aussi utilisés dans les articles de Cheng et al. (2018a) et de Cheng et al. (2018c), d'où ont été extraites les données.

Dans les trois articles de référence, trois formes différentes du profil analytique de la concentration ont été proposées. Afin de comparer la qualité de la calibration avec des données expérimentales par l'équation 2.39, on a présenté dans la même figure la calibration proposée dans l'article d'origine. Sur le profil analytique donné par l'équation 2.39, la position du $y = 0$ est prise à l'endroit où la vitesse fluide s'annule dans le cas expérimental correspondant. Par ailleurs, les valeurs de rugosité z_o utilisées dans l'équation 2.39 sont prises dans les données expérimentales. Cette comparaison des différentes solutions analytiques

sur différentes séries de données expérimentales nous permet aussi d'avoir une estimation sur les valeurs de Sc calibrées.

On utilise l'équation (39) proposée dans [Cheng et al. \(2018a\)](#) en comparaison avec l'équation 2.39 pour la calibration des données de [Revil-Baudard et al. \(2015\)](#), sous forme de :

$$\phi = \phi_{ini} \left(\frac{y - y_b}{y_r - y_b} \cdot \frac{h + y_b - y_r}{h + y_b - y} \right)^{-R_o} \quad (2.41)$$

Avec ϕ la concentration des particules à la hauteur y , ϕ_{ini} la concentration des particules à la position de référence y_r , h la hauteur de l'écoulement à partir de la surface du lit et y_b la position de la hauteur du lit.

La formule 2.41 présente une adaptation du profil de Rouse dans le cas de "sheet flow" afin de prendre en compte la mobilité du lit et la distinction verticale de la partie en charriage et de la partie en suspension.

Dans la Figure 2.5.1, où se trouvent les calibrations des données de [Revil-Baudard et al. \(2015\)](#), les valeurs de Sc calibrées sont 0.74 par l'équation (39) de [Cheng et al. \(2018a\)](#) et 0.70 par l'équation analytique 2.39. Au niveau de la qualité du calage, on observe une meilleure corrélation avec les points expérimentaux par le profil de 2.39.

Les cas expérimentaux de [Muste et al. \(2005\)](#) et de [Kiger and Pan \(2002\)](#) représentent des configurations de la suspension diluée, pour lesquelles il n'est pas nécessaire d'exclure la partie en charriage étant donné qu'il n'y en a pas. En complément, dans le cas de [Kiger and Pan \(2002\)](#), les résultats sont obtenus dans la configuration géométrique de canal plan. De ce fait, la loi de longueur de mélange utilisée dans l'équation 2.39 ne permet pas de décrire la partie supérieure de l'écoulement. On trouve dans les équations respectives 2.42 et 2.43 leurs résolutions analytiques.

- La résolution analytique de [Muste et al. \(2005\)](#) :

$$\frac{\phi}{\phi_{ini}} = \left(\frac{h - y}{y} \cdot \frac{y_r}{h - y_r} \right)^{R_o} \quad (2.42)$$

- La résolution analytique de [Kiger and Pan \(2002\)](#) qui est écrite sous l'hypothèse que $h \gg y$:

$$\frac{\phi}{\phi_{ini}} = \left(\frac{y_r}{y} \right)^{R_o} \quad (2.43)$$

Dans les figures 2.5.2 et 2.5.3, on obtient les valeurs de Sc calibrées : 0.48

TABLE 2.1 – Paramètres principaux dans les cas expérimentaux

Cas	ρ_f (kg/m^3)	$\nu_f * 10^{-6}$ (m^2/s)	h (m)	ρ_p (kg/m^3)	d_p (mm)	ω_s (cm/s)	u_* (cm/s)
Revil-Baudard et al. (2015)	1000	1.0	0.128	1192	3.0	5.59	5.0
NS1 de Muste et al. (2005)	1000	1.0	0.021	2650	0.23	2.4	4.2
Kiger and Pan (2002)	998	0.96	0.02	2600	0.195	2.4	2.99

par le profil de Muste et al. (2005) et 0.6 par le profil de 2.39, en comparaison avec les valeurs à 1.0 par le profil de Kiger and Pan (2002) et 0.85 par le profil de 2.39. Les profils donnés par l'équation de 2.39 sont relativement cohérents avec les points de mesure dans les deux cas de suspension diluée. En revanche, ne disposant pas d'informations sur les barres d'erreur des points de mesure, la précision de la calibration dans la partie plus diluée ($\phi/\phi_{ini} < 0.01$) n'a pas pu être vérifiée.

Pour conclure, la résolution analytique du profil de concentration proposée dans l'équation 2.39 est compatible avec les données expérimentales dans les différentes configurations. La valeur du nombre de Schmidt reste un paramètre de calibration compris entre 0.5 et 1. On garde cet intervalle comme un paramètre libre pour la calibration des résultats numériques.

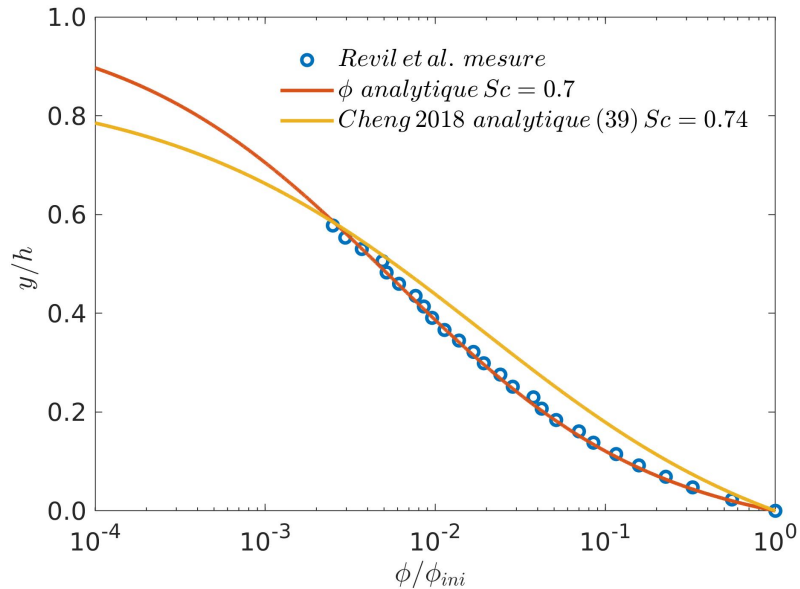


FIGURE 2.5.1 – Calibration de Sc avec des données expérimentales de Revil-Baudard et al. (2015) par l'équation (39) de Cheng et al. (2018a) et l'équation 2.39.

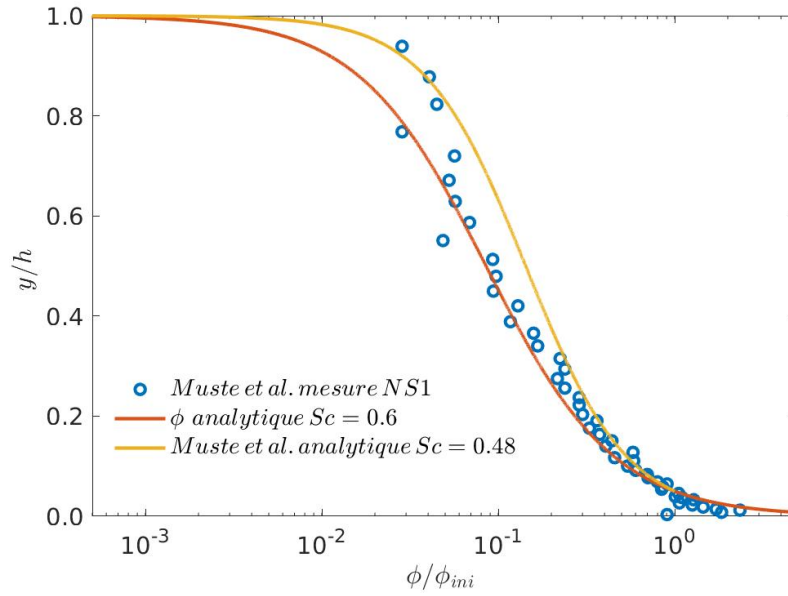


FIGURE 2.5.2 – Calibration de Sc avec des données expérimentales de Muste et al. (2005) par l'équation de Muste et al. (2005) et l'équation 2.39.

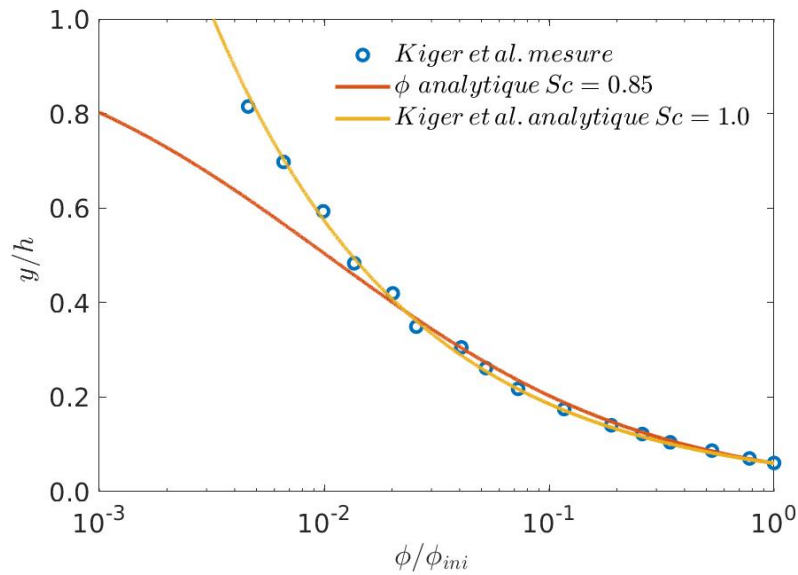


FIGURE 2.5.3 – Calibration de Sc avec des données expérimentales de Kiger and Pan (2002) par l'équation de Kiger and Pan (2002) et l'équation 2.39.

Chapitre 3

Modélisation numérique fluide-grains

Dans ce chapitre, différentes approches de modélisation sont comparées pour simuler l'écoulement fluide-grains. Dans le contexte de notre étude visant à modéliser les interactions fluide-grains dans l'écoulement turbulent, la méthode Euler-Lagrange à l'échelle mésoscopique est finalement choisie pour la suite des études.

3.1 Différentes échelles de modélisation fluide-grains

Dans le contexte de la modélisation numérique fluide-grains, en fonction de l'échelle de description des interactions entre le fluide et les particules, il existe trois approches différentes. À l'échelle microscopique, le mouvement de chaque particule est suivi et calculé de façon lagrangienne et les forces d'interactions entre le fluide et les particules sont complètement résolues autour de chaque particule ; cette méthode est appelée PRS pour « Particle Resolved Simulation ». À l'échelle mésoscopique, la phase particulaire est toujours suivie de façon lagrangienne mais les interactions entre le fluide et les particules sont modélisées à l'aide d'hypothèses qui nécessitent des validations théoriques ou expérimentales ; on appelle cette méthode Euler-Lagrange. À l'échelle macroscopique, la phase solide est considérée comme une phase continue. Ainsi, les deux phases sont eulériennes et décrites par les équations moyennées. Les interactions fluide-particules et particules-particules sont modélisées par des hypothèses théoriques ou des lois empiriques au lieu d'être résolues directement ; c'est une approche de type Euler-Euler.

3.1.1 Échelle microscopique

À l'échelle microscopique, la résolution numérique directe des interactions fluide-particules (PRS) est mise en place. La phase fluide est résolue par les équations de Navier-Stokes. La turbulence est résolue de façon précise grâce à son maillage fin autour de la particule. Pour cette approche, le maillage fluide doit être

plus fin que la taille des particules afin de résoudre les interactions entre le fluide et les particules, ce qui est très coûteux en temps de calcul. Il existe différentes méthodes pour coupler la phase fluide et les particules, et prendre en compte les forces d'interactions fluide-grains.

Par exemple, la méthode des frontières immergées (Immersed boundary method) proposée par [Peskin \(1972\)](#) modélise l'interaction fluide-grains par l'imposition de forces supplémentaires à l'interface fluide-grains. De ce fait, les conditions aux limites sont imposées explicitement à la surface de la particule. Le groupe d'[Uhlmann \(2005\)](#), [Uhlmann \(2006\)](#) et [Kidanemariam et al. \(2013\)](#) a proposé une formule explicite pour calculer la force d'interaction fluide-grains afin d'améliorer l'efficacité de calcul par rapport à la méthode initialement proposée par [Peskin \(1972\)](#).

La méthode de force de couplage (Force-coupling method) est une autre solution pour la résolution de l'interface, qui est valide uniquement pour le régime de Stokes car elle modélise l'impact des particules sur le fluide comme un terme source dans l'équation de Stokes. Cette méthode a été initialement proposée par [Maxey and Patel \(2001\)](#) dans le contexte de la sédimentation de particules en régime de Stokes et ensuite appliquée par [Liu et al. \(2002\)](#) et [Lomholt and Maxey \(2003\)](#) pour analyser le déplacement d'une ou deux particules dû au fluide, et par [Climent and Maxey \(2003\)](#) pour l'étude d'une suspension en faible concentration (6% ~ 12%).

La méthode du domaine fictif (Fictitious domain method) présentée dans [Glowinski et al. \(1994\)](#), [Glowinski et al. \(1999\)](#) et [Girault and Glowinski \(1995\)](#) a l'avantage de résoudre les équations aux dérivées partielles sur un simple domaine, qui contient le domaine initial complexe, à l'aide des multiplicateurs de Lagrange. [Patankar et al. \(2000\)](#) l'ont appliquée dans la sédimentation de quelques particules, [Vincent et al. \(2014\)](#) pour un lit fluidisé en concentration solide 24%, [Wachs \(2009\)](#) et [Wachs et al. \(2015\)](#) pour la sédimentation de quelques centaines de particules.

La méthode de Boltzmann sur réseau (Lattice Boltzmann Method) utilise l'équation discrète de Boltzmann à la place des équations de Navier-Stokes afin de résoudre le problème de contact à l'interface fluide-grains grâce à son schéma de collision-propagation. [Lallemand and Luo \(2003\)](#) l'ont appliquée d'abord dans la condition limite mobile pour simuler le mouvement d'une particule dans le fluide. [Gao et al. \(2013\)](#) l'ont par la suite utilisée dans la simulation de mouvement des particules en faible concentration (10%) dans un écoulement turbulent.

Pour conclure, l'intérêt de ces méthodes est de résoudre directement la force d'interaction à l'interface entre le fluide et la particule, ce qui rend complète la résolution du fluide ainsi que le mouvement des particules. En revanche, le raffinement des maillages fluides à l'échelle inférieure de la taille des grains demande

une quantité importante de calcul numérique. Pour l'étude d'un comportement phénoménologique des particules en grande quantité dans un écoulement turbulent avec des analyses paramétriques, la méthode PRS est bien trop coûteuse en termes de quantité de calculs, même avec la capacité de calcul d'aujourd'hui.

3.1.2 Échelle mésoscopique

La méthode numérique à l'échelle mésoscopique offre une solution intermédiaire entre la méthode microscopique PRS et la méthode macroscopique Euler-Euler : la phase fluide est décrite en phase continue et la phase solide est maintenue avec des caractères discrets. Cette méthode est appelée la méthode Euler-Lagrange ou la méthode DEM-CFD (Discrete Element Method coupled with Computational Fluid Dynamics).

Pour la phase fluide, l'équation de conservation de la masse et l'équation de quantité de mouvement sont écrites de façon moyennée dans le volume de contrôle. Dans ces équations, la fraction volumique fluide est utilisée pour prendre en compte la présence de la phase particulaire. L'effet de la particule sur le fluide est considéré comme un terme source dans l'équation de quantité de mouvement du fluide, et le mouvement de chaque particule est suivi par l'équation de Newton comme pour la méthode PRS. L'effet du fluide sur les particules est pris en compte comme une force hydrodynamique. Généralement, on considère la force de traînée qui ne dépend que de la différence de vitesse entre le fluide et la particule. Parfois, d'autres termes sont ajoutés comme la force de masse ajoutée et la force de Basset, qui ajoutent des hypothèses sur les accélérations de la particule vis-à-vis de celles du fluide, ou encore la force de Magnus, qui prend en compte les forces tangentielles liées à la rotation de la particule. Le calcul de ces forces dépend souvent de formulations empiriques et du choix de paramètres de calage, qui rendent la résolution de la méthode Euler-Lagrange moins précise que celle de la méthode PRS. Par exemple, le choix du coefficient de traînée sera discuté plus tard dans ce chapitre. Dans le cas de la modélisation d'un écoulement turbulent, la méthode Euler-Lagrange nécessite souvent d'utiliser des lois de fermeture ou des hypothèses supplémentaires.

Dans la méthode Euler-Lagrange, il existe par ailleurs différents types de couplage numérique entre la phase fluide et les particules. One-way coupling est la méthode la plus simple dans laquelle seules les informations du fluide sont transmises aux particules (Mattson and Mahesh (2012)). La méthode two-way coupling permet, en plus de la transmission des informations du fluide aux grains, de prendre en compte les informations venant des particules à la phase fluide (Boivin et al. (2000) et Benra et al. (2011)). La méthode four-way coupling, en plus des communications mutuelles entre le fluide et les grains, tient compte des effets de collision entre les grains (Lain and Garcia (2006) et Vreman et al. (2009)). Ainsi, il est évident que plus un nombre important d'informations sera pris en compte dans le couplage, meilleure sera la précision.

Dans la méthode Euler-Lagrange, le maillage fluide doit être supérieur à la taille d'une particule. On peut ainsi réaliser des simulations représentant des domaines physiques plus grands qui contiennent plus de particules par rapport à la méthode PRS. En revanche, l'introduction des lois empiriques dans le couplage fluide-grains et des lois de fermeture en cas de turbulence rendent cette méthode moins précise que la méthode PRS.

3.1.3 Échelle macroscopique

À l'échelle macroscopique, les deux phases sont traitées de façon purement continue car on ne suit pas les mouvements des particules individuellement. Cette approche est définie comme le modèle Euler-Euler à l'échelle macroscopique. La phase fluide et la phase solide sont toutes deux décrites de façon eulérienne et l'occupation volumique de chaque phase est prise en compte dans les équations continues de conservation de masse et les équations de quantité de mouvement :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\varepsilon_f \rho_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_f \rho_f \mathbf{u}_f) = 0 \\ \frac{\partial(\rho_f \varepsilon_f \mathbf{u}_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \varepsilon_f \mathbf{u}_f \mathbf{u}_f) = -\varepsilon_f \nabla p + \varepsilon_f \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_f + \varepsilon_f \rho_f \mathbf{g} + T_f \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial(\varepsilon_p \rho_p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_p \rho_p \mathbf{u}_p) = 0 \\ \frac{\partial(\rho_p \varepsilon_p \mathbf{u}_p)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \varepsilon_p \mathbf{u}_p \mathbf{u}_p) = -\varepsilon_p \nabla p + \varepsilon_p \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_p + \varepsilon_p \rho_p \mathbf{g} + T_p \end{cases} \quad (3.2)$$

Où $\varepsilon_{f/p}$, $\rho_{f/p}$, $\mathbf{u}_{f/p}$, $\boldsymbol{\tau}_{f/p}$ sont respectivement les fractions volumiques, les densités, les vitesses et les contraintes de la phase fluide et de la phase solide, et p la pression. Selon la troisième loi de Newton, le terme d'échange de quantité de mouvement fluide T_f est opposé à celui de la particule T_p , soit $T_p = -T_f$.

Dans cette méthode, la modélisation du terme d'échange entre deux phases comme T_f dépend d'hypothèses différentes. Par exemple, il est nécessaire d'appliquer des lois empiriques pour représenter la force d'interaction s'exerçant entre les phases fluide et solide et de faire appel à un modèle supplémentaire pour modéliser les collisions entre les particules. La précision de cette approche dépend donc des choix des lois empiriques pour décrire la force d'interaction fluide-grains et des hypothèses de collision entre les particules. En outre, pour simuler l'écoulement turbulent, la méthode employée nécessite également des modèles de fermeture pour décrire la contrainte turbulente dans la décomposition

du tenseur des contraintes ($\tau_{f/p}$). Cette méthode est généralement utilisée dans les applications des écoulements multiphasiques dans l'industrie grâce à sa capacité à simuler des systèmes plus grands. Par exemple, [Ishii \(1977\)](#) l'a utilisée dans l'étude des problèmes liés aux transitoires et accidents de réacteur nucléaire. Il y a aussi des exemples comme dans les cas de [Elghobashi and Abou-Arab \(1983\)](#) et [Enwald et al. \(1996\)](#) pour simuler un lit fluidisé, de [Oey et al. \(2003\)](#) pour analyser l'évolution d'une planche de bulle dans une conduite. Dans le contexte du transport sédimentaire, on trouve aussi des applications de charriage en régime laminaire par [Ouriemi et al. \(2009\)](#) et [Aussillous et al. \(2013\)](#), de "sheet flow" en régime turbulent par [Revil-Baudard and Chauchat \(2013\)](#) et de suspension turbulente par [Chiodi et al. \(2014\)](#).

Cette méthode Euler-Euler permet de modéliser un domaine beaucoup plus grand (avec des maillages grossiers) qui permet de modéliser le mouvement de plus de particules par rapport à l'échelle microscopique. Cependant, la grande dépendance aux lois empiriques et aux modèles supplémentaires de collisions réduit la précision du calcul.

Pour conclure, de l'échelle macroscopique à l'échelle microscopique, la précision augmente mais les besoins en termes de capacité de simulation numérique augmentent également. Comme présenté dans le chapitre 1, les écoulements turbiditiques font de plusieurs mètres à plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur et parcourent des kilomètres voire des dizaines de kilomètres. Il est donc difficile de les modéliser à l'échelle réelle avec une précision complète comme dans la méthode PRS. Dans l'objectif d'étudier le comportement et l'interaction fluide-grains dans ce type d'écoulement, il est plus raisonnable de simplifier le modèle numérique à une échelle appropriée tout en gardant une précision sur le mouvement des particules. De plus, pour réaliser des études paramétriques en variant des conditions fluides, qui demandent des séries de scénarios numériques, la méthode PRS est bien trop coûteuse en temps. De ce fait, la méthode Euler-Lagrange donne une solution intermédiaire entre la méthode PRS et la méthode Euler-Euler pour pouvoir réaliser des études paramétriques dans l'écoulement fluide chargé de particules avec une précision à l'échelle de la particule. Cette méthode à l'échelle mésoscopique semble donc être le choix le plus adapté pour atteindre ces objectifs.

C'est pour ces raisons que, dans la suite de l'étude, nous allons nous focaliser sur le modèle Euler-Lagrange à l'échelle mésoscopique développé dans le code PeliGRIFF.

3.2 Introduction de l'outil numérique PeliGRIFF

Conçu pour simuler des écoulements chargés de particules, PeliGRIFF (Parallel Efficient Library for Grains in Fluid Flow) est un code en C++ développé par

IFPEN (Wachs et al. (2010)). Il est combiné avec le solveur Grains3D pour traiter la phase discrète des particules. Le solveur PeliGRIFF est basé sur la plateforme opensource PELICANS, développée par l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire). Il est capable de simuler les écoulements à deux fluides avec une approche Level-Set ainsi que des systèmes fluide-particules. Par simplification, on emploie le terme PeliGRIFF pour désigner PeliGRIFF-Grains3D dans les simulations fluide-grains. PeliGRIFF est capable de réaliser des simulations fluide-grains à l'échelle microscopique et à l'échelle mésoscopique grâce à différents schémas numériques et algorithmes.

Dans notre étude de la modélisation du comportement fluide-grains dans l'écoulement turbiditique de façon simplifiée, le code PeliGRIFF est utilisé à l'échelle mésoscopique par la méthode Euler-Lagrange. Ainsi, la phase fluide est traitée en discrétisant les équations de Navier-Stokes sur un maillage cartésien avec la méthode des volumes finis, tandis que la phase particulaire est résolue à partir d'une méthode aux éléments discrets (DEM) (Wachs et al. (2010)) qui permet de calculer le mouvement de chaque particule et les contacts entre particules. Le couplage entre les deux phases se fait par la méthode de "two-way coupling", dans laquelle des informations instantanées sont transmises entre le fluide et les particules, par exemple les champs de vitesse, le gradient de pression du fluide vers les particules et la position des particules vers le fluide.

3.3 Modèle numérique Euler-Lagrange

Comme présenté dans ce chapitre, le modèle Euler-Lagrange, appelé également DEM-CFD, permet un bon compromis entre la précision et le temps de calcul. La phase solide est décrite de façon lagrangienne, permettant de suivre individuellement le déplacement de chaque particule. La phase fluide est présentée de manière eulérienne, avec l'approximation des moyennes dans le volume de contrôle. L'expression analytique de chacune des phases est décrite dans cette section.

3.3.1 Modélisation de la phase solide avec une approche DEM

Dans la phase solide, le mouvement des particules suit la deuxième loi de Newton composée du mouvement de translation et du mouvement de rotation pour chaque particule (Bernard (2014)) :

$$\begin{cases} m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{f}_g + \mathbf{f}_{pp} + \mathbf{f}_{fp} \\ \mathbf{I}_p \frac{d\mathbf{w}_p}{dt} = \mathbf{T}_{pp} + \mathbf{T}_{fp} \end{cases} \quad (3.3)$$

Avec \mathbf{f}_g la force de gravité, \mathbf{f}_{pp} la somme des forces de contact entre les particules, \mathbf{f}_{fp} l'effet du fluide sur la particule. Les quantités m_p , \mathbf{u}_p , \mathbf{w}_p , \mathbf{I}_p concernent la masse, la vitesse translationnelle, la vitesse angulaire et le moment d'inertie de la

particule. Par ailleurs, \mathbf{T}_{pp} représente le moment des composantes tangentielles des forces de contact entre les particules et \mathbf{T}_{fp} est le moment des forces du fluide sur la particule.

On s'intéresse d'abord aux forces de contact entre les particules.

Forces de contact

Le modèle d'interaction grain-grain prend en compte trois forces de contact : une force normale élastique, une force normale de dissipation visqueuse et une force tangentielle de frottement conformément à l'équation ci-après (Wachs et al. (2012)) :

$$\mathbf{f}_{pp} = \mathbf{f}_{el} + \mathbf{f}_{dn} + \mathbf{f}_t \quad (3.4)$$

(1) Force élastique de Hooke \mathbf{f}_{el}

$$\mathbf{f}_{el} = k_n \delta \mathbf{n}_{ij} \quad (3.5)$$

Où k_n est la rigidité de la particule, δ est la distance de recouvrement entre les particules, et \mathbf{n}_{ij} est le vecteur unitaire entre les centres gravitaires des particules (Figure 3.3.1).

(2) Force due à la dissipation lors des collisions \mathbf{f}_{dn}

$$\mathbf{f}_{dn} = -2\gamma_n M_{ij} \mathbf{U}_{nij} \quad (3.6)$$

Où M_{ij} est la masse réduite de particule i et j , qui est calculé par $M_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$, \mathbf{U}_{nij} est la vitesse normale relative des deux particules, et γ_n est le coefficient de friction normale, qui peut être déduit par le coefficient de restitution ϵ_n :

$$\gamma_n = -\sqrt{\frac{k_n}{M_{ij}}} \frac{\ln \epsilon_n}{\pi^2 + (\ln \epsilon_n)^2} \quad (3.7)$$

(3) Force de frottement tangential \mathbf{f}_t

$$\mathbf{f}_t = -\min\{\mu_c |\mathbf{f}_{el}|, |\mathbf{f}_{dt}|\} \mathbf{t}_{ij} \quad (3.8)$$

Où \mathbf{f}_{dt} représente la force de dissipation tangentielle, calculée par $\mathbf{f}_{dt} = -2\gamma_t M_{ij} \mathbf{U}_{tij}$, γ_t est le coefficient de friction tangential, \mathbf{U}_{tij} est la vitesse tangentielle relative des deux particules, \mathbf{f}_{el} est la somme des forces normales, μ_c est le coefficient de frottement de Coulomb, \mathbf{t}_{ij} est le vecteur tangential unitaire (Figure 3.3.1). La force de frottement est présente dans

le modèle de l'interaction des grains, mais son effet devrait être moins important par rapport aux deux forces précédentes dans notre étude.

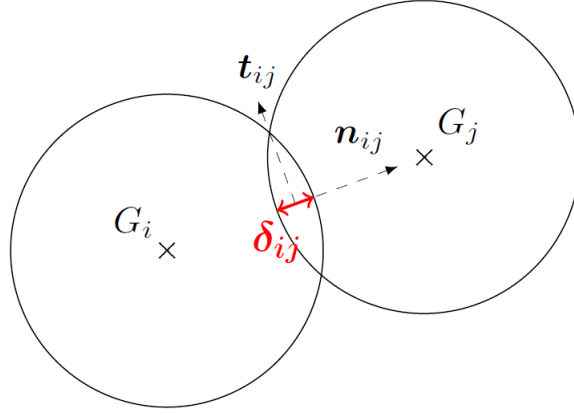


FIGURE 3.3.1 – Contact entre deux particules (G_i et G_j sont les centres de gravité des particules i et j respectivement, t_{ij} et n_{ij} sont les vecteurs unitaires tangentiels et normaux, respectivement, et δ_{ij} est la distance de recouvrement) (Bernard (2014)).

On s'intéresse ensuite aux forces d'interaction fluide-grains.

Forces d'interaction fluide-grains

Pour simplifier, on considère que les forces hydrodynamiques majeures qui donnent l'impact sur les particules sont la force de trainée et la force d'Archimède, respectivement f_{drag} et f_{Arch} :

$$f_{fp} = f_{Arch} + f_{drag} \quad (3.9)$$

Les forces de lubrification, de portance et les corrections liées à la force de trainée, comme les forces de masse ajoutée, de Basset et de Magnus, sont disponibles dans le code PeliGRIFF mais négligées dans cette étude.

(1) Force d'Archimède f_{Arch}

L'expression de la force d'Archimède est :

$$f_{Arch} = \frac{\pi}{6} d^3 \rho_f g \quad (3.10)$$

(2) Force de trainée f_{drag}

Le formule classique pour représenter la force de trainée exigée par le fluide sur une seule particule est introduite ci-dessous :

$$f_{drag} = \frac{1}{2} \rho_f \frac{\pi d^2}{4} C_d |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \quad (3.11)$$

Le choix du coefficient de traînée C_d présente une grande variété dans la littérature. Il est généralement défini par une représentation de valeur liée au nombre de Reynolds particulaire Re_p et par un facteur de correction qui prend en compte la concentration des particules dans le voisinage.

À la différence du nombre de Galilée, le nombre de Reynolds particulaire est défini par le rapport de la force inertielle et de la force visqueuse à l'échelle d'une particule. Il représente la capacité de la migration inertielle d'une particule suivant la ligne de courant fluide :

$$Re_p = \frac{\rho_f |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| d}{\mu_f} \quad (3.12)$$

Selon la loi de Stokes, pour $Re_p \ll 1$, le coefficient de traînée est résolu par calcul analytique pour une particule sphérique :

$$C_d = \frac{24}{Re_p} \quad (3.13)$$

Pour les écoulements turbulents où $Re_p > 1000$, le coefficient de traînée devient une valeur constante qui dépend de la forme de la particule, soit pour une sphère :

$$C_d = 0.44 \quad (3.14)$$

Pour les écoulements intermédiaires où $1 < Re_p < 1000$, le choix de ce coefficient se fait en général par l'interpolation de la somme de la partie de Stokes et d'une constante qui représente l'écoulement turbulent. Cette somme est complétée souvent par un facteur de correction prenant en compte la concentration des particules.

La formule de [Di Felice \(1994\)](#), proposée selon la base de [DallaValle \(1948\)](#) et corrélée par des séries de données expérimentales, est basée sur des lits fixes et fluidisés :

$$C_d = \left(0.63 + \frac{4.8}{Re_p^{0.5}} \right)^2 \times \varepsilon^{-\zeta}, \quad (3.15)$$

$$\zeta = 3.7 - 0.65 \exp \left(-\frac{(1.5 - \log Re_p)^2}{2} \right)$$

Avec ε la fraction volumique fluide.

Une autre formule de C_d intégrée dans la thèse de [Esteghamatian \(2016\)](#) a également pris le même facteur de correction ζ d'après la base de [DallaValle \(1948\)](#), mais avec des modifications dans la partie de la somme

proposées par [Naumann and Schiller \(1935\)](#) et [Di Felice \(1994\)](#), pour les applications de type lit fluidisé :

$$\begin{aligned} C_d &= \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \times \varepsilon^{-\zeta}, \\ \zeta &= 3.7 - 0.65 \exp\left(-\frac{(1.5 - \log Re_p)^2}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Dans sa thèse, [Maurin \(2015\)](#) a proposé de combiner la formule de [DallaValle \(1948\)](#) avec la correction de [Richardson and Zaki \(1954\)](#) dans le contexte de simulation de l'écoulement turbulent contenant le transport de charriage et de débris. Pour compléter l'effet d'entrave provoqué par la concentration locale de particules, il a pris $\zeta = 3.1$ par référence à [Jenkins and Hanes \(1998b\)](#) :

$$C_d = \left(0.4 + \frac{24.4}{Re_p}\right) \times \varepsilon^{-\zeta}, \zeta = 3.1 \quad (3.17)$$

En outre, [Hsu et al. \(2004\)](#) ont pris la formule suivante avec la correction de concentration d'après les résultats expérimentaux de [Richardson and Zaki \(1954\)](#) dans le cadre de la simulation dite de "sheet flow" en régime turbulent, appliquée pour $1 < Re_p < 500$:

$$C_d = \left(0.3 + \frac{18}{Re_p}\right) \times \varepsilon^{-\zeta}, \zeta = \frac{4.45}{Re_p} \quad (3.18)$$

Dans l'article de [Durán et al. \(2012\)](#), les valeurs ont été prises dans la partie permanente de C_d , sans prendre en compte l'impact de la concentration dans le cas de la modélisation de la transition du charriage à la saltation en régime turbulent :

$$C_d = \left(\sqrt{0.5} + \sqrt{\frac{24}{Re_p}}\right)^2 \quad (3.19)$$

Dans cette formule, 0.5 indique le coefficient constant de traînée du grain dans la limite turbulente et 24 représente le nombre de Reynolds de transition en-dessous duquel la force de traînée évolue linéairement avec la différence de vitesse, d'après l'expérience de [Ferguson and Church \(2004\)](#).

Dans la continuité de l'étude de [Durán et al. \(2012\)](#) visant à modéliser la transition du charriage à la suspension, nous complétons cette formule avec la simple correction de concentration de [Jenkins and Hanes \(1998b\)](#) pour des applications aux cas du transport par charriage et de la suspension, ce qui nous permet donc d'obtenir la nouvelle formule de C_d dans notre cas d'étude :

$$C_d = \left(\sqrt{0.5} + \sqrt{\frac{24}{Re_p}}\right)^2 \times \varepsilon^{-\zeta}, \zeta = 3.1 \quad (3.20)$$

Ce choix de l'expression du coefficient de traînée permet de prendre en compte à la fois le régime de l'écoulement à l'échelle particulaire et l'impact du transport des particules sur le fluide. Malgré cela, le choix du coefficient de traînée reste empirique. Mais une formule peu sensible dans notre cas d'application peut nous permettre d'obtenir une estimation plus précise.

3.3.2 Description de la phase fluide

Dans notre étude du comportement fluide-grains, l'effet de la turbulence n'est pas négligeable. Ce type d'écoulement est en général caractérisé par des tourbillons dont les vitesses ont des variations temporelles et spatiales aléatoires. La présence de tourbillons dans l'écoulement peut entraîner des dissipations d'énergie, le mélange voire la transmission de la chaleur. Selon l'hypothèse classique de la cascade énergétique proposée par Richardson (1922), l'effet de la turbulence convertit l'énergie cinématique entrant dans le système, au départ à grande échelle puis à une échelle de plus en plus petite. À cette plus petite échelle, appelée échelle de Kolmogorov (1941), l'énergie est dissipée par le frottement issu de la viscosité.

Dans le domaine du CFD, trois types d'approches sont principalement utilisés pour modéliser les écoulements turbulents :

(1) La méthode DNS (Direct Numerical Simulation), qui donne la résolution complète des fluctuations de vitesse sans l'ajout de modèle turbulent par les équations de Navier-Stokes. Elle correspond à la résolution à l'échelle microscopique. Comme mentionné dans ce chapitre, le maillage fluide est plus fin que la taille de la particule, ce qui rend la simulation très coûteuse en quantité de calculs.

(2) La méthode LES (Large Eddy Simulation), où les tourbillons des plus grandes échelles sont résolus explicitement et les plus petits sont modélisés par des méthodes comme SFS (sub-filter scales) et SGS (sub-grid scales).

(3) La méthode RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), qui résout les équations de Navier-Stokes sur les champs de vitesses moyennées \overline{u}_f , complétée par des modèles de fermeture turbulents pour décrire la viscosité turbulente $\nu_{f,turb}$, afin d'obtenir la contrainte turbulente τ_{turb} :

$$\tau_{turb} = \rho_f \langle u'_f v'_f \rangle = \rho_f \nu_{f,turb} \frac{d\overline{u}_f}{dy} \quad (3.21)$$

Avec u'_f et v'_f les composantes en x et en y des fluctuations de la vitesse fluide.

Si la phase solide est modélisée par l'approche DEM, les méthodes LES et RANS pour la phase fluide font partie des méthodes à l'échelle mésoscopique selon la classification présentée dans ce chapitre. Doté d'un solveur instationnaire, le

code PeliGRIFF a été validé pour sa capacité de simulation en DNS (Wachs et al. (2010)). En revanche, à l'échelle mésoscopique, à la différence de la méthode de la moyenne de Reynolds dans RANS, la résolution du champ fluide dans PeliGRIFF est réalisée par l'algorithme instantané sans loi de fermeture turbulente. La turbulence est modélisée par une Simulation des Grandes Échelles (LES en anglais) sans modèle de sous-maille. Dans sa thèse, Esteghamatian (2016) a appliqué cette méthode DEM-CFD instantanée dans PeliGRIFF et l'a validée dans une configuration du lit fluidisé en régime laminaire. Dans la littérature, il y a très peu d'informations sur la validité de ce type de méthode DEM-CFD instantanée dans l'écoulement turbulent. À cet égard, des tests de validation seront faits dans les sections suivantes.

Dans PeliGRIFF, la phase fluide est décrite par les équations de Navier-Stokes résolues sans la décomposition de Reynolds, qui contient les équations de continuité et de quantité de mouvement :

$$\begin{cases} \frac{\partial \varepsilon_f}{\partial t} + \nabla \cdot \varepsilon_f \mathbf{u}_f = 0 \\ \frac{\partial (\rho_f \varepsilon_f \mathbf{u}_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \varepsilon_f \mathbf{u}_f \mathbf{u}_f) = -\varepsilon_f \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_f - \mathbf{f}_{pf} + \varepsilon_f \rho_f \mathbf{g} \end{cases} \quad (3.22)$$

Où $\boldsymbol{\tau}_f$ est le tenseur des contraintes instantanées, ε la fraction volumique du fluide et \mathbf{f}_{pf} l'impact des grains sur le fluide (force de réaction de \mathbf{f}_{fp}). $\boldsymbol{\tau}_f$ est défini par $\boldsymbol{\tau}_f = 2\mu_f \mathbf{D}$, μ_f est la viscosité dynamique du fluide, \mathbf{D} est le tenseur du taux de déformation :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u}_f + \nabla \mathbf{u}_f^T) \quad (3.23)$$

Les discrétisations spatiales et temporelles sont utilisées afin de résoudre les équations aux dérivées partielles pour la phase fluide. Le terme d'advection est résolu grâce au schéma TVD (Variation Totale Décroissante) d'ordre 2, complété par un limiteur de pente Superbee, alors que le terme de diffusion l'est à partir d'un schéma centré.

3.3.3 Couplage DEM-CFD

Le couplage fluide-grain à l'échelle mésoscopique implémenté dans PeliGRIFF se fait par la méthode de "two-way coupling" : l'effet des particules sur la dynamique du fluide et l'impact du fluide sur le mouvement des grains. La force du fluide sur le grain est présentée ci-dessous. Le couplage calcule tout d'abord la force du fluide sur chaque particule \mathbf{f}_{fp} , présentée déjà dans la partie 3.2.1. Ensuite, pour déterminer l'effet du grain sur le fluide dans chaque volume de contrôle fluide, le couplage prend en compte la somme de l'ensemble des contributions des forces des particules selon

leur occupation volumique comme indiqué dans l'exemple ci-dessous (Figure 3.3.2) :

$$\mathbf{F}_{pf} = -\frac{1}{\Delta V} \sum_{N_p} \varepsilon_p \mathbf{f}_{fp} \quad (3.24)$$

Où \mathbf{F}_{pf} est la force volumique des particules sur le fluide. N_p est le nombre de particules dans un volume de contrôle de volume ΔV , ε_p est le rapport du volume occupé par les particules sur le volume total de la maille.

Par exemple, trois particules présentes dans un maillage fluide ayant respectivement une occupation volumique ε_p dans cette maille de 25%, 100% et 50% (Figure 3.3.2 (b)) donne une contribution totale de :

$$\mathbf{F}_{pf} = -\frac{1}{\Delta V} (0.25 \cdot \mathbf{f}_{fp_1} + \mathbf{f}_{fp_2} + 0.5 \cdot \mathbf{f}_{fp_3}) \quad (3.25)$$

Cette approche permet ainsi de prendre en compte la contribution réelle de chaque particule sur chaque maille de fluide proportionnellement au volume occupé.

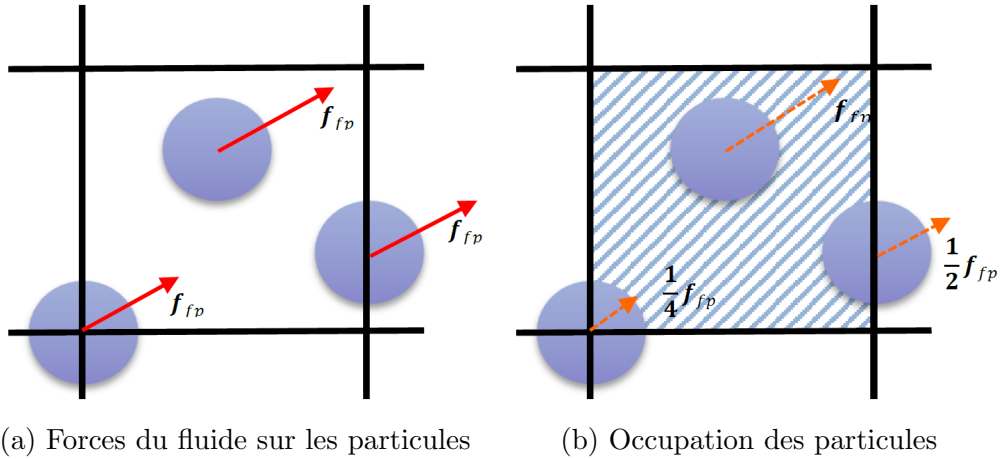


FIGURE 3.3.2 – Contribution de chaque particule selon leur volume d'occupation sur la maille de fluide.

Chapitre 4

Configurations numériques pour simuler le transport sédimentaire

4.1 Configurations du dispositif numérique

Comme mentionné dans les précédents chapitres, le dispositif numérique est constitué d'une boîte parallélépipédique avec un écoulement fluide passant au-dessus d'un lit plat mobile à l'état initial. Afin d'obtenir un lit statique composé d'un arrangement aléatoire de particules, l'état initial du lit est généré par la simulation d'une sédimentation de particules sous l'effet de la gravité seule sans présence du fluide. La porosité du lit ainsi obtenue est d'environ 0.5. En bas du domaine, le lit de particules sédimentées est en contact avec une paroi numérique parfaitement lisse et immobile. Afin d'éviter le glissement en bloc du lit en présence de l'écoulement, deux couches de particules sont fixées sur la paroi du fond en vue de générer un fond rugueux (Figure 4.1.1). Le choix des dimensions du domaine sera discuté dans la section 4.2.3 et on va prendre au final les dimensions de $48d \times 96d \times 24d$ pour l'étude de cas de transport sédimentaire.

À la paroi supérieure, une condition de symétrie avec un gradient de vitesse égal à 0 verticalement ($du/dy = 0$) est imposée pour simuler un demi-système d'un écoulement passant entre deux plaques parallèles. Dans le sens transversal de l'écoulement (selon z), afin d'éliminer les effets de paroi à l'avant et à l'arrière du dispositif, une condition périodique est appliquée. Dans le sens principal de l'écoulement (selon x), une condition périodique est imposée pour modéliser le comportement d'un système beaucoup plus grand (voire tendant vers l'infini) que la taille limitée du domaine.

On définit aussi les paramètres physiques de la phase solide et de la phase fluide dans le Tableau 4.1, qui ne seront pas modifiés dans le reste des études.

À partir des valeurs caractéristiques fluide et solide, le nombre de Galilée est à $G_p = 125$, ce qui correspond à un régime turbulent à l'échelle de la particule.

PeliGRIFF étant un solveur instationnaire, à partir de l'état initial de l'écoulement, il doit passer par une phase transitionnelle avant d'atteindre la phase de stabilisation des variables. Dans PeliGRIFF, trois moyens d'entraîner l'écoulement sont à disposition :

- (1) l'imposition d'une vitesse à une position donnée,
- (2) l'imposition d'un débit à la section d'entrée,
- (3) l'imposition d'une différence de pression dans le sens de l'écoulement.

Selon [Guyon et al. \(2012\)](#), la stabilisation de la vitesse fluide est plus rapide dans la condition du gradient de pression imposé ou du débit imposé par rapport à l'imposition de la vitesse, car dans ce dernier cas le transfert de quantité de mouvement des zones de plus grandes vitesses vers les zones de plus faibles vitesses s'appuie seulement sur la viscosité fluide. Dans les études suivantes, on fera donc le choix entre l'imposition d'un débit et l'imposition d'une différence de pression.

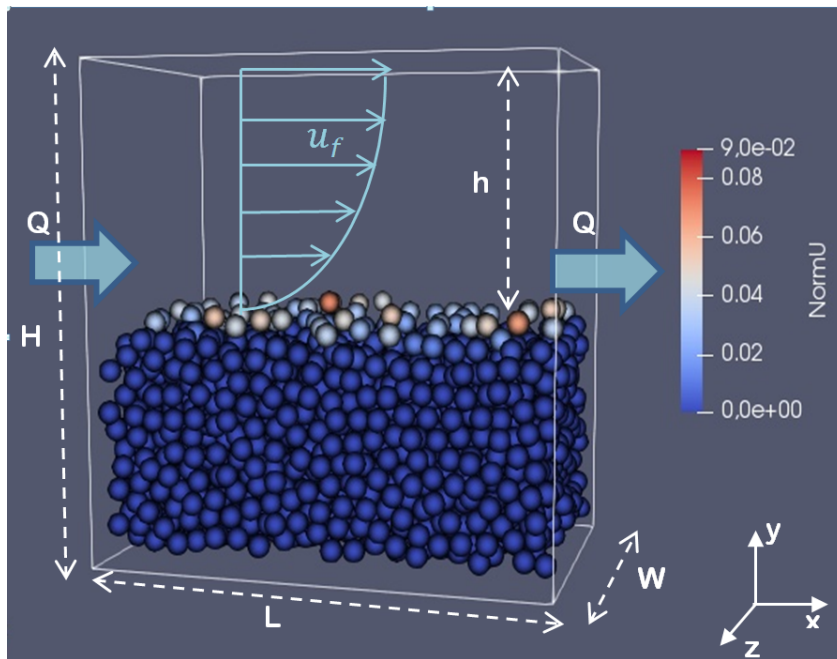


FIGURE 4.1.1 – Illustration du dispositif numérique avec un écoulement fluide passe sur un lit mobile. La couleur de chaque grain correspond à sa vitesse, comprise entre 0 m/s (bleu foncé) et 0.09 m/s (rouge).

TABLE 4.1 – Paramètres physiques pour la phase solide et la phase fluide.

Phase solide	
d (mm)	2
ρ_p (kg/m ³)	1200
G_p	125
k_n (N/m)	5
μ_c	0.4
ϵ_n (1/s)	0.6
γ_t (1/s)	5×10^4
Phase fluide	
ρ_f (kg/m ³)	1000
μ_f (Pa · s)	10^{-3}

4.2 Études de sensibilité

4.2.1 Sensibilité aux conditions imposées

Dans les tests préliminaires, nous avons observé qu'un débit imposé équivalent à un gradient de pression imposé permettait d'atteindre la convergence de la vitesse plus rapidement. Le temps de stabilisation est un facteur important dans le cas d'un modèle instationnaire d'autant plus lorsque le couplage fluide grains est activé. Au-delà de la recherche de la dimension du domaine la plus optimisée, l'astuce consistant à imposer un débit équivalent à un gradient de pression peut aussi nous permettre d'économiser du temps de calcul.

L'objectif de cette section est de comparer le temps de convergence pour ces deux conditions imposées afin de choisir la condition la plus économique en temps de calcul. Pour trouver le débit équivalent en régime turbulent, nous lançons un cas avec un gradient de pression imposé et obtenons le débit moyen stabilisé calculé dans le code PeliGRIFF. Ensuite, nous relançons le même cas à l'imposition du débit obtenu précédemment.

Avant de présenter les résultats de vitesse, nous avons défini deux paramètres qui présentent des évolutions temporelles : la vitesse instantanée moyennée sur le profil vertical $\bar{u}_{(t)}$ et le carré de la différence des vitesses moyennées sur la verticale à deux pas de temps consécutifs $\overline{\Delta u_{(t)}^2}$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}_{(t)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_{i(t)}, \\ \overline{\Delta u_{(t)}^2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [u_{i(t)} - u_{i(t-1)}]^2, \end{array} \right. \quad (4.1)$$

avec n le nombre de mailles dans le domaine.

Pour rendre les paramètres du fluide adimensionnels, nous avons défini \bar{u}_m comme la vitesse asymptotique moyennée sur le profil vertical atteinte lorsque l'écoulement est stabilisé. Le temps instantané t est normalisé par le rapport de la longueur du domaine L et \bar{u}_m . Il présente le nombre de passages du fluide dans le domaine selon x dans la condition périodique.

Les tests se déroulent pour le domaine purement fluide de $48d \times 84d \times 24d$ à $Re = 27600$. Les dimensions du domaine sont décrites en unité de d pour le cas de transport à venir étant donné que les particules sont de taille d .

La Figure 4.2.1 montre que la vitesse moyenne instantanée $\bar{u}_{(t)}$ pour la condition de gradient de pression imposé se stabilise à partir de $t \frac{\bar{u}_m}{L} = 1000$. À l'inverse, l'avantage d'imposer le débit nous permet, de par sa définition, d'avoir la vitesse asymptotique \bar{u}_m dès le début de la simulation. Si nous regardons l'évolution temporelle de $\overline{\Delta u_{(t)}^2}$, qui présente la variation entre deux pas de temps dans la Figure 4.2.2, le temps de stabilisation suit une tendance similaire : le débit imposé est prépondérant dans un temps court et le gradient de pression imposé arrive après $\frac{\bar{u}_m}{L} = 800$.

Pour avoir une vue plus précise sur l'évolution temporelle de la vitesse dans les différentes positions verticales, nous avons tracé dans la Figure 4.2.3 les comparaisons des deux conditions limites à la hauteur $y = 0.5h$. L'évolution temporelle des vitesses montre qu'elle a besoin de $1000 t \frac{\bar{u}_m}{L}$ pour arriver à l'état asymptotique pour la condition de débit imposé et de moins de $100 t \frac{\bar{u}_m}{L}$ pour la condition de gradient de pression imposé.

De ce fait, pour le cas d'un écoulement d'un fluide seul initialement au repos (champ de vitesse nul), l'imposition d'un débit équivalent au gradient de pression nous permet d'avoir un temps de stabilisation dix fois moins important.

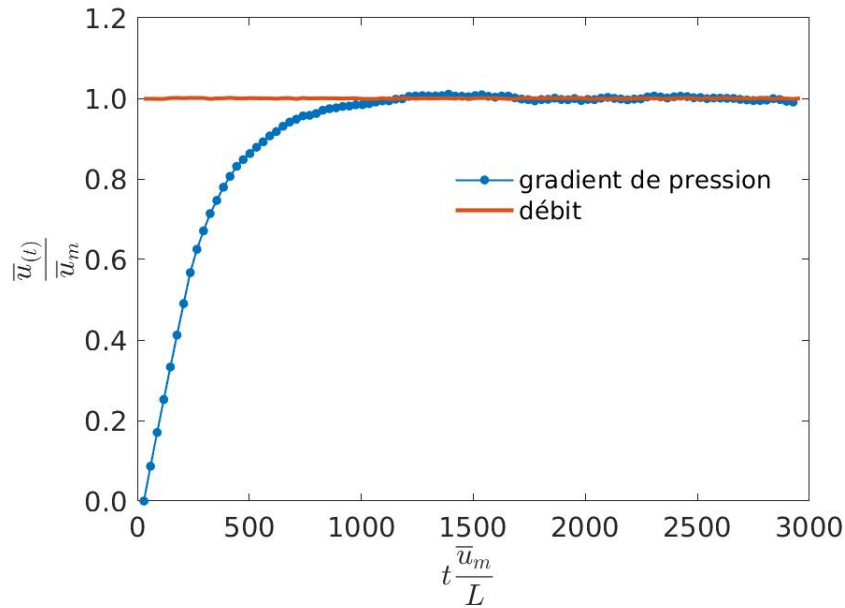


FIGURE 4.2.1 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne instantanée $\bar{u}(t)$ adimensionnée par la vitesse moyenne asymptotique \bar{u}_m pour la condition limite de gradient de pression imposé (ligne-point bleu) et de débit imposé (ligne-point rouge), domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re = 27600$.

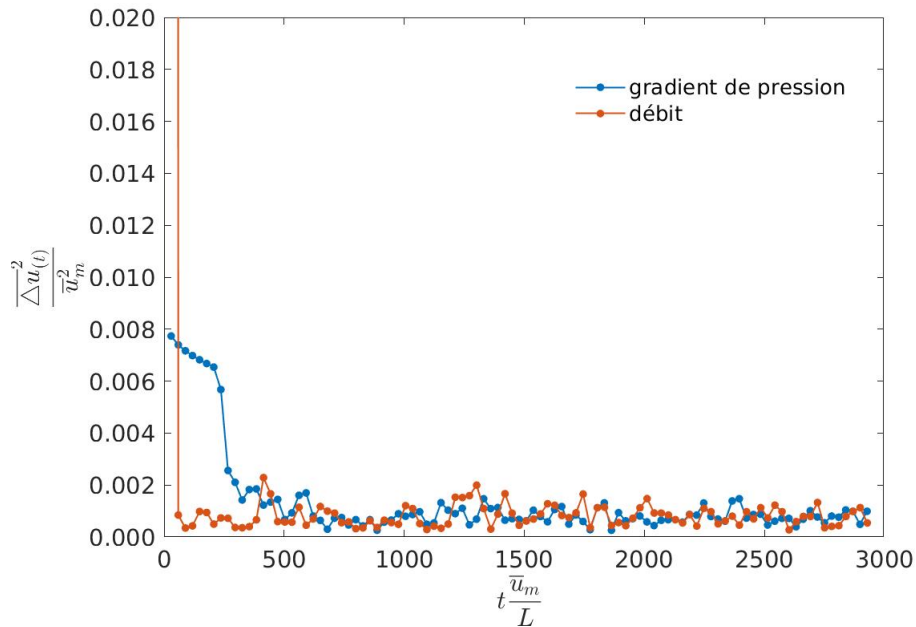


FIGURE 4.2.2 – Évolution temporelle de la différence au carré de la vitesse moyenne instantanée $\Delta \bar{u}(t)^2$ adimensionnée par le carré de la vitesse moyenne asymptotique \bar{u}_m^2 pour la condition limite de gradient de pression imposé (ligne-point bleu) et de débit imposé (ligne-point rouge), domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re = 27600$.

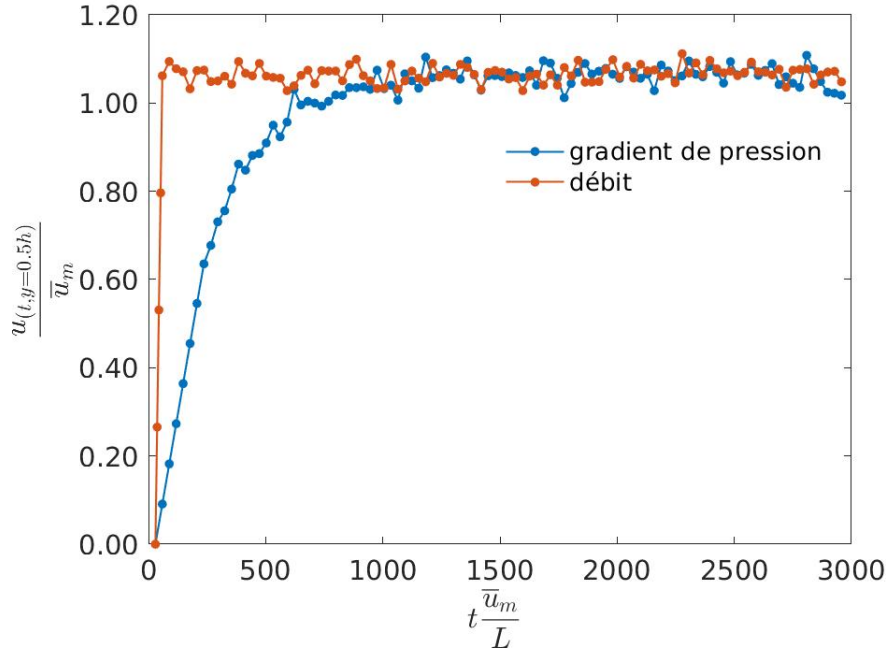


FIGURE 4.2.3 – Temps de stabilisation pour la vitesse $u(t)$ normalisée par la vitesse moyenne asymptotique \bar{u}_m , à $y = 0.5h$, domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re_f = 27600$.

4.2.2 Équivalence du débit imposé et du gradient de pression imposé

Pour des raisons historiques, les études de la sensibilité aux dimensions du système dans la section suivante sont faites par l'imposition de la différence de pression. Il est donc nécessaire de vérifier l'équivalence de ces deux conditions limites.

Il est bien évident de prendre le gradient de pression imposé comme premier repère étant donné qu'il s'agit d'un terme présent directement dans les équations de Navier-Stokes. En revanche, le débit est un terme indirect : il peut être déduit seulement par l'intégration du profil de vitesse. Il est a priori plus facile d'utiliser le gradient de pression dans la résolution analytique de vitesse.

En principe, les résultats devraient donner la même valeur dans les conditions de débit imposé ou de gradient de pression imposé. En cas laminaire, il est plus facile de déduire la relation analytique entre le débit et le gradient de pression.

Dans l'équation de Navier-Stokes simplifiée 2.20 présentée dans la section 2.4, la dérivée de la contrainte de cisaillement τ sur l'axe y est égale au gradient de pression $\frac{\Delta p}{L}$. En régime laminaire, on obtient le profil de Poiseuille de la vitesse fluide :

$$u = \frac{\Delta p}{2\rho L\nu} \cdot y \cdot (y - 2h) \quad (4.2)$$

Avec L et h la longueur et la hauteur de l'écoulement respectivement.

Le débit peut ensuite être calculé par l'intégration du profil de u sur sa section de passage :

$$Q = \int_0^W \int_0^h \frac{\Delta p}{2\rho L\nu} \cdot y \cdot (y - 2h) dy dz \quad (4.3)$$

Avec W la profondeur du domaine.

On obtient la relation entre le débit Q et la différence de pression Δp :

$$Q = -\frac{\Delta p W h^3}{3\rho L\nu} \quad (4.4)$$

En régime turbulent, même s'il n'est pas facile d'écrire la relation de façon exacte, nous pouvons utiliser leurs valeurs numériques dans PeliGRIFF. Une vérification a été faite pour $Re = 27600$ afin de comparer l'effet équivalent des deux types de conditions limites. Grâce à la valeur du débit calculée à partir d'un premier cas de gradient de pression imposé, nous relançons le cas avec cette valeur de débit imposé.

On reprend l'équation 2.20 et l'équation linéaire de τ 2.22, où on obtient l'expression de u_* en fonction de Δp :

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\rho u_*^2}{h} \quad (4.5)$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\Delta p h}{\rho L}} \quad (4.6)$$

Dans la Figure 4.2.4, les deux profils de vitesse moyennée sur la partie stabilisée, normalisée par u_* , sont bien superposés. On valide donc le fait qu'imposer un débit est équivalent à celui d'imposer un gradient de pression, notamment en régime turbulent.

On utilise ici la vitesse de cisaillement u_* pour la normalisation, car elle est un paramètre important pour calculer les paramètres de transport dans les études suivantes. Dans la condition du gradient de pression imposé, u_* peut être calculée par l'équation 4.6. Par contre, dans le cas du débit imposé, la relation de u_* et Q n'est pas directe. Dans la section 4.3, une méthode d'ajustement sera présentée pour obtenir la valeur de u_* dans le cas du débit imposé.

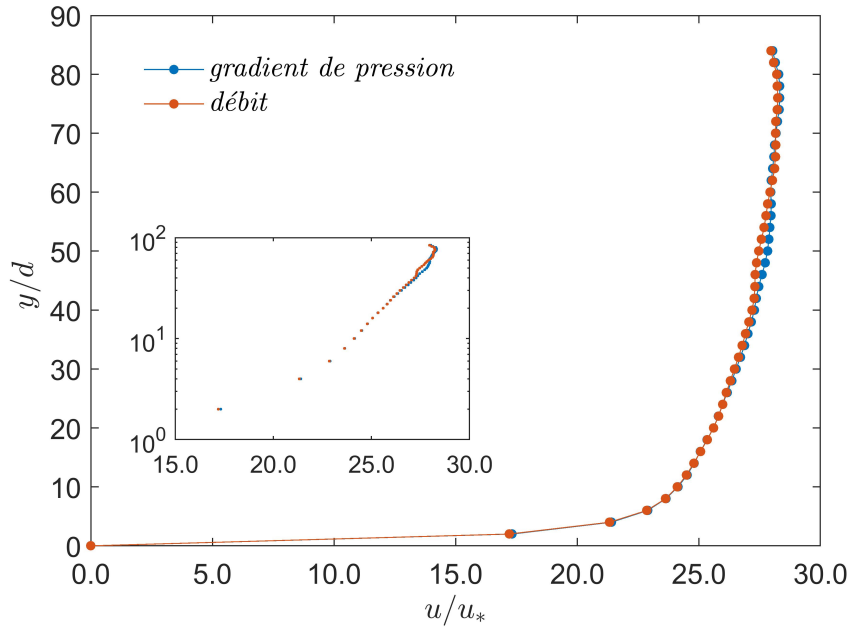


FIGURE 4.2.4 – Comparaison du profil de vitesse normalisée par u_* dans les conditions limites de gradient de pression imposé (bleu point) et de débit imposé (rouge point), domaine $48d \times 84d \times 24d$, $Re = 27600$.

4.2.3 Sensibilité à la dimension du système

Dans les études préliminaires, nous avons remarqué que la dimension du système peut avoir un impact sur le résultat de simulation, en particulier en régime turbulent. Il est bien connu que, dans les simulations numériques, un système trop petit peut avoir plus de contraintes dans la résolution du champ de vitesse, et donc donner un mauvais résultat. Par exemple, un système trop confiné, où les grandes structures tourbillonnaires ne sont pas résolues, ne permet pas d'obtenir les résultats recherchés. En revanche, un système trop grand est coûteux en temps de calcul et en temps de simulation malgré son résultat correct en termes de simulation. L'objectif de ces analyses de sensibilité est donc de trouver la dimension du système la plus adaptée qui offre un bon compromis entre la précision du résultat de simulation et le temps de calcul.

Dans cette partie, nous réalisons une analyse sur un système sans particule, afin ensuite de préparer la simulation avec le transport des particules. Les dimensions du système dans les tests de sensibilité présentés ci-dessous sont quantifiées à l'unité du diamètre de particule d afin de les mettre en cohérence avec l'échelle de cas de transport ultérieurement.

La dimension cubique est considérée comme le système de référence. En prenant en compte pour la suite le transport des particules à partir d'un lit d'épaisseur

$10d$, il est préférable de prévoir un espace vertical assez large pour la mise en suspension des particules. Une grandeur d'une dizaine de fois l'épaisseur des particules est donc choisie pour la hauteur y , soit $100d$. Nous partons donc d'un domaine cubique de $100d \times 100d \times 100d$ et faisons varier la longueur en x ou la profondeur en z sur une dimension à chaque fois.

Dans les études précédentes portant sur le module DEM-CFD de PeliGRIFF, une taille de maille de deux fois le diamètre des particules a prouvé sa versatilité (Bernard (2014)). De ce fait, nous fixons la taille d'une maille fluide à $2d \times 2d \times 2d$ pour les tests de sensibilité du domaine ainsi que pour les cas de transport qui seront modélisés ultérieurement.

Nous effectuons les tests de sensibilité sur la dimension du système avec la condition aux limites définie par une différence de pression imposée Δp . Dans les figures de profil de vitesse fluide présentées ci-dessous, les longueurs sont normalisées par d et les vitesses par u_* décrite dans la section précédente.

Dans la Figure 4.2.5, nous pouvons observer l'impact de la longueur x du domaine sur le profil de vitesse. Quand nous augmentons la longueur x de $100d$ à $200d$, il n'y a quasiment pas de différence. En revanche, la diminution de x d'un facteur deux à quatre commence à donner des profils légèrement différents. On considère que le profil de $x = 50d$ est encore proche de celui donné par $x = 100d$. Même si la condition périodique est imposée selon x , la réduction de la longueur du domaine a un impact sur le résultat. Il est probable que la résolution numérique perde progressivement sa stabilité quand la longueur du domaine est insuffisante. Il est préférable donc de choisir la longueur $x = 50d$, qui économise la moitié de la quantité de calculs par rapport à $x = 100d$ tout en gardant une résolution robuste.

Au niveau de la dimension du domaine en z , nous réduisons la profondeur de la même manière d'un facteur deux à quatre. Dans la Figure 4.2.6, les profils sont tous superposés pour différentes valeurs de profondeur. La dimension en z a donc peu d'impact sur le profil de vitesse. On peut choisir alors la valeur minimale de $z = 25d$.

La dimension $50d \times 100d \times 25d$ est donc choisie pour la suite dans l'objectif de l'économie du temps de calcul. Cependant, pour les calculs réalisés par des processeurs en parallèle, il faut aussi prendre en compte la division du domaine selon le nombre de mailles. Par exemple, pour avoir la maille cubique de $2d \times 2d \times 2d$, il est plus judicieux d'avoir un nombre pair de mailles sur chaque direction. D'ailleurs, dans la simulation, la méthode de calcul parallèle est souvent utilisée pour économiser le temps. L'ajout de processeurs pour paralléliser le calcul a néanmoins un double effet : un nombre approprié contribue à l'optimisation de la quantité de calculs et du temps de simulation. Au contraire, un nombre trop élevé de processeurs demande plus de temps dans les communications entre les

processeurs. Dans les tests préliminaires, la division du domaine sur 16 processeurs ($4 \times 4 \times 1$) demande la même durée en temps par rapport à 8 processeurs ($2 \times 2 \times 2$) pour le même cas du système de $50d \times 100d \times 25d$. Il est considéré que la division sur 8 processeurs ($2 \times 2 \times 2$) atteint la meilleure optimisation pour cette quantité de calcul. En considérant la définition de la maille cubique $2d \times 2d \times 2d$, la dimension du système exige un multiple de $4d$ dans chaque direction. Nous ajustons de ce fait pour la suite de la simulation du transport des particules la dimension du domaine à $48d \times 96d \times 24d$.

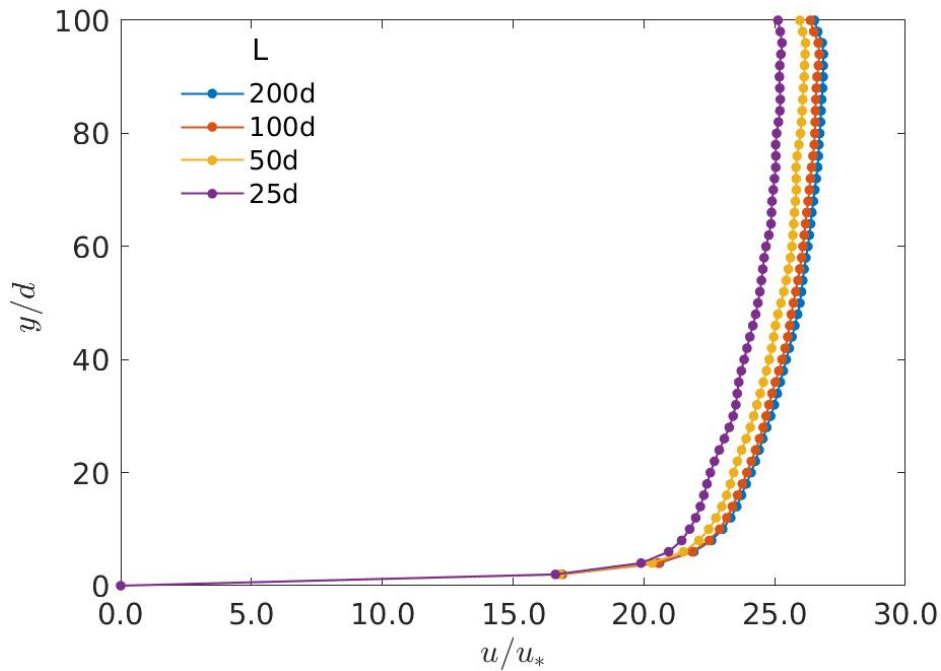


FIGURE 4.2.5 – Profils verticaux de vitesse normalisée pour différentes longueurs en x de domaines, entre $x = 25d$ et $x = 200d$, $Re = 27600$.

4.2.4 Sensibilité aux nombres de Reynolds

Dans les études préliminaires, on a observé une évolution du profil de vitesse à partir du régime laminaire. Les tests sont effectués dans un domaine de $48d \times 84d \times 24d$ sans particule. Dans la Figure 4.2.7, on trouve la comparaison des profils moyens de vitesse fluide, normalisée par la vitesse moyenne \bar{u} entre $Re = 1$ et $Re = 27600$. En régime laminaire où $Re = 1$, le profil donne bien une parabole typique. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, le profil commence à converger à partir de $Re = 20700$, où on considère établi le régime turbulent. Pour $Re = 6900$ et $Re = 13800$, les profils sont en transition entre le régime laminaire et turbulent.

Afin de vérifier le comportement du profil de vitesse fluide en présence du lit, on a fait des tests de sensibilité dans le domaine de $48d \times 96d \times 24d$ en présence d'une

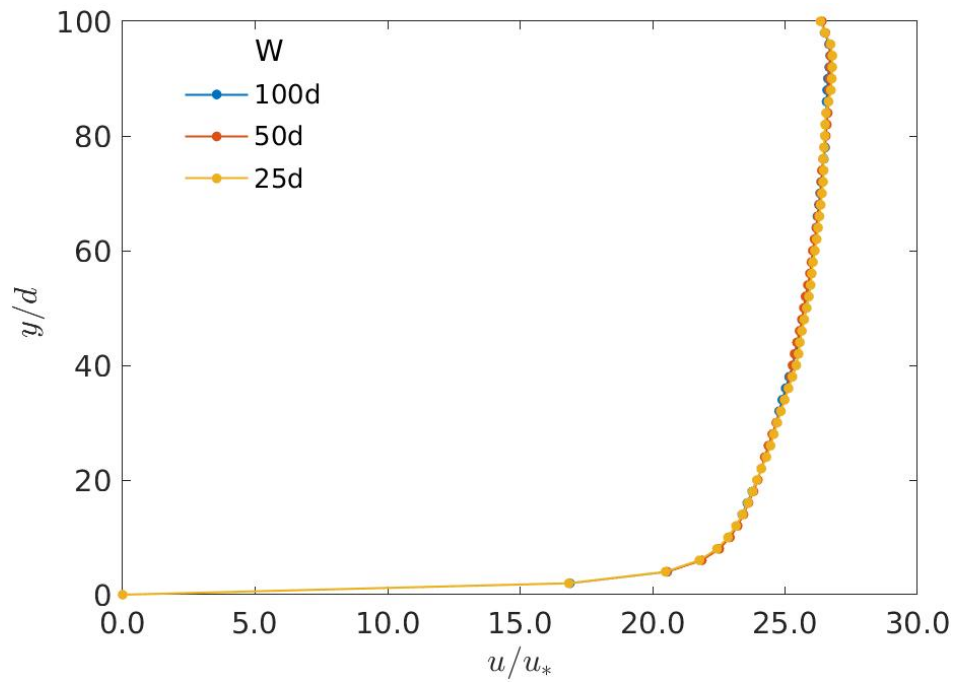


FIGURE 4.2.6 – Profils verticaux de vitesse normalisée pour différentes profondeurs en z de domaines, entre $z = 25d$ et $z = 100d$, $Re = 27600$.

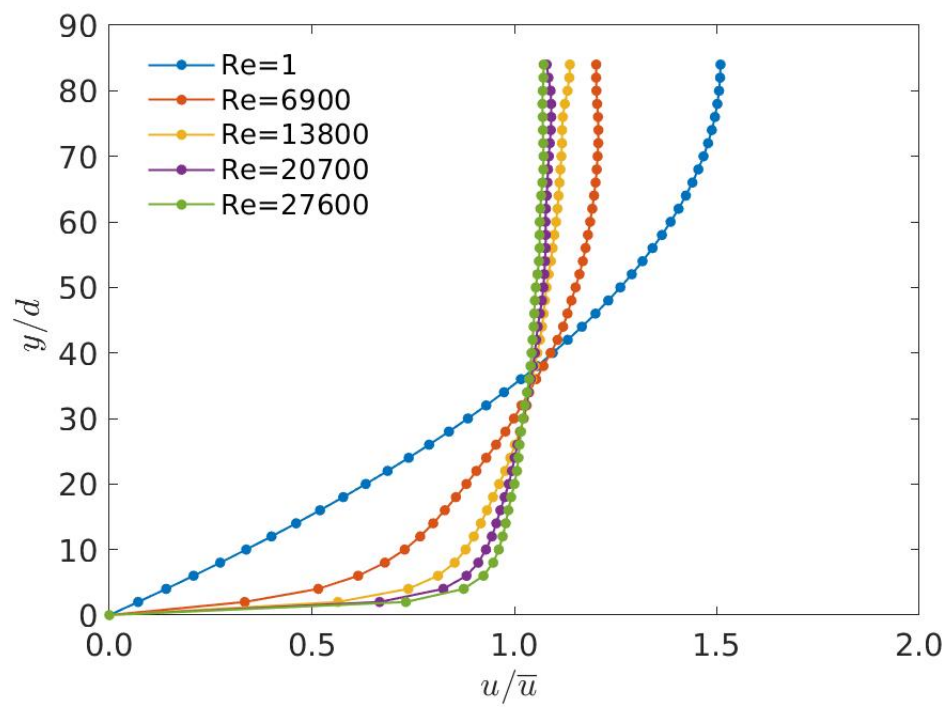


FIGURE 4.2.7 – Évolution du profil de vitesse fluide en fonction du nombre de Reynolds, domaine $48d \times 84d \times 24d$.

épaisseur du lit mobile de $10d$ à partir de $Re = 27600$. Dans la Figure 4.2.8, pour Re compris entre 27600 et 276000, les profils sont quasiment superposés jusqu'à $Re = 173000$. Quand on augmente Re jusqu'à 276000, le profil de vitesse s'écarte progressivement du profil turbulent attendu avec une propagation de la vitesse dans le lit de particules. Malgré cela, on considère que les profils de vitesse sont robustes et que cette dimension du domaine est suffisante pour simuler l'écoulement pour ces nombres de Reynolds, étant donné que la variation observée sur le profil de vitesse pour des Re élevés n'a pas pour origine le confinement du domaine.

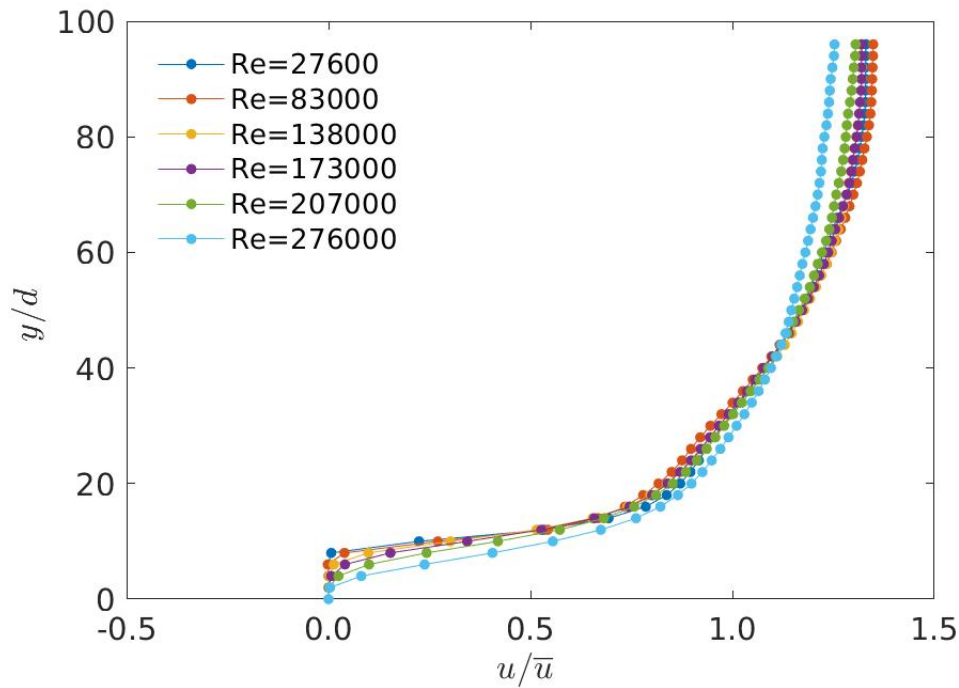


FIGURE 4.2.8 – Profils de vitesse fluide aux différents nombres de Reynolds, domaine $48d/96d/24d$.

Pour conclure cette partie sur la sensibilité de la configuration numérique aux différents paramètres, nous pouvons considérer qu'il y a équivalence entre deux choix de configurations. Dans le cas en régime turbulent, la condition de débit imposé nous permet d'économiser dix fois le temps de stabilisation des simulations par rapport à la condition de la différence de pression imposée. Par ailleurs, la dimension du domaine de $48d \times 96d \times 24d$, qui contient le lit mobile, est robuste pour simuler l'écoulement entre $Re = 27600$ et $Re = 276000$. On va utiliser ces dimensions avec la condition en débit imposé sur l'axe x pour la suite des travaux.

4.3 Analyse du profil de vitesse fluide

Dans les sections précédentes, il est mentionné que la méthode DEM-CFD dans PeliGRIFF correspond à un modèle instantané. La question se pose quant au comportement de ce type de modèle instantané sans modèle de turbulence dans la simulation de l'écoulement turbulent, en particulier avec le maillage fluide grossier par rapport à l'échelle microscopique. Les tests préliminaires montrent que, sans modèle turbulent et avec un maillage de $2d$, le modèle DEM-CFD est capable de donner un profil moyen de la vitesse fluide du type logarithmique assimilé au régime turbulent, qui se distingue du profil parabolique laminaire. Suivant cette hypothèse, on va analyser des profils de vitesse fluide par référence au profil logarithmique classique. Par ailleurs, la condition du débit imposé ne permet pas de donner la vitesse de cisaillement u_* présentée dans la formule du nombre de Shields θ qui sera utilisé dans les analyses de transport des particules. À cet égard, l'analyse du profil de vitesse fluide donné par PeliGRIFF avec le profil logarithmique nous permet à la fois de valider le profil turbulent et d'obtenir la valeur de u_* .

Suivant la configuration du domaine $48d \times 96d \times 24d$ en présence d'une épaisseur du lit mobile de $10d$, définie dans la section 4.2, nous avons analysé les profils de vitesse obtenus par la simulation dans l'intervalle de Re compris entre 27600 et 276000 avec le profil logarithmique comme suit :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(1 + \frac{y}{z_o} \right) \quad (4.7)$$

Pour prendre en compte la présence du lit, on adapte la définition du profil logarithmique :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(1 + \frac{y - y_{bed}}{z_o} \right) \quad (4.8)$$

Avec trois paramètres à calibrer : u_* la vitesse de cisaillement, z_o la rugosité du lit et y_{bed} la position à la surface du lit. La barre d'erreur, correspondant au profil moyen à chaque point numérique, est prise en compte dans l'analyse.

L'ajustement s'est fait dans un premier temps avec les trois paramètres libres. Dans les Figures 4.3.1 et 4.3.2, on observe que les variations des valeurs de z_o et y_{bed} calibrées sont relativement faibles entre $Re = 27600$ et $Re = 138000$. À partir de $Re = 138000$, suite à la mobilisation importante des particules dans le lit, les valeurs de y_{bed} ont chuté et celles de z_o montrent une plus grande dispersion.

Il est logique de lier les caractéristiques à la surface du lit telles que la rugosité et la hauteur aux valeurs constantes, dans le cas où le lit ne subit pas une modification importante. De ce fait, on va ensuite prendre les valeurs moyennes calibrées de z_o et y_{bed} entre $Re = 27600$ et $Re = 138000$ en tant que paramètres constants pour calibrer u_* . Pour les nombres de Reynolds supérieurs à $Re = 138000$, on garde les trois paramètres libres pour faire la calibration.

On obtient la valeur moyenne de $z_o = 0.78d$ par la calibration des résultats numériques. En général, pour un fond de paroi composé de grains fixés, la valeur classique de la rugosité $z_o \sim 0.1d$. En présence de grains mobiles sur le fond, la rugosité z_o est considérée équivalente à un dixième de l'épaisseur de la couche de transport ($\lambda \sim 5d$, soit $z_o \sim 0.5d$). En prenant en compte le fait que la résolution à l'interface fluide-grains reste limitée par des maillages grossiers de $2d$ dans la méthode DEM-CFD de PeliGRIFF, la valeur de $z_o = 0.78d$ obtenue par la calibration numérique reste dans un ordre de grandeur raisonnable.

On trouve dans la Figure 4.3.3 l'évolution de la vitesse de friction u_* calibrée en fonction de Re , présentée par deux voies de calibration entre $Re = 27600$ et $Re = 138000$. Les valeurs de u_* calibrées donnent les mêmes valeurs, qu'il s'agisse des trois paramètres libres (point vert) ou des deux paramètres constants ($z_o = 0.78d$ et $y_{bed} = 7.89d$) (point bleu). En outre, une fonction linéaire (ligne fine) qui passe par les points de u_* représente la relation linéaire entre u_* et Re pour $Re \leq 138000$, soit :

$$u_* = 6.15 \times 10^{-7} \times Re \quad (4.9)$$

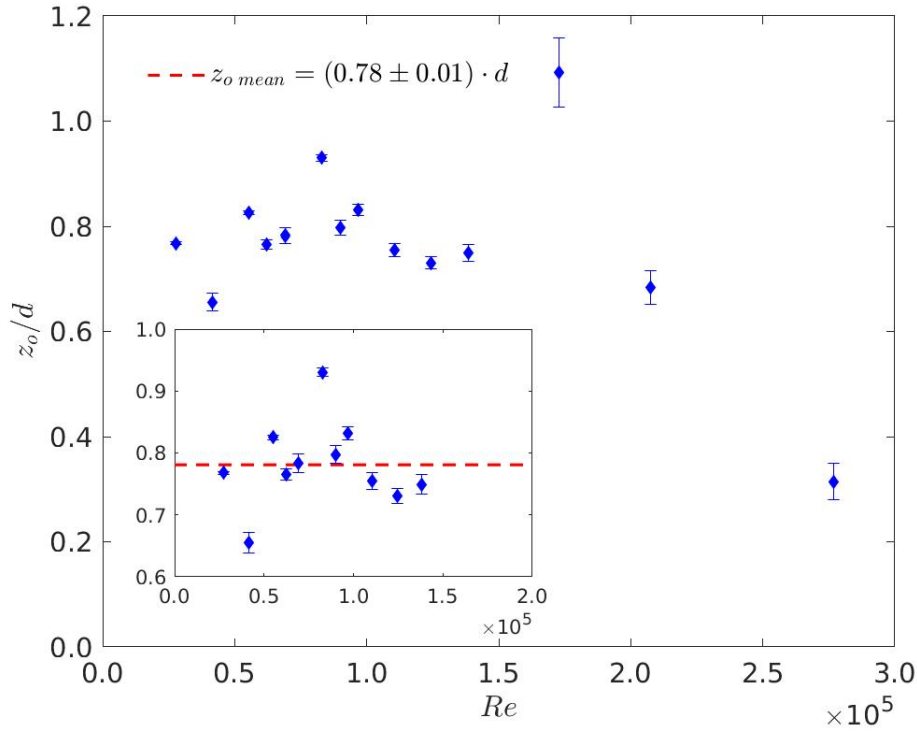
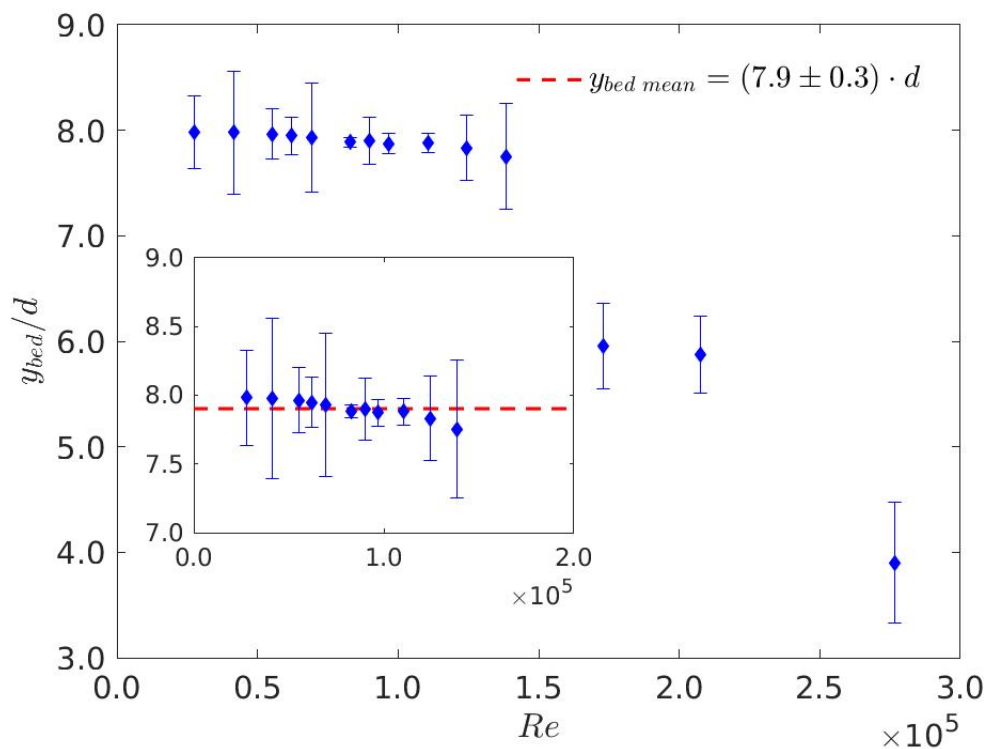
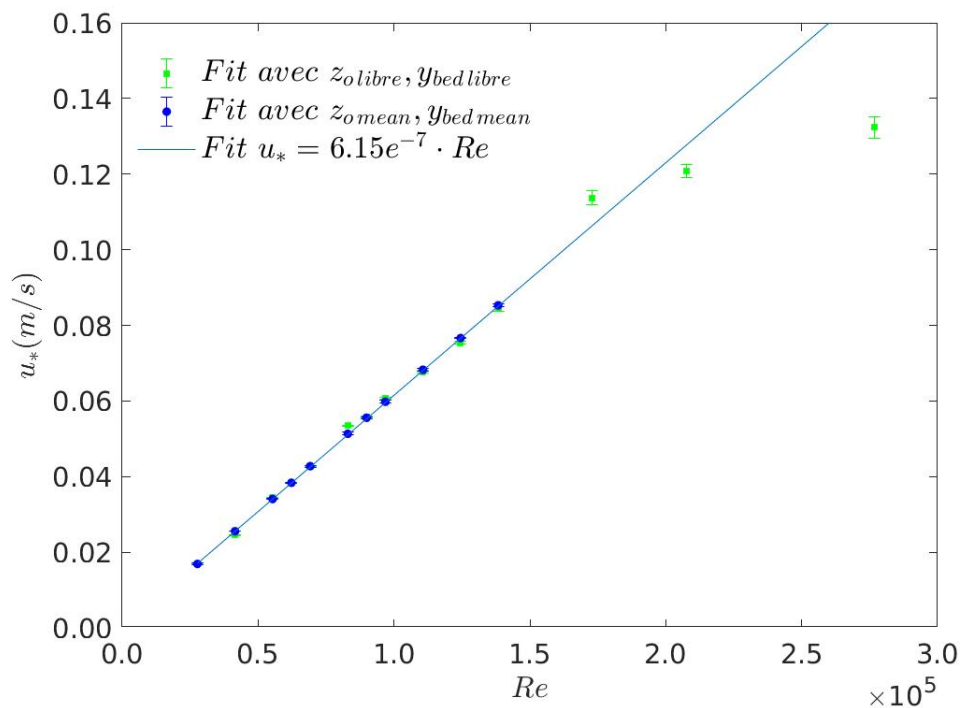


FIGURE 4.3.1 – Calibration de z_o en fonction de Re .

FIGURE 4.3.2 – Calibration de y_{bed} en fonction de Re .FIGURE 4.3.3 – Calibration de u_* en fonction de Re .

Les valeurs des paramètres calibrés pour des nombres de Re représentatifs sont listées dans le Tableau 4.2.

TABLE 4.2 – Valeurs des paramètres de calage de profil de vitesse fluide u pour différents Re , domaine $48d/96d/24d$.

Re	u_* (cm/s)	z_o/d	y_{bed}/d
27600	1.69	0.78	7.89
41500	2.55	0.78	7.89
55300	3.41	0.78	7.89
83000	5.13	0.78	7.89
110660	6.83	0.78	7.89
138000	8.53	0.78	7.89
173000	11.38	1.09	5.95
207000	12.07	0.68	5.88
276000	13.24	0.31	3.90

Dans la Figure 4.3.4, nous donnons un exemple de calibration avec le profil logarithmique pour $Re = 138000$, où le profil analytique (ligne rouge) passe entre les points du profil simulé avec leur barre d'erreur (point-ligne bleu).

En conclusion, le modèle instantané DEM-CFD dans PeliGRIFF est validé pour simuler le profil logarithmique dans l'écoulement turbulent entre $Re = 27600$ et $Re = 276000$. Ce modèle peut donner un profil moyen logarithmique avec un maillage fluide relativement grossier, sans l'ajout du modèle turbulent comme dans les modèles de LES ou RANS. Par contre, l'amplitude de la barre d'erreur sur le profil moyen de vitesse dans la Figure 4.3.4 est relativement faible par rapport aux variations de vortacité produites dans PeliGRIFF. Cette dernière sera présentée plus tard dans la Figure 5.2.1. Ce modèle instantané DEM-CFD avec le maillage grossier apparaît insuffisant pour représenter la fluctuation turbulente.

4.4 Définition de la vitesse de sédimentation

Dans l'étude du transport sédimentaire, la vitesse de sédimentation est indispensable dans le calcul du nombre de Rouse R_o , qui est présenté dans la section 2.2. Pour une particule sphérique isolée dans l'eau, la chute atteint une vitesse constante quand la force de trainée F_{drag} et la force de flottabilité F_{flot} sont équilibrées. Cette vitesse constante est appelée la vitesse de chute de particule.

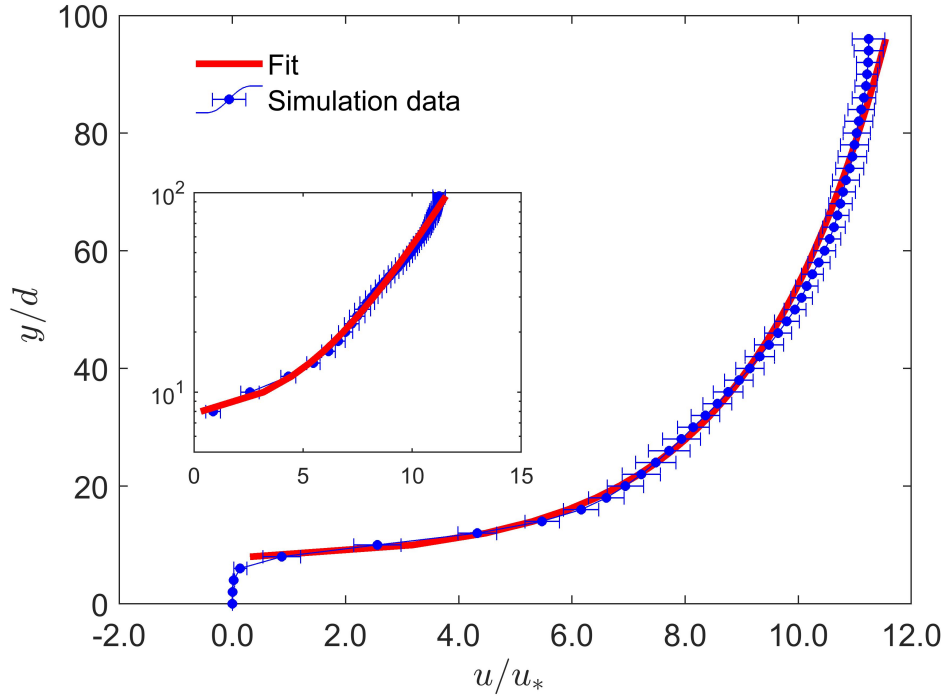


FIGURE 4.3.4 – Comparaison du profil de vitesse fluide simulé avec le profil logarithmique pour $Re = 138000$.

$$F_{drag} = F_{flot} \quad (4.10)$$

$$C_d \cdot \left[\frac{\pi d^2}{4} \right] \cdot \frac{\rho_f \omega_s^2}{2} = \frac{\pi}{6} d^3 (\rho_p - \rho_f) g \quad (4.11)$$

$$\omega_s = \sqrt{\frac{4dg(\rho_p - \rho_f)}{3C_d\rho_f}} \quad (4.12)$$

4.4.1 Calcul analytique de ω_s

Le calcul de ω_s est lié directement au coefficient de traînée C_d , qui varie suivant le nombre de Reynolds de la particule Re_p . Dans la section 3.3.1, on a fait le choix de notre formule de C_d implémentée dans le modèle numérique. Par l'introduction dans l'équation analytique 4.12 de la formule de C_d définie dans l'équation 3.20, on obtient donc que la vitesse de chute analytique vaut 0.063 m/s .

4.4.2 Estimation numérique de ω_s

Pour vérifier la grandeur de la vitesse de chute dans la simulation, des tests numériques sont effectués pour différents écoulements présentant des nombres de Reynolds représentatifs : à $Re = 0$ dans l'eau statique, aux nombres de Reynolds intermédiaires ($Re = 55300$ et $Re = 83000$), et aux nombres de Reynolds plus élevés ($Re = 110660$ et $Re = 138000$). Une particule statique est libérée dans un écoulement horizontal quand le profil fluide stabilisé est établi. En vue des effets de fluctuation numérique dans l'écoulement turbulent, plusieurs séries de tests sont faites pour chaque Re (sauf pour $Re = 0$) à partir des différentes positions géométriques initiales et du temps comme points de départ afin d'obtenir la valeur moyenne statistique (Figure 4.4.1).

Pour $Re = 0$, la vitesse de sédimentation de la particule atteint rapidement sa stabilisation et la vitesse finale de la particule se maintient autour de $0.062m/s$ avec très peu de variations. Quand on augmente le nombre de Reynolds, comme présenté dans la figure 4.4.2, la valeur moyenne de la vitesse de sédimentation pour différentes valeurs de Reynolds reste stable. En revanche, l'élargissement de l'écart-type de la vitesse moyenne indique que les fluctuations deviennent de plus en plus importantes. On obtient donc la valeur moyenne de la vitesse de chute $\omega_{s\ mean} = 0.064m/s$ d'après ces tests numériques.

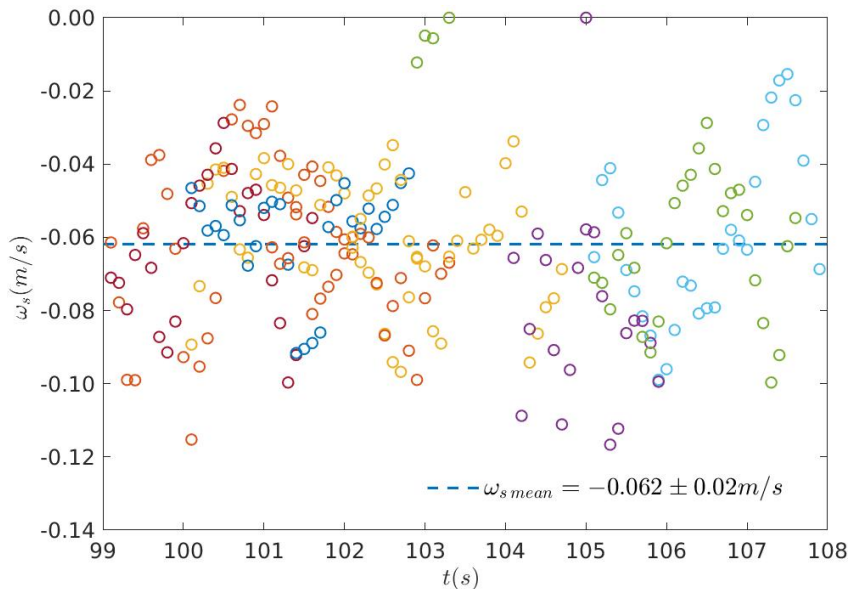


FIGURE 4.4.1 – Distributions statistiques des valeurs de la vitesse de sédimentation pour $Re = 83000$.

Pour conclure, la valeur de ω_s obtenue par les mesures numériques dans PeliGRIF

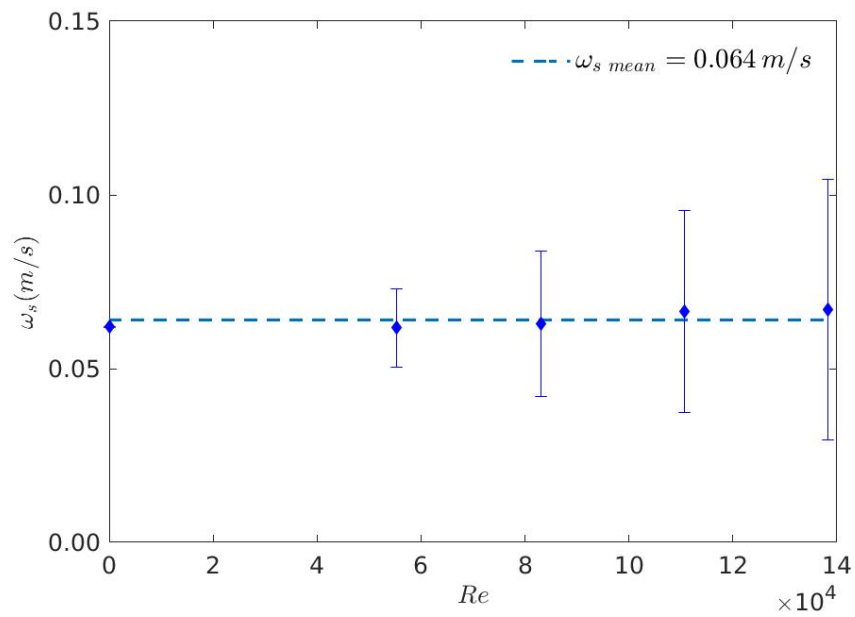


FIGURE 4.4.2 – Vitesse de sédimentation en fonction du nombre de Reynolds, $\omega_{s\text{mean}} = 0.064\text{m/s}$.

est proche de la valeur estimée par la méthode analytique. On est donc confiant quant au fait d'utiliser cette valeur $\omega_s = 0.064\text{ m/s}$ pour les études numériques suivantes.

Chapitre 5

Modélisation du transport sédimentaire au sein de PeliGRIFF

5.1 Transport en charriage dans PeliGRIFF

Dans le chapitre précédent, on a validé le profil moyen logarithmique de la vitesse fluide en régime turbulent qui est donné par le modèle instantané du type Euler-Lagrange avec un maillage grossier dans PeliGRIFF. Dans la suite des études, on va analyser le comportement des particules dans ce type d'écoulement. Une série de simulations a été lancée pour la configuration du domaine $48d \times 96d \times 24d$ validée dans le chapitre précédent. Les quantités caractéristiques pour évaluer le transport, définies dans la section 2.3, seront utilisées pour la suite de la discussion.

On s'intéresse tout d'abord à la relation du débit solide volumique q_{sat} avec le nombre de Shields θ . Pour rendre adimensionnel q_{sat} (exprimé en unité de $[L^2T^{-1}]$), on a choisi de le normaliser par le produit de d et de la vitesse caractéristique du grain dans le fluide u_{carac} , précédemment définie dans l'équation 2.6.

D'après l'argument de [Bagnold \(1956\)](#), la relation entre le débit solide volumique q_{sat} et le nombre de Shields θ suit la loi de puissance 3/2. En effet, le nombre de grains transportés n est linéaire avec une part de cisaillement fluide consommé pour dépasser le cisaillement généré par les grains du lit. Ce dernier peut être interprété par le seuil d'une force de résistance entraînant les particules à la surface du lit. On obtient donc la première relation de $n \sim (\theta - \theta_c)$. D'autre part, dans un fluide visqueux, la vitesse moyenne des grains \bar{w}^p est considérée linéaire avec la racine de la vitesse de cisaillement u_* . La loi de puissance 3/2 se déduit donc par le produit de n par \bar{w}^p qui donne la définition de q_{sat} . Cette loi a également été validée dans l'article de [Durán et al. \(2012\)](#).

Dans la Figure 5.1.1, on a tracé les points donnés par les simulations avec une ligne suivant la loi de puissance $3/2$. Cette ligne d'ajustement passe entre les points de simulation et ses barres d'erreurs. Cela permet également d'obtenir le seuil critique du nombre de Shields $\theta_c = 0.46$ qui est le paramètre clé pour analyser le transport. Cette valeur de θ_c est plutôt élevée par rapport aux valeurs présentées dans la littérature (par exemple, $\theta_c = 0.12$ par Charru et al. (2004) et $\theta_c = 0.2$ par Bouteloup (2017)). Cette différence de θ_c est probablement liée au maillage grossier dans notre modèle numérique. Avec ce maillage à l'échelle $2d$, la résolution numérique, en particulier entre le lit granulaire et l'écoulement, n'est pas très précise. Il s'agit là d'un défaut de notre modèle. Néanmoins, la valeur absolue du seuil θ_c ne change pas le mécanisme du transport sédimentaire, ce qui est le but de notre étude.

Sous la valeur de θ_c , les particules dans le lit sont au repos. À partir de θ_c , il commence à y avoir transport des particules. On trouve une comparaison des profils de concentration solide donnés par différentes valeurs de θ dans la Figure 5.1.2. Les valeurs de la concentration ϕ sont normalisées par chaque valeur de la concentration de référence ϕ_{ini} à la surface du lit.

À $\theta_c = 0.3$, sous le seuil de mouvement des particules, le profil reste plat, allongé sur la position verticale $y = 10d$. Au delà du seuil de mouvement, le mouvement des particules devient de plus en plus important, ce qui entraîne au fur et à mesure à la fois l'augmentation du débit solide dans la Figure 5.1.1 et l'épaississement du profil de concentration dans la Figure 5.1.2. Malgré cette tendance à l'augmentation du transport, celui-ci reste modeste car la plupart des particules transportées restent dans une zone proche de la position initiale du lit entre $y = 10d$ et $y = 20d$. Autrement dit, le transport se fait par un charriage de plus en plus épais mais on n'observe pas de véritable mise en suspension des particules.

Afin d'avoir une vision plus directe sur le transport, des illustrations des résultats de simulation pour deux nombres de Shields sont présentées dans la Figure 5.1.3. La couleur des particules présente l'échelle de la vitesse particulaire. Pour $\theta = 0.3$, sous le seuil, les particules sont bien au repos. Pour $\theta = 1.86$, soit environ quatre fois le seuil critique du transport, les particules se comportent toujours en charriage près du lit.

On passe ensuite aux paramètres définis dans la composition de q_{sat} : le nombre de particules transportées n en unité de $[L^{-2}]$ et la vitesse moyenne horizontale des particules \bar{u}^p en unité de $[LT^{-1}]$. Pour rendre ces deux paramètres adimensionnels, on va utiliser le produit de n avec d^2 et diviser \bar{u}^p par la vitesse caractéristique de la particule u_{carac} . Dans les Figures 5.1.4 et 5.1.5, on observe les relations linéaires entre le nombre de particules transportées n et $\theta - \theta_c$, ainsi qu'entre la

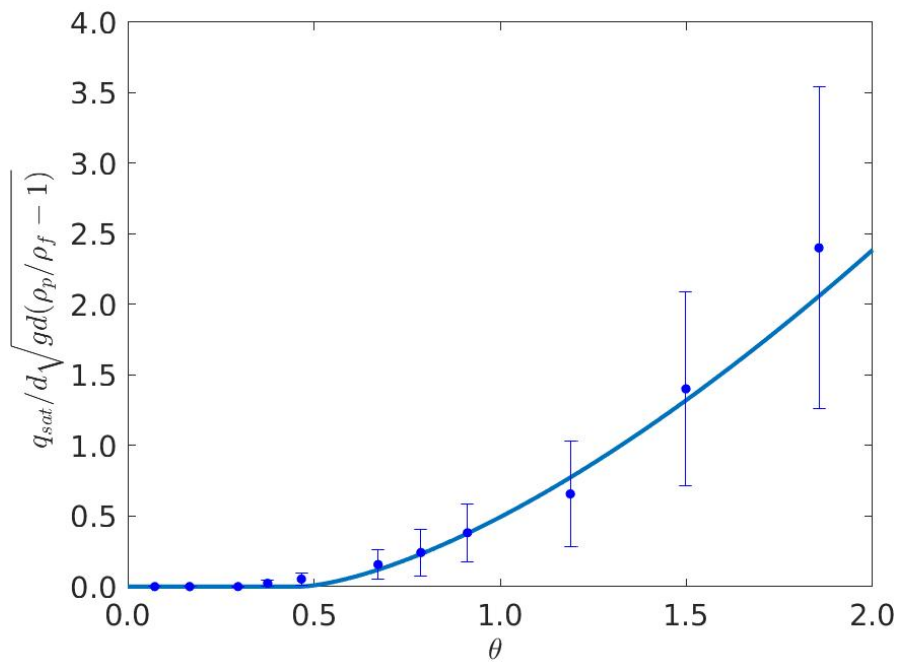
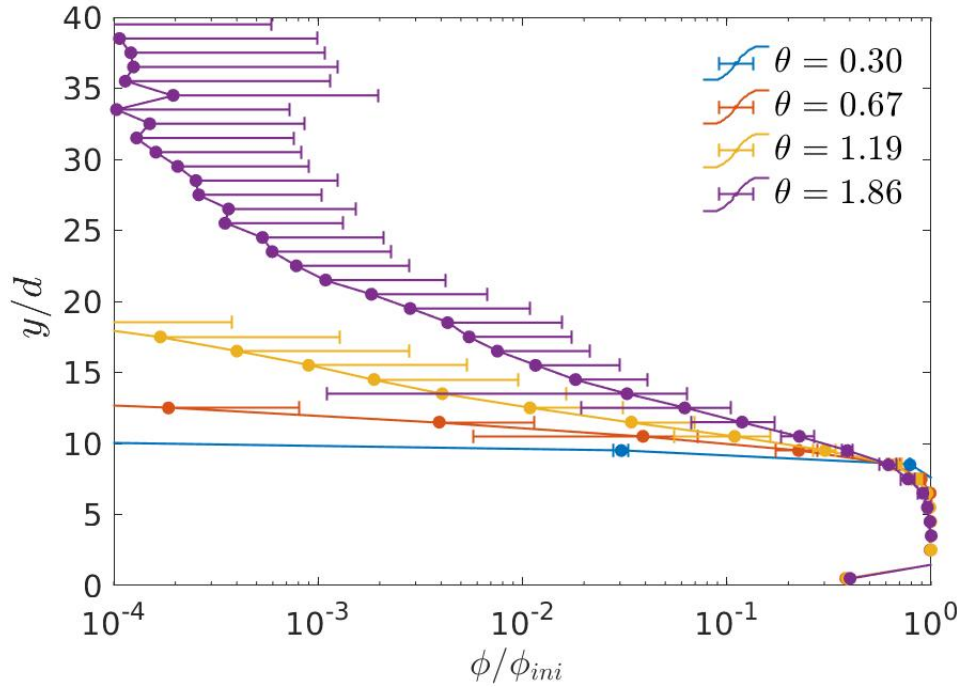
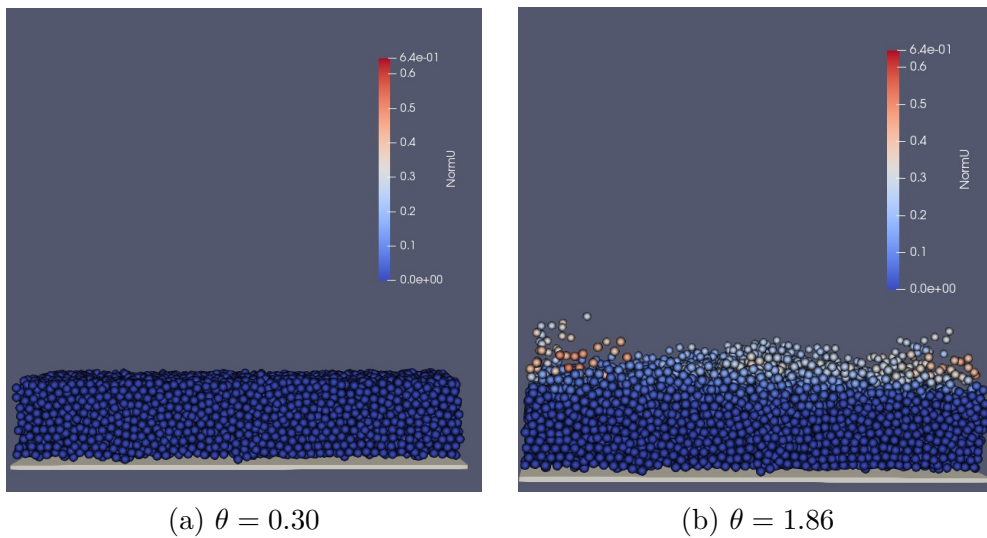


FIGURE 5.1.1 – Débit solide q_{sat} normalisé en fonction de nombre de Shields θ . Les barres d'erreur représentent les variations temporelles et spatiales à l'état stationnaire du transport. Les points bleus correspondent aux résultats de simulation et la ligne bleu représente la fonction d'ajustement $q_{sat}/d \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1}gd = \Omega(\theta - \theta_c)^{3/2}$, avec $\Omega = 1.25$ et $\theta_c = 0.46$.

FIGURE 5.1.2 – Profils verticaux de concentration pour différents θ .FIGURE 5.1.3 – Illustrations du transport en charriage. La couleur de chaque grain correspond à sa vitesse, comprise entre 0 m/s (bleu foncé) et 0.64 m/s (rouge).

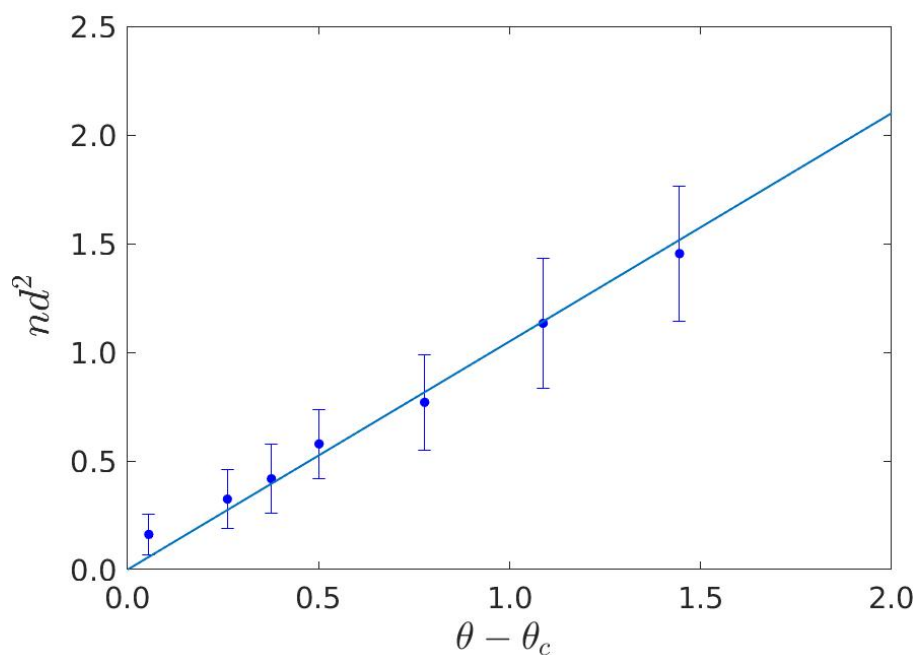


FIGURE 5.1.4 – Relation linéaire entre le nombre de grains transportés n normalisé et la différence entre le nombre de Shields et le seuil critique ($\theta - \theta_c$).

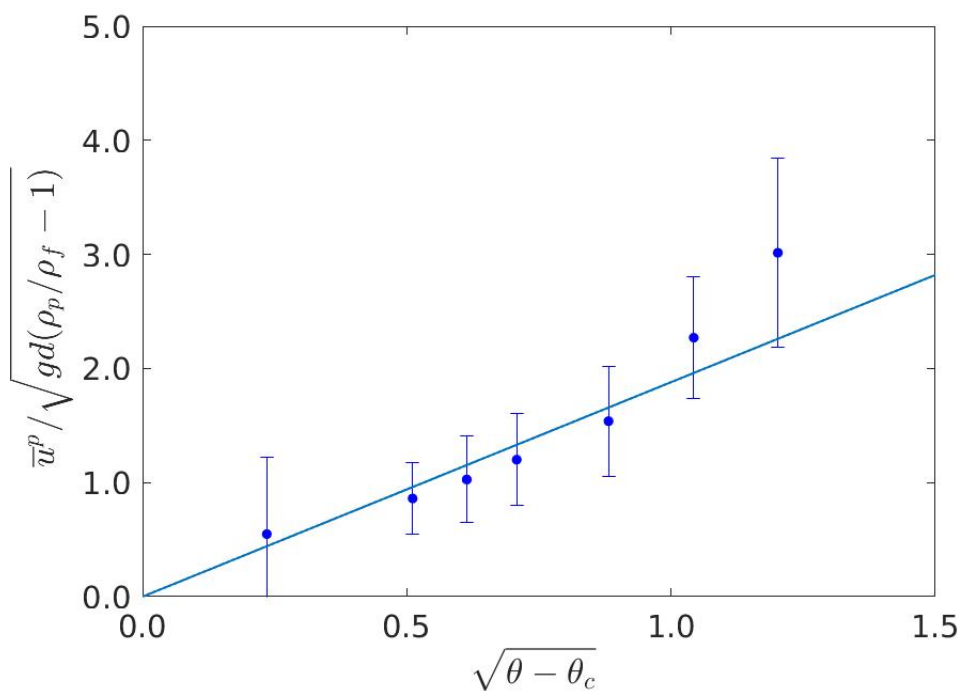


FIGURE 5.1.5 – Relation linéaire entre la vitesse moyenne des grains \bar{u}^p normalisée et la racine de ($\theta - \theta_c$).

vitesse moyenne des particules \bar{u}^p et $\sqrt{\theta - \theta_c}$. Ceux-ci correspondent aux résultats présentés dans Durán et al. (2012). Ces tendances croissantes correspondent au comportement de q_{sat} , c'est-à-dire que plus l'écoulement fluide est fort, plus un nombre important de particules sont mises en mouvement et plus les vitesses que celles-ci peuvent acquérir sont élevées.

Il est aussi intéressant d'analyser l'épaisseur de la couche de transport λ et la position centrale de la zone de transport \bar{y} . Dans la Figure 5.1.6, on trouve $1d$ d'épaisseur de transport à l'initiation du mouvement et jusqu'à $6d$ d'épaisseur pour la valeur de θ la plus élevée (1.86). Au niveau de la position centrale du transport, d'après la Figure 5.1.7, celui-ci débute par quelques couches de particules avançant à la surface du lit puis tend vers la hauteur $y = 11.7d$ à mesure que θ augmente.

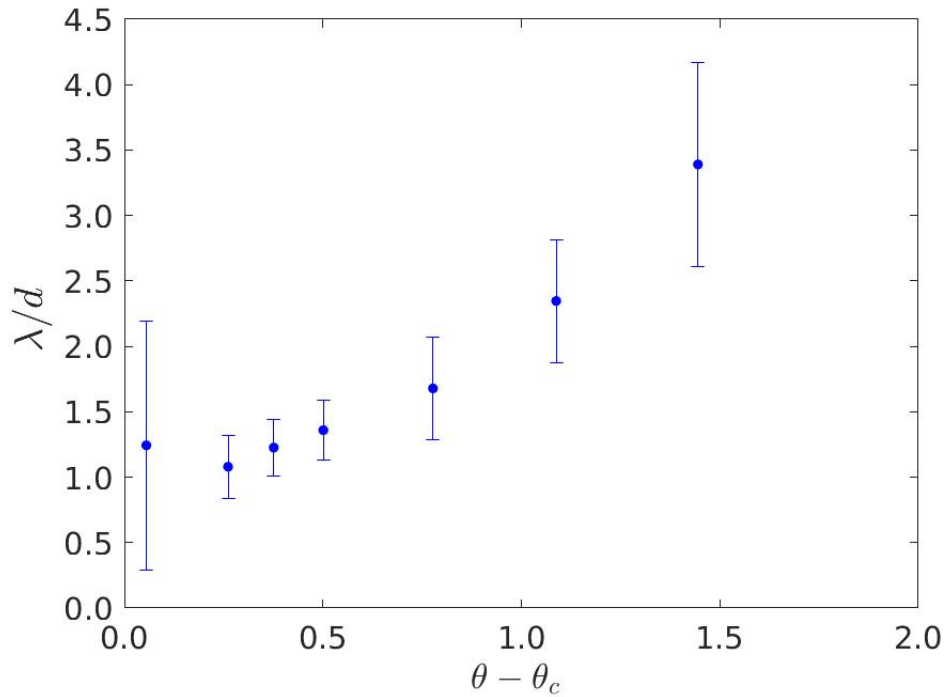


FIGURE 5.1.6 – Épaisseur de la couche de transport λ normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$.

En conclusion, on obtient un transport des particules plus élevé quand on augmente le nombre de Shields θ . Le débit solide suit la loi de puissance $3/2$ en fonction de θ , avec la valeur de seuil de transport à $\theta_c = 0.46$. Par contre, ce modèle instantané dans PeliGRIF ne peut donner que le transport en charriage épais même avec des nombres de Shields élevés. Il est donc nécessaire d'introduire une nouvelle composante physique dans le modèle numérique afin de mettre les particules en suspension dans l'écoulement turbulent.

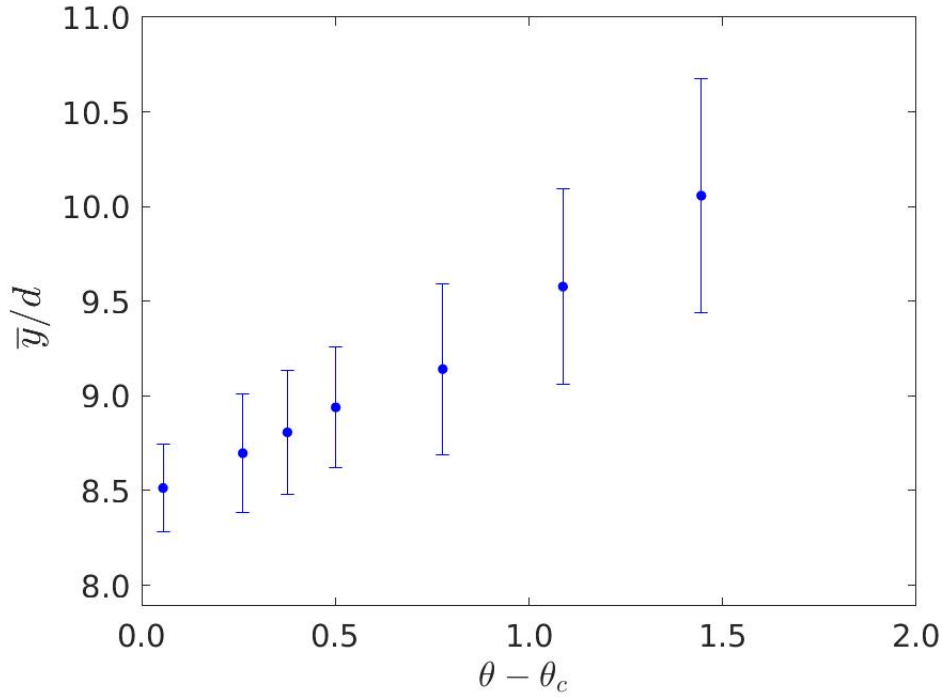


FIGURE 5.1.7 – Position centrale de la zone de transport \bar{y} normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$. La surface du lit $y_{bed} = 7.89d$ se trouve au point départ de l’axe y .

5.2 Modèle de fluctuations

Comme on l’a vu précédemment, le modèle instantané Euler-Lagrange dans PeliGRIF est capable de simuler un profil fluide moyen logarithmique en régime turbulent avec un maillage relativement grossier. Certes les fluctuations turbulentes ne sont pas résolues de façon précises comme dans la méthode DNS, mais des fluctuations numériques sont observées dans PeliGRIF (celles-ci n’étant pas contrôlées). Pour simuler le comportement des particules dans l’écoulement turbulent, il est nécessaire d’ajouter une partie fluctuante dans la force de trainée pour modéliser l’effet turbulent sur les particules. Plus précisément, on peut ajouter une vitesse fluide aléatoire u' sur la base de la vitesse fluide u initialement calculée dans f_{drag} :

$$f_{drag}(\mathbf{u}_f) \rightarrow f_{drag}(\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_f') \quad (5.1)$$

5.2.1 Corrélation de fluctuations

La méthode de la décomposition de Reynolds permet de séparer un spectre d’un phénomène physique en une bande de basse fréquence qui donne une moyenne quasiment constante et une bande de haute fréquence qui produit des valeurs fluctuantes. Ainsi, dans l’écoulement turbulent, on peut décomposer la vitesse fluide \mathbf{u} en deux parties, soit respectivement :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (5.2)$$

Avec $\bar{\mathbf{u}}$ la vitesse moyenne et \mathbf{u}' la vitesse fluctuante.

Dans un écoulement pleinement turbulent, on considère que la contribution de la contrainte visqueuse est négligeable par rapport à la contribution turbulente. La composante principale de la contrainte, $\tau_{xy,turb}$, peut être décrite de façon générale sous la forme :

$$\tau_{xy,turb} = \rho \langle u'v' \rangle \quad (5.3)$$

Avec les vitesses fluctuantes u' suivant l'axe x et v' suivant l'axe y . Le symbole $\langle \cdot \rangle$ est défini comme la moyenne statistique en espace et en temps.

Dans la turbulence, on considère que les composantes fluctuantes u' , v' et w' possèdent des caractéristiques aléatoires. Si on fait l'hypothèse que ces trois composantes sont indépendantes l'une de l'autre, les produits moyens $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ sont tous nuls. Au contraire, si on veut avoir le produit moyen de $\langle u'v' \rangle = \frac{\tau_{xy,turb}}{\rho}$, alors il faut corrélérer u' et v' . D'après l'hypothèse de Prandtl, l'amplitude de vitesse fluctuante est définie par le produit de la longueur de mélange l et la fréquence liée à la dérivée de vitesse $\frac{d\bar{u}}{dy}$.

On définit tout d'abord deux valeurs aléatoires indépendantes A et B utilisées pour décrire les vitesses de fluctuation u' et v' suivant les distributions gaussiennes :

$$\begin{aligned} A &\sim \text{Gaussien}(0, l \cdot \sigma_A) \\ B &\sim \text{Gaussien}(0, l \cdot \sigma_B) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Avec σ_A et σ_B les fréquences des fluctuations, qui ont des valeurs moyennes :

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_A &= \frac{d\bar{u}}{dy} \\ \bar{\sigma}_B &= \frac{d\bar{u}}{dy} \end{aligned} \quad (5.5)$$

En prenant en compte σ_A et σ_B dans les distributions gaussiennes de A et B , on peut écrire les espérances mathématiques suivantes :

$$\begin{cases} \overline{A} = \overline{B} = 0, \\ \overline{A^2} = \overline{B^2} = l^2 \left(\frac{d\overline{u}}{dy} \right)^2 = \frac{\tau}{\rho}, \\ \overline{AB} = 0. \end{cases} \quad (5.6)$$

Pour corrélérer les fluctuations de vitesse u' et v' , on utilise une matrice de transformation M avec des coefficients a, b, c, d à définir :

$$M = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Pour que :

$$M \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u' \\ v' \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

On obtient donc :

$$\langle u'v' \rangle = (ac + bd) \frac{\tau}{\rho} \quad (5.9)$$

Afin de satisfaire la condition $\langle u'v' \rangle = \frac{\tau}{\rho}$, on obtient donc $(ac + bd) = 1$. De la même manière, on peut avoir également les expressions de $\langle u'^2 \rangle$ et de $\langle v'^2 \rangle$:

$$\langle u'^2 \rangle = (a^2 + b^2) \frac{\tau}{\rho} \quad (5.10)$$

$$\langle v'^2 \rangle = (c^2 + d^2) \frac{\tau}{\rho} \quad (5.11)$$

Pour calculer les valeurs de a, b, c, d , on a besoin d'introduire plus d'informations en prenant en compte les fermetures turbulentes dans d'autres composantes du tenseur de Reynolds, par exemple, $\tau_{xx,turb}$, $\tau_{yy,turb}$ et $\tau_{zz,turb}$. Dans la couche limite logarithmique, d'après l'article de [Fourriere et al. \(2010\)](#), on peut écrire les composantes normales comme suit :

$$\tau_{xx} = \tau_{yy} = \tau_{zz} = \rho \frac{\chi^2}{3} l^2 \left(\frac{d\overline{u}}{dy} \right)^2 \quad (5.12)$$

Dans laquelle χ est une constante, estimée entre 2.5 et 3.0 ([Shafi and Antonia \(1995\)](#), [Raupach et al. \(1991\)](#)). On obtient ensuite :

$$\begin{cases} a^2 + b^2 = c^2 + d^2 = \frac{\chi^2}{3}, \\ ac + bd = 1, \end{cases} \quad (5.13)$$

On en déduit :

$$\begin{cases} a = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{\chi^2}{3} + \sqrt{\frac{\chi^4}{9} - 1}\right)}, \\ b = \frac{1}{2a}, \\ c = \frac{1}{2a}, \\ d = a. \end{cases} \quad (5.14)$$

et les composantes de la vitesse fluctuante :

$$\begin{cases} u' = aA + bB, \\ v' = cA + dB, \\ w' \sim \text{Gaussien}(0, \sqrt{\frac{\chi^2}{3}}l \cdot \sigma_C) \end{cases} \quad (5.15)$$

Avec σ_C la fréquence de la fluctuation pour w' .

5.2.2 Fréquence de fluctuations

Dans la définition de l'amplitude de fluctuations, on a prédéfini trois paramètres σ_A , σ_B et σ_C , qui représentent la fréquence de la fluctuation turbulente. Trois choix différents de σ sont proposés et comparés par la suite.

(1) σ analytique

Le premier repère est de rendre σ_A , σ_B et σ_C comme des valeurs constantes, étant tout simplement la dérivée analytique de la vitesse moyenne $\frac{d\bar{u}}{dy}$ qui est déduite précédemment dans l'équation 2.25 pour le profil de vitesse logarithmique :

$$\sigma_A = \sigma_B = \sigma_C = \frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{u_*}{\kappa} \frac{1}{y + z_o} \quad (5.16)$$

(2) σ lié à la vorticité numérique vor_z

Dans PeliGRIFF, la vorticité est un champ calculé directement à partir du champ de vitesse. D'après la définition de la composante z de la vorticité :

$$vor_z = \left(\frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy} \right) \quad (5.17)$$

Dans notre cas où l'écoulement est principalement suivant x , le terme $\frac{dv}{dx}$ est négligeable. On peut donc prendre la valeur absolue de vor_z donné par PeliGRIFF pour σ , soit :

$$\sigma_A = \sigma_B = \sigma_C = |vor_z| \quad (5.18)$$

Afin de vérifier les valeurs de vor_z , on a fait une comparaison dans la Figure 5.2.1 des profils de vor_z donné par la simulation et calculé par la méthode analytique, soit $vor_z = u_*/\kappa(y + z_o)$, pour $Re = 138000$. Le profil moyen de vor_z simulé est cohérent avec le profil analytique. Il présente néanmoins des fluctuations importantes d'après la mesure des barres d'erreur.

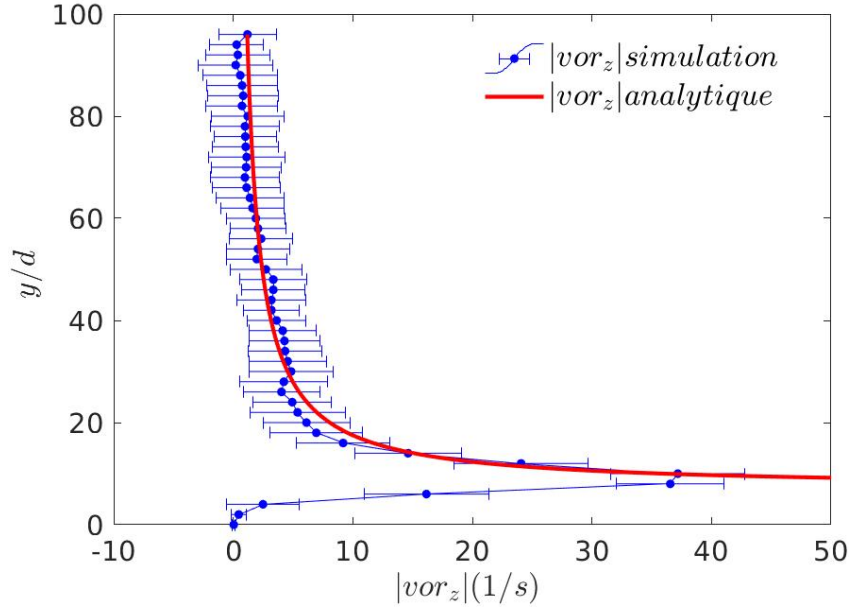


FIGURE 5.2.1 – Comparaison des profils verticaux de vor_z donnés par la simulation et par méthode analytique, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.

(3) σ suit une distribution statistique

Dans l'étude de la turbulence, σ est défini comme la fréquence ou le bruit turbulent f . Il existe différentes hypothèses sur la distribution de f dans la littérature. Par exemple, [Herault et al. \(2015\)](#) ont proposé une loi de puissance pour décrire $1/f$, [Perry et al. \(1986\)](#) ont présenté une distribution exponentielle pour f avec une coupure gaussienne pour les grandes valeurs de f . Par simplification, on a choisi de prendre une distribution exponentielle pour f , caractérisée par le paramètre ψ . La fonction de la densité de probabilité (*pdf*) de f peut être écrite comme suit :

$$P(f) = \psi \exp(-\psi f) \quad (5.19)$$

On introduit une nouvelle variable F :

$$F = \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| = \left| \frac{u_*}{\kappa} \frac{1}{y + z_o} \right| \quad (5.20)$$

Pour que :

$$\overline{f^2} = \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2 = F^2 \quad (5.21)$$

Pour trouver la relation de F et f , on remplace ψ dans la fonction de la densité de probabilité de f par F :

$$P(f) = \alpha \exp\left(-\frac{f}{\beta F}\right) \quad (5.22)$$

Avec α et β deux paramètres à déterminer d'après les deux conditions suivantes :

$$\begin{cases} (1) & \int_0^\infty P(f)df = 1, \\ (2) & \int_0^\infty f^2 P(f)df = F^2. \end{cases} \quad (5.23)$$

On substitue la définition de $P(f)$ dans les conditions (1) et (2) dans 5.23 afin d'obtenir les relations entre α et β :

$$\begin{cases} \alpha\beta = \frac{1}{F}, \\ 2\alpha\beta^3 = \frac{1}{F}. \end{cases} \quad (5.24)$$

On a donc les valeurs de α et β :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\sqrt{2}}{F}, \\ \beta = \frac{1}{\sqrt{2}}. \end{cases} \quad (5.25)$$

La distribution pdf de f peut donc être écrite comme suit :

$$P(f) = \frac{\sqrt{2}}{F} \exp\left(-f \frac{\sqrt{2}}{F}\right) \quad (5.26)$$

On trouve la comparaison des trois propositions de σ pour $Re = 138000$ dans la Figure 5.2.2. Le profil bleu, qui n'a pas de modèle de fluctuations, représente le cas de référence. Avec les trois différentes façons de calculer σ , les différents profils de concentration sont observés : pour $\sigma(1)$, l'effet de la suspension est relativement faible ; pour $\sigma(2)$, la suspension est la plus importante ; et pour $\sigma(3)$, l'effet de la suspension est intermédiaire par rapport aux deux cas précédents.

Afin de mieux connaître les différences dans la mise en suspension, on a comparé

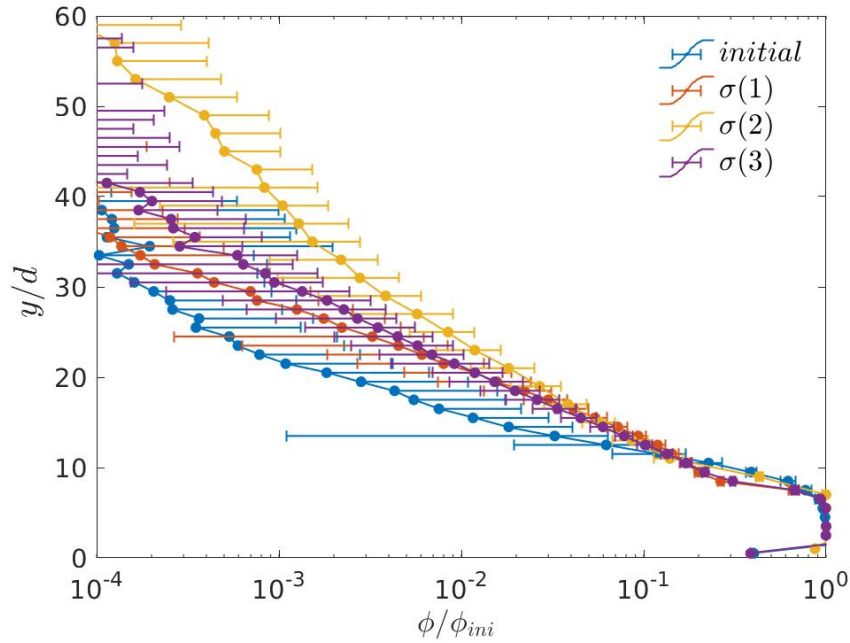


FIGURE 5.2.2 – Comparaisons des profils de concentration : modèle initial dans PeliGRIFF (point-ligne bleu), $\sigma(1)$ analytique (point-ligne rouge), $\sigma(2)$ avec vorticité (point-ligne jaune), $\sigma(3)$ avec distribution exponentielle (point-ligne violet), domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.

dans la Figure 5.2.3 les distributions *pdf* de $\sigma(2)$ à trois positions verticales, qui représente la vorticité vor_z donnée par PeliGRIFF, et de $\sigma(3)$, qui suit la distribution exponentielle $P(f)$, pour le cas de $Re = 138000$. On constate que la distribution issue de vor_z devient de plus en plus large avec l'augmentation de la position en y , par rapport à la distribution exponentielle $P(f)$ qui atteint la valeur zéro très rapidement. Cette dernière atteint zéro à la valeur moyenne de $\sigma(2)$. Il est logique d'observer que l'effet de la suspension de $\sigma(2)$ est plus important que $\sigma(3)$ car $\sigma(2)$ donne une amplitude de fluctuations plus large. La vorticité donnée par PeliGRIFF a donc une amplitude plus grande. Cependant, la valeur de $\sigma(2)$ donnée par la vorticité de PeliGRIFF n'est pas cohérente avec les relations du tenseur de Reynolds. Cette absence de contrôle sur les fluctuations nous empêche d'utiliser $\sigma(2)$.

Dans le chapitre précédent, on a montré que le profil de vitesse donné par PeliGRIFF est un profil moyen avec peu de fluctuations. On a fait également une comparaison analytique avec l'amplitude de vitesse donnée par $\sigma(3)$ dans la Figure 5.2.4. Les fluctuations sur la vitesse fluide calculées par PeliGRIFF sont faibles par rapport aux fluctuations analytiques issues de la distribution exponentielle $P(f)$. Cela constitue un paradoxe dans le modèle Euler-Lagrange de PeliGRIFF car les amplitudes sont faibles sur les fluctuations de vitesse fluide mais grandes sur les fluctuations de vorticité.

Même si le $\sigma(2)$ donné par la vorticité de PeliGRIFF induit un effet plus important pour la suspension, l'absence de contrôle sur la vorticité numérique ne nous permet pas de le choisir comme le modèle ciblé. On va donc choisir le $\sigma(3)$ suivant la distribution exponentielle pour la suite des études.

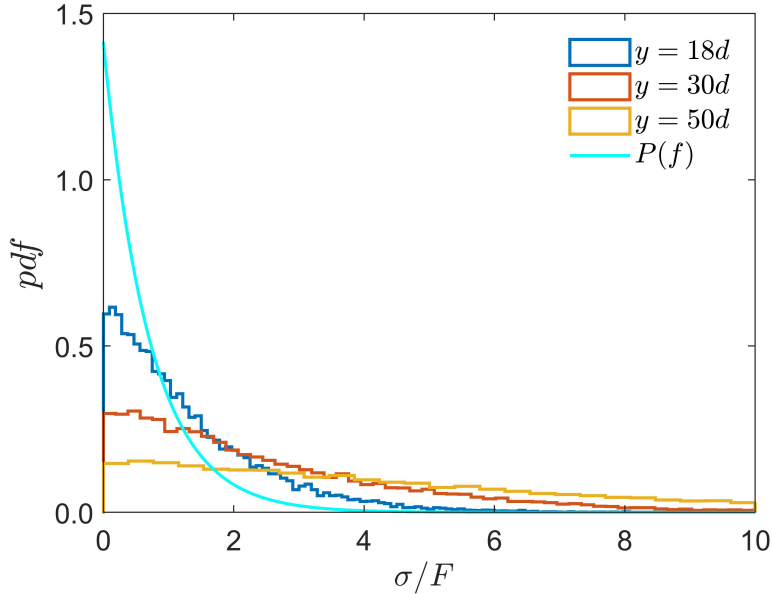


FIGURE 5.2.3 – Comparaison de la distribution de pdf (probability density function) du choix de fréquence de fluctuations (σ ou f)   trois positions différentes, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.

5.2.3 Durée de fluctuations

Une fois qu'on a défini l'amplitude de la fluctuation u' , la question de la durée de la fluctuation turbulente se pose. Par la suite, on va définir d'abord la distribution aléatoire pour la durée T_{carac} , puis examiner deux hypothèses pour calculer cette durée d'impact de la fluctuation pour la particule.

Distribution aléatoire de la durée de fluctuations

Comme pour l'amplitude de fluctuation turbulente u' , on veut aussi rendre le caractère stochastique à la durée de fluctuations, dont l'espérance mathématique vaut le temps caractéristique de la durée T_{carac} . Par exemple, à chaque pas de temps particulaire dt , on tire une valeur aléatoire ξ comprise entre 0 et 1. La fluctuation sera renouvelée une fois que ξ est supérieur à $(1 - \frac{dt}{T_{carac}})$. La loi de Poisson décrit des probabilités discrètes pour les  v nements qui se produisent avec une espérance connue dans un intervalle de temps fixé, ce qui correspond au cas présent. Cet

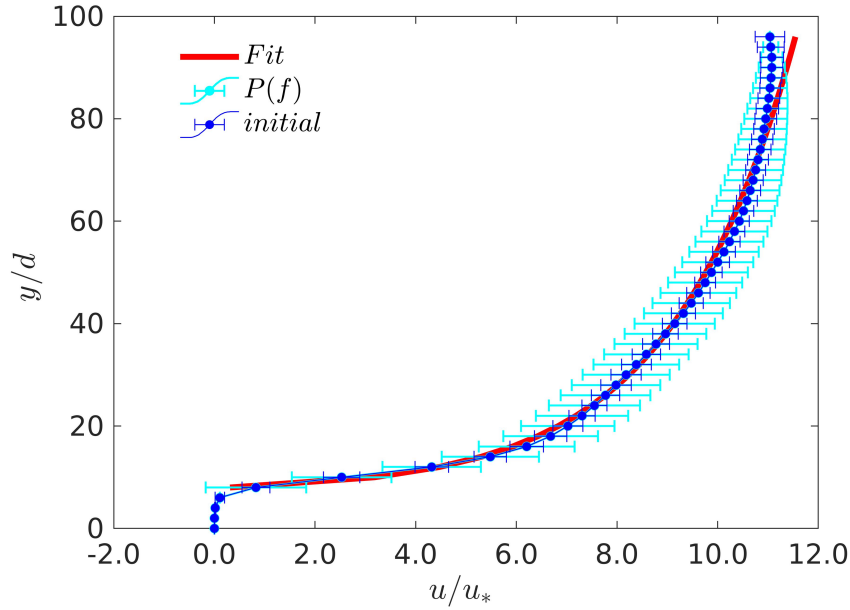


FIGURE 5.2.4 – Comparaison des amplitudes des fluctuations sur le profil moyen de la vitesse : modèle initial dans PeliGRIFF (point-ligne bleu), modèle $P(f)$ (point-ligne cyan), ajustement avec le profil logarithmique (ligne rouge), domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.

événement de renouvellement a une probabilité $p = \frac{dt}{T_{carac}}$. Pour un échantillon total du nombre n , l'espérance du nombre d'occurrence de cet événement de renouvellement $E(x)$ est donc :

$$E(x) = n \cdot p = \frac{ndt}{T_{carac}} = \frac{1}{T_{carac}} \quad (5.27)$$

La probabilité d'avoir i occurrences est :

$$P(X = i) = \frac{\exp(-\lambda)}{i!} \lambda^i \quad (5.28)$$

Avec $\lambda = E(x)$.

L'écart temporel Y entre deux événements consécutifs suit par définition la distribution exponentielle. La probabilité que la durée soit supérieure à t est équivalente à celle de l'absence de l'occurrence de l'événement de renouvellement. On l'exprime comme suit :

$$P(Y > t) = P(X = 0, t) = \frac{\exp(-\lambda t)}{0!} (\lambda t)^0 = \exp(-\lambda t) \quad (5.29)$$

$$P(Y \leq t) = 1 - P(Y > t) = 1 - \exp(-\lambda t) \quad (5.30)$$

Ce qui est la fonction de répartition de la distribution exponentielle. Par la dérivation, on peut obtenir la fonction de la densité de probabilité (*pdf*) :

$$f(y) = \lambda \exp(-\lambda y) \quad (5.31)$$

Avec l'espérance $E(Y)$:

$$E(Y) = \frac{1}{\lambda} = T_{carac} \quad (5.32)$$

La figure 5.2.5 présente la comparaison en *pdf* de 20000 échantillons par tirage au sort de ξ qui représentent la durée de fluctuation Δt , et de la courbe de la loi exponentielle, avec le temps caractéristique $T_{carac} = 1$. La distribution de Δt par le tirage au sort suit bien la loi exponentielle. On peut donc valider l'hypothèse selon laquelle la manière d'obtenir la durée de fluctuations Δt , par le contrôle de la condition de renouvellement $\xi > (1 - \frac{dt}{T_{carac}})$, correspond à une distribution exponentielle telle que :

$$f(\Delta t) = \frac{1}{T_{carac}} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_{carac}}\right) \quad (5.33)$$

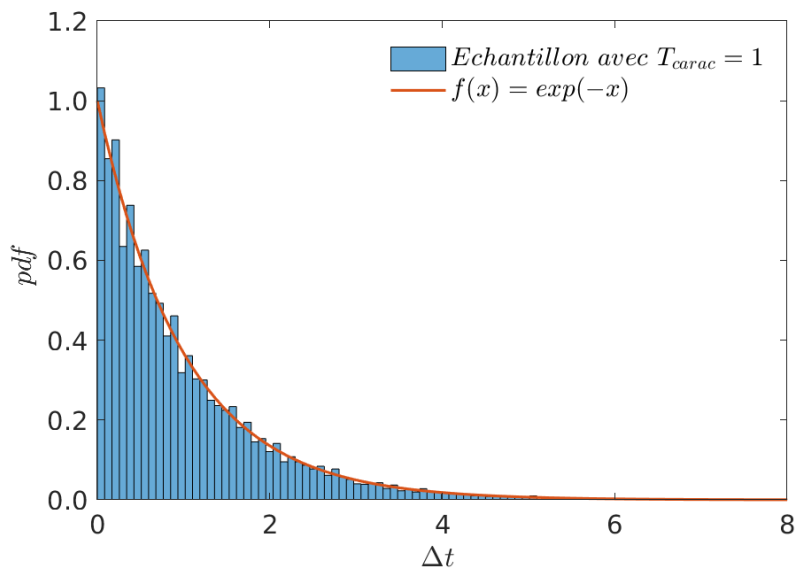


FIGURE 5.2.5 – Distribution de la fonction de la densité de probabilité (*pdf*) en fonction de la durée de fluctuations (Δt).

Première hypothèse de la durée

Bien que la force de trainée soit mise à jour à chaque pas de temps particulière dt d'après la position instantanée de la particule et la différence entre les vitesses fluide et solide, la durée des vitesses de fluctuation u' , v' et w' ajoutées pour une particule peut être plus longue qu'un pas de temps pour la phase solide. Il est possible de lier cette durée de fluctuations avec les caractéristiques du fluide local plutôt qu'avec celles des particules. Selon l'analyse dimensionnelle, l'unité du temps peut être décrite comme le ratio d'une longueur sur une vitesse. Suivant le principe de la relativité exprimée par Galilée au XVII^e siècle, selon lequel les lois physiques sont identiques pour tous les référentiels galiléens, on décide de choisir la dérivée de la vitesse fluide suivant l'axe y à la place de la vitesse absolue dans la définition de ce temps caractéristique.

De ce fait, on donne une première définition de la durée de la fluctuation :

$$t_{eddy} = \beta \cdot \frac{1}{\left| \frac{du_f}{dy} \right|} = \frac{\beta \kappa (y + z_0)}{u_*} \quad (5.34)$$

Avec β un paramètre d'ajustement et du_f/dy la dérivée de la vitesse fluide sur l'axe vertical.

Cependant, cette définition du temps d'impact présente une limitation dans le cas où le gradient de vitesse fluide s'approche de zéro et donc que la durée de la fluctuation tend vers l'infini. Or, la fluctuation turbulente ne peut pas durer éternellement.

Afin de corriger cette limitation, on propose de plafonner le temps d'impact à une valeur donnée $t_{integral}$:

$$t_{integral} = \frac{L}{\bar{U}} \quad (5.35)$$

Avec L la longueur du domaine de simulation et \bar{U} la vitesse moyenne fluide.

Cette définition de $t_{integral}$ signifie que la durée maximale de la fluctuation ne devrait pas dépasser environ une périodicité de l'écoulement passant à travers le domaine.

Si on prend le ratio entre $t_{integral}$ et $\frac{1}{\left| \frac{du_f}{dy} \right|}$, nous obtenons la valeur typique

β (en considérant $y \gg z_0$) :

$$\beta \simeq \frac{L}{\overline{U}} \left| \overline{\frac{du_f}{dy}} \right| \quad (5.36)$$

$$= \frac{L}{\frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{h}{z_o} - 1 \right)} \frac{u_*}{\kappa} \frac{1}{y + z_o} \quad (5.37)$$

$$\simeq \frac{L}{y} \frac{1}{\ln \frac{h}{z_o} - 1} \quad (5.38)$$

Si on prend la dimension de notre système, h et L sont de l'ordre de grandeur de $100d$ et z_o de l'ordre de d . On prend y une valeur représentative à la moitié de la hauteur du système et on trouve donc la valeur typique de β qui est égale 1.

On a fait une comparaison des profils de concentration donnés par différentes valeurs de β pour $Re = 138000$ sans la limitation de $t_{integral}$ dans la Figure 5.2.6. Par référence, le cas initial de PeliGRIFF est présenté en courbe bleue. À partir de la valeur de référence $\beta = 1$, on explore l'impact de ce paramètre β en le divisant par 100 ou en le multipliant par 10. Les trois valeurs de β donnent des profils relativement proches par rapport au profil de référence. On peut déduire de ce fait que l'effet de la fluctuation est peu sensible à la valeur de β .

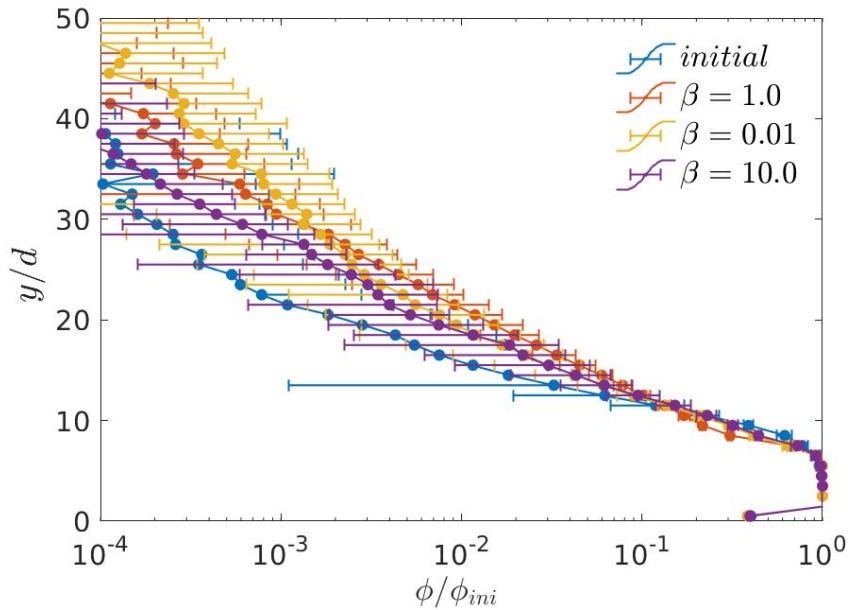


FIGURE 5.2.6 – Comparaison des profils de concentration en variant β dans la première hypothèse de la durée de fluctuations, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.

D'après cette première hypothèse, on peut donc prendre le temps caractéristique à :

$$T_{carac} = \frac{\kappa(y + z_o)}{u_*} \quad (5.39)$$

Deuxième hypothèse de la durée

Dans l'article de [Cheng et al. \(2018a\)](#), un modèle plus complexe est utilisé pour estimer la durée de la fluctuation. Ce modèle a été initialement présenté dans [Gosman and Ioannides \(1981\)](#) et adopté dans [Graham and James \(1996\)](#) et [Graham \(1998\)](#) dans le cadre du développement d'un modèle d'interaction de tourbillon pour le problème de dispersion de particules dans un écoulement turbulent. Le mouvement des particules dans un champ de vitesse, qui présente des caractéristiques aléatoires, est considéré comme le voyage au travers des tourbillons turbulents. Dans le cas de cette hypothèse, une particule ne peut être que sous l'influence d'un seul tourbillon. La durée de ce tourbillon pour la particule dépend à la fois de la durée de vie de ce tourbillon et du temps nécessaire à la particule pour le traverser. Par exemple, pour une particule relativement lente, le tourbillon disparaît avant que la particule ne sorte. Le temps d'impact est donc considéré comme la durée de vie du tourbillon. En revanche, pour une particule relativement rapide, la particule s'échappe du tourbillon avant sa disparation. La durée d'impact est donc calculée comme le temps de traversée du tourbillon. Pour calculer cette durée, trois définitions de temps sont proposées :

- La durée de vie du tourbillon t_e :

$$t_e = \beta \frac{l}{|u'|} \quad (5.40)$$

Avec β le coefficient, l la longueur caractéristique de la turbulence et u' la vitesse fluctuante fluide.

Pour traduire cette formule de t_e avec notre $u' \sim l \left| \frac{du_f}{dy} \right|$ défini dans la section précédente, on obtient :

$$t_e = \beta \cdot \frac{l}{l \left| \frac{du}{dy} \right|} = \frac{\beta \kappa (y + z_o)}{u_*} \quad (5.41)$$

Ce qui donne la même définition de t_{eddy} dans la première hypothèse de l'équation 5.34. On va utiliser la notation t_{eddy} pour représenter la durée de la vie t_e .

- Le temps inertiel pour la particule $t_{inertiel}$:
Il représente la durée d'accélération de la vitesse particulaire jusqu'à at-

teindre la vitesse fluide par l'effet de la force de traînée F_{drag} sur la particule. Pour une particule ayant la masse de m_p , d'après la deuxième loi de Newton :

$$m_p \frac{\Delta u}{\Delta t} = F_{drag} \quad (5.42)$$

$$\Delta t = \frac{m_p \Delta u}{F_{drag}} = \frac{3}{4} \frac{\rho_p d^3 |u_f - u_p|}{\rho_f C_d d^2 |u_f - u_p|^2} \quad (5.43)$$

On obtient donc :

$$t_{inertiel} = \Delta t = \frac{3}{4} \frac{\rho_p d}{\rho_f C_d |u_f - u_p|} \quad (5.44)$$

Le temps inertiel est utilisé pour calculer ensuite le temps de traversée de la particule.

- Le temps de traversée d'une particule dans un tourbillon t_c d'après [Cheng et al. \(2018a\)](#) :

$$t_c = -t_{inertiel} \ln \left(1 - \frac{l_e}{|u_f - u_p| t_{inertiel}} \right) \quad (5.45)$$

Avec l_e la longueur symbolisant la distance parcourue à la vitesse de fluctuation u' pendant la durée de la vie du tourbillon t_{eddy} .

Comme la distribution de u' est définie à l'échelle de $l \left| \frac{du}{dy} \right|$, on peut estimer l_e par le produit de t_{eddy} et u' . On obtient donc $l_e = \beta l$.

On obtient donc que la durée de la fluctuation est prise par la valeur minimale entre t_{eddy} et t_c , soit $T_{carac} = \min\{t_{eddy}, t_c\}$. Le seul paramètre ajustable dans ce modèle est aussi le β lié aux t_{eddy} et t_c .

Ainsi, on a fait une analyse sur les effets des différentes valeurs de β dans la Figure 5.2.7. Comme dans l'article de [Cheng et al. \(2018a\)](#), on a fait varier β entre 0.5 et 4 : les profils de concentration avec le modèle de fluctuations sont quasiment superposés. L'effet de ce coefficient dans la durée de fluctuations est différent avec les résultats de [Cheng et al. \(2018a\)](#). Il est possible que notre modèle de fluctuations dans un modèle instantané Euler-Lagrange soit peu sensible au coefficient β dans le modèle de la durée de fluctuations.

Pour conclure, le coefficient β dans les deux hypothèses de la durée de fluctuations est pris de l'ordre de grandeur 1 et sa valeur modifie peu le résultat sur le profil de concentration. On va donc prendre le temps caractéristique de la fluctuation $T_{carac} = \frac{\kappa(y + z_o)}{u_*}$, avec une distribution exponentielle.

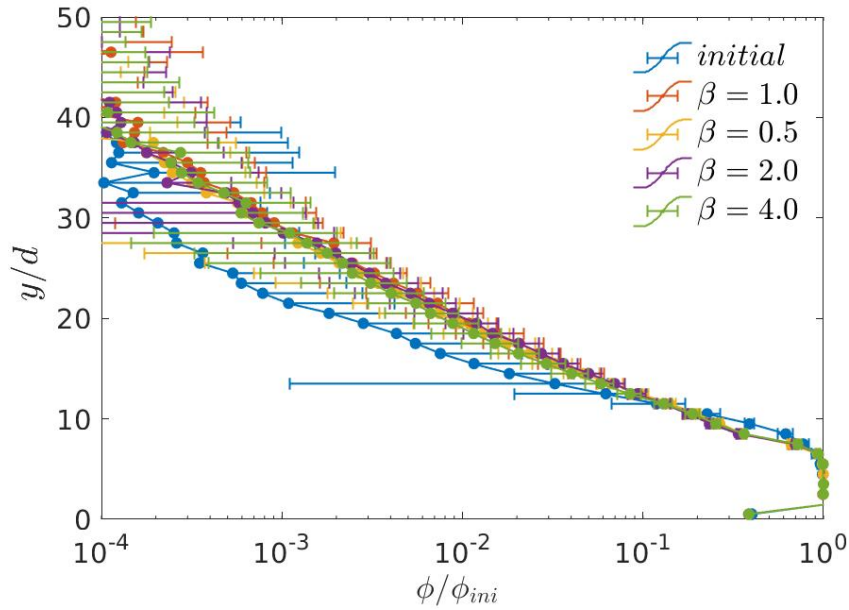
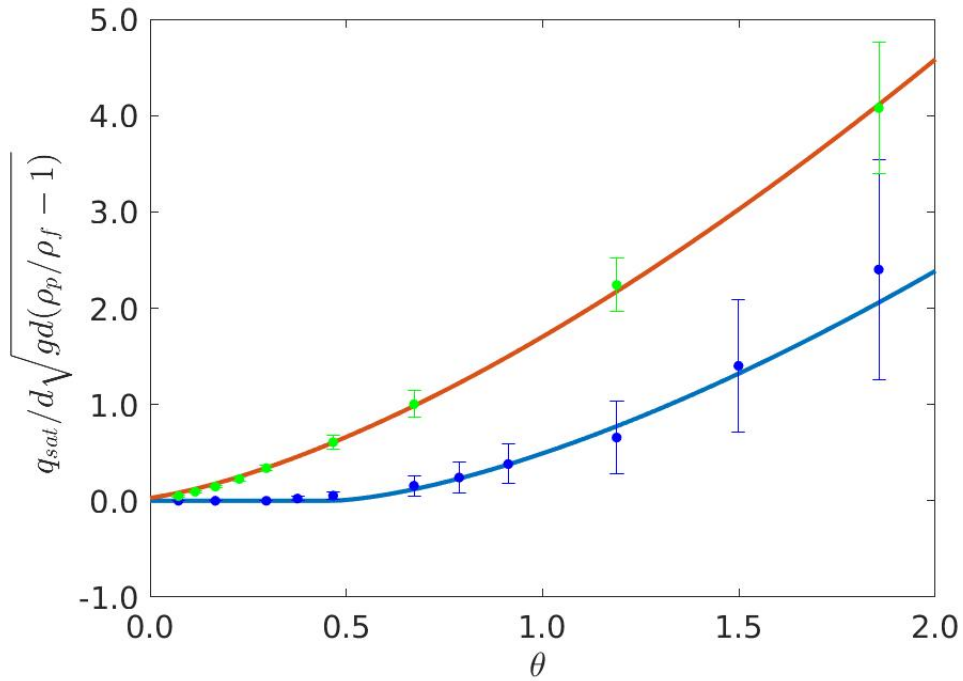


FIGURE 5.2.7 – Comparaison des profils de concentration en variant β dans la deuxième hypothèse de la durée de fluctuations, domaine $48d \times 96d \times 24d$, $Re = 138000$.

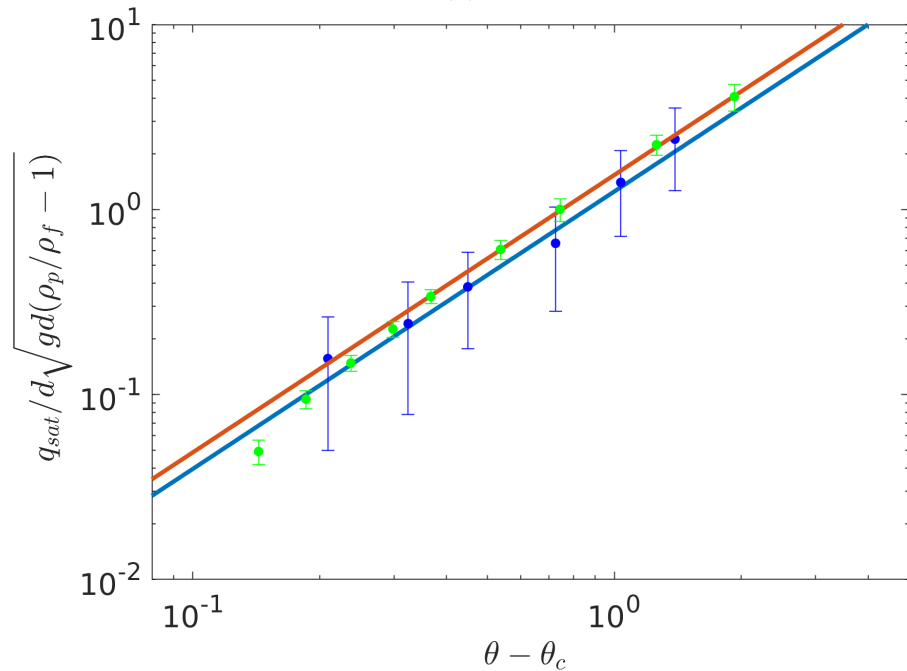
5.3 Résultats de transport en suspension avec le modèle de fluctuations

On compare ensuite les résultats de transport obtenus avec le modèle de fluctuations avec ceux de charriage présentés dans la section 5.1.

Dans la Figure 5.3.1, les valeurs de q_{sat} obtenues dans les simulations sans et avec les fluctuations ajoutées dans la force de traînée sont présentées. Pour chaque série de q_{sat} en fonction de θ , une loi de puissance 3/2 a été appliquée pour l'ajustement. D'après la figure (a), les valeurs de q_{sat} sont bien plus élevées avec le modèle de fluctuations pour les mêmes valeurs de θ . Avec ce modèle de fluctuations, le seuil de mouvement ($\theta_c = 0.07$) devient environ sept fois plus petit par rapport au cas de charriage. Cette baisse du seuil de mouvement peut venir de la contribution de l'effet de fluctuations sur les particules pour la même condition fluide moyenne. Dans la figure (b), les débits solides normalisés sont tracés en fonction de $\theta - \theta_c$ en échelle logarithmique. Les points de mesures sont bien alignés sur les lois d'ajustement. On peut donc dire qu'avec le modèle de fluctuations, la loi de puissance 3/2 pour le débit solide en fonction du nombre de Shields est aussi bien respectée que dans le cas de charriage (les résultats de transport sont calculés par les moyennes sur la phase stabilisée). Les barres d'erreur sur les points de q_{sat} avec le modèle de fluctuations sont bien plus faibles, ce qui montre qu'il y a moins de variations numériques dans les résultats avec le modèle.



(a)



(b)

FIGURE 5.3.1 – Comparaisons des débits solides q_{sat} normalisés en fonction de θ , simulés par le modèle initial de PeliGRIFFF (points bleus) et par le modèle de fluctuation (points verts), en échelle linéaire (a) et logarithmique (b). Les lignes d'ajustement présentent la fonction $q_{sat}/d\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_f}-1}gd = \Omega(\theta-\theta_c)^{3/2}$, avec $\Omega = 1.54$ et $\theta_c = 0.07$ pour la série avec le modèle de fluctuations.

De la même manière que pour le cas de charriage, la Figure 5.3.2 montre une illustration de la simulation pour $\theta = 0.3$ et $\theta = 1.86$. On observe un nombre plus important de particules à mesure que l'on s'éloigne du lit, ce qui signifie la présence du transport en suspension. La partie basse de la couche de transport est similaire à ce qu'on observe dans le cas de charriage. On obtient donc la coexistence du transport en charriage et en suspension dans le sens vertical.

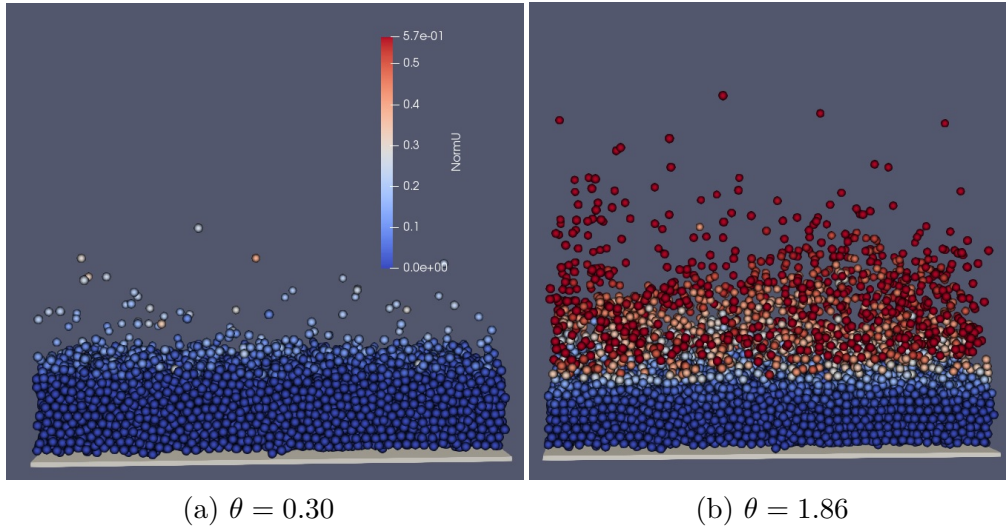


FIGURE 5.3.2 – Illustration du transport en suspension. La couleur de chaque grain correspond à sa vitesse, comprise entre 0 m/s (bleu foncé) et 0.57 m/s (rouge).

On passe ensuite aux profils de concentration solide pour différentes valeurs de θ dans la Figure 5.3.3. Avec le modèle, on observe la croissance de la concentration avec l'augmentation du nombre de Shields. Pour comparaison, on a ajouté deux profils donnés par la version initiale de PeliGRIFF pour $\theta = 0.3$ et $\theta = 1.86$. Pour $\theta = 0.3$, l'effet du modèle de fluctuations est significatif : on passe d'un lit statique à des particules suspendues à mesure que l'on s'éloigne du lit. Pour $\theta = 1.86$, on a également remarqué une augmentation importante de la concentration des particules à des distances éloignées du lit ($y > 20d$). L'effet du modèle de fluctuations est donc significatif.

Dans la Figure 5.3.4, la relation linéaire entre le nombre de particules transportées n et $\theta - \theta_c$ est aussi bien respectée que dans le cas de charriage. Dans la Figure 5.3.5, la vitesse moyenne des particules \bar{u}^p est également linéaire en fonction de la racine de $\theta - \theta_c$. L'argument de Bagnolds reste donc robuste en suspension.

En outre, les nombres de particules transportés n pour deux séries sont relativement proches. Par contre, des différences sont apparues pour les vitesses moyennes des particules \bar{u}^p . On voit que les vitesses particulières sont élevées

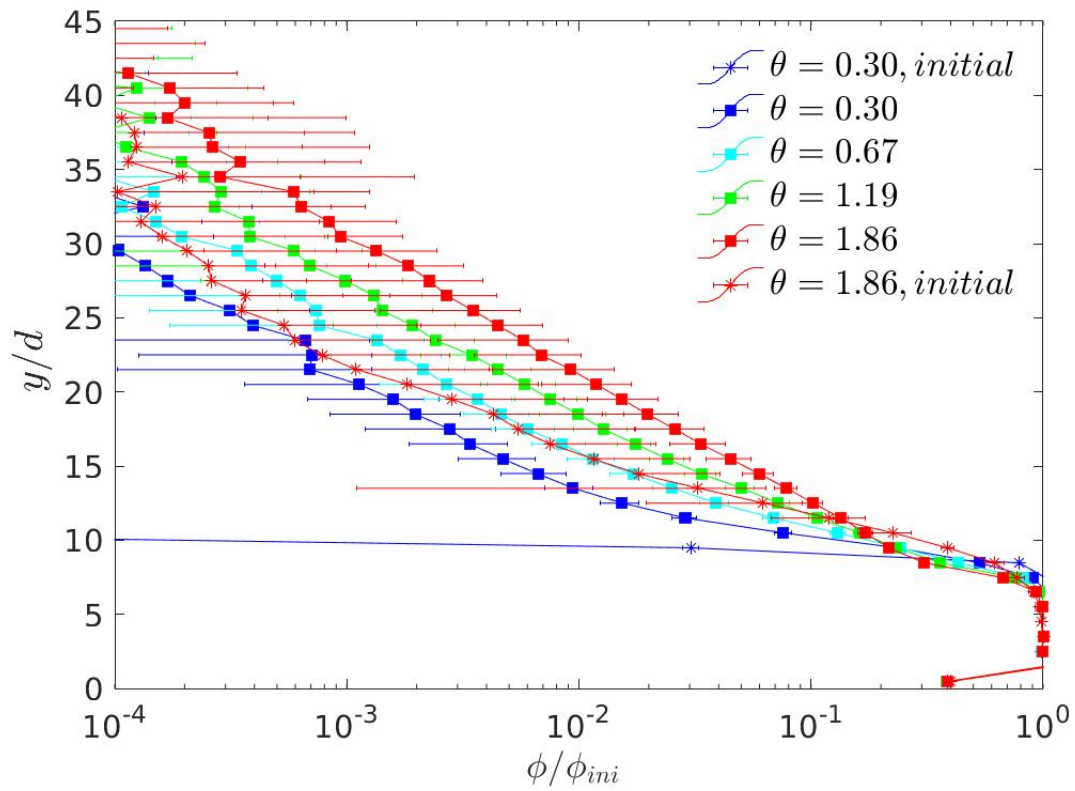


FIGURE 5.3.3 – Comparaison des profils de concentration pour différents θ . Les symboles en forme d'étoile représentent les cas avec le modèle initial de PeliGRIFF et les symboles en forme de carré correspondent aux cas prenant en compte le modèle de fluctuations.

avec le modèle de fluctuations, en particulier pour les cas peu éloignés du seuil ($(\theta - \theta_c) < 2.0$), avec un facteur supérieur à deux par rapport à celles sans modèle. En effet, le modèle de fluctuations ne mobilise pas plus de particules, mais il leur procure des vitesses plus importantes.

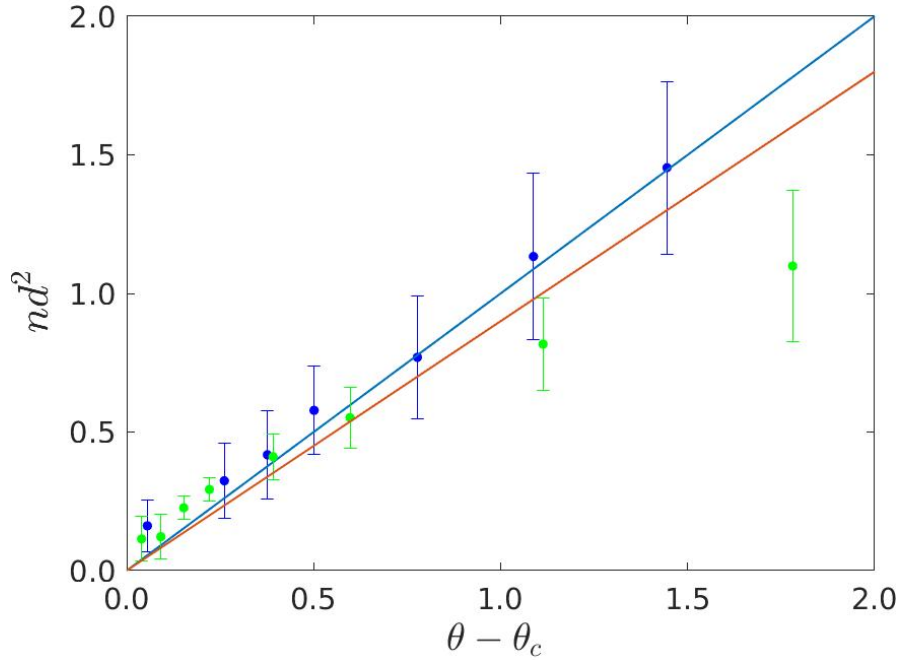


FIGURE 5.3.4 – Comparaison du nombre de grains transportés n normalisé en fonction de la différence entre le nombre de Shields et le seuil critique $\theta - \theta_c$ pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts).

On regarde ensuite les comparaisons de l'épaisseur du transport λ et la position centrale du transport \bar{y} . D'après la Figure 5.3.6, pour le cas avec le modèle de fluctuations, les valeurs de λ sont relativement stables par rapport au cas initial de PeliGRIFF : l'épaisseur λ reste comprise entre $3d$ et $5.5d$ même avec l'augmentation de θ . Pour le cas de charriage sans modèle ajouté, l'épaisseur λ augmente avec une amplitude plus grande, soit de $1d$ à $6d$. On voit dans la Figure 5.3.7 que les centres de la couche de transport \bar{y} sont beaucoup plus élevés dans le cas avec le modèle de fluctuations, ce qui est cohérent avec les images de simulations. Les particules sont capables d'aller plus haut grâce aux effets de fluctuations ajoutées. En revanche, l'effet des fluctuations reste limité car les particules ne sont pas observées en suspension à des hauteurs plus élevées ($y > 50d$) dans le domaine.

On compare le profil de concentration obtenu par notre de modèle de fluctuations avec celui obtenu par le modèle analogue de Cheng et al. (2018a) pour la même valeur de $\theta - \theta_c = 0.39$. Dans la Figure 5.3.8, on observe la mise en suspension des

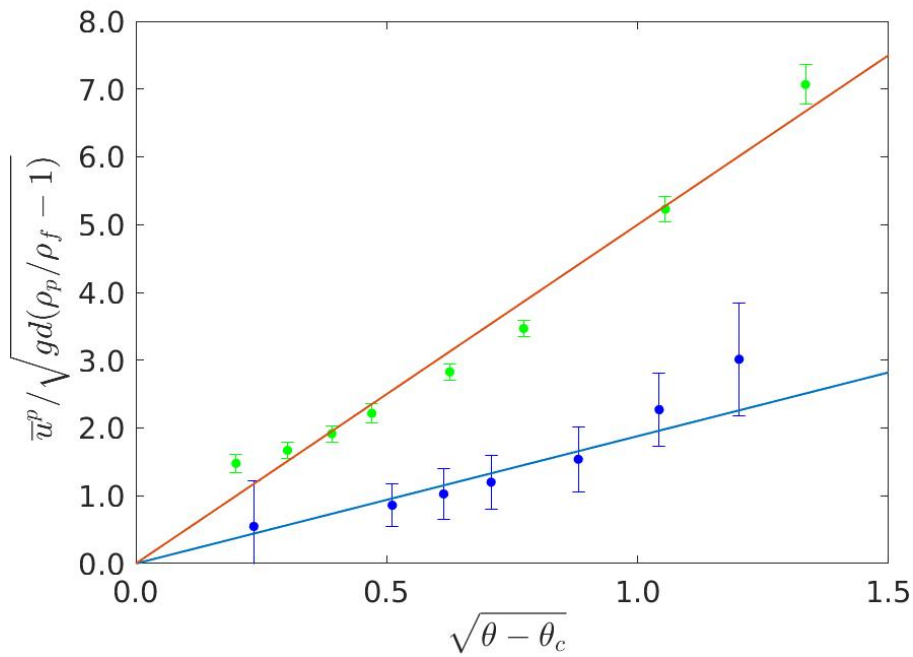


FIGURE 5.3.5 – Comparaison de la vitesse moyenne des grains \bar{u}^p normalisée en fonction de la différence entre le nombre de Shields θ et le seuil critique θ_c pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts).

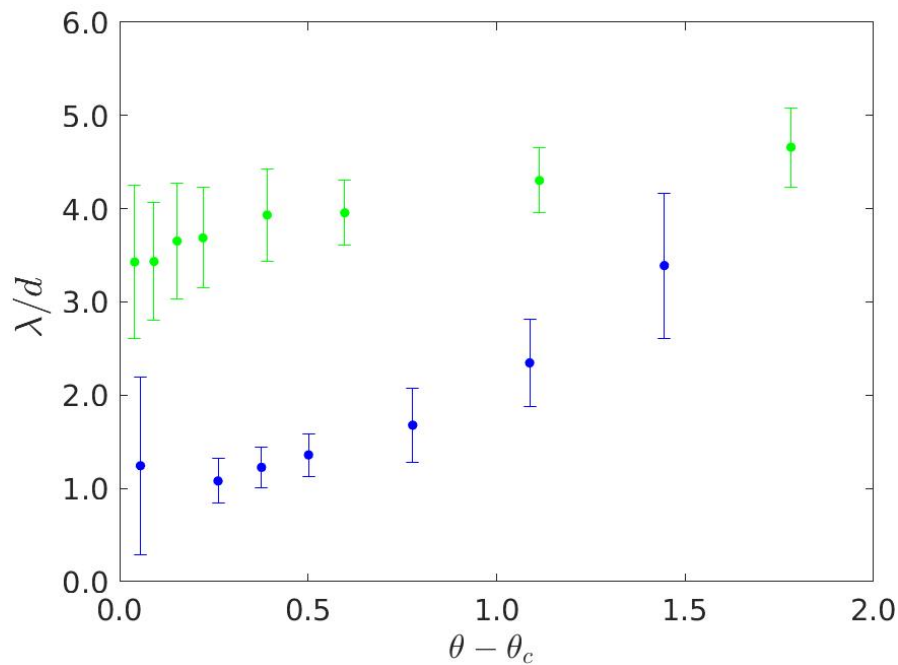


FIGURE 5.3.6 – Comparaison de l'épaisseur de la couche de transport λ normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$ pour le modèle initial de PeliGRIFF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts).

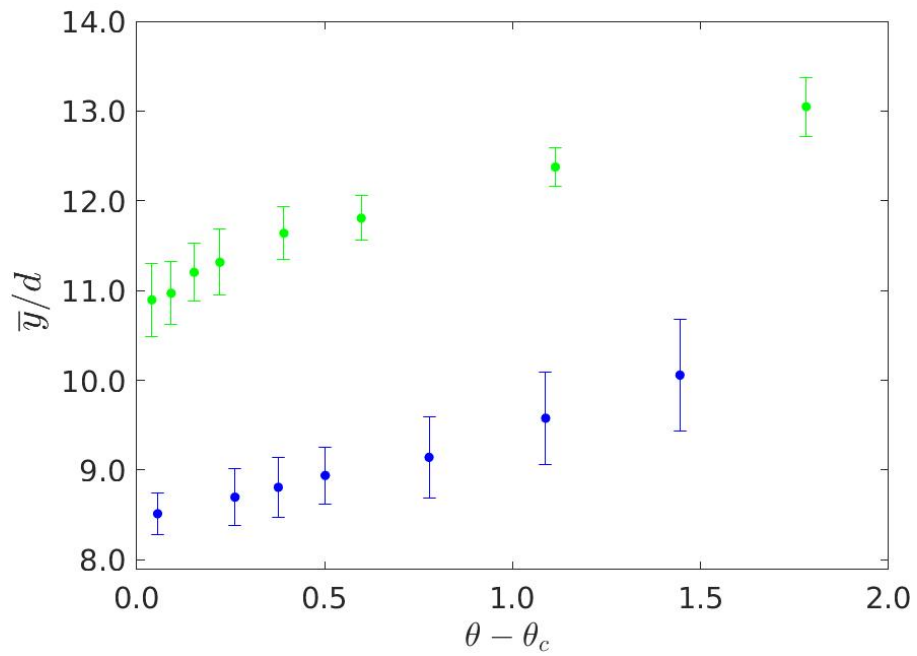


FIGURE 5.3.7 – Comparaison de la position centrale de la zone de transport \bar{y} normalisée en fonction de $\theta - \theta_c$ pour le modèle initial de PeliGRIF (points bleus) et pour le modèle de fluctuations (points verts). La surface du lit $y_{bed} = 7.89d$ se trouve au point départ de l'axe y .

particules avec notre modèle de fluctuations par rapport au modèle initial. Le profil de Cheng et al. (2018a) montre une croissance de concentration moins rapide sur l'axe vertical en y . De ce fait, la zone près du lit est plus dense en concentration et celle éloignée du lit ($y/d > 15d$) est plus diluée par rapport à notre modèle. Par ailleurs, nous avons également représenté le profil analytique déduit dans l'équation 2.39 afin d'ajuster notre profil de concentration. Pour une valeur du nombre de Schmidt à $Sc = 0.5$, on trouve une bonne superposition avec le profil analytique dans la zone près du lit où $\phi/\phi_{ini} > 10^{-2}$. Néanmoins, dans la partie supérieure ($y/d > 15$), même si notre modèle présente un certain niveau de suspension, on considère que la concentration est sous-estimée par rapport au profil analytique.

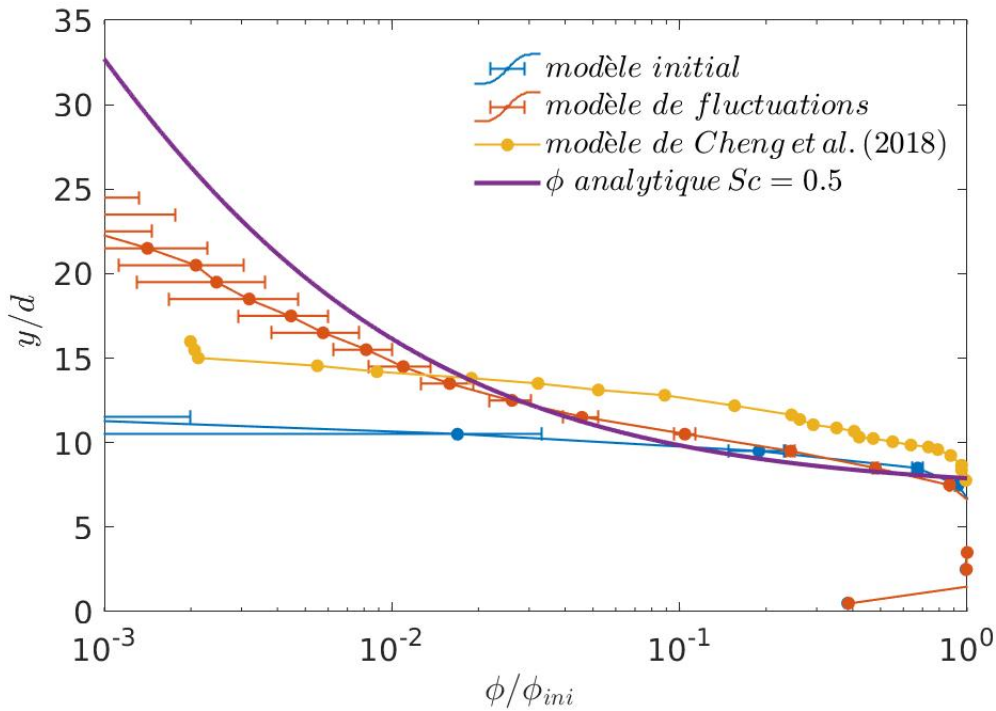


FIGURE 5.3.8 – Comparaison des profils de concentration obtenus par différents modèles pour $\theta - \theta_c = 0.39$. Un ajustement analytique du profil de concentration est aussi présenté avec le nombre de Schmidt $Sc = 0.5$.

Un autre exemple d'ajustement a été donné dans la Figure 5.3.9 pour $\theta - \theta_c = 1.79$. Le nombre de Schmidt est ajusté à $Sc = 0.77$ pour le profil de concentration avec le modèle de fluctuations. On constate que le profil avec notre modèle correspond relativement bien avec le profil analytique dans la zone entre $y = 10d$ et $y = 20d$, où le rapport ϕ/ϕ_{ini} est supérieur à 10^{-2} . Pour la partie supérieure à $y = 20d$, l'effet de suspension est certes observé par rapport au profil de charriage, mais il n'est pas suffisant dans la zone supérieure de l'écoulement. Même si le rapport de la concentration ϕ/ϕ_{ini} est plus faible que 10^{-2} , la présence des particules doit être plus fréquente dans cette zone supérieure.

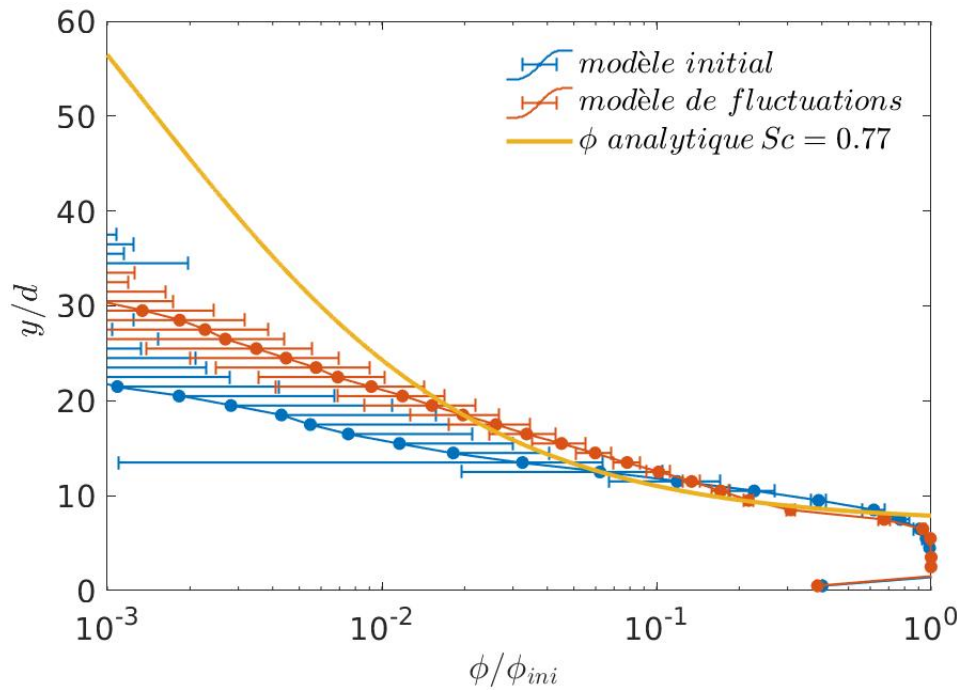


FIGURE 5.3.9 – Ajustement du profil de concentration avec la résolution analytique pour $\theta - \theta_c = 1.79$.

Pour conclure, le modèle de fluctuations a un effet important sur le transport des particules. Il entraîne des particules avec des vitesses plus élevées et parvient à mettre en suspension des particules et à les éloigner de la zone située près du lit. Cependant, l'entraînement des particules vers les zones diluées plus élevées apparaît insuffisant. Un meilleur modèle de fluctuations, possédant une distribution plus large de la fréquence de fluctuation, pourrait être envisagé dans l'avenir pour mieux prédire la mise en suspension des particules vers les zones supérieures.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

L'objectif de la thèse est de modéliser le transport en suspension des particules dans un écoulement turbulent. Initialement intéressés par les comportements complexes en transport sédimentaire dans les écoulements turbiditiques, nous avons choisi de nous concentrer sur le transport à l'échelle du grain afin d'étudier le mécanisme de la mise en suspension turbulente à l'aide d'un modèle instantané de type Euler-Lagrange dans PeliGRIFF. Ce type de modèle a été validé précédemment pour des applications en régime visqueux, mais sa résolution en régime turbulent avec un maillage relativement grossier n'a pas été confirmée. De ce fait, nous avons commencé par les études de sensibilité du modèle suivant différentes dimensions et différents nombres de Reynolds afin de valider sa robustesse dans la résolution moyenne de l'écoulement turbulent. Il a été démontré que ce modèle est capable de simuler le transport en charriage par un profil moyen de la vitesse avec peu de fluctuations. Néanmoins, la suspension n'est pas présente. Nous avons donc proposé un modèle de fluctuations implémenté dans la force de traînée pour représenter les effets de fluctuations turbulentes sur les particules. La mise en suspension des particules a été observée avec ce modèle de fluctuations.

Dans un premier temps, nous avons décrit les relations physiques mises en œuvre dans l'interaction entre fluide et particules par les forces principales (force de gravité, force d'Archimède et force de traînée) qui ont ensuite été utilisées pour construire le modèle numérique. Dans cette partie, une approche analytique pour décrire le profil de concentration des particules en suspension a été proposée et comparée avec des données expérimentales. Cette approche analytique a été utilisée par la suite pour ajuster les résultats du modèle de fluctuations.

Dans un deuxième temps, un aperçu des différentes approches numériques capables de simuler l'écoulement chargé des particules a été présenté. Le modèle Euler-Lagrange à l'échelle mésoscopique dans PeliGRIFF a finalement été choisi en prenant en compte sa précision dans la résolution des mouvements des particules ainsi que sa capacité de simulation pour réaliser des études paramétriques, sans qu'il ne soit trop coûteux en temps de calcul.

Dans un troisième temps, des études de sensibilité ont été réalisées pour vérifier la robustesse de la résolution de l'écoulement turbulent afin d'optimiser le temps de stabilisation, qui est un point important dans le modèle Euler-Lagrange instantané. On a choisi la condition du débit imposé et une dimension de $48d \times 96d \times 24d$ pour le système fluide-grains. D'après les analyses des profils de vitesse, ce modèle instantané est capable de simuler le profil moyen logarithmique avec un maillage grossier de $2d$ pour l'écoulement turbulent. Cependant, l'amplitude de fluctuations donnée par le modèle est relativement faible, ce qui donne toujours un transport en charriage épais même si on augmente le nombre de Reynolds ou le nombre de Shields.

Dans un quatrième temps, afin de simuler les effets des fluctuations turbulentes pour les particules, un modèle de fluctuations dans le calcul de la force de traînée a été proposé. La fréquence, qui, associée à une longueur de mélange, donne l'amplitude de fluctuations, et la durée de fluctuations sont deux paramètres essentiels pour définir le modèle de fluctuations. D'après nos études, le modèle numérique est peu sensible à la durée de fluctuations. En revanche, le choix de la fréquence σ a un impact significatif sur la mise en suspension des particules. Parmi les choix pour décrire σ , la vorticité donnée par PeliGRIFF présente une amplitude plus large et a un effet plus important dans la suspension mais présente l'inconvénient notable d'être moins bien contrôlée.    cet égard, on a finalement choisi le σ suivant une distribution exponentielle.

D'après les analyses des paramètres de transport, une baisse du seuil de mouvement est observée avec l'ajout du modèle de fluctuations. La loi de puissance $3/2$ entre le débit solide q_{sat} et le nombre de Shields θ dans le cas du transport en suspension est aussi bien respectée que dans le cas du charriage. Le modèle de fluctuations ne mobilise pas plus de particules mais leur procure des vitesses plus élevées. Sur le profil vertical de la concentration, une couche dense près du lit et une couche plus diluée loin du lit sont observées. D'après la comparaison avec le modèle analogue de [Cheng et al. \(2018a\)](#) et le profil analytique de la concentration en suspension, la suspension générée par notre modèle est plutôt satisfaisante pour $\phi/\phi_{ini} < 10^{-2}$. Néanmoins, la présence des particules dans la partie supérieure de l'écoulement est sous-estimée par rapport au profil pleinement développé de type Rouse.

Il existe par ailleurs des questions dans ce modèle de fluctuations qui sont restées en suspens. Par exemple, dans le modèle de [Cheng et al. \(2018a\)](#), le résultat de suspension est sensible au choix de la durée de fluctuations mais le nôtre y est peu sensible.

En outre, avec le modèle de fluctuations, le profil de vitesse fluide peut être modifié suite à la variation du lit. Les paramètres calibrés à partir du profil initial de vitesse fluide sans fluctuation (u_* , y_{bed} et z_o) sont également les paramètres d'entrée pour le modèle de fluctuations. Il est donc nécessaire de réaliser des calculs bouclés en raison de l'auto-cohérence, c'est-à-dire réajuster les paramètres à partir du nouveau profil de vitesse et relancer le cas avec le modèle de fluctuations jusqu'à ce que le profil ne varie plus.

De plus, dans notre hypothèse du modèle, les corrélations spatiales de fluctuations n'ont pas été prises en compte. Dans la réalité, les fluctuations sur deux particules distinctes sous l'impact d'un même tourbillon ne sont pas indépendantes et doivent de ce fait être corrélées.

Dans la suite de ce travail de thèse, il est possible de prendre une distribution logarithmique étirée pour la fréquence σ afin d'élargir l'amplitude de fluctuations et de promouvoir la suspension d'un plus grand nombre de particules dans la partie supérieure de l'écoulement. Des études quantitatives peuvent être envisagées en vue de comparer les résultats expérimentaux aux cas de transport en suspension et de transport conjoint en charriage et en suspension. Les résultats obtenus jusqu'à présent sont pris en phase stationnaire de transport. Il sera aussi intéressant d'explorer l'évolution du transport sédimentaire dans la phase instationnaire, à partir du seuil de mouvement.

Enfin, des variations dans les paramètres physiques du fluide et des grains, comme le rapport entre la densité du fluide et la densité des particules ou le nombre de Galilée, peuvent également être envisagées afin de déterminer si les caractéristiques de transport obtenues sont robustes.

Bibliographie

- Altinakar, M., Graf, W., and Hopfinger, E. (1996). Flow structure in turbidity currents. *Journal of Hydraulic Research*, 34(5) :713–718.
- Amoudry, L., Hsu, T.-J., and Liu, P.-F. (2008). Two-phase model for sand transport in sheet flow regime. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C3).
- Amoudry, L. O., Bell, P. S., Thorne, P. D., and Souza, A. J. (2013). Toward representing wave-induced sediment suspension over sand ripples in rans models. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(5) :2378–2392.
- an Luthi, S. (1981). Experiments on non-channelized turbidity currents and their deposits. *Marine Geology*, 40(3-4) :M59–M68.
- Apsley, D. D. and Stansby, P. K. (2008). Bed-load sediment transport on large slopes : Model formulation and implementation within a rans solver. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(10) :1440–1451.
- Arolla, S. K. and Desjardins, O. (2015). Transport modeling of sedimenting particles in a turbulent pipe flow using euler–lagrange large eddy simulation. *International Journal of Multiphase Flow*, 75 :1–11.
- Aussillous, P., Chauchat, J., Pailha, M., Médale, M., and Guazzelli, E. (2013). Investigation of the mobile granular layer in bedload transport by laminar shearing flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 736 :pp–594.
- Baas, J. H., McCaffrey, W. D., Haughton, P. D., and Choux, C. (2005). Coupling between suspended sediment distribution and turbulence structure in a laboratory turbidity current. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 110(C11).
- Bagnold, R. A. (1956). The flow of cohesionless grains in fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 249(964) :235–297.
- Benra, F.-K., Dohmen, H. J., Pei, J., Schuster, S., and Wan, B. (2011). A comparison of one-way and two-way coupling methods for numerical analysis of fluid-structure interactions. *Journal of applied mathematics*, 2011.
- Bernard, M. (2014). *Approche multi-échelle pour les écoulements fluide-particules*. PhD thesis.

- Boivin, M., Simonin, O., and Squires, K. D. (2000). On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation. *Physics of Fluids*, 12(8) :2080–2090.
- Bonnecaze, R. T., Huppert, H. E., and Lister, J. R. (1993). Particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 250 :339–369.
- Bouteloup, J. (2017). *Simulation numérique de la dynamique d'un lit granulaire cisailé par un fluide visqueux*. PhD thesis.
- Bowen, A. J., Normark, W. R., and Piper, D. J. (1984). Modelling of turbidity currents on navy submarine fan, california continental borderland. *Sedimentology*, 31(2) :169–185.
- Buckee, C., Kneller, B., and Peakall, J. (2001). Turbulence structure in steady, solute-driven gravity currents. *Particulate gravity currents*, pages 173–187.
- Calantoni, J., Todd Holland, K., and Drake, T. G. (2004). Modelling sheet-flow sediment transport in wave-bottom boundary layers using discrete-element modelling. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362(1822) :1987–2001.
- Cantero, M. I., Balachandar, S., García, M. H., and Bock, D. (2008). Turbulent structures in planar gravity currents and their influence on the flow dynamics. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C8).
- Celik, I. and Rodi, W. (1988). Modeling suspended sediment transport in nonequilibrium situations. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114(10) :1157–1191.
- Charru, F., Mouilleron, H., and Eiff, O. (2004). Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 519 :55.
- Chauchat, J., Cheng, Z., Nagel, T., Bonamy, C., and Hsu, T.-J. (2017). Sedfoam-2.0 : a 3-d two-phase flow numerical model for sediment transport. *Geoscientific Model Development*, 10(12) :4367–4392.
- Chen, X., Li, Y., Niu, X., Li, M., Chen, D., and Yu, X. (2011). A general two-phase turbulent flow model applied to the study of sediment transport in open channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(9) :1099–1108.
- Cheng, Z., Chauchat, J., Hsu, T.-J., and Calantoni, J. (2018a). Eddy interaction model for turbulent suspension in reynolds-averaged euler-lagrange simulations of steady sheet flow. *Advances in Water Resources*, 111 :435–451.
- Cheng, Z., Chauchat, J., Hsu, T.-J., and Calantoni, J. (2018b). Eddy interaction model for turbulent suspension in reynolds-averaged euler-lagrange simulations of steady sheet flow. *Advances in Water Resources*, 111 :435–451.

- Cheng, Z., Hsu, T.-J., and Chauchat, J. (2018c). An eulerian two-phase model for steady sheet flow using large-eddy simulation methodology. *Advances in Water Resources*, 111 :205–223.
- Chikita, K. (1989). A field study on turbidity currents initiated from spring runoffs. *Water Resources Research*, 25(2) :257–271.
- Chiodi, F., Claudin, P., and Andreotti, B. (2014). A two-phase flow model of sediment transport : transition from bedload to suspended load. *arXiv preprint arXiv :1401.0807*.
- Chou, Y.-J. and Fringer, O. B. (2008). Modeling dilute sediment suspension using large-eddy simulation with a dynamic mixed model. *Physics of Fluids*, 20(11) :115103.
- Climent, E. and Maxey, M. (2003). Numerical simulations of random suspensions at finite reynolds numbers. *International journal of multiphase flow*, 29(4) :579–601.
- Coleman, N. L. (1970). Flume studies of the sediment transfer coefficient. *Water Resources Research*, 6(3) :801–809.
- DallaValle, J. M. (1948). Micromeritics : the technology of fine particles.
- De Rooij, F. and Dalziel, S. (2001). Time-and space-resolved measurements of deposition under turbidity currents. *Particulate gravity currents*, pages 207–215.
- Di Felice, R. (1994). The voidage function for fluid-particle interaction systems. *International journal of multiphase flow*, 20(1) :153–159.
- Drake, T. G. and Calantoni, J. (2001). Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 106(C9) :19859–19868.
- Durán, O., Andreotti, B., and Claudin, P. (2012). Numerical simulation of turbulent sediment transport, from bed load to saltation. *Physics of Fluids*, 24(10) :103306.
- Elghobashi, S. and Abou-Arab, T. (1983). A two-equation turbulence model for two-phase flows. *The Physics of Fluids*, 26(4) :931–938.
- Enwald, H., Peirano, E., and Almstedt, A.-E. (1996). Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization. *International Journal of Multiphase Flow*, 22 :21–66.
- Esteghamatian, A. (2016). *Calcul haute performance pour la simulation multi-échelles des lits fluidisés*. PhD thesis.
- Ferguson, R. and Church, M. (2004). A simple universal equation for grain settling velocity. *Journal of sedimentary Research*, 74(6) :933–937.

- Fourriere, A., Claudin, P., and Andreotti, B. (2010). Bedforms in a turbulent stream : formation of ripples by primary linear instability and of dunes by non-linear pattern coarsening. *Journal of Fluid Mechanics*, 649 :287.
- Fuhrman, D. R., Schløer, S., and Sterner, J. (2013). Rans-based simulation of turbulent wave boundary layer and sheet-flow sediment transport processes. *Coastal engineering*, 73 :151–166.
- Fukuoka, S., Fukuda, T., and Uchida, T. (2014). Effects of sizes and shapes of gravel particles on sediment transports and bed variations in a numerical movable-bed channel. *Advances in water resources*, 72 :84–96.
- Gao, H., Li, H., and Wang, L.-P. (2013). Lattice boltzmann simulation of turbulent flow laden with finite-size particles. *Computers & Mathematics with Applications*, 65(2) :194–210.
- Garcia, M. and Parker, G. (1989). Experiments on hydraulic jumps in turbidity currents near a canyon-fan transition. *Science*, 245(4916) :393–396.
- Girault, V. and Glowinski, R. (1995). Error analysis of a fictitious domain method applied to a dirichlet problem. *Japan Journal of Industrial and Applied Mathematics*, 12(3) :487–514.
- Gladstone, C., Phillips, J., and Sparks, R. (1998). Experiments on bidisperse, constant-volume gravity currents : propagation and sediment deposition. *Sedimentology*, 45(5) :833–843.
- Glowinski, R., Pan, T.-W., Hesla, T. I., and Joseph, D. D. (1999). A distributed lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(5) :755–794.
- Glowinski, R., Pan, T.-W., and Periaux, J. (1994). A fictitious domain method for dirichlet problem and applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 111(3-4) :283–303.
- Gosman, A. and Ioannides, E. (1981). Aspect of computer simulation of liquid-fuelled combustion. In *AIAA 19th aerospace science meeting*, pages 81–0323. McGraw Hill St Louis.
- Graham, D. and James, P. (1996). Turbulent dispersion of particles using eddy interaction models. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(1) :157–175.
- Graham, D. I. (1998). Improved eddy interaction models with random length and time scales. *International journal of multiphase flow*, 24(2) :335–345.
- Groenenberg, R. M., Sloff, K., and Weltje, G. J. (2009). A high-resolution 2-dh numerical scheme for process-based modeling of 3-d turbidite fan stratigraphy. *Computers & geosciences*, 35(8) :1686–1700.

- Guyon, É., Hulin, J.-P., and Petit, L. (2012). *Hydrodynamique physique 3e édition (2012)*. EDP Sciences.
- Hall, B., Meiburg, E., and Kneller, B. (2008). Channel formation by turbidity currents : Navier-stokes-based linear stability analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 615 :185.
- Harada, E., Tsuruta, N., and Gotoh, H. (2013). Two-phase flow les of the sedimentation process of a particle cloud. *Journal of hydraulic research*, 51(2) :186–194.
- Harris, T. C., Hogg, A. J., and Huppert, H. E. (2002). Polydisperse particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 472 :333.
- Hassan, W. and Ribberink, J. S. (2010). Modelling of sand transport under wave-generated sheet flows with a rans diffusion model. *Coastal Engineering*, 57(1) :19–29.
- Hay, A. E., Burling, R., and Murray, J. (1982). Remote acoustic detection of a turbidity current surge. *Science*, 217(4562) :833–835.
- Herault, J., Pétrélis, F., and Fauve, S. (2015). $1/f^\alpha$ $1/f$ α low frequency fluctuations in turbulent flows. *Journal of Statistical Physics*, 161(6) :1379–1389.
- Hiscott, R. N. (1994). Loss of capacity, not competence, as the fundamental process governing deposition from turbidity currents. *Journal of Sedimentary Research*, 64(2a) :209–214.
- Hsu, T.-J., Jenkins, J. T., and Liu, P. L.-F. (2003). On two-phase sediment transport : Dilute flow. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C3).
- Hsu, T.-J., Jenkins, J. T., and Liu, P. L.-F. (2004). On two-phase sediment transport : sheet flow of massive particles. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 460(2048) :2223–2250.
- Hugot, A., Joseph, P., Savoye, B., and Zaleski, S. (2001). New modelling of submarine gravity flows : application to the nice collapse in 1979. *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences-Series IIA-Earth and Planetary Science*, 333(2) :133–139.
- Ishii, M. (1977). One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes. Technical report, Argonne National Lab., Ill.(USA).
- Jenkins, J. T. and Hanes, D. M. (1998a). Collisional sheet flows of sediment driven by a turbulent fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 370 :29–52.
- Jenkins, J. T. and Hanes, D. M. (1998b). Collisional sheet flows of sediment driven by a turbulent fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 370 :29–52.

- Kidanemariam, A. G., Chan-Braun, C., Doychev, T., and Uhlmann, M. (2013). Direct numerical simulation of horizontal open channel flow with finite-size, heavy particles at low solid volume fraction. *New Journal of Physics*, 15(2) :025031.
- Kiger, K. and Pan, C. (2002). Suspension and turbulence modification effects of solid particulates on a horizontal turbulent channel flow. *J. Turbul*, 3(19) :1–17.
- Kneller, B., Bennett, S., and McCaffrey, W. (1997). Velocity and turbulence structure of density currents and internal solitary waves : potential sediment transport and the formation of wave ripples in deep water. *Sedimentary Geology*, 112(3-4) :235–250.
- Kneller, B. and Buckee, C. (2000). The structure and fluid mechanics of turbidity currents : a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology*, 47 :62–94.
- Kneller, B. and McCaffrey, W. (1999). Depositional effects of flow nonuniformity and stratification within turbidity currents approaching a bounding slope ; deflection, reflection, and facies variation. *Journal of Sedimentary Research*, 69(5) :980–991.
- Kolmogorov, A. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 30 :301–304.
- Komar, P. D. (1985). The hydraulic interpretation of turbidites from their grain sizes and sedimentary structures. *Sedimentology*, 32(3) :395–407.
- Kraft, S., Wang, Y., and Oberlack, M. (2011). Large eddy simulation of sediment deformation in a turbulent flow by means of level-set method. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137(11) :1394–1405.
- Krone, R. (1962). Flume studies of the transport of sediment in estuarial shoaling processes, final report, university of california. *Hydraulic Engineering and Sanitary Engineering Laboratory, Berkeley, California, USA*.
- Kubo, Y. (2004). Experimental and numerical study of topographic effects on deposition from two-dimensional, particle-driven density currents. *Sedimentary Geology*, 164(3-4) :311–326.
- Lain, S. and Garcia, J. (2006). Study of four-way coupling on turbulent particle-laden jet flows. *Chemical engineering science*, 61(20) :6775–6785.
- Lallemand, P. and Luo, L.-S. (2003). Lattice boltzmann method for moving boundaries. *Journal of Computational Physics*, 184(2) :406–421.
- Lee, C.-H., Low, Y. M., and Chiew, Y.-M. (2016). Multi-dimensional rheology-based two-phase model for sediment transport and applications to sheet flow and pipeline scour. *Physics of Fluids*, 28(5) :053305.

- Liu, D., Maxey, M., and Kamiadakis, G. (2002). A fast method for particulate microflows. *Journal of Microelectromechanical systems*, 11(6) :691–702.
- Liu, H. and Sato, S. (2006). A two-phase flow model for asymmetric sheetflow conditions. *Coastal Engineering*, 53(10) :825–843.
- Lomholt, S. and Maxey, M. R. (2003). Force-coupling method for particulate two-phase flow : Stokes flow. *Journal of Computational Physics*, 184(2) :381–405.
- Manica, R. (2012). Sediment gravity flows : Study based on experimental simulations. *Hydrodynamics-Natural Water Bodies*, 1.
- Mas, V. (2009). *Caractérisation de l'activité hydrosédimentaire dans le Système Turbiditique du Var (NO Méditerranée) et de son enregistrement dans l'archive sédimentaire*. PhD thesis.
- Mattson, M. and Mahesh, K. (2012). A one-way coupled, euler–lagrangian simulation of bubble coalescence in a turbulent pipe flow. *International journal of multiphase flow*, 40 :68–82.
- Maurin, R. (2015). *Investigation of granular behavior in bedload transport using an Eulerian-Lagrangian model*. PhD thesis.
- Maurin, R., Chauchat, J., Chareyre, B., and Frey, P. (2015). A minimal coupled fluid-discrete element model for bedload transport. *Physics of Fluids*, 27(11) :113302.
- Maxey, M. and Patel, B. (2001). Localized force representations for particles sedimenting in stokes flow. *International journal of multiphase flow*, 27(9) :1603–1626.
- Meiburg, E. and Kneller, B. (2010). Turbidity currents and their deposits. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42 :135–156.
- Middleton, G. V. (1967). Experiments on density and turbidity currents : Iii. deposition of sediment. *Canadian Journal of Earth Sciences*, 4(3) :475–505.
- Middleton, G. V. (1993). Sediment deposition from turbidity currents. *Annual review of earth and planetary sciences*, 21(1) :89–114.
- Muste, M., Yu, K., Fujita, I., and Ettema, R. (2005). Two-phase versus mixed-flow perspective on suspended sediment transport in turbulent channel flows. *Water resources research*, 41(10).
- Naumann, Z. and Schiller, L. (1935). A drag coefficient correlation. *Z Ver Deutsch Ing*, 77 :318–323.
- Necker, F., Härtel, C., Kleiser, L., and Meiburg, E. (2002). High-resolution simulations of particle-driven gravity currents. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(2) :279–300.

- Nielsen, P. (1992). *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, volume 4. World scientific.
- Oey, R., Mudde, R., and Van den Akker, H. (2003). Sensitivity study on interfacial closure laws in two-fluid bubbly flow simulations. *AIChE journal*, 49(7) :1621–1636.
- Ouriemi, M. (2007). *Erosion, transport et instabilités d'un lit de particules dans un tube*. PhD thesis, Université de Provence-Aix-Marseille I.
- Ouriemi, M., Aussillous, P., and Guazzelli, E. (2009). Sediment dynamics. part 1. bed-load transport by laminar shearing flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 636 :295–319.
- Pantin, H. and Leeder, M. (1987). Reverse flow in turbidity currents : the role of internal solitons. *Sedimentology*, 34(6) :1143–1155.
- Papanicolaou, A. T. N., Elhakeem, M., Krallis, G., Prakash, S., and Edinger, J. (2008). Sediment transport modeling review—current and future developments. *Journal of hydraulic engineering*, 134(1) :1–14.
- Parker, G., Fukushima, Y., and Pantin, H. M. (1986). Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 171 :145–181.
- Parker, G., Garcia, M., Fukushima, Y., and Yu, W. (1987). Experiments on turbidity currents over an erodible bed. *Journal of Hydraulic Research*, 25(1) :123–147.
- Parsons, J. D. and Garcia, M. H. (1998). Similarity of gravity current fronts. *Physics of Fluids*, 10(12) :3209–3213.
- Partheniades, E. (1962). *A study of erosion and deposition of cohesive soils in salt water*. University of California, Berkeley.
- Patankar, N. A., Singh, P., Joseph, D. D., Glowinski, R., and Pan, T.-W. (2000). A new formulation of the distributed lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(9) :1509–1524.
- Paull, C. K., Talling, P. J., Maier, K. L., Parsons, D., Xu, J., Caress, D. W., Gwiazda, R., Lundsten, E. M., Anderson, K., Barry, J. P., et al. (2018). Powerful turbidity currents driven by dense basal layers. *Nature communications*, 9(1) :1–9.
- Perry, A., Henbest, S., and Chong, M. (1986). A theoretical and experimental study of wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 165 :163–199.
- Peskin, C. S. (1972). Flow patterns around heart valves : a numerical method. *Journal of computational physics*, 10(2) :252–271.

- Pickering, K., Stow, D., Watson, M., and Hiscott, R. (1986). Deep-water facies, processes and models : a review and classification scheme for modern and ancient sediments. *Earth-Science Reviews*, 23(2) :75–174.
- Pickering, K. T., Hiscott, R. N., and Hein, F. J. (1989). Deep-marine environments : clastic sedimentation and tectonics.
- Postma, G., Cartigny, M., and Kleverlaan, K. (2009). Structureless, coarse-tail graded bouma ta formed by internal hydraulic jump of the turbidity current ? *Sedimentary Geology*, 219(1-4) :1–6.
- Postma, G., Nemeč, W., and Kleinspehn, K. L. (1988). Large floating clasts in turbidites : a mechanism for their emplacement. *Sedimentary geology*, 58(1) :47–61.
- Raupach, M. R., Antonia, R. A., and Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers.
- Revil-Baudard, T. and Chauchat, J. (2013). A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(2) :619–634.
- Revil-Baudard, T., Chauchat, J., Hurther, D., and Barraud, P.-A. (2015). Investigation of sheet-flow processes based on novel acoustic high-resolution velocity and concentration measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 769 :723–724.
- Richardson, J. and Zaki, W. (1954). The sedimentation of a suspension of uniform spheres under conditions of viscous flow. *Chemical Engineering Science*, 3(2) :65 – 73.
- Richardson, L. F. (1922). *Weather prediction by numerical process*.
- Rothwell, R., Pearce, T., and Weaver, P. (1992). Late quaternary evolution of the madeira abyssal plain, canary basin, ne atlantic. *Basin Research*, 4(2) :103–131.
- Rouse, H. (1939). Experiments on the mechanics of sediment suspension.
- Rüther, N. and Olsen, N. R. (2005). Three-dimensional modeling of sediment transport in a narrow 90 channel bend. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(10) :917–920.
- Salles, T., Lopez, S., Eschard, R., Lerat, O., Mulder, T., and Cacas, M. (2008). Turbidity current modelling on geological time scales. *Marine Geology*, 248(3-4) :127–150.
- Sequeiros, O. E., Naruse, H., Endo, N., Garcia, M. H., and Parker, G. (2009). Experimental study on self-accelerating turbidity currents. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C5).

- Shafi, H. and Antonia, R. (1995). Anisotropy of the reynolds stresses in a turbulent boundary layer on a rough wall. *Experiments in Fluids*, 18(3) :213–215.
- Shields, A. (1936). Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement.
- Simpson, J. E. (1999). *Gravity currents : In the environment and the laboratory*. Cambridge university press.
- Sohn, Y. (1997). On traction-carpet sedimentation. *Journal of Sedimentary Research*, 67(3) :502–509.
- Talling, P. J., Paull, C. K., and Piper, D. J. (2013). How are subaqueous sediment density flows triggered, what is their internal structure and how does it evolve? direct observations from monitoring of active flows. *Earth-Science Reviews*, 125 :244–287.
- Teles, V., Chauveau, B., Joseph, P., Weill, P., and Maktouf, F. (2016). Cats—a process-based model for turbulent turbidite systems at the reservoir scale. *Comptes Rendus Geoscience*, 348(7) :489–498.
- Uhlmann, M. (2005). An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *Journal of Computational Physics*, 209(2) :448–476.
- Uhlmann, M. (2006). Experience with dns of particulate flow using a variant of the immersed boundary method.
- Vincent, S., De Motta, J. C. B., Sarthou, A., Estivalezes, J.-L., Simonin, O., and Climent, E. (2014). A lagrangian vof tensorial penalty method for the dns of resolved particle-laden flows. *Journal of Computational Physics*, 256 :582–614.
- Vreman, B., Geurts, B. J., Deen, N., Kuipers, J., and Kuerten, J. G. (2009). Two-and four-way coupled euler–lagrangian large-eddy simulation of turbulent particle-laden channel flow. *Flow, turbulence and combustion*, 82(1) :47–71.
- Wachs, A. (2009). A dem-dlm/fd method for direct numerical simulation of particulate flows : Sedimentation of polygonal isometric particles in a newtonian fluid with collisions. *Computers & Fluids*, 38(8) :1608–1628.
- Wachs, A., Girolami, L., Vinay, G., and Ferrer, G. (2012). Grains3d, a flexible dem approach for particles of arbitrary convex shape—part i : Numerical model and validations. *Powder Technology*, 224 :374–389.
- Wachs, A., Hammouti, A., Vinay, G., and Rahmani, M. (2015). Accuracy of finite volume/staggered grid distributed lagrange multiplier/fictitious domain simulations of particulate flows. *Computers & Fluids*, 115 :154–172.

- Wachs, A., Vinay, G., Ferrer, G., Kouakou, J., and Dan, C. (2010). Peligriff : a parallel dem-dlm/fd method for dns of particulate flows with collisions.
- Wells, M. G. and Dorrell, R. M. (2021). Turbulence processes within turbidity currents. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 53.
- Xu, J., Sequeiros, O. E., and Noble, M. A. (2014). Sediment concentrations, flow conditions, and downstream evolution of two turbidity currents, monterey canyon, usa. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 89 :11–34.
- Yeganeh, A., Gotoh, H., and Sakai, T. (2000). Applicability of euler-lagrange coupling multiphase-flow model to bed-load transport under high bottom shear. *Journal of Hydraulic Research*, 38(5) :389–398.
- Zedler, E. A. and Street, R. L. (2001). Large-eddy simulation of sediment transport : currents over ripples. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(6) :444–452.
- Zeng, J. and Lowe, D. R. (1997). Numerical simulation of turbidity current flow and sedimentation : I. theory. *Sedimentology*, 44(1) :67–84.
- Zeng, J., Lowe, D. R., Prior, D. B., WISEMAN JR, W. J., and Bornhold, B. D. (1991). Flow properties of turbidity currents in bute inlet, british columbia. *Sedimentology*, 38(6) :975–996.