



**HAL**  
open science

# Approche Euler-Lagrange pour la modélisation du transport solide dans les ouvrages de décantation

Gilles Isenmann

► **To cite this version:**

Gilles Isenmann. Approche Euler-Lagrange pour la modélisation du transport solide dans les ouvrages de décantation. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Strasbourg, 2016. Français. NNT : 2016STRAD013 . tel-01490384

**HAL Id: tel-01490384**

**<https://theses.hal.science/tel-01490384>**

Submitted on 15 Mar 2017

**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.

*ÉCOLE DOCTORALE MSII*

Laboratoire ICube

**THÈSE** présentée par :

**Gilles ISENMANN**

soutenue publiquement le : **29 avril 2016**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**  
Discipline/ Spécialité : Sciences de l'ingénieur – Mécanique des fluides

**Approche Euler-Lagrange pour la  
modélisation du transport solide dans  
les ouvrages de décantation**

**THÈSE dirigée par :**

**M. MOSE Robert**  
**M. VAZQUEZ José**

Professeur, ENGEES – Université de Strasbourg  
Professeur, ENGEES – Université de Strasbourg

**et encadrée par :**

**M. DUFRESNE Matthieu**

Maître de conférence HDR, ENGEES – Université de Strasbourg

**RAPPORTEURS :**

**M. DEWALS Benjamin**  
**M. DARTUS Denis**

Professeur, Université de Liège (Belgique)  
Professeur, IMFT – INP – ENSEEIHT

---

**AUTRES MEMBRES DU JURY :**

**M. FREY Philippe**  
**M. HOARAU Yannick**

Scientifique HDR, IRSTEA Grenoble  
Professeur, Université de Strasbourg



Thèse présentée pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Strasbourg  
Discipline – Spécialité : Sciences de l'Ingénieur – Mécanique des fluides  
Ecole Doctorale Mathématiques, Sciences de l'Information et de l'Ingénieur

**Auteur : Gilles ISENMANN**

Laboratoire des sciences de l'Ingénieur, de l'Informatique et de l'Imagerie (ICube)  
(Université de Strasbourg, CNRS, ENGEEES, INSA de Strasbourg)

2 rue Boussingault 67000 Strasbourg

Département de Mécanique – Equipe Mécanique des fluides

Courriel : isenmann@ovh.fr

## **APPROCHE EULER – LAGRANGE POUR LA MODELISATION DU TRANSPORT SOLIDE DANS LES OUVRAGES DE DECANTATION**

Soutenue publiquement le 29 avril 2016

### **Membres du jury**

José VAZQUEZ	Co-directeur de thèse, Professeur, ENGEEES
Benjamin DEWALS	Rapporteur, Professeur, Université de Liège (Belgique)
Denis DARTUS	Rapporteur, Professeur, IMFT, INP – ENSEEIHT
Philippe FREY	Examineur, Scientifique HDR, IRSTEA Grenoble
Matthieu DUFRESNE	Examineur, Maître de conférences HDR, ENGEEES
Yannick HOARAU	Examineur, Professeur, Université de Strasbourg

### **Membres invités**

Robert MOSE	Directeur de thèse, Professeur, ENGEEES
Jonathan WERTEL	Directeur de 3D EAU





## SOMMAIRE

Résumé.....	7
Abstract.....	8
Introduction générale .....	9
Cadre de la recherche .....	9
Contexte de la recherche.....	9
Verrous scientifiques et techniques.....	10
Conclusion.....	12
1. Etat de l'art.....	13
1.1. Introduction .....	13
1.2. La pollution particulaire dans les eaux de ruissellement.....	13
1.2.1. Origines de la pollution particulaire .....	14
1.2.2. Caractéristiques de la pollution particulaire .....	15
1.3. Mécanismes physiques du transport solide et du dépôt.....	17
1.3.1. Modes de transport.....	17
1.3.2. Mise en mouvement.....	18
1.3.3. Mise en suspension .....	22
1.4. Modélisation expérimentale de l'écoulement et du transport solide .....	27
1.4.1. Les différents types d'écoulements dans les bassins.....	27
1.4.2. Investigations expérimentales sur le transport solide dans les bassins	29
1.5. Modélisation numérique de l'écoulement et du transport .....	37
1.5.1. Modélisation numérique de l'écoulement dans un bassin .....	37
1.5.2. Modélisation numérique du transport solide dans un bassin.....	41
1.6. Conclusion du chapitre 1.....	48
2. Modèles numériques utilisés et développés.....	50
2.1. Introduction .....	50
2.2. Modélisation d'un écoulement à surface libre .....	51
2.2.1. Les équations du mouvement.....	51
2.2.2. La méthode des volumes finis .....	62
2.2.3. Conclusion .....	68

2.3.	Modélisation du transport solide .....	69	
2.3.1.	La bibliothèque <i>intermediate</i> .....	69	
2.3.2.	Création de nouvelles conditions d'interaction particule/paroi.....	79	
2.3.3.	Création du solveur lagrangien dans OpenFOAM®.....	92	
2.3.4.	Conclusion .....	96	
2.4.	Conclusion du chapitre 2.....	97	
3.	Confrontation du modèle avec des expériences sur modèles réduits de bassin	98	
3.1.	Introduction .....	98	
3.2.	Les expériences de Frey (1991) .....	99	
3.2.1.	Protocole et résultats expérimentaux .....	99	
3.2.2.	Modélisation numérique de l'écoulement .....	101	
3.2.3.	Modélisation numérique du transport solide.....	104	
3.2.4.	Conclusion .....	115	
3.3.	Les expériences de Stovin (1996).....	116	
3.3.1.	Protocole et résultats expérimentaux .....	116	
3.3.2.	Modélisation numérique de l'écoulement .....	118	
3.3.3.	Modélisation numérique du transport solide.....	119	
3.3.4.	Conclusion .....	126	
3.4.	Les expériences de Dufresne (2008) .....	127	
3.4.1.	Protocole et résultats expérimentaux .....	127	
3.4.2.	Modélisation numérique de l'écoulement .....	129	
3.4.3.	Modélisation numérique du transport solide.....	133	
3.4.4.	Conclusion .....	151	
3.5.	Conclusion du chapitre 3.....	152	
4.	Confrontation du modèle avec des expériences sur un décanteur pilote à	l'échelle 1 .....	154
4.1.	Introduction .....	154	
4.2.	Les expériences SIMPLUV .....	155	
4.2.1.	Les particules .....	155	
4.2.2.	Dispositif expérimental.....	166	
4.2.3.	Synthèse des résultats expérimentaux.....	177	

4.3. Validation du modèle lagrangien à l'échelle 1.....	183
4.3.1. Introduction.....	183
4.3.2. Modélisation de l'écoulement.....	185
4.3.3. Modélisation du transport solide.....	189
4.4. Conclusion du chapitre 4.....	195
Conclusion générale et perspectives.....	197
Conclusion générale.....	197
Perspectives.....	198
Bibliographie.....	201
Liste des publications et communications.....	211
Articles dans des revues internationales avec comité de lecture.....	211
Articles dans des revues nationales avec comité de lecture.....	211
Communications internationales avec actes.....	211
Communications et publications diverses.....	211



## RESUME

L'objectif de ce travail de thèse est le développement et la validation d'un outil numérique permettant d'évaluer la performance d'un ouvrage de décantation vis-à-vis de l'abattement des matières en suspension. L'approche Euler-Lagrange est retenue pour la modélisation de l'écoulement et du transport solide. Le modèle numérique développé s'appuie sur la bibliothèque *intermediate* du logiciel open-source OpenFOAM®, enrichie de nouvelles conditions d'interaction particule/paroi afin de restreindre le dépôt aux zones présentant des caractéristiques géométriques (pente) et hydrodynamiques (contrainte de cisaillement, énergie cinétique turbulente) favorables. En particulier, une nouvelle relation est proposée pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil en fonction des propriétés de chaque particule (diamètre et masse volumique). Le modèle numérique est confronté à quatre jeux de données expérimentales. Trois d'entre eux sont issus de la littérature et correspondent à des données collectées sur des modèles réduits de bassin. Le quatrième est composé des mesures effectuées sur un pilote de décanteur à l'échelle 1 dans le cadre de ces travaux. L'ensemble de ces expérimentations permettent d'investiguer une large gamme des paramètres représentatifs de l'écoulement (nombre de Froude, nombre de Reynolds) et du transport solide (contrainte de cisaillement adimensionnelle, diamètre adimensionnel des particules). La comparaison des résultats numériques et expérimentaux permet de conclure sur la capacité du modèle à prévoir l'abattement des particules dans un ouvrage de décantation avec une précision de l'ordre de 5% lorsque les dépôts ont lieu sur l'ensemble du fond. Dans le cas de dépôts localisés dans des zones préférentielles, la répartition des dépôts est bien reproduite par le modèle et l'abattement est évalué avec une précision de l'ordre de 10% (hors cas de particules très peu denses et d'écoulements instables).

Mots-clés: approche Euler-Lagrange, suivi de particules, transport solide, décantation, matières en suspension, abattement, modèle numérique, CFD, pilote échelle 1, zones préférentielles de dépôt.

## ABSTRACT

The objective of this thesis is the development and the validation of a numerical tool to estimate the trapping efficiency of settlers. The Euler-Lagrange approach is chosen to simulate the flow and the sediment transport. The developed numerical model is based on the *intermediate* library included in the open-source software OpenFOAM® and improved by new particle/wall interaction conditions taking into account the geometric (slope) and hydrodynamic (bed shear stress, bed kinetic turbulent energy) characteristics to enable the deposit. In particular, a new relationship is proposed to calculate the bed turbulent kinetic energy threshold as a function of the particle properties (diameter and density). The numerical model is compared to four sets of experimental data. Three of them are derived from the literature and correspond to data collected on small-scale basins. The fourth consists of measurements on a one-scale pilot of settler made during this thesis. All these experiments enable to study a wide range of parameters that describe the flow (Froude number, Reynolds number) and the solid transport (dimensionless shear stress, dimensionless diameter of particles). The comparison between the numerical and experimental results shows that the model is able to estimate the trapping efficiency of particles in a settler with an accuracy of about 5% when the particles settle all over the bed of the basin. In case of located deposits, the spatial distribution is well reproduced by the model and the trapping efficiency is estimate with an accuracy of about 10% (except for very low density particle and unsteady flow).

Key words: Euler-Lagrange approach, particle tracking, sediment transport, sedimentation, suspended solids, settling efficiency, numerical model, CFD, one-scale pilot, spatial distribution of sediments.

## INTRODUCTION GENERALE

### Cadre de la recherche

Après avoir maîtrisé la collecte, le transport et le traitement des eaux usées, la poursuite des efforts de reconquête de la qualité des milieux aquatiques passe aujourd'hui par une meilleure gestion des eaux pluviales. Ces efforts sont rendus nécessaires par les objectifs d'atteinte du bon état biologique et chimique des masses d'eau, tel que défini par la Directive Cadre sur l'Eau de 2000. Plusieurs études (Chebbo, 1992 ; Ashley et al., 2004) ont montré que les eaux de ruissellement véhiculent des concentrations parfois importantes de substances pouvant altérer la qualité du milieu récepteur, en particulier les matières en suspension (MES).

Afin de limiter le rejet de pollution vers le milieu récepteur, des ouvrages peuvent être mis en place à l'exutoire des réseaux d'assainissement des eaux pluviales afin de piéger les MES par décantation. Parmi les plus courants, on peut citer :

- Les **débourbeurs et séparateurs particuliers**. Ces bassins présentent des dimensions de l'ordre de la dizaine à la centaine de mètres cube et sont principalement placés à l'exutoire de réseaux relativement courts comme ceux permettant le drainage des eaux de ruissellement d'un parking ou d'une zone industrielle fortement imperméabilisées par exemple.
- Les **bassins de rétention**. Le volume de ces ouvrages est très variable. Il peut aller du millier de mètres cube jusqu'à plusieurs dizaines de milliers. Ces ouvrages drainent d'importants bassins versants urbains de l'ordre de grandeur d'un quartier voire d'une ville.

La problématique du présent travail de doctorat se situe dans le cadre de ces deux types de bassins. Notre objectif est de pouvoir **évaluer l'efficacité** de tels ouvrages vis-à-vis de la décantation des MES. Dit autrement, on cherche à déterminer la **diminution de la pollution** envoyée vers le cours d'eau récepteur mais l'impact de celle-ci sur le milieu naturel n'entre pas dans le cadre de nos travaux.

### Contexte de la recherche

Le laboratoire ICube (Université de Strasbourg, CNRS, INSA de Strasbourg, ENGEES) s'est associé avec les sociétés ACO et IRH Ingénieur Conseil afin de développer des solutions innovantes pour la maîtrise et la réduction des eaux pluviales. Cette association intervient dans le cadre du **projet SIMPLUV** (Solutions Innovantes pour la Maîtrise des eaux PLUviales), sélectionné suite au 5<sup>ème</sup> appel à projet ECO-INDUSTRIES lancé par la BPI France avec le concours du Ministère du Redressement Productif, de l'ADEME et Ministère de l'Ecologie, du Développement Durable et de l'Energie. Une des ambitions de ce travail collaboratif est le **développement d'un ouvrage de décantation** simple et innovant permettant de piéger localement les flux de MES des eaux pluviales. Les produits envisagés sont

des décanteurs compacts préfabriqués dont le volume est de l'ordre de grandeur de la dizaine de mètres cube. Le laboratoire et la société ACO ont pour objectif de déposer un brevet permettant la protection industrielle de l'ouvrage de décantation. Cette thèse contribue fortement au dépôt du brevet, en termes d'application des résultats du travail de recherche.

L'objectif est d'**optimiser la forme et la configuration interne** de l'ouvrage afin d'obtenir la meilleure efficacité. Pour cela il est nécessaire de disposer d'un outil de comparaison fiable permettant d'**évaluer la performance** de l'ouvrage vis-à-vis de la décantation des MES. Plusieurs approches peuvent être envisagées : l'expérimentation sur site, l'expérimentation en laboratoire et la modélisation numérique.

### **Verrous scientifiques et techniques**

Quelle que soit l'approche retenue, il est dans un premier temps indispensable d'**identifier la pollution particulaire** retrouvée dans les eaux de ruissellement, celle-ci constituant le paramètre que l'on souhaite étudier. D'où proviennent les matières en suspension transportées dans les réseaux séparatifs pluviaux et quelle est la pollution associée à ces particules ? La caractérisation de ces MES apparaît également comme une étape essentielle. Quelles sont les propriétés physiques pertinentes pour leur description (diamètre, masse volumique, vitesse de chute) ?

Les matières en suspension étant caractérisées, il est nécessaire de déterminer les mécanismes physiques liés au **transport** et au **dépôt** de ces particules dans les bassins. Comment sont transportées les particules solides dans un écoulement ? Quels critères existent pour évaluer si une particule va se déposer, être mise en mouvement ou être emportée par l'écoulement ? La question de l'applicabilité de ces critères aux particules rencontrées dans les eaux de ruissellement doit par ailleurs être posée.

La méthode la plus directe pour étudier et comprendre le fonctionnement d'un bassin est certainement l'**expérimentation sur site**. L'ouvrage peut-être instrumenté (débitmètre, turbidimètre, etc.) et des échantillons peuvent être prélevés en entrée et en sortie par exemple. Cette méthodologie est toutefois dépendante des conditions météorologiques rendant les données d'entrée difficilement maîtrisables. Par ailleurs, un ouvrage ne peut évidemment être instrumenté qu'une fois sa construction achevée. Cette approche n'est donc pas applicable dans le cadre de ces travaux.

L'évaluation du fonctionnement d'un bassin **en laboratoire**, sur modèle réduit ou non, est une solution alternative permettant une maîtrise complète des paramètres d'entrée. Cette approche nécessite généralement un investissement important en temps et en argent pour la construction du modèle physique mais elle permet d'accéder à de nombreuses informations sur l'écoulement et le transport solide. La



collecte de ces informations est par ailleurs requise pour développer et valider un modèle numérique.

Une revue bibliographique des tests expérimentaux réalisés sur l'écoulement et le transport solide en bassin doit être faite. En effet, elle est indispensable pour comprendre les écoulements pouvant se mettre en place dans les bassins et identifier les données disponibles concernant l'abattement des particules par décantation ou d'autres informations potentiellement utiles. Là aussi, la question de la transposabilité de ces tests vis-à-vis des bassins mis en place sur les réseaux doit se poser. Quels écoulements ont été étudiés ? Avec quels types de particules ? Compte tenu des données existantes, est-il nécessaire de procéder à des essais complémentaires ?

La **modélisation numérique** est une autre approche permettant d'évaluer le fonctionnement d'un bassin sans avoir recours à la construction d'un modèle physique. Elle est donc moins coûteuse et permet d'envisager l'étude de nombreuses configurations éventuellement difficiles à réaliser en laboratoire ou sur site. Cette approche s'est énormément développée au cours des dernières années au point de devenir un outil puissant utilisable en ingénierie. Les possibilités offertes par la modélisation numérique des écoulements et du transport solide doivent être investiguées.

Les modèles existants pour la modélisation des écoulements sont à mettre en évidence. Ceux-ci sont-ils suffisamment robustes et validés pour être utilisés ? Sont-ils adaptés au cas des bassins ? Permettent-ils de reproduire les écoulements observés expérimentalement ?

Dans le même sens, les possibilités existantes pour la modélisation du transport solide doivent être étudiées. Quels modèles sont appropriés au cas des bassins de décantation des eaux de ruissellement ? Présentent-ils des limites ?

Le transport solide concerne aussi bien la trajectoire des particules que le dépôt et la remise en suspension. Dans ce contexte, ces comportements physiques sont-ils suffisamment bien modélisés ou des développements sont-ils nécessaires pour améliorer les modèles ? Il existe un certain nombre d'expériences disponibles sur le transport solide en ouvrage de décantation. Sont-elles suffisantes pour valider un modèle dans la gamme de fonctionnement des ouvrages de décantation ?

Et surtout, ces modèles sont-ils capables de répondre à notre objectif ? C'est-à-dire l'évaluation de l'efficacité d'un ouvrage de décantation des eaux de ruissellement en réseau d'assainissement séparatif pluvial.

## **Conclusion**

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet SIMPLUV dont l'objectif est de mettre au point un ouvrage de décantation suffisamment performant pour abattre les matières en suspension et préserver le milieu naturel. Cet ouvrage sera protégé au niveau industriel par le dépôt d'un brevet. Cette thèse a pour ambition de mettre au point les outils numériques et/ou expérimentaux permettant de répondre aux objectifs attendus vis-à-vis de l'évaluation du transport solide.

Ce travail démarrera par l'étude bibliographie qui permettra de :

- Caractériser les matières en suspension rencontrées dans les réseaux d'assainissement séparatifs pluviaux.
- Décrire les mécanismes physiques en lien avec le dépôt et la mise en mouvement/suspension des particules.
- Mettre en évidence les expériences réalisées sur l'écoulement et le transport solide en bassin et évaluer leur pertinence dans le contexte des bassins de décantation des eaux de ruissellement.
- Détailler les outils numériques existants pour la modélisation de l'écoulement et du transport solide dans les bassins et identifier les points à développer si nécessaire.

# 1. ETAT DE L'ART

## 1.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de dresser l'état actuel des connaissances sur le transport solide dans les bassins de décantation en réseau d'assainissement. Pour débiter, il est indispensable de caractériser les particules retrouvées dans les eaux de ruissellement en milieu urbain en termes de distribution granulométrique, masse volumique, vitesse de chute ou encore concentration.

Une description des mécanismes physiques régissant le transport et le dépôt d'une particule dans un écoulement est ensuite réalisée. Quels critères existent pour caractériser le dépôt, la mise en mouvement et la mise en suspension d'une particule ? La question de l'applicabilité de ces critères aux particules rencontrées sur les réseaux d'assainissement pluviaux est également posée.

Puis, la décantation dans un bassin est étudiée à travers une revue des expérimentations menées en laboratoire tant sur l'écoulement que sur le transport et le dépôt des particules. Cette revue permet de mettre en évidence :

- La représentativité des conditions expérimentales par rapport à celles des bassins rencontrés sur les réseaux séparatifs pluviaux, du point de vue de l'écoulement et des particules.
- La variabilité des écoulements pouvant exister dans un bassin.
- Les données disponibles sur l'abattement des particules et les dépôts sur le fond de l'ouvrage.

Pour finir, une partie est consacrée à la description des différents outils numériques disponibles pour la modélisation de l'écoulement et du transport solide dans les bassins. Quels sont les modèles les plus adaptés aux ouvrages de décantation ? Présentent-ils des limites ? Si oui, quels développements doivent-ils être envisagés pour combler ces lacunes ?

## 1.2. La pollution particulaire dans les eaux de ruissellement

La pollution des eaux de ruissellement peut se présenter sous forme dissoute ou sous forme particulaire (Grommaire et al., 2001). Le cadre de ce travail de doctorat étant le traitement par décantation, on s'intéressera uniquement à la pollution particulaire des eaux de ruissellement.

### 1.2.1. Origines de la pollution particulaire

Les particules solides transportées dans les eaux de ruissellement peuvent avoir **diverses origines** (Ashley et al., 2004) :

- Les poussières présentes dans l'atmosphère.
- La surface des bassins versants sur lesquels les eaux de pluie ruissellent, entraînant les particules accumulées pendant les périodes de temps sec.
- Les conduites dans lesquelles les eaux de ruissellement transitent où des particules peuvent être amenées par infiltration ou dégradation de la structure des conduites et des ouvrages en place sur le réseau d'assainissement.

Ces **origines multiples** ont pour conséquence des concentrations en matières en suspension (MES) très variables en fonction de la nature des surfaces lessivées (type d'occupation du sol, imperméabilisation), de l'intensité de la pluie ou encore de la période sèche antérieure. Les propriétés des MES (taille, masse volumique, vitesse de chute) sont également très dépendantes du bassin versant. Dans ce contexte, il est difficile de fournir des éléments précis, les valeurs présentées par la suite doivent plutôt être considérées comme **des tendances**.

Bressy (2010) fournit des **ordres de grandeurs de la concentration** en MES à l'aval de bassins versants séparatifs pluviaux en France, en Allemagne, aux Etats-Unis, en Australie et en Iran. Les concentrations moyennes varient entre 10 et 550 mg/l avec une valeur médiane aux alentours de 200 mg/l. Si des pics de concentrations jusqu'à 2 g/l peuvent avoir lieu, la concentration en MES dans les eaux de ruissellement est la plupart du temps largement inférieure au gramme par litre (Chocat et al., 2007).

Le rejet de MES dans un cours d'eau peut entraîner une dégradation importante de la qualité de celui-ci. Par exemple, l'augmentation de la turbidité de l'eau réduit la photosynthèse dans le cours d'eau et conduit à son asphyxie si les concentrations deviennent suffisamment importantes. En plus de la pollution induite par les particules solides elles-mêmes, il faut également prendre en compte la **pollution fixée sur les particules**. En effet la majeure partie des polluants dans les eaux de ruissellement est adsorbée sur les particules solides. Bertrand-Krajewski (1993), cité par Ashley et al. (2004), évalue le pourcentage de polluants fixés sur la fraction particulaire entre 55 et 95% selon l'espèce considérée. Parmi les polluants les plus couramment retrouvés dans les eaux de ruissellement, on peut citer la DBO<sub>5</sub> (demande biologique en oxygène à 5 jours), la DCO (demande chimique en oxygène), le NTK (azote Kjeldahl total), les métaux (cuivre, fer, zinc, nickel, plomb, etc.), les hydrocarbures, les HAP (hydrocarbures aromatiques polycycliques) et les PCB (Polychlorobiphényles) (Ashley et al., 2004). Le pourcentage fixé sur la fraction particulaire pour chaque polluant est détaillé dans le Tableau 1-1. La capacité d'adsorption d'une particule est par ailleurs variable en fonction de sa

taille : les plus petites ayant la capacité d'adsorption la plus importante (Lee et al., 2005). Par exemple, Ellis & Revitt (1982) rapportent que 70% des métaux sont fixés sur les particules de diamètre inférieur à 100 µm.

Polluants	DCO	DBO <sub>5</sub>	NTK	Pb	Zn	Hydro-carbures	HAP	PCB
Pourcentage fixé sur la fraction particulaire	83-90%	77-95%	57-82%	68-96%	>95%	80-90%	79-97%	90-93%

Tableau 1-1 : Pourcentage fixé sur la fraction particulaire pour différents polluants (Bertrand-Krajewski, 1993, cité par Ashley et al., 2004)

*Bilan : De nombreux polluants des eaux de ruissellement sont majoritairement fixés sur les MES. En piégeant les MES par décantation, les bassins et autres séparateurs particuliers concourent ainsi à préserver la qualité du milieu récepteur. Par ailleurs, la concentration en MES dans les eaux de ruissellement est de l'ordre de quelques centaines de mg/l.*

## 1.2.2. Caractéristiques de la pollution particulaire

### 1.2.2.1 Distribution granulométrique

Les valeurs trouvées dans la littérature concernant la taille des MES couvrent une large gamme. Anta et al. (2006) ont étudié la répartition granulométrique des matières en suspension sur un bassin versant urbain en Galice (Espagne). Les distributions granulométriques mesurées, en nombre de particules, présentaient un diamètre médian entre 22 et 42 µm et 70% des particules avaient un diamètre inférieur à 63 µm. Chebbo (1992) a étudié les eaux pluviales transitant dans des réseaux unitaires et séparatifs. Des échantillons ont été prélevés à l'entrée de bassins de décantation alimentés par des réseaux séparatifs pluviaux. Les indices granulométriques moyens suivants ont été obtenus :

d <sub>10</sub> (µm)	d <sub>50</sub> (µm)	d <sub>90</sub> (µm)	d<100 µm
6-9	29-38	265-1375	76-85% en masse

Tableau 1-2 : Diamètres caractéristiques des matières en suspension pour un réseau séparatif pluvial (Chebbo, 1992)

Kim & Sansalone (2008) ont mesuré la distribution granulométrique des matières en suspension à l'exutoire d'un bassin versant avec des pavés de béton. Le diamètre médian varie entre 43 et 300 µm, avec une valeur moyenne égale à 136 µm. Chocat et al. (2007) ont rapporté les résultats de différentes recherches menées en Europe et en Amérique du Nord. Les diamètres médians obtenus sont de l'ordre de 30 à 40 µm et 70 à 80% des particules ont une taille inférieure à 100 µm. Ces valeurs sont cohérentes avec celles mesurées par Chebbo (1992) et Anta et al. (2006).

*Bilan* : La distribution granulométrique des particules rencontrées sur les réseaux séparatifs pluviaux est relativement étendue. L'intervalle 20-40  $\mu\text{m}$  peut être retenu comme ordre de grandeur du diamètre médian.

### 1.2.2.2 Masse volumique

Chebbo (1992) a mesuré la masse volumique des particules collectées à l'exutoire de plusieurs bassins versants. Les valeurs moyennes obtenues sont présentées dans le Tableau 1-3 avec une distinction entre les particules de diamètres inférieurs et supérieurs à 100  $\mu\text{m}$ .

	d<100 $\mu\text{m}$	d>100 $\mu\text{m}$	Moyenne
<b>Masse volumique moyenne (<math>\text{kg}/\text{m}^3</math>)</b>	2500	1830	2330

Tableau 1-3 : Masse volumique des matières en suspension pour un réseau séparatif pluvial (Chebbo, 1992)

Chocat et al. (2007) rapportent une masse volumique entre 2200 et 2400  $\text{kg}/\text{m}^3$  pour les particules retrouvées sur des réseaux séparatifs pluviaux. Andral et al. (1999) ont obtenu des résultats du même ordre de grandeur pour des sédiments prélevés dans les eaux de ruissellement pour 8 événements pluvieux. Les valeurs mesurées sont résumées dans le Tableau 1-4.

	d<50 $\mu\text{m}$	50<d<100 $\mu\text{m}$	100<d<500 $\mu\text{m}$	500<d<1000 $\mu\text{m}$
<b>Masse volumique moyenne (<math>\text{kg}/\text{m}^3</math>)</b>	2500	2730	2700	2660

Tableau 1-4 : Masse volumique des matières en suspension dans les eaux de ruissellement (Andral et al., 1999)

Kayhanian et al. (2008) ont déterminé la masse volumique en fonction du diamètre des particules et ont obtenu des valeurs plus faibles, de l'ordre de 1600 à 1800  $\text{kg}/\text{m}^3$ .

*Bilan* : Les valeurs moyennes de masse volumique pour les MES des eaux de ruissellement de diamètre inférieure à 100  $\mu\text{m}$  varient entre 1600 et 2700  $\text{kg}/\text{m}^3$ . La plupart des données se trouvent néanmoins dans la gamme haute, aux alentours de 2400-2500  $\text{kg}/\text{m}^3$ .

### 1.2.2.3 Vitesse de chute

La vitesse de chute est une information globale permettant de qualifier l'aptitude d'une particule à décanter. Elle est définie comme la vitesse de déplacement d'une particule dans de l'eau au repos. Cette grandeur tient compte d'une part des caractéristiques des particules (diamètre, masse volumique, forme, rugosité) et d'autre part des propriétés du fluide porteur (viscosité cinématique).

Chebbo (1992) a mesuré la vitesse de chute sur différents échantillons, conduisant aux valeurs suivantes :

	d<50 µm			d>50 µm		
<b>Vitesses de chute caractéristiques</b>	W10	W50	W90	W10	W50	W90
<b>Valeur moyenne (m/h)</b>	0,1	4,1	11,4	13,0	50,0	325,5

Tableau 1-5 : Vitesses de chute caractéristiques des MES des eaux de ruissellement (Chebbo, 1992)

Ashley et al. (2004) rapportent une valeur de vitesse de chute médiane entre 0,6 et 9 m/h pour les MES retrouvées dans les réseaux séparatifs pluviaux. Pisano (1996) résume les résultats obtenus sur plusieurs sites aux Etas-Unis. Les valeurs mesurées pour la vitesse de chute médiane varient entre 0,05 et 5,40 m/h pour des réseaux séparatifs pluviaux. Il existe donc une grande variabilité dans la valeur de vitesse de chute médiane d'un échantillon ; celle-ci doit donc être considérée comme un indicateur sur la gamme de vitesses de chute rencontrées dans les eaux de ruissellement. Par ailleurs il est important de noter qu'il existe à ce jour de nombreuses méthodes de mesure de la vitesse de chute et que la valeur obtenue est très liée au protocole utilisé (Torres, 2008).

*Bilan* : La valeur médiane de la distribution de vitesse de chute pour les MES rencontrées dans les eaux de ruissellement présentent également une forte variabilité. Néanmoins, la plage 1-10 m/h peut être retenue.

### 1.3. Mécanismes physiques du transport solide et du dépôt

#### 1.3.1. Modes de transport

Les eaux de ruissellement sont constituées d'un mélange d'eau et de particules solides. En fonction de la concentration en particules, le comportement du mélange peut fortement s'éloigner de celui de l'eau. C'est le cas par exemple des laves torrentielles où la concentration en particules est telle que le mélange devient une boue visqueuse au comportement non-newtonien (Coussot, 1996). Comme vu dans le paragraphe précédent, en réseau d'assainissement, et en particulier dans les réseaux séparatifs pluviaux, les concentrations sont en général de quelques centaines de mg/l seulement et le mélange se comporte comme un fluide newtonien, autrement dit comme de l'eau sans particule (Graf & Altinakar, 2000). On parle alors d'écoulement faiblement chargé.

**Deux modes de transport** des particules peuvent être distingués dans les écoulements faiblement chargés (Van Rijn, 1984a) : le charriage et la suspension. Le charriage correspond au transport des particules sur le fond ou à proximité de celui-ci par roulement, glissement ou saltation (Frey & Church, 2011). La suspension correspond quant à elle à un mode de transport où les particules sont maintenues en suspension au sein de l'écoulement, c'est-à-dire sans contact

régulier avec le fond. Le maintien des particules en suspension est possible du fait de la nature turbulente de l'écoulement.

Le mode de transport est lié aux propriétés des particules (diamètre et masse volumique) et aux conditions hydrodynamiques. Lorsque ces dernières sont suffisamment importantes pour mettre en mouvement une particule déposée sur le fond, le transport se fait tout d'abord par charriage. Si les conditions hydrodynamiques deviennent plus importantes, la particule est alors transportée par suspension. Il est cependant important de noter que la distinction entre le charriage et la suspension permet de décrire les deux principaux modes de transport mais la limite entre ces deux modes reste très subjective.

### 1.3.2. Mise en mouvement

Une particule au repos sur le fond d'un ouvrage ou d'un canal peut être mise en mouvement si les forces exercées par le fluide sont suffisamment importantes pour rompre cette position d'équilibre. De nombreuses recherches ont été menées dans le but de déterminer le critère représentant la rupture de la condition d'équilibre d'une particule au repos dans un écoulement. L'approche la plus couramment utilisée est certainement celle basée sur l'utilisation d'un seuillage de la contrainte de cisaillement (Shields, 1936). En effet, on peut montrer au moyen d'une analyse dimensionnelle (Graf & Altinakar, 2000) que la mise en mouvement d'une particule peut être décrite par trois variables adimensionnelles :

- Le nombre de Shields  $\theta$  :

$$\theta = \frac{\tau}{(\rho_p - \rho)gd_p} \quad (1-1)$$

Où  $\tau$  est la contrainte de cisaillement,  $\rho$  la masse volumique du fluide porteur,  $\rho_p$  la masse volumique de la particule et  $d_p$  le diamètre de la particule. Ce nombre représente la contrainte de cisaillement adimensionnée par les caractéristiques des particules.

- Le nombre de Reynolds particulaire  $Re^*$ , défini dans l'équation (1-2), faisant intervenir la vitesse de frottement  $u^*$  (équation (1-3)) comme vitesse caractéristique et le diamètre de la particule comme longueur caractéristique. Ce nombre caractérise la turbulence au niveau de la particule.

$$Re^* = \frac{\rho u^* d_p}{\mu} \quad (1-2)$$



$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (1-3)$$

Où  $\mu$  représente la viscosité dynamique de l'eau.

- Le rapport des masses volumiques  $(\rho_p - \rho) / \rho$ . Il caractérise la masse volumique de la particule par rapport à la masse volumique du fluide porteur.

Le diagramme de Shields, présenté sur la Figure 1-1, a été construit en s'appuyant sur des données expérimentales collectées en laboratoire par de nombreux auteurs (Kennedy, 1995). Il représente en abscisse le nombre de Reynolds particulaire et en ordonnée la contrainte de cisaillement adimensionnelle  $\theta$ . Les différents points du graphique correspondent aux limites de mise en mouvement pour différents types de matériaux avec des rapports de masses volumiques entre 0,06 et 3,3 (Buffington & Montgomery, 1997).

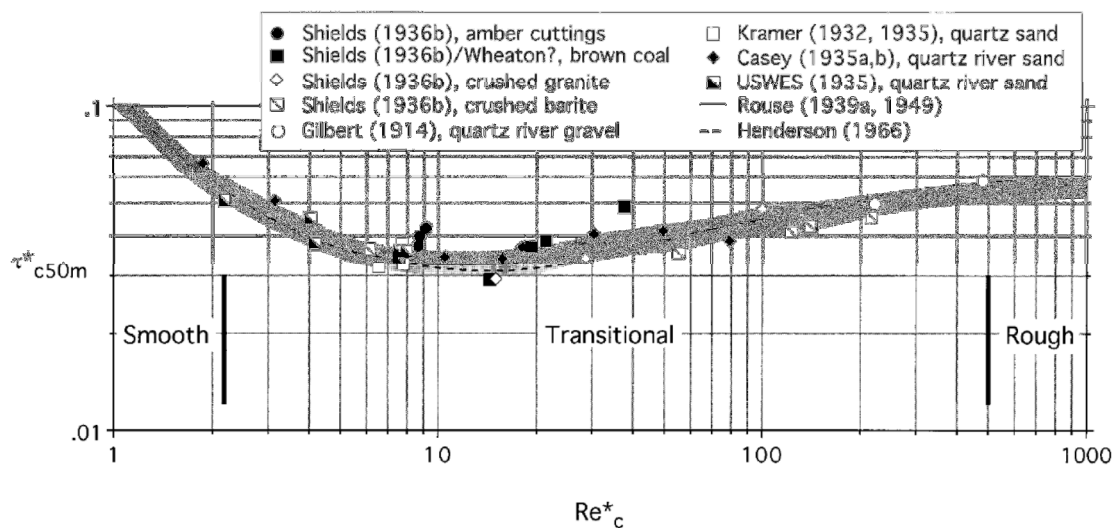


Figure 1-1 : Diagramme de Shields, d'après Buffington (1999)

Le diagramme met en évidence une bande correspondant à la mise en mouvement des particules. Dans la partie inférieure à la bande, les particules sont immobiles ; dans la partie supérieure, elles sont en mouvement. L'utilisation d'une bande pour caractériser la mise en mouvement traduit bien le fait que ce phénomène n'est pas pleinement déterministe et possède un caractère aléatoire lié d'une part à la nature turbulente de l'écoulement et d'autre part à l'arrangement de la particule au sein des particules environnantes.

Plusieurs auteurs ont proposé des relations analytiques permettant de calculer la contrainte de Shields uniquement à partir des propriétés des particules et du fluide. Yalin (1977) et Van Rijn (1984b) ont proposé l'utilisation du diamètre adimensionnel  $d^*$  défini par la relation (1-4).

$$d^* = \left( \frac{Re^{*2}}{\theta} \right)^{\frac{1}{3}} = d_p \left[ \frac{\rho(\rho_p - \rho)g}{\mu^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1-4)$$

Selon Van Rijn (1984b), la courbe de Shields peut alors être décrite par les relations illustrées sur la Figure 1-2.

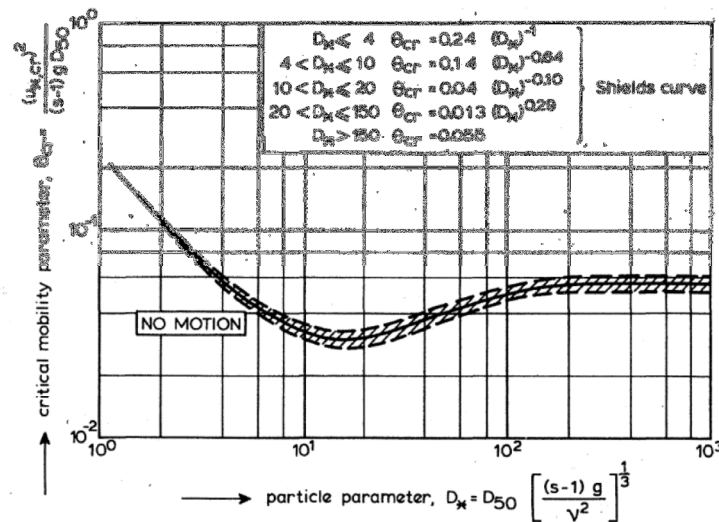


Figure 1-2 : Mise en mouvement selon Van Rijn, d'après Van Rijn (1984a)

Une autre interpolation de la courbe de Shields a été fournie par Brownlie (1981), cité par Degoutte (2012), permettant le calcul de la contrainte de cisaillement adimensionnelle  $\theta$  en fonction du diamètre adimensionnel  $d^*$  (relation (1-5)). Grâce à cette relation, particulièrement intéressante pour une implémentation numérique, la valeur de la contrainte de cisaillement critique peut être calculée uniquement à partir des propriétés des particules et du fluide porteur.

$$\theta = 0,22 \cdot d^{*-0,9} + 0,06 \times 10^{-7,7d^{*-0,9}} \quad (1-5)$$

Après avoir constaté une tendance du diagramme de Shields à surestimer les contraintes critiques nécessaire à la mobilisation des particules les plus fines, Soulsby (1997) a proposé une autre formulation analytique (relation (1-6)) corrigeant le diagramme de Shields pour les faibles valeurs de  $d^*$  (Figure 1-3).

$$\theta = \frac{0,3}{1 + 1,2 \cdot d^*} + 0,055 \cdot (1 - e^{-0,022 \cdot d^*}) \quad (1-6)$$

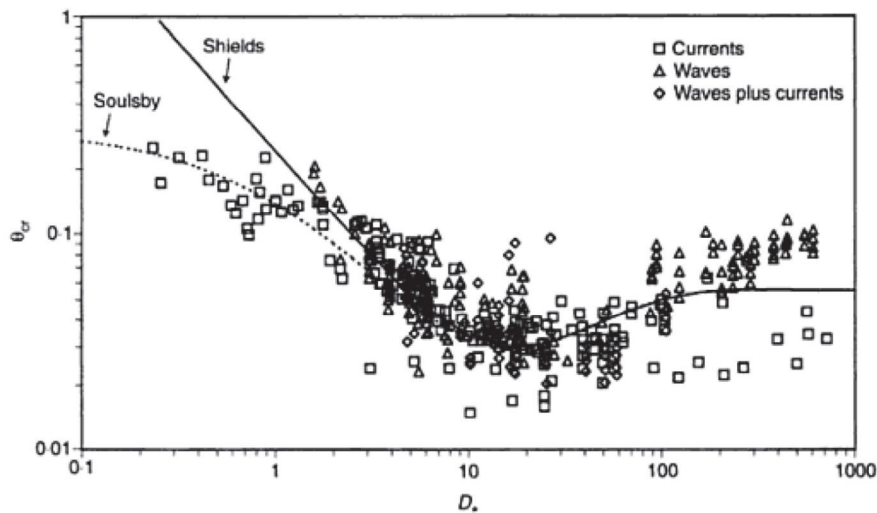


Figure 1-3 : Contrainte critique de mise en mouvement de Shields (1936) et après modification de Soulsby (1997) pour les particules fines, d'après Soulsby (1997)

Précisons que sur le diagramme de Shields initial, les plus faibles valeurs de  $Re^*$  investiguées sont de l'ordre de 1. Cela correspond à un diamètre adimensionnel de l'ordre de 2-3. La formulation proposée par Soulsby (1997) est par contre valable pour des diamètres adimensionnels jusqu'à environ 0,2.

Dans le contexte de notre étude, le Tableau 1-6 présente les valeurs de diamètre adimensionnel pour les caractéristiques étendues des particules rencontrées dans un réseau d'assainissement séparatif pluvial.

	Min	Médian	Max
<b>Masse volumique (kg/m<sup>3</sup>)</b>	<b>1700</b>	<b>2400</b>	<b>2500</b>
<b>Diamètre (µm)</b>	<b>5</b>	<b>20</b>	<b>40</b>
<b>Diamètre adimensionnel d*</b>	<b>0,1</b>	<b>0,48</b>	<b>5,10</b>

Tableau 1-6 : Diamètres adimensionnels pour les réseaux d'assainissement séparatifs pluviaux

*Bilan* : Une particule au repos sur le fond d'un canal ou d'un bassin peut être mise en mouvement si les conditions hydrodynamiques sont suffisamment importantes. Le critère largement utilisé est fondé sur un seuillage de la contrainte de cisaillement engendrée par l'écoulement au niveau de la particule. Des relations analytiques de la courbe de Shields permettent de calculer la contrainte de cisaillement critique en fonction des propriétés de la particule et du fluide. Celles-ci sont principalement valides pour des diamètres adimensionnels supérieurs à 2-3. L'analyse du Tableau 1-6 montre que la courbe de Shields initiale n'est pas valable pour les valeurs médianes des particules présentes dans les réseaux d'assainissement. Celles-ci sont par contre incluses dans le domaine de définition de la courbe de Shields modifiée par Soulsby (1997).

### 1.3.3. Mise en suspension

#### 1.3.3.1 Critères pour la mise en suspension

Lorsque la contrainte de cisaillement critique est dépassée, les particules se déplacent dans un premier temps par charriage à proximité du fond. Le transport par suspension apparaît lorsque des éjections turbulentes (*burst* en anglais) se forment sur le fond et deviennent suffisamment importantes pour maintenir les particules dans l'écoulement (Yvergniaux, 1989 ; Nezu & Nakagawa, 1993). Plusieurs critères existent pour quantifier le début de la mise en suspension. Ils permettent d'évaluer la vitesse de frottement seuil  $u_s^*$  (équation (1-3)) à partir de laquelle la suspension devient importante.

De manière générale, ces critères peuvent s'exprimer sous la forme générique suivante :

$$\frac{u_s^*}{w_s} = \gamma \quad (1-7)$$

Où  $w_s$  est la vitesse de chute de la particule et  $\gamma$  un paramètre constant ou variable selon les auteurs.

Le critère de Bagnold et le critère d'Engelund, d'après Van Rijn (1984b), correspondent à une valeur de  $\gamma$  constante respectivement égale à environ 1 et environ 0,25. Van Rijn (1984b) propose les relations (1-8) et (1-9), où la valeur de  $\gamma$  est fonction du diamètre adimensionnel de la particule, défini dans (1-4).

$$1 < d^* < 10 : \frac{u_s^*}{w_s} = \frac{4}{d^*} = \gamma(d^*) \quad (1-8)$$

$$d^* > 10 : \frac{u_s^*}{w_s} = 0,4 = \gamma \quad (1-9)$$

Remarquons qu'ici les critères proposés sont valides à partir d'un diamètre adimensionnel  $d^*$  de l'ordre de 1.

Ashley et al. (2004) rapportent les critères proposés par Ashley & Verbanck. Ces critères se fondent sur le paramètre de sédimentation  $\eta$  (également appelé paramètre de Rouse) défini dans l'équation (1-10). La classification des modes de transport en fonction du paramètre de sédimentation est présentée dans le Tableau 1-7. Ce critère est cohérent avec le critère de Bagnold cité ci-dessus.

$$\eta = \frac{w_s}{\kappa \cdot u_s^*} \quad (1-10)$$

Où  $\kappa$  est la constante de Von Karman environ égale à 0,4.

Paramètre de sédimentation	Mode de transport dominant
$5 < \eta < 15$	Charriage dominant
$3 < \eta < 5$	Charriage avec saltation dominante
$\eta < 3$	Suspension dominante

Tableau 1-7 : Classification des modes de transport en fonction du paramètre de sédimentation de Ashley & Verbanck (Ashley et al., 2004)

*Bilan* : Si les conditions hydrodynamiques sont suffisamment importantes, une particule se déplaçant proche du fond peut être mise en suspension dans l'écoulement. Les critères existants pour caractériser la mise en suspension se fondent sur la comparaison de la vitesse de frottement sur le fond, qui est une propriété de l'écoulement, avec la vitesse de chute de la particule, dépendante des propriétés du fluide et de la particule. Ces critères ne sont valables que pour des diamètres adimensionnels supérieurs à 1. Les valeurs du Tableau 1-6 montrent qu'il sera nécessaire de prolonger ces critères pour des valeurs de  $d^*$  allant jusqu'à 0,1.

### 1.3.3.2 Modèle prédictif de la vitesse de chute

L'utilisation des critères pour quantifier la mise en suspension nécessite la connaissance de la vitesse de frottement et de la vitesse de chute de la particule. La vitesse de frottement est une variable hydrodynamique que l'on peut calculer connaissant la contrainte de cisaillement (équation (1-3)). Concernant la vitesse de chute d'une particule, celle-ci peut être soit mesurée soit déduite à partir d'un modèle prédictif connaissant les propriétés du fluide et de la particule.

#### 1.3.3.2.1 Mise en équation de la chute d'une particule sphérique dans de l'eau au repos

Une particule sphérique de diamètre  $d_p$  chutant à vitesse constante  $w_s$  dans de l'eau au repos est soumise à trois forces :

- Le poids dû à la gravité.
- La poussée d'Archimède due à la distribution de la pression autour de la particule.
- La force de traînée due à l'action de l'eau sur la particule du fait de la différence de vitesse entre les deux.

Ces forces seront par ailleurs détaillées en partie 2.3.1.1. En effectuant un bilan de force sur la particule, on obtient la relation (1-11), où le terme de gauche représente une vitesse de chute adimensionnelle. L'adimensionnalisation est faite au moyen des propriétés de la particule (diamètre  $d_p$  et masse volumique  $\rho_p$ ), des

caractéristiques du fluide (masse volumique  $\rho$ ) et de la constante  $g$ . Le terme de droite est une fonction du coefficient de traînée  $C_D$ .

$$\frac{w_s}{\sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d_p}} = \sqrt{\frac{4}{3C_D}} \quad (1-11)$$

L'expression (1-11) met en évidence un lien direct entre la vitesse de chute et le coefficient de traînée. Le sens physique de ce coefficient sera expliqué plus en détails dans la partie 2.3.1.1 consacrée à la force de traînée. Néanmoins il faut savoir que le coefficient  $C_D$  est une fonction du nombre de Reynolds particulaire, ici égal à :

$$Re_p = \frac{w_s \cdot d_p}{\nu} \quad (1-12)$$

Où  $\nu$  représente la viscosité cinématique de l'eau.

La dépendance du coefficient de traînée au nombre de Reynolds particulaire pour une particule sphérique est illustrée sur la Figure 1-4.

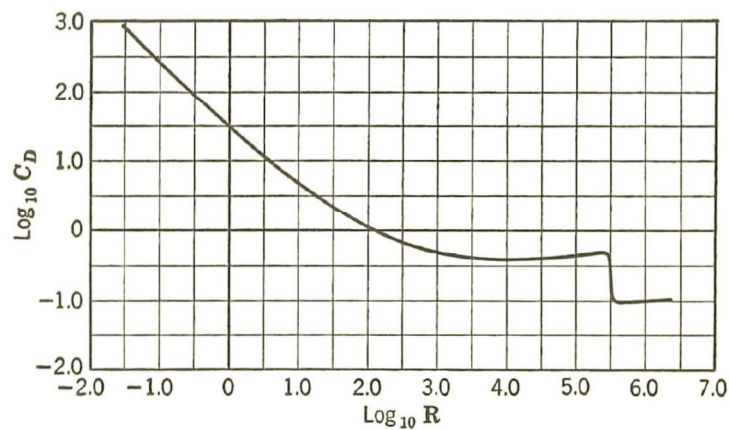


Figure 1-4 : Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire, d'après Langhaar (1951)

Pour les nombres de Reynolds particulaire inférieurs à 1, le coefficient de traînée est calculé par la relation (1-13) (Jimenez & Madsen, 2003). L'équation (1-11) devient alors la loi de Stokes, explicitée par la relation (1-14).

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (1-13)$$

$$w_s = \frac{\left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d_p^2}{18\nu} \quad (1-14)$$

La loi de Stokes n'est cependant valable que pour les faibles nombres de Reynolds particulaire, correspondant à un écoulement laminaire autour de la particule.

Pour les nombres de Reynolds particulaire compris entre 1 et  $10^3$ , la relation empirique proposée par Schiller & Naumann (1933) peut être utilisée. Elle s'exprime sous la forme :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 \cdot Re_p^{0,687}) \quad (1-15)$$

Pour des nombres de Reynolds particulaire compris entre  $10^3$  et  $3 \cdot 10^5$ , le coefficient de traînée est sur un palier à environ 0,4 (Jimenez & Madsen, 2003). La vitesse de chute s'exprime alors par la relation suivante :

$$w_s \approx \sqrt{\frac{10}{3} \left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d_p} \quad (1-16)$$

Ce cas correspond à des particules de sable présentant des diamètres de l'ordre du centimètre et est donc peu rencontré en pratique dans les réseaux d'assainissement. Au-delà de  $3 \cdot 10^5$ , le coefficient de traînée chute brutalement à environ 0,1. Ce cas n'est cependant jamais rencontré avec les particules retrouvées dans les réseaux d'assainissement.

Une autre interpolation de la courbe exprimant la dépendance du coefficient de traînée  $C_D$  au nombre de Reynolds particulaire  $Re_p$  pour une particule sphérique a été proposée par Morsi & Alexander (1972). Les valeurs de  $C_D$  sont sensiblement identiques à celles obtenues par les formules présentées ci-dessus pour la gamme de Reynolds particulaire qui nous intéresse ( $Re_p < 10^3$ ). L'expression analytique de la courbe prend la forme suivante :

$$C_D = A_1 + \frac{A_2}{Re_p} + \frac{A_3}{Re_p^2} \quad (1-17)$$

Où les constantes  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  sont des constantes dépendantes de  $Re_p$  dont les valeurs sont fournies dans le Tableau 1-8.

$Re_p$	$A_1$	$A_2$	$A_3$
$0 < Re_p < 0,1$	0	24	0
$0,1 < Re_p < 1$	3,690	22,73	0,0903
$1 < Re_p < 10$	1,222	29,1667	-3,8889
$10 < Re_p < 10^2$	0,6167	46,50	-116,67
$10^2 < Re_p < 10^3$	0,3644	98,33	-2 778
$10^3 < Re_p < 5.10^3$	0,357	148,62	-47 500
$5.10^3 < Re_p < 10^4$	0,46	-490,546	578 700
$10^4 < Re_p < 5.10^4$	0,5191	-1 662,5	5 416 700

**Tableau 1-8 : Constantes de la formule de Morsi & Alexander (1972) en fonction de  $Re_p$**

### 1.3.3.2.2. Formules de vitesse de chute pour les particules naturelles

Pour des particules de sable naturelles, Jimenez & Madsen (2003) ont proposé les formulations approchées suivantes pour l'estimation de la vitesse de chute. Elles sont exprimées en fonction de  $W^*$ , représentant une vitesse de chute adimensionnelle et défini dans l'équation (1-18), et  $S^*$ , le paramètre de Madsen & Grant défini dans l'équation (1-19) (Jimenez & Madsen, 2003). L'intérêt du paramètre  $S^*$  par rapport au nombre de Reynolds particulaire est que ce paramètre adimensionnel ne dépend pas de la vitesse de chute, simplifiant ainsi son calcul.

$$W^* = \frac{w_s}{\sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d_p}} \quad (1-18)$$

$$S^* = \frac{d_p}{4\nu} \sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d_p} \quad (1-19)$$

Le nombre de Reynolds particulaire s'écrit dès lors comme une combinaison des variables  $W^*$  et  $S^*$ , c'est-à-dire :

$$Re_p = 4S^*W^* \quad (1-20)$$

Avec ces notations, la formule de Stokes s'écrit simplement (Jimenez & Madsen, 2003) :

$$W^* = \frac{S^*}{4,5} \text{ pour } S^* < 1 \quad (1-21)$$



Pour les nombre de Reynolds particulaire compris entre  $10^3$  et  $3.10^5$ , le coefficient de traînée est proche d'une constante égale à 0,4 (régime de Newton). La formule de la vitesse de chute pour cette gamme de  $Re_p$  est alors :

$$W^* = 1,83 \text{ pour } 150 < S^* < 4.10^4 \quad (1-22)$$

Pour des valeurs de  $S^*$  intermédiaires, Jimenez & Madsen (2003) proposent la relation **(1-23)** interpolée à partir de mesures expérimentales effectuées sur des particules de quartz (entre 60  $\mu\text{m}$  et 1 mm ; densité 2,65) dans l'eau. Cette plage de diamètre, associée à la loi de Stokes, permet d'encadrer la plupart des particules de sable classiquement rencontrées dans les eaux de ruissellement. Il est toutefois important de noter que les relations **(1-21)** et **(1-23)** ne sont pas continues : ni en  $S^*=0,5$  ni en  $S^*=1$ .

$$W^* = \left(0,954 + \frac{5,15}{S^*}\right)^{-1} \text{ pour } 0,5 < S^* < 30 \quad (1-23)$$

*Bilan : La vitesse de chute d'une particule peut être évaluée en résolvant un système d'équations reliant la vitesse de chute d'une particule, le nombre de Reynolds particulaire et le coefficient de traînée. Pour la gamme des particules de sable rencontrées dans les eaux de ruissellement, une formulation explicite permet d'estimer la vitesse de chute à partir des propriétés du fluide et des particules.*

## **1.4. Modélisation expérimentale de l'écoulement et du transport solide**

### **1.4.1. Les différents types d'écoulements dans les bassins**

La connaissance de l'écoulement dans un bassin est essentielle puisqu'il conditionne non seulement le transport des particules mais aussi leur aptitude à sédimenter. Différents types d'écoulement peuvent se mettre en place dans un bassin en fonction de ses caractéristiques géométriques et des conditions hydrauliques en entrée. Plusieurs auteurs ont cherché à identifier et classer ces écoulements dans des bassins peu profonds (*shallow water* en anglais) afin de s'affranchir de la dimension verticale.

Abbott & Kline (1962) ont étudié le comportement d'un jet turbulent au niveau d'une expansion brutale à l'entrée d'un bassin. La longueur du bassin était suffisamment grande pour être considérée infinie. Des recirculations symétriques de part et d'autre du jet ont été mises en évidence pour les faibles rapports d'expansion. Pour des valeurs plus importantes, l'écoulement devenait asymétrique avec un jet principal dévié en direction d'une paroi latérale.

Kantoush (2008) a étudié la configuration de l'écoulement dans différents bassins rectangulaires peu profonds. Partant d'un bassin de 6 m de long et 4 m de large,

l'auteur a progressivement réduit la longueur en conservant une largeur fixe. Inversement, en maintenant une longueur fixe, la largeur a été modifiée. Des écoulements asymétriques ont été observés pour certaines configurations géométriques malgré la symétrie du bassin. Les résultats de Kantoush (2008) ont permis de mettre en évidence quatre types d'écoulements :

- Symétrique avec deux points de rattachement (nommé S2) ;
- Asymétrique avec deux points de rattachement (nommé A2) ;
- Asymétrique avec un point de rattachement (nommé A1) ;
- Symétrique sans aucun point de rattachement (nommé S0).

Les écoulements de type S0, A1 et A2 sont illustrés sur la Figure 1-5. Les distances  $R_1$  et  $R_2$  correspondent aux longueurs de rattachement de la recirculation.

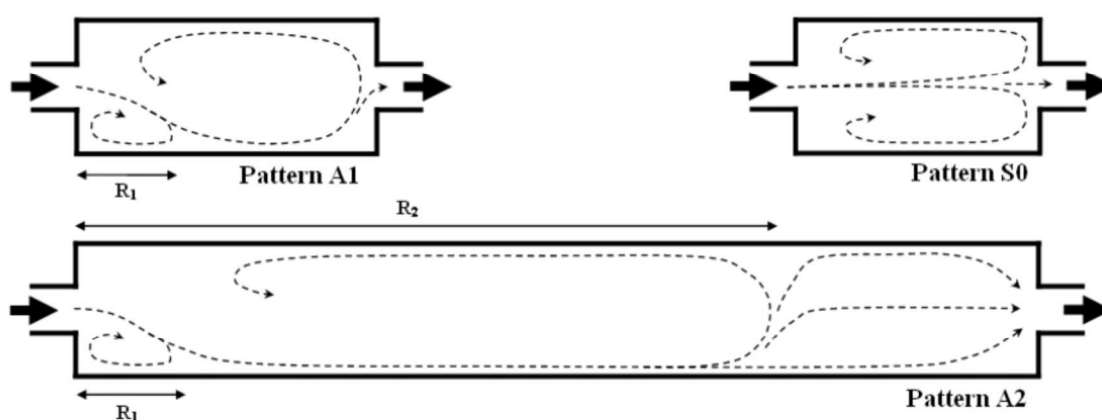


Figure 1-5 : Illustration des types d'écoulements dans un bassin (d'après Dufresne, 2010)

La transition entre les écoulements de type A1 et S0 a été précisée par Dufresne et al. (2010) avec l'introduction d'un paramètre de forme permettant de distinguer les deux types d'écoulement (Dufresne et al., 2012). L'influence des nombres adimensionnels, tels que le nombre de Froude ou le rapport d'expansion latérale, sur la longueur de rattachement a également été étudiée. Un nouveau type d'écoulement a par ailleurs été mis en évidence, celui-ci correspond à un écoulement fluctuant entre les types A1 et S0.

Camnasio (2012) a poursuivi le travail de classification des écoulements dans les bassins peu profonds en confirmant le critère proposé par Dufresne (2010) pour la transition entre les écoulements A1 et S0 avec de nouvelles expériences. La transition entre les écoulements A1 et A2 a également été investiguée, de même que le passage d'un écoulement de type piston (sans recirculation) vers les écoulements asymétriques A1 et A2.

En plus des écoulements symétriques, asymétriques ou tantôt symétriques et asymétriques, un autre type d'écoulement a été mis en évidence (Kantoush, 2008 ; Dewals et al. 2008, Camnasio, 2012). Celui-ci correspond à un

écoulement oscillatoire de type « jet méandrant » (*meandering jet* en anglais). Peltier et al. (2014) ont investigué ce type d'écoulement dans une cinquantaine d'expériences réalisées sur des bassins rectangulaires peu profonds. La fréquence, la longueur d'onde et l'extension latérale du jet ont été mesurées. Des valeurs limites sur le paramètre de forme de l'ouvrage et sur le nombre de Froude ont été identifiées afin de prévoir l'apparition d'un écoulement de type « jet méandrant ».

Au final, dans les bassins étudiés dans le cadre de cette thèse, la notion de bassin peu profond est rarement applicable. Cependant, même si les valeurs limites mises en évidence par les auteurs (Kantoush, 2008 ; Dufresne et al., 2010 ; Camnasio, 2012) sont peu transposables, il est important d'avoir à l'esprit que différents types d'écoulement peuvent prendre place dans un bassin en fonction de sa géométrie, du débit et de la hauteur d'eau s'établissant dans l'ouvrage. Ceci est d'autant plus important sachant que la configuration de l'écoulement peut avoir une forte influence sur la sédimentation dans le bassin. Dufresne et al. (2012) ont par exemple identifié que les écoulements de type A1 présentaient un potentiel de décantation plus fort que les écoulements de type S0. Enfin, la possibilité d'un écoulement instationnaire est également à prendre en compte étant donné que cela présenterait une limite à la modélisation de l'écoulement en régime permanent.

*Bilan : En fonction des configurations géométriques et hydrauliques, différents types d'écoulements peuvent se mettre en place dans un bassin (recirculations horizontales symétriques ou asymétriques par exemple). Dans certains cas, il n'existe pas d'état stable : l'écoulement est instationnaire.*

#### **1.4.2. Investigations expérimentales sur le transport solide dans les bassins**

L'observation et la mesure sur site sont certainement le meilleur moyen d'acquérir de la connaissance sur le fonctionnement d'un bassin (Leclaire, 1997 ; Torres, 2008). Néanmoins ce type d'investigations présente également des limites. En effet les conditions hydrauliques en entrée de bassin sont dépendantes de l'événement pluvieux et donc peu prédictibles et peu contrôlables. De plus, la collecte de données n'est évidemment possible que pour un bassin existant. Face à ce constat, des nombreux chercheurs ont procédé à des expérimentations sur modèles réduits en laboratoire. Les principaux avantages du modèle réduit par rapport au site réel sont :

- Des coûts de construction plus faibles.
- Un meilleur contrôle et ajustement des paramètres d'entrée.
- Des mesures plus faciles à mettre en œuvre et donc plus précises et plus représentatives (Adamsson et al., 2005).

### **1.4.2.1 Revue des données expérimentales**

Il existe un certain nombre de données expérimentales publiées sur le transport solide dans les bassins. Celles-ci sont analysées dans le but d'identifier leur représentativité en termes de caractéristiques de particules et de données sur l'écoulement.

Frey (1991) et Frey et al. (1993) ont mené des expériences sur le transport solide dans un bassin rectangulaire constitué d'une paroi inclinée en entrée, d'un fond plat et d'un seuil rectangulaire en sortie. Différentes configurations géométriques ont été étudiées faisant varier la longueur du bassin, la hauteur du seuil et la pente. Plusieurs débits et hauteurs d'eau ont été fixés dans le bassin. L'écoulement dans l'ouvrage présentait une recirculation selon la verticale avec ou sans point de rattachement en fonction de la longueur du bassin. Pour chaque configuration géométrique et hydraulique, plusieurs échantillons de sable ont été injectés en entrée. Les diamètres des particules utilisées variaient entre 10 et 200  $\mu\text{m}$  pour une masse volumique égale à 2650  $\text{kg}/\text{m}^3$ . Les auteurs ont mesuré le pourcentage massique de particules décantées pour chaque configuration.

Garde et al. (1990) ont réalisé des expériences dans un bassin rectangulaire de 10 à 15 m de long, 0,75 m de large et 0,50 m de profondeur. L'entrée et la sortie du bassin étaient composées de canaux rectangulaires de 0,30 m de large. Une vanne seuil permettait d'ajuster la hauteur d'eau dans le bassin. 162 expériences ont été réalisées faisant varier le débit d'entrée, la taille des particules (deux sables de 82 et 102  $\mu\text{m}$ ), la concentration et la longueur du bassin. Les résultats ont montré que l'efficacité du bassin était fortement dépendante du rapport de la longueur sur la hauteur d'eau et du rapport de la vitesse de chute sur la vitesse de frottement.

Stovin & Saul (1994) ont réalisé une série d'expériences sur un modèle réduit de bassin rectangulaire dont les dimensions étaient 2 m de long, 0,972 m de large et 0,45 m de profondeur. Les diamètres des conduites d'entrée et de sortie valaient respectivement 0,19 m et 0,15 m. Les conduites étaient centrées selon la largeur du bassin et leurs génératrices inférieures au même niveau que le fond. Le bassin est illustré sur la Figure 1-6. Les particules utilisées (noyaux d'olives broyées) étaient caractérisées par un diamètre médian de 47  $\mu\text{m}$  et une masse volumique égale à 1453  $\text{kg}/\text{m}^3$ . Le taux d'abattement des particules dans le bassin a été mesuré par turbidimétrie en entrée et en sortie pour une large gamme de débits. Les auteurs ont montré que la distribution des vitesses dans l'ouvrage représentait le paramètre de contrôle clef pour l'étude de la sédimentation et que la répartition des dépôts sur le fond de l'ouvrage pouvait être évaluée à partir des valeurs de la contrainte de cisaillement sur le fond. L'intervalle 0,03-0,04 Pa a été proposé comme valeur seuil. Stovin & Saul (1996) ont établi une relation entre la vitesse en entrée et l'efficacité vis-à-vis de la décantation pour ce modèle réduit de bassin.

Stovin (1996) a étudié le transport solide sur le même modèle réduit en faisant varier les paramètres suivants : le rapport entre la longueur et la largeur, le rapport entre la hauteur d'eau dans le bassin et le diamètre de la conduite d'entrée, ainsi que la pente et la forme du fond. Des écoulements présentant deux recirculations symétriques ou une grande recirculation asymétrique ont pu être mis en évidence. Des relations entre la vitesse en entrée et le taux d'abattement des particules ont également été interpolées à partir des mesures expérimentales.



**Figure 1-6 : Modèle réduit de bassin utilisé par Stovin & Saul (1994) et Stovin (1996), d'après Stovin (1996)**

Dufresne (2008) a réalisé une série d'expériences sur le transport solide dans un bassin rectangulaire de longueur 1,8 m, de largeur 0,76 m et de profondeur 0,50 m. L'entrée du bassin se faisait par une conduite circulaire de diamètre 0,08 m. Le bassin était équipé de deux sorties : la première était une conduite circulaire similaire et symétrique à la conduite d'entrée, la deuxième consistait en un seuil frontal situé à une hauteur de 0,40 m. Le bassin est illustré sur la Figure 1-7. Une distribution étendue de particules plastiques, de 350 à 1400  $\mu\text{m}$ , a été utilisée pour modéliser les sédiments. La masse volumique des particules était environ 1034  $\text{kg}/\text{m}^3$  (+/- 19  $\text{kg}/\text{m}^3$ ). D'autres particules de taille unique 1500  $\mu\text{m}$  (densité

1,06) et  $2500\ \mu\text{m}$  (densité 1,08) ont également été utilisées. Au total 55 expériences ont été réalisées faisant varier le débit d'entrée, la répartition du débit entre les deux sorties, les particules, l'aménagement intérieur de l'ouvrage (bassin brut, présence de déflecteurs en entrée et de colonnes dans l'ouvrage). Différents types d'écoulement ont été mis en évidence selon la hauteur d'eau, le débit d'entrée et la répartition du débit en sortie. Pour les faibles hauteurs d'eau, l'écoulement était quasi-permanent et asymétrique avec une large recirculation horizontale. Pour les grandes hauteurs, l'écoulement était toujours quasi-permanent et présentait deux recirculations horizontales symétriques. Entre les deux, l'écoulement ne se stabilisait pas et oscillait malgré un débit d'alimentation constant. L'auteur a mesuré l'efficacité de l'ouvrage et a photographié la localisation des dépôts sur le fond de l'ouvrage pour chaque expérience.



**Figure 1-7 : Modèle réduit de bassin utilisé par Dufresne (2008), d'après Dufresne (2008)**

Vosswinkel et al. (2012) ont mené des tests sur le transport solide dans un bassin rectangulaire. Le bassin présentait une longueur de 3,12 m et une largeur de 0,8 m. L'entrée dans l'ouvrage se faisait par une conduite circulaire de diamètre 0,1 m. Un seuil situé à 0,2 m du fond permettait l'évacuation de l'eau et des sédiments en sortie. Des particules de tailles étendues ( $300\text{-}700\ \mu\text{m}$ ) et de masse volumique  $1020\ \text{kg/m}^3$  ont été utilisées pour modéliser les sédiments. Une dizaine d'expériences ont été réalisées, mettant en évidence une large recirculation asymétrique horizontale. Malgré un débit d'alimentation constant, l'écoulement présentait un caractère non stationnaire modifiant la localisation des dépôts de

particules sur le fond de l'ouvrage au cours de l'expérience. Il est cependant regrettable que les données expérimentales ne soient pas disponibles.

Au final, il existe une importante **base de données disponible** sur l'efficacité d'un ouvrage de décantation et la localisation des dépôts sur le fond pour de nombreuses configurations d'écoulement et caractéristiques de particules. Différents types de recirculations ont été investigués (symétrique, asymétrique, horizontale et verticale) pour des écoulements permanents ou non-stationnaires.

#### 1.4.2.2 *Analyse des données expérimentales*

Les trois expériences fournissant le plus de données sont celles menées par Frey (1991), Stovin (1996) et Dufresne (2008). Les caractéristiques des expériences sont résumées dans le Tableau 1-9 pour l'écoulement et le Tableau 1-10 pour le transport solide.

La gamme de nombres de Froude et de nombres de Reynolds est fournie pour chaque expérience. Les valeurs maximales correspondent à celles calculées à partir de la vitesse maximale dans l'ouvrage, choisie égale à la vitesse en entrée, c'est-à-dire dans la conduite ou le canal d'alimentation de l'ouvrage. Les valeurs moyennes sont celles calculées avec la vitesse débitante et la hauteur d'eau dans le corps du bassin.

Du point de vue du transport solide, les caractéristiques des particules sont décrites à travers leur densité ( $\rho_p/\rho$ ), le diamètre adimensionnel médian des échantillons utilisés ( $d^*_{50}$ ), la contrainte de cisaillement critique adimensionnelle calculée pour le  $d^*_{50}$  par la formule (1-5) ( $\theta_{c,Brownlie}$ ) et par la formule (1-6) ( $\theta_{c,Soulsby}$ ). Ces valeurs pourront être comparées à la contrainte de cisaillement adimensionnelle sur le fond calculée pour la vitesse maximale ( $\theta_{max}$ ) et la vitesse moyenne ( $\theta_{moyen}$ ).

Les contraintes de cisaillement adimensionnelles sur le fond sont calculées à partir de la relation (1-1) et de la formule suivante pour l'estimation de la contrainte de cisaillement  $\tau$  :

$$\tau = \frac{1}{8} \cdot \lambda \cdot \rho \cdot U^2 \quad (1-24)$$

Où  $\lambda$  est le facteur de frottement qui, pour un écoulement turbulent, peut être estimé par l'équation de Colebrooke-White (Graf & Altinakar, 2000). La valeur 0,02 a été retenue ici pour  $\lambda$ . La vitesse  $U$  représente soit la vitesse maximale (en entrée) soit la vitesse débitante dans le corps du bassin.

Expériences	Froude max	Reynolds max	Froude moyen	Reynolds moyen
Frey (1991)	0,20 - 0,35	$4.10^4$ - $9.10^4$	0,01 - 0,05	4 400 - 8 800
Stovin (1996)	0,10 - 0,40	$3.10^4$ - $15.10^4$	0,01 - 0,06	4 400 - 16 500
Dufresne (2008)	0,10 - 0,80	$4.10^4$ - $16.10^4$	0,002 - 0,03	1 300 - 7 000

Tableau 1-9 : Caractérisation des expériences du point de vue de l'écoulement

Expériences	$\rho_p/\rho$	$d^*_{50}$	$\theta_{c,Brownlie}$	$\theta_{c,Soulsby}$	$\theta_{moyen}$	$\theta_{max}$
Frey (1991)	2,650	1,3 - 2,6	0,13	0,10	0,03 - 0,08	0,6 - 0,9
Stovin (1996)	1,453	0,77	0,28	0,16	0,22 - 0,99	1,8 - 6,8
Dufresne (2008)	1,034	5,12	0,05	0,05	0,03 - 0,33	2,0 - 10,1

Tableau 1-10 : Caractérisation des expériences du point de vue du transport solide

La Figure 1-8 illustre la gamme des diamètres adimensionnels des particules utilisées pour chaque expérience. Les bornes inférieures et supérieures correspondent au  $d^*_{10}$  et au  $d^*_{90}$  des échantillons considérés. Le diamètre adimensionnel médian  $d^*_{50}$  est également représenté pour chaque expérience. Pour les expériences de Frey (1991), où plusieurs échantillons de sable ont été utilisés, le  $d^*_{50}$  correspond à la moyenne sur les cinq échantillons (1,3 ; 1,5 ; 1,8 ; 2,1 ; 2,6). Le  $d^*_{10}$  et le  $d^*_{90}$  correspondent respectivement au  $d^*_{10}$  de la plus petite distribution et au  $d^*_{90}$  de la plus grande distribution.

Les caractéristiques des particules retrouvées dans les réseaux d'assainissement séparatifs pluviaux sont également présentées en s'appuyant sur les valeurs moyennes et extrêmes mises en évidence dans le Tableau 1-6.

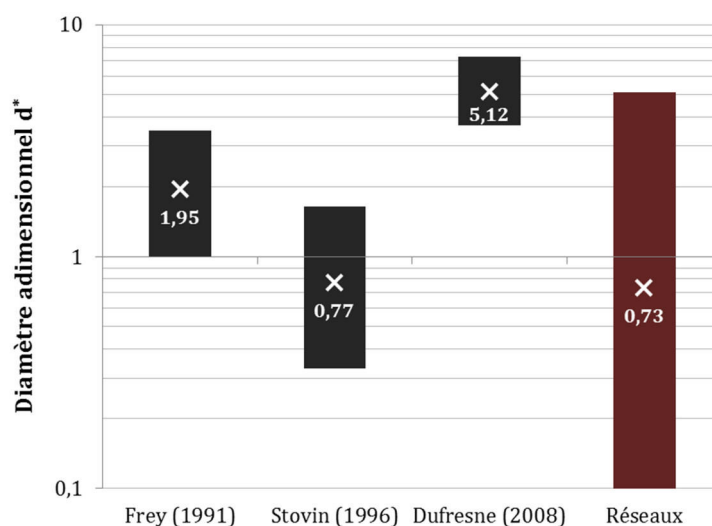


Figure 1-8 : Comparaison des diamètres adimensionnels des particules utilisées dans les expériences avec celles retrouvées dans les réseaux



La Figure 1-8 montre que les diamètres adimensionnels des particules utilisées dans les expériences permettent de couvrir une majeure partie de la gamme rencontrée dans les eaux de ruissellement.

Dans le cas des réseaux d'assainissement, les ouvrages rencontrés peuvent être des décanteurs de l'ordre de la dizaine de mètres cube jusqu'à des bassins de plusieurs milliers. Des ordres de grandeur des caractéristiques hydrauliques et géométriques pour ces deux types d'ouvrages sont fournis dans le Tableau 1-11.

	Décanteur	Bassin d'orage
<b>Volume (m<sup>3</sup>)</b>	10	3 000
<b>Hauteur d'eau (m)</b>	2	6
<b>Largeur (m)</b>	2	17
<b>Débit d'alimentation (l/s)</b>	40	150
<b>Reynolds moyen</b>	20 000	9 000
<b>Froude moyen</b>	0,002	0,0002
<b>Contrainte de cisaillement adimensionnelle moyenne</b>	0,061	0,009

Tableau 1-11 : Caractéristiques géométriques et hydrauliques pour un décanteur et un bassin d'orage

Les caractéristiques des expériences menées en laboratoire sont comparées à celles des ouvrages rencontrés sur les réseaux en termes de nombre de Reynolds moyen dans l'ouvrage (Figure 1-9), de nombre de Froude moyen (Figure 1-10) et de contrainte de cisaillement adimensionnelle moyenne sur le fond (Figure 1-11). La contrainte critique adimensionnelle de mise en mouvement est également représentée sur la Figure 1-11 pour chaque expérience. La valeur choisie correspond à la moyenne des deux valeurs  $\theta_{c,Brownlie}$  et  $\theta_{c,Soulsby}$ , l'écart entre les deux valeurs étant illustré par les barres d'erreur.

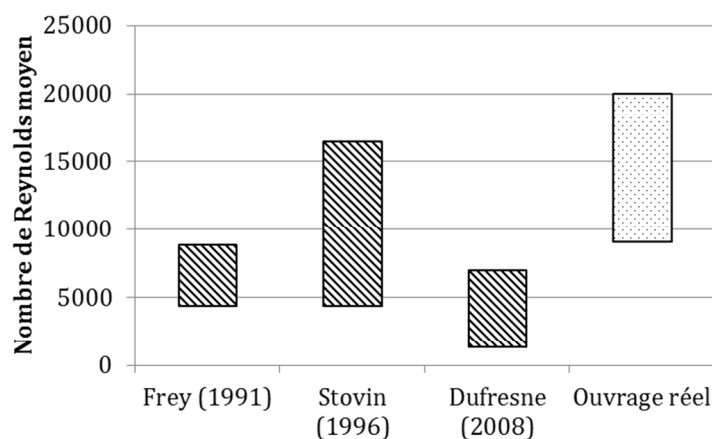


Figure 1-9 : Comparaison des nombres de Reynolds moyen entre les expériences en laboratoire et un ouvrage réel

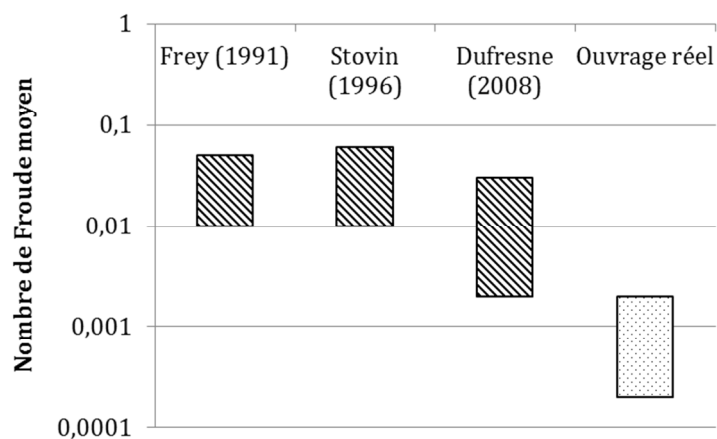


Figure 1-10 : Comparaison des nombres de Froude moyen entre les expériences en laboratoire et un ouvrage réel

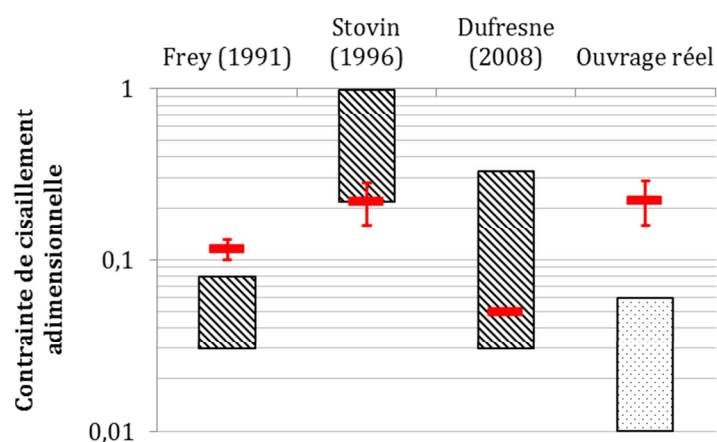


Figure 1-11 : Comparaison des contraintes de cisaillement adimensionnelles moyennes et critiques entre les expériences en laboratoire et un ouvrage réel

Les ordres de grandeurs pour le nombre de Reynolds sont respectés. Concernant le nombre de Froude, les valeurs sont plus élevées que celle d'un ouvrage réel. Toutefois, pour ce paramètre, il est important de garantir des valeurs très inférieures à 1. Les expériences montrent que le nombre de Froude est inférieur à 0,1, ce qui est acceptable. Les valeurs plus élevées s'expliquent par des pilotes ayant des rapports sur la hauteur (en lien avec le nombre de Froude) plus faibles que ceux des ouvrages rencontrés sur les réseaux d'assainissement des eaux pluviales.

Du point de vue de la contrainte de cisaillement adimensionnelle sur le fond de l'ouvrage, les caractéristiques des expériences de Frey (1991) ainsi que celles de Dufresne (2008) pour les faibles débits sont cohérentes avec les ouvrages rencontrés sur les réseaux. Les expériences de Stovin (1996) et celles de Dufresne (2008) pour les forts débits correspondent à des cas où les ouvrages réels sont sollicités de manière extrême. Il pourrait être pertinent de compléter ces données par des expériences avec des contraintes de cisaillement

adimensionnelles correspondant à la partie basse de la gamme rencontrée sur les ouvrages de décantation en réseaux d'assainissement.

On peut par ailleurs remarquer que pour les expériences de Frey (1991), comme pour un ouvrage réel fonctionnant à son débit nominal, la contrainte de cisaillement adimensionnelle moyenne est toujours inférieure à la contrainte critique. Les dépôts seront donc a priori possibles sur l'ensemble du fond de l'ouvrage. Pour les expériences de Stovin (1996) et Dufresne (2008), la contrainte de cisaillement adimensionnelle moyenne peut être inférieure ou supérieure à la contrainte critique : en fonction des conditions hydrodynamiques, des zones préférentielles de dépôt pourront apparaître sur le fond du bassin. Ces cas peuvent correspondre à un ouvrage réel fonctionnant à un débit supérieur à son débit nominal, par exemple en cas d'événements pluvieux extrêmes.

*Bilan : Les nombres de Reynolds des expériences sur modèles réduits sont cohérents avec ceux d'un ouvrage réel. Les nombres de Froude sont plus bas dans la réalité mais les résultats sur modèles réduits restent exploitables, les valeurs étant suffisamment inférieures à 1. Les contraintes de cisaillement adimensionnelles sur le fond couvrent une large gamme, la plupart étant largement supérieures à celles d'un ouvrage réel en fonctionnement nominal. Les diamètres adimensionnels des particules représentent bien la gamme retrouvée sur les réseaux. Les trois expériences présentées fournissent donc des données utilisables par la suite pour valider les modèles numériques développés.*

*Le paramètre le moins couvert est le nombre de Froude, correspondant au rapport entre la vitesse moyenne de l'écoulement et la hauteur d'eau dans l'ouvrage. Il est important de noter que plus la hauteur d'eau sera importante (Froude petit) plus celle-ci pourra avoir un impact important sur le développement de vitesses verticales. De plus les contraintes de cisaillement adimensionnelles ne permettent pas de couvrir toute la plage pouvant exister pour des ouvrages réels. Un pilote pourra donc être justifié pour combler les gammes de valeurs non investiguées.*

## **1.5. Modélisation numérique de l'écoulement et du transport**

### **1.5.1. Modélisation numérique de l'écoulement dans un bassin**

Mis à part l'expérimentation sur site ou sur modèle réduit, le fonctionnement d'un bassin peut être investigué par la mécanique des fluides numériques (CFD pour *Computational Fluid Dynamics* en anglais). Un modèle 3D permet de calculer les caractéristiques de l'écoulement pour des géométries complexes, pouvant être difficiles à réaliser en laboratoire. De plus, les modèles numériques sont des outils puissants pour tester différentes géométries avant la construction ou la réhabilitation d'un ouvrage.

Toutefois, avant d'envisager une telle utilisation des modèles numériques 3D sur un ouvrage de décantation, il faut savoir comment les choisir et les mettre en œuvre pour s'assurer qu'ils soient représentatifs de la réalité.

De manière générale, la détermination de l'écoulement d'un fluide peut-être décrit par les équations de Navier-Stokes. Celles-ci sont issues d'un bilan de masse et d'un bilan de forces sur un volume élémentaire de fluide (Versteeg & Malalasekera, 2007). Ces équations sont décrites en détail au chapitre 2.2.1. Les paragraphes suivants se limitent à la description des modèles pertinents pour retrouver les écoulements mis en évidence expérimentalement et présentés au chapitre 1.3.

Kantoush (2008), Dewals et al. (2008) et Dufresne et al. (2010) ont utilisé une modélisation 2D basée sur les équations de Barré de Saint-Venant afin de simuler l'écoulement dans un bassin rectangulaire peu profond. Après confrontation avec des mesures expérimentales, les auteurs ont montré que la modélisation numérique permettait de retrouver les caractéristiques de l'écoulement observées expérimentalement (recirculations asymétriques et symétriques horizontales, longueurs de rattachement). Une approche 2D est également utilisable dans le cas des bassins peu larges, les équations de Navier-Stokes sont alors écrites selon la verticale. Frey (1991) a par exemple pu reproduire les recirculations verticales et les points de rattachement observés expérimentalement. L'approche 2D nécessite qu'une des trois dimensions soit négligeable par rapport aux deux autres. Cette approche est bien adaptée pour un certain nombre d'ouvrage.

Stovin (1996) a utilisé une approche tridimensionnelle afin de modéliser l'écoulement pour différentes configurations de bassins rectangulaires. Les recirculations symétriques et asymétriques selon l'horizontale obtenues expérimentalement ont été reproduites avec succès par le modèle. En s'appuyant sur le même modèle, Adamsson et al. (2005) ont retrouvé par la simulation 3D les deux grandes recirculations quasi-symétriques horizontales observées expérimentalement dans un bassin pilote rectangulaire de grande taille. Dufresne (2008) a reproduit numériquement les écoulements symétriques et asymétriques mis en évidence sur un modèle réduit de bassin de décantation pour une large gamme de configurations hydrauliques. La modélisation numérique 3D a également été utilisée avec succès pour des configurations plus complexes telles que les bassins circulaires (Quarini et al., 1996), les séparateurs cycloniques (Tyack & Fenner, 1999) ou encore les bassins avec des parois internes et déflecteurs (Lee et al., 2007 ; Dufresne, 2008). A plus grande échelle, Lipeme Kouyi et al. (2010) et Yan (2013) ont modélisé par une approche 3D l'écoulement dans un bassin de décantation de grande taille (environ 20 000 m<sup>3</sup>).

Il existe ainsi un nombre important d'études scientifiques ayant montré la pertinence d'un modèle 3D à reproduire le fonctionnement hydrodynamique des bassins.

Le paragraphe suivant montre qu'il est possible d'exploiter cette connaissance pour optimiser le fonctionnement d'ouvrages réels n'ayant pas fait l'objet d'une modélisation physique préalable.

Stamou (2008) a par exemple étudié l'écoulement dans neuf bassins de la ville d'Athènes (Grèce). Plusieurs tests numériques ont été réalisés pour améliorer la configuration hydrodynamique dans l'ouvrage afin d'augmenter le temps de séjour. Deux exemples sont illustrés sur la Figure 1-12. Koskiaho (2003) a proposé la modification de la configuration de deux bassins de rétention pour éviter la création de zones mortes et augmenter le volume utile des ouvrages. Shahrokhi et al. (2011) ont utilisé la CFD pour étudier l'influence du nombre de déflecteurs sur la performance hydraulique d'un décanteur primaire. Shahrokhi et al. (2012) se sont ensuite basés sur la même approche pour déterminer la position optimale d'un déflecteur à l'entrée du décanteur. Goula et al. (2008) s'est également intéressé à l'influence d'un déflecteur placé au niveau de l'alimentation d'un bassin de décantation pour le traitement de l'eau potable en s'appuyant sur la CFD.

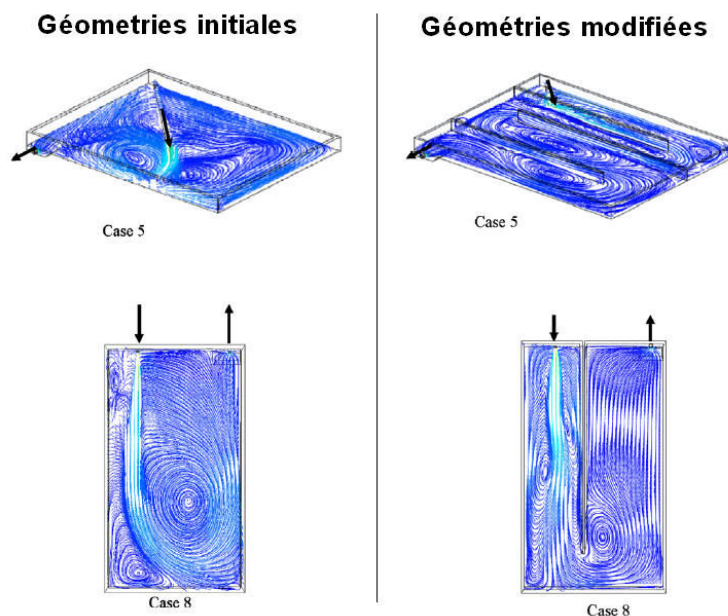


Figure 1-12 : Comparaison entre les écoulements dans les bassins initiaux et modifiés, d'après Stamou (2008)

Les points fondamentaux pour garantir une représentativité des résultats de la modélisation 3D sont :

- Le maillage.
- Le modèle de turbulence.
- Les schémas numériques.

Les bonnes pratiques à mettre en œuvre concernant le maillage et les schémas numériques ont largement été étudiées. Les informations essentielles peuvent être trouvées dans COST (2007) ou Versteeg & Malalasekera (2007) par exemple.

Il reste à déterminer quel modèle de turbulence retenir pour représenter la nature turbulente de l'écoulement. En effet la majorité des écoulements rencontrés en hydraulique urbaine sont turbulents, c'est-à-dire que la vitesse et la pression du fluide fluctuent autour d'une valeur moyenne. La manière la plus précise de calculer ces fluctuations est la résolution directe des équations de Navier-Stokes par une approche DNS (pour *Direct Numerical Simulation* en anglais). Cette approche est cependant peu applicable en pratique du fait des temps de calcul très importants qu'elle requiert. Il existe des méthodes plus accessibles en termes de ressources de calcul comme par exemple la simulation des grandes échelles (SGE), ou LES (*Large Eddy Simulation* en anglais). Le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage de Versteeg & Malalasekera (2007) pour plus d'informations.

Une démarche couramment employée consiste à décomposer les variables instantanées (vitesse et pression) en une composante moyenne dans le temps et une composante fluctuante (due à la turbulence). En moyennant les équations de Navier-Stokes dans le temps, on obtient les équations de Reynolds, détaillées au paragraphe 2.2.1.2. La résolution de ces équations nécessite l'utilisation d'un **modèle de turbulence** pour fermer le système d'équation soit en modélisant les termes de fluctuations par une force de viscosité, correspondant à l'hypothèse de Boussinesq détaillée au paragraphe 2.2.1.2, soit en modélisant le transport des fluctuations par le modèle des contraintes de Reynolds (modèle RSM pour *Reynolds Stress Model* en anglais). Dans les bassins de décantation, les écoulements rencontrés peuvent être tantôt fortement turbulents (par exemple au niveau de la conduite d'arrivée) et tantôt proche d'un écoulement laminaire (dans les zones fortement tranquillisées). Le modèle de turbulence choisi doit donc être capable de reproduire les écoulements pour une large gamme de nombre de Reynolds.

Les modèles basés sur l'hypothèse de Boussinesq tels que le modèle k- $\epsilon$  et ses variantes (RNG k- $\epsilon$ , k- $\omega$  ou encore k- $\omega$  SST) sont souvent utilisés pour les modélisations en hydraulique urbaine (Jarman et al., 2008). Le modèle k- $\epsilon$  standard a permis de reproduire les recirculations verticales dans des bassins circulaires (Quarini et al., 1996 ; Jayanti & Narayanan, 2004), les recirculations horizontales symétriques et asymétriques dans les bassins rectangulaires (Stovin, 1996 ; Adamsson et al., 2005 ; Dufresne, 2008 ; Dufresne et al, 2009) ainsi que les recirculations dans des bassins avec des parois internes (Lee et al., 2007 ; Dufresne, 2008).

Le modèle basé sur les contraintes de Reynolds (modèle RSM pour *Reynolds Stress Model* en anglais) introduit des équations supplémentaires et requiert des ressources plus importantes que les modèles basés sur l'hypothèse de Boussinesq.

Certains auteurs (Stovin et al., 2002 ; Stovin et al., 2008) ont obtenu une meilleure caractérisation du champ de vitesses avec ce type de modèle par rapport au modèle k- $\epsilon$ . D'autres (Dufresne et al., 2009 ; Mignot et al., 2012) ont montré que l'utilisation d'un modèle RSM n'apportait pas d'améliorations significatives par rapport à un modèle k- $\epsilon$ .

***Bilan** : S'il est certain qu'un modèle RSM permet une caractérisation plus précise de la turbulence (Hadzic, 1999), la différence avec un modèle à deux équations de type k- $\epsilon$  est dans certains cas tellement faible que l'amélioration de la précision devient insignifiante (Ferziger & Peric, 2002). Dans le cas des bassins, les modèles de turbulence basés sur l'hypothèse de Boussinesq, bien que simplificatrice, semblent suffisamment robustes et validés pour reproduire la large variété d'écoulements pouvant exister.*

## 1.5.2. Modélisation numérique du transport solide dans un bassin

### 1.5.2.1 Les différentes approches

Un mélange d'eau et de particules forme un écoulement multiphasique où la phase particulaire représente les particules et la phase continue est le fluide dans lequel les particules se meuvent. Le mouvement d'un ensemble de particules dans un fluide peut être modélisé par différentes méthodes : le transport d'une **concentration**, l'approche **Euler-Euler** et l'approche **Euler-Lagrange**. Une nouvelle méthode a par ailleurs commencé à être utilisée ces dernières années : les simulations SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics* en anglais). Dans les méthodes SPH, la phase fluide est traitée comme la phase particulaire en utilisant le formalisme lagrangien. Ces méthodes peuvent être considérées comme une approche Lagrange-Lagrange. Les méthodes SPH sont toujours en cours de développement à l'heure actuelle et ne sont donc pas détaillées dans le cadre de ce travail de doctorat.

Généralement, dans l'approche s'appuyant sur le transport de **concentration**, le transport solide est modélisé par une équation d'advection-diffusion sur la concentration en sédiment dans l'écoulement (Wu et al., 2000). L'évaluation de la dispersion et des lois de dépôts nécessaires à l'application sur un bassin de décantation peut s'avérer difficile (Torres, 2008 ; Yan, 2013). Cette méthode est souvent appliquée dans le cas des rivières ou en ingénierie côtière (Zhang, 2009 ; Wu, 2004).

Dans les modèles **Euler-Euler**, la phase fluide et la phase particulaire sont toutes les deux traitées comme une phase continue. Le comportement de la phase particulaire, comme celui de la phase fluide, est donc décrit à partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Des équations supplémentaires doivent être ajoutées pour modéliser les échanges entre les deux phases, par exemple l'impact de la force de traînée du fluide sur les particules. Une description complète de ce type d'approche peut être trouvée dans Van

Wachen & Almstedt (2003). Cette approche a été appliquée avec succès pour simuler par exemple le phénomène d'affouillement autour d'une conduite placée sur un lit de sable (Zhao & Fernando, 2007). Les méthodes Euler-Euler sont particulièrement adaptées aux cas où les concentrations en particules sont élevées, le couplage entre le fluide et les particules ainsi que les collisions entre les particules étant prépondérants. Les forces d'interaction entre le fluide et les particules sont la plupart du temps calculées à partir des propriétés moyennes des particules comme le diamètre médian, ce type d'approche peut donc être problématique dans le cas d'une distribution granulométrique de particules (Hsu et al., 2003). L'approche Euler-Euler apparaît comme prometteuse pour une application aux bassins de décantation bien que celle-ci ait été peu utilisée dans ce contexte (Stovin et al., 2008).

Dans les modèles **Euler-Lagrange**, les équations de Navier-Stokes sont toujours résolues pour la phase fluide alors que l'équation du mouvement de Newton est utilisée pour modéliser le mouvement de phase particulaire. La trajectoire de chaque particule est calculée à partir d'un bilan des forces agissant sur celle-ci (Maxey & Riley, 1983). On distingue quatre possibilités pour établir l'équation du mouvement :

- Le couplage « *one-way* » où le mouvement de la particule est affecté par la phase fluide mais pas l'inverse.
- Le couplage « *two-way* » où la phase particulaire a en plus une influence sur la phase fluide.
- Le couplage « *three-way* » où la modification de l'écoulement par la phase particulaire affecte le mouvement de la particule.
- Le couplage « *four-way* » où les collisions et d'autres interactions entre les particules ont un impact sur le mouvement de particule.

Pour les écoulements peu chargés, comme ceux rencontrés dans le cas des eaux de ruissellement, les interactions entre les particules sont rares et les forces dynamiques du fluide gouvernent le transport des particules. L'influence de la phase particulaire sur la phase fluide est également négligée en raison des faibles concentrations en particules (Dufresne, 2008 ; Yan, 2013).

L'approche « *one-way* » apparaît donc comme étant suffisante pour modéliser le transport de particules dans un bassin de décantation des eaux de ruissellement. Celle-ci a été largement utilisée ces dernières années pour modéliser le transport solide dans des bassins de rétention (Dufresne, 2008 ; Torres, 2008 ; Yan, 2013), des modèles réduits (Stovin, 1996 ; Stovin & Saul, 1996 ; Adamsson et al., 2003 ; Dufresne, 2008 ; Dufresne et al., 2009 ; Vosswinkel et al., 2012), des séparateurs hydrodynamiques (Pathapati & Sansalone, 2009) ou encore des déversoirs d'orage (Lipeme Kouyi, 2004 ; Dufresne et al., 2009).



*Bilan* : Dans le cadre de cette revue bibliographique, compte tenu du nombre important d'études faites par l'approche Euler-Lagrange, le chapitre suivant s'intéresse plus en détails à la mise en œuvre de cette approche pour un ouvrage de décantation des eaux de ruissellement.

### **1.5.2.2 L'approche Euler-Lagrange dans les bassins de décantation**

Concernant le transport solide dans un bassin de décantation, les informations essentielles à la connaissance du fonctionnement de l'ouvrage sont le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage (efficacité) et la localisation des dépôts sur le fond. Plusieurs auteurs ont appliqué l'approche Euler-Lagrange pour obtenir ces deux informations sur des bassins pilotes (Stovin, 1996 ; Adamsson et al., 2003 ; Dufresne, 2008 ; Vosswinkel et al., 2012) et sur site (Dufresne, 2008 ; Yan, 2013).

#### *1.5.2.2.1. Le modèle de transport des particules*

L'ensemble des forces agissant sur une particule se déplaçant dans un écoulement est bien connu (Maxey & Riley, 1983). Connaissant les propriétés d'une particule (diamètre, masse volumique), du fluide (masse volumique, viscosité) et de l'écoulement (champ de vitesses), la trajectoire d'une particule peut donc a priori être calculée. Cependant, le champ de vitesses connu correspond dans la plupart des cas au champ des vitesses moyennées dans le temps, calculé à partir des équations de Reynolds. Utiliser la vitesse moyenne pour déterminer la trajectoire est pertinent en régime laminaire mais reviendrait à négliger la nature turbulente de l'écoulement en régime turbulent. Or celle-ci peut avoir pour effet de détourner la particule de sa trajectoire en raison des fluctuations de la vitesse, voire de la piéger dans un tourbillon pendant une certaine période de temps.

Ce phénomène peut être pris en compte à travers l'utilisation d'un modèle stochastique ou modèle de marche aléatoire (Thomson, 1987). Des nombres aléatoires sont générés pour construire les fluctuations de la vitesse à partir des grandeurs caractéristiques de la turbulence (énergie cinétique turbulente, taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente). La majorité des études ayant appliqué l'approche Euler-Lagrange pour modéliser le transport solide dans les bassins (Stovin, 1996 ; Adamsson et al., 2003 ; Dufresne, 2008 ; Vosswinkel et al., 2012 ; Yan, 2013) se sont appuyées sur le logiciel Fluent®. Le modèle de dispersion turbulente des particules implémenté dans Fluent® est décrit en détail dans Dufresne (2008). Dans ce modèle, la durée de vie et la taille des tourbillons caractéristiques de la turbulence sont calculées à partir d'une constante de temps lagrangienne  $C_L$ . Dufresne et al. (2009) ont montré que la valeur par défaut (0,15) ne permettait pas de reproduire les dépôts observés expérimentalement. Sur la base d'une vingtaine de comparaison entre les dépôts observés et modélisés, les auteurs ont proposé la gamme 0,5-1 comme valeur de  $C_L$ . S'appuyant sur les expériences de Vosswinkel et al. (2012), Yan (2013) obtenait une meilleure

caractérisation des zones de dépôt et des efficacités avec une valeur de  $C_L$  égale à 0,05. Face à ce constat, il est difficile de conclure sur la valeur la plus pertinente à retenir. Il est toutefois important de noter que les résultats sur la localisation des zones préférentielles de dépôt sur le fond de l'ouvrage et surtout l'efficacité de décantation présentent une forte sensibilité à la valeur du paramètre  $C_L$ . Cette sensibilité est illustrée sur la Figure 1-13, représentant l'évolution de l'efficacité en fonction du débit pour plusieurs valeurs de  $C_L$  (Dufresne, 2008), et sur la Figure 1-14 où les dépôts sur le fond sont comparés avec les dépôts expérimentaux pour différentes valeurs de  $C_L$  (Dufresne et al., 2009).

*Bilan : La sensibilité des résultats à la valeur des paramètres du modèle devra faire l'objet d'une attention particulière.*

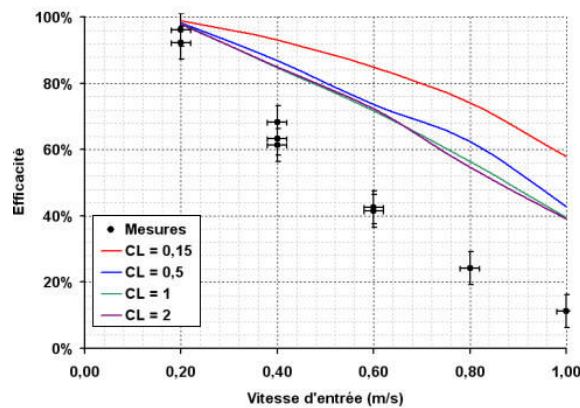


Figure 1-13 : Sensibilité de l'efficacité à la constante de temps lagrangienne, d'après Dufresne (2008)

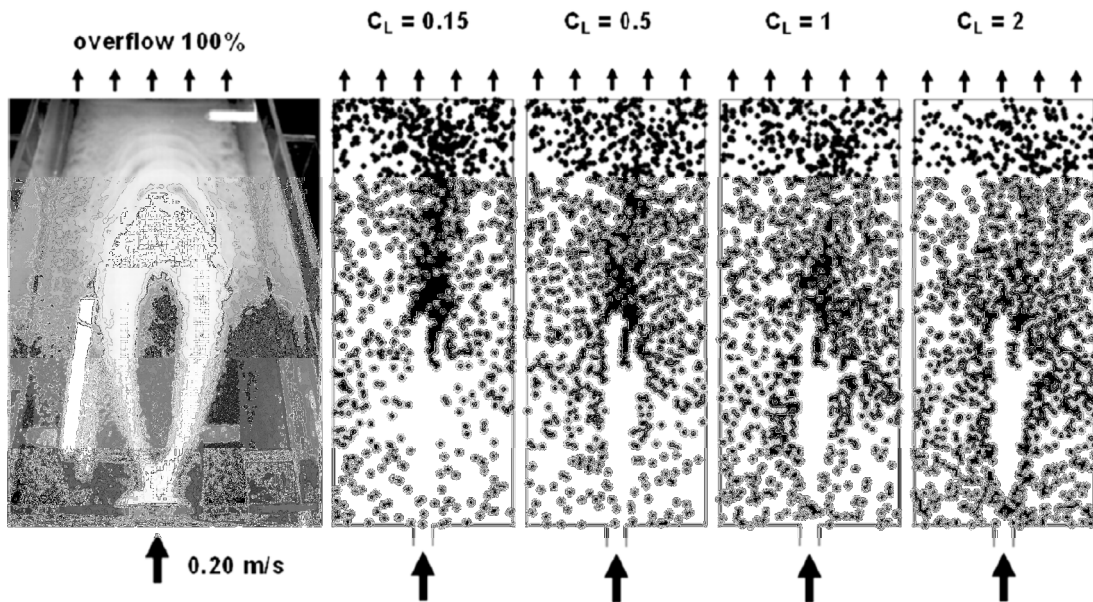


Figure 1-14 : Sensibilité des résultats sur les dépôts à la constante de temps lagrangienne, d'après Dufresne et al (2009)

#### 1.5.2.2.2. Condition d'interaction entre les particules et les parois

Outre la prise en compte de la nature turbulente de l'écoulement, l'autre questionnement majeur concerne la condition limite à utiliser pour le fond de l'ouvrage. Les conditions classiquement retrouvées dans les codes de calcul pour le fond de l'ouvrage sont : *trap* (Fluent, 2002), également appelée *stick* (OpenFOAM, 2015a), et *reflect* (Fluent, 2002), également appelée *rebound* (OpenFOAM, 2015a). La condition *trap/stick* correspond au dépôt de la particule : si une particule touche la paroi, sa vitesse devient nulle et elle se dépose. La condition *reflect/rebound* correspond à sa remise en suspension dans l'écoulement suivant une loi du choc. Ces conditions sont détaillées au paragraphe 2.3.1.4.

La condition *reflect/rebound* n'est pas applicable en l'état pour le fond de l'ouvrage puisqu'aucun dépôt n'aura lieu. La condition *trap/stick* peut quant à elle entraîner une surestimation des dépôts puisque toute particule atteignant le fond se dépose (Stovin, 1996). Or pour qu'une particule se dépose, il faut que les conditions hydrodynamiques le permettent, ce qui n'est pas toujours le cas pour la totalité du fond de l'ouvrage. Ces deux conditions montrent donc leur limite lorsque l'on souhaite évaluer le taux d'abattement des particules ainsi que les zones de dépôt. Afin de déterminer si une particule atteignant le fond se dépose ou est remise en suspension dans l'écoulement, de nouvelles conditions d'interaction ont été investiguées.

Stovin & Saul (1998) ont proposé l'utilisation d'un nombre de réflexion fini (25 fois) avant d'autoriser le dépôt avec l'objectif de modéliser le phénomène de saltation. Malheureusement, la condition de rebond (*reflect/rebound*) n'a pas permis de représenter le phénomène de manière précise (Adamsson et al., 2003). Adamsson et al. (2003) ont proposé une approche combinant les conditions *trap/stick* et *reflect/rebound* pour la condition limite sur le fond. La particule se déposait si la contrainte de cisaillement locale était inférieure à une valeur seuil, sinon elle était remise en suspension dans l'écoulement. Cette condition porte le nom de condition BSS (pour *Bed Shear Stress* en anglais).

A partir d'expérimentations sur modèles réduits et comparaison avec des résultats numériques, la plage de valeurs 0,03-0,04 Pa a été identifiée comme valeur seuil pour la contrainte de cisaillement (Stovin & Saul, 1994 ; Adamsson et al., 2003 ; Dufresne, 2008). Adamsson et al. (2003) ont montré que l'utilisation de la condition BSS avec cette valeur seuil était pertinente pour décrire la localisation des dépôts et l'efficacité de l'ouvrage. Cette condition apporte des améliorations importantes par rapport à une condition de type *trap/stick*, cette dernière ayant tendance à surestimer les zones de dépôt (Figure 1-15) ainsi que l'efficacité de l'ouvrage lorsque les vitesses deviennent importantes (Stovin & Saul, 1996). Certaines différences sont tout de même existantes entre les dépôts observés et les dépôts simulés avec la condition BSS. Dans certains cas, Adamsson et al. (2003) et Dufresne (2008) ont montré que la simulation pouvait prévoir des dépôts dans des

zones restées vierges expérimentalement (Figure 1-15 et Figure 1-16). Dufresne et al. (2009), Vosswinkel et al. (2012) et Yan (2013) ont par la suite proposé l'utilisation du diagramme de Shields afin de calculer la contrainte de cisaillement seuil en fonction des propriétés moyennes des particules (diamètre médian de l'échantillon par exemple).

*Bilan : La principale difficulté liée à la condition BSS réside dans le choix de la valeur de la contrainte de cisaillement seuil. Les valeurs proposées jusqu'à aujourd'hui sont fixes pour une expérience ou un cas donné bien que la répartition granulométrique des échantillons étudiés soit étendue. Les valeurs seuils calculées sont obtenues à partir des propriétés moyennes de l'échantillon comme le diamètre médian. Une amélioration pourrait consister à calculer une valeur seuil pour chaque particule en fonction de ses propriétés. Il est à noter que dans les conditions d'application du diagramme de Shields aux particules qui nous intéressent, celui-ci est à la limite de son domaine de validité.*

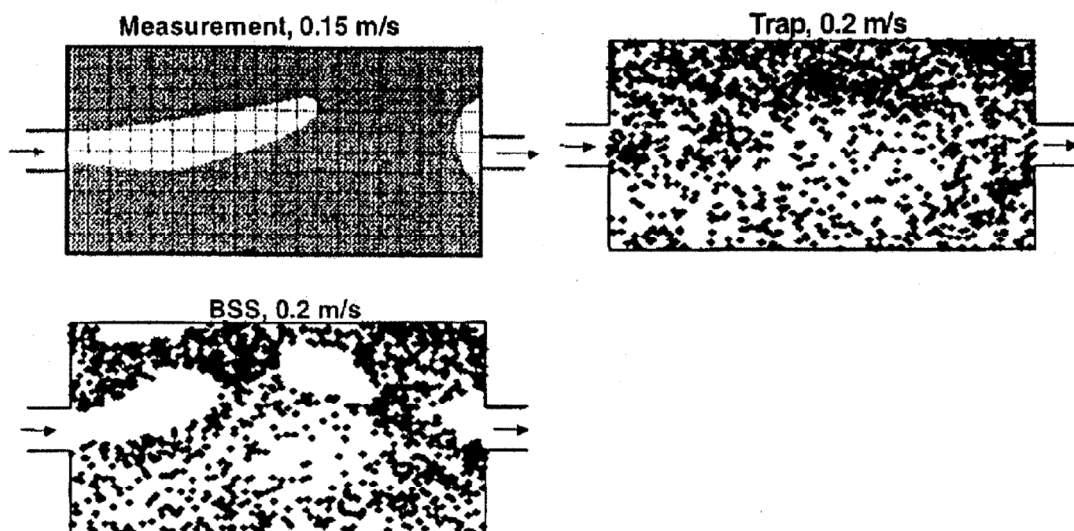


Figure 1-15 : Comparaison entre les dépôts expérimentaux et les dépôts simulés avec les conditions *trap/stick* et BSS, d'après Adamsson et al. (2003)

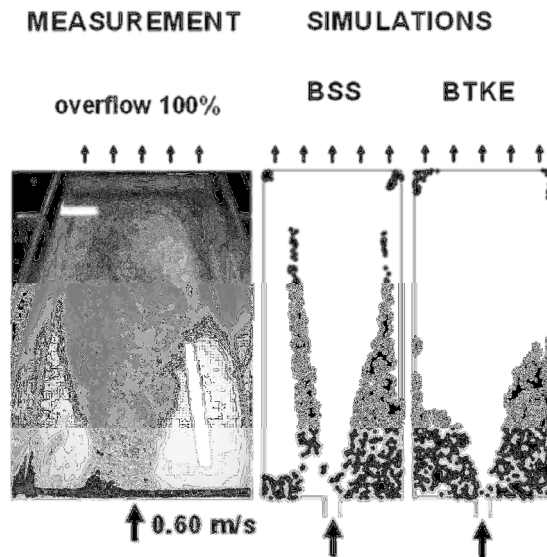


Figure 1-16 : Comparaison des dépôts observés et simulés avec les conditions BSS et BTKE, d'après Dufresne et al. (2009)

Une approche similaire à la condition BSS a été proposée par Dufresne (2008). Celle-ci se fonde sur un seuillage de l'énergie cinétique turbulente sur le fond de l'ouvrage et prend le nom de condition BTKE (pour *Bed Turbulent Kinetic Energy* en anglais). Concernant la valeur seuil à retenir pour l'énergie cinétique turbulente sur le fond, Dufresne (2008) a identifié la gamme comprise entre  $1.10^{-4}$  et  $3.10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$  à partir d'expériences sur un modèle réduit de bassin d'orage en laboratoire. Les dépôts simulés avec la condition BTKE montrent une bonne cohérence avec les dépôts observés sur le fond de l'ouvrage et permettent une meilleure description par rapport à la condition BSS (Figure 1-16). Lipeme Kouyi et al. (2010) ont modélisé en 3D l'écoulement dans un bassin de rétention de grande taille et ont mis en évidence que la valeur proposée par Dufresne (2008) n'était pas valable dans ce cas, les zones de dépôt sur site n'étant pas cohérentes avec le seuillage de l'énergie cinétique turbulente. Yan (2013) a proposé la formule (1-25) afin de prendre en compte les propriétés des particules à travers une vitesse de chute représentative. Cette formule permet de retrouver la valeur déterminée expérimentalement par Dufresne (2008) et est cohérente avec les dépôts observés sur le bassin de rétention par Lipeme Kouyi et al. (2010) et Yan (2013).

$$k_s = \xi \cdot w_s^2 \quad (1-25)$$

Où  $k_s$  est la valeur seuil de l'énergie cinétique turbulente,  $w_s$  une vitesse de chute représentative de l'échantillon étudié (par exemple la vitesse de chute médiane) et  $\xi$  une constante d'ajustement dont la valeur a été évaluée à environ 1 par Yan (2013).

*Bilan* : Comme pour la condition BSS, la principale difficulté est le choix de la valeur de l'énergie cinétique turbulente seuil. Il serait intéressant de trouver une formule similaire à la relation (1-25) où la vitesse de chute serait calculée pour chaque particule et  $\xi$  dépendrait des paramètres caractérisant les particules.

## 1.6. Conclusion du chapitre 1

L'objectif principal de ce travail de thèse est de développer un outil permettant d'évaluer la **performance d'un ouvrage de décantation** vis-à-vis de l'abattement de MES. L'approche numérique reste celle la plus intéressante en temps et en coût par rapport à l'approche expérimentale.

L'étude bibliographique a montré la richesse des outils numériques existants. L'approche ayant été la plus développée ces dernières années dans le contexte des bassins de décantation est l'approche **Euler-Lagrange**. Etant données les concentrations en matières en suspension dans les eaux de ruissellement, le calcul de l'écoulement et du transport des particules peut être découplé (Graf & Altinakar, 2000). La méthodologie consiste donc dans un premier temps à caractériser l'écoulement, puis à déterminer le mouvement des particules au sein de celui-ci.

La modélisation numérique 3D de l'**écoulement** dans un bassin est bien connue et ne nécessite pas de développement supplémentaire. Les modèles de turbulence de type k- $\epsilon$  et ses variantes sont par ailleurs suffisamment robustes et validés pour reproduire la variété des écoulements pouvant exister dans les bassins. Le chapitre 2.2 s'attachera à la description détaillée du modèle numérique utilisé pour le calcul de l'écoulement à surface libre dans le bassin.

Concernant l'approche lagrangienne du **transport solide**, la question majeure réside dans le choix des conditions d'interaction entre les particules et les parois. Deux possibilités s'offrent à nous : un seuillage de la contrainte de cisaillement (condition BSS) et un seuillage de l'énergie cinétique turbulente (condition BTKE). Les études bibliographiques ont montré que la valeur seuil pour la condition BSS est issue d'un calage à partir de données expérimentales ou évaluée à partir du diamètre médian de la distribution granulométrique étudiée en s'appuyant sur le diagramme de Shields. Pour la condition BTKE, la valeur seuil est également ajustée à partir de données expérimentales. Par ailleurs, l'ensemble des résultats ont été obtenus pour des bassins présentant des fonds plats.

Afin d'**améliorer** ces limites, on se propose de :

- Développer un solveur basé sur l'approche lagrangienne.
- Implémenter de nouvelles conditions BSS pour lesquelles les valeurs seuils sont calculées pour chaque particule en fonction de ses propriétés.
- Déterminer une relation explicite pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil en fonction des propriétés des particules sans nécessiter de calage.
- Implémenter de nouvelles conditions BTKE utilisant la (les) relation(s) explicite(s) proposée(s).
- Prendre en compte l'angle de la paroi pour permettre l'utilisation de ces conditions à des ouvrages présentant des fonds n'étant pas plats.

Les développements associés au solveur lagrangien constitueront le chapitre 2.3.

L'analyse des données expérimentales de Frey (1991), Stovin (1996) et Dufresne (2008) a permis de montrer qu'elles étaient pertinentes dans le contexte des bassins présents sur les réseaux d'assainissement séparatifs pluviaux. Les résultats vont pouvoir être utilisés comme référence pour **valider** la capacité du modèle à reproduire l'efficacité d'un bassin vis-à-vis de la décantation ainsi que les zones préférentielles de dépôt sur le fond de l'ouvrage. L'ensemble de cette partie sera détaillée dans le chapitre 3.

Afin de compléter les plages de valeurs non investiguées dans les expériences sur modèles réduits pour le nombre de Froude et la contrainte de cisaillement adimensionnelle, un pilote de décanteur particulière à **l'échelle 1** (volume de 12 m<sup>3</sup>) a été construit au laboratoire. Les données expérimentales collectées permettront de valider le modèle numérique sur un ouvrage réel en s'affranchissant donc de toute similitude. La collecte de données et la confrontation des résultats numériques et expérimentaux constitueront le chapitre 4.

## 2. MODELES NUMERIQUES UTILISES ET DEVELOPPES

### 2.1. Introduction

Les simulations numériques réalisées par la suite, tant sur le calcul de l'hydrodynamique de l'écoulement que sur le transport de particules au sein de celui-ci, s'appuient toutes sur l'utilisation du logiciel OpenFOAM® (*Open Field Operation And Manipulation*). Plus qu'un simple logiciel de mécanique des fluides numérique, la bibliothèque OpenFOAM® est une vraie boîte à outil constituée de multiples codes écrits en **langage de programmation C++**. Une large gamme d'utilitaires et de solveurs est proposée, permettant la résolution de nombreux systèmes rencontrés en mécanique des fluides. Le choix en faveur de cette bibliothèque a été renforcé par sa nature **libre et open-source**. Comme de nombreux logiciels distribués sous licence GNU GPL, OpenFOAM® possède une grande communauté d'utilisateurs. Les solveurs de calcul proposés bénéficient donc d'une large utilisation entraînant continuellement des mises à jour amélioratives. Dans le même sens, la validation intensive des solveurs par différents utilisateurs renforcent leur fiabilité. Par ailleurs, l'ensemble des sources du logiciel sont ouvertes et accessibles à l'utilisateur. Ceci est un atout indéniable puisqu'il est alors non seulement possible d'accéder aux codes et de les vérifier, mais surtout **d'implémenter** ses propres équations et de créer ses propres solveurs en s'appuyant sur le formalisme d'OpenFOAM®. Celui-ci est basé sur le langage orienté objet C++ dont la structure sous forme de classes permet un formalisme proche de l'écriture mathématique en termes d'opérateurs (dérivée temporelle, gradient, divergence, etc.). Enfin, la puissance des langages orientés objets rend l'ensemble des solveurs utilisables **en parallèle** sur plusieurs cœurs et processeurs grâce à MPI (*Message Passing Interface*), réduisant ainsi grandement les temps de calcul.

L'approche Euler-Lagrange ayant été retenue, il faut dans un premier temps caractériser l'écoulement puis déterminer le mouvement des particules au sein de celui-ci.

La modélisation des **écoulements à surface libre** s'appuie sur le solveur *interFoam* (OpenFOAM, 2015b). Celui-ci permet le calcul de l'écoulement de deux fluides incompressibles et immiscibles par une approche *Volume of Fluid* (Hirt & Nichols, 1981). Initiée par Ubbink (1997), son implémentation dans OpenFOAM® a depuis fait l'objet de nombreuses évolutions (Weller et al., 1998 ; Ubbink & Issa, 1999 ; Rusche, 2002 ; Deshpande et al., 2012).

Le paragraphe 2.2 propose une description des équations régissant l'écoulement et des modèles retenus dans le solveur *interFoam*. Les méthodes de discrétisation et de résolution des équations par la méthode des volumes finis sont également présentées. Les résultats obtenus avec le solveur *interFoam* fournissent des



informations essentielles sur le comportement de l'écoulement dans un ouvrage. Par exemple la connaissance du champ de vitesses peut mettre en évidence des phénomènes de recirculation symétrique ou asymétrique, des courants préférentiels ou encore des zones mortes. Par ailleurs les paramètres hydrodynamiques calculés (vitesses, grandeurs turbulentes, fraction volumique) servent de support à la modélisation lagrangienne du transport solide, détaillée en partie 2.3.

Pour le **suivi lagrangien de particules**, un solveur a été créé à partir des sources disponibles dans la bibliothèque *intermediate* (OpenFOAM, 2015a). Différents sous-modèles utilisés dans les méthodes lagrangiennes y sont implémentés. Ceux-ci sont décrits en détails au paragraphe 2.3.1. La bibliothèque *intermediate* est ensuite complétée avec l'ajout de nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois (partie 2.3.2). Pour finir, le développement du solveur permettant le calcul des trajectoires des particules dans un écoulement à surface libre est présenté (partie 2.3.3).

## 2.2. Modélisation d'un écoulement à surface libre

### 2.2.1. Les équations du mouvement

#### 2.2.1.1 Les équations de Navier-Stokes

De manière générale, le mouvement d'un fluide peut être décrit par les équations de Navier-Stokes. Celles-ci sont issues d'un bilan de force et de masse sur un volume élémentaire de fluide. Ces équations sont bien connues et sont détaillées dans de nombreux ouvrages comme Versteeg & Malalasekera (2007). Le fluide étudié dans le cadre de cette thèse est de l'eau faiblement chargée en particules solides à pression faible et à température uniforme, il peut donc être considéré comme incompressible et newtonien. Dès lors, les équations de Navier-Stokes s'écrivent à travers une loi de conservation de la masse **(2-1)** et une loi de conservation de la quantité de mouvement, exprimée sous forme tensorielle **(2-2)**. Dans ces équations, les notations suivantes sont employées :  $\rho$  est la masse volumique du fluide ;  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse instantanée ;  $p$  la pression ;  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $\mathbf{g}$  l'accélération de la pesanteur.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{u}) \quad (2-2)$$

## 2.2.1.2 Modélisation de la turbulence

### 2.2.1.2.1. Les équations de Reynolds

Les écoulements rencontrés en hydraulique urbaine et en particulier en assainissement sont la plupart du temps turbulents, c'est-à-dire que la vitesse et la pression du fluide à une certaine échelle (échelle de la turbulence) fluctuent. Le caractère turbulent d'un écoulement est évalué à partir du nombre de Reynolds. Ce nombre adimensionnel exprime le rapport entre les forces visqueuses et les forces d'inertie agissant sur le fluide (2-3) :

$$\text{Re} = \frac{\rho V L}{\mu} \quad (2-3)$$

Où  $V$  et  $L$  sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement. Lorsque le nombre de Reynolds est faible (classiquement inférieur à 2000 dans une conduite en charge), l'écoulement est laminaire, c'est-à-dire que les grandeurs physiques telles que la vitesse et la pression sont stables dans le temps. Au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds (environ 4000 dans une conduite en charge), l'écoulement devient turbulent et les forces d'inertie sont dominantes. Dans ce cas, la vitesse et la pression ne sont plus stationnaires, elles oscillent autour d'une valeur moyenne.

Ce phénomène peut être modélisé avec la méthode RAS (Reynolds-Averaged Simulation), également appelée RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), dans laquelle la vitesse et la pression sont décomposées en une composante moyenne dans le temps et une composante fluctuante due à la turbulence (Figure 2-1). Par exemple pour le champ de vitesses, on a :

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}' \quad (2-4)$$

Où  $\mathbf{u}$  représente la vitesse instantanée,  $\mathbf{U}$  la moyenne temporelle et  $\mathbf{u}'$  les fluctuations instantanées.

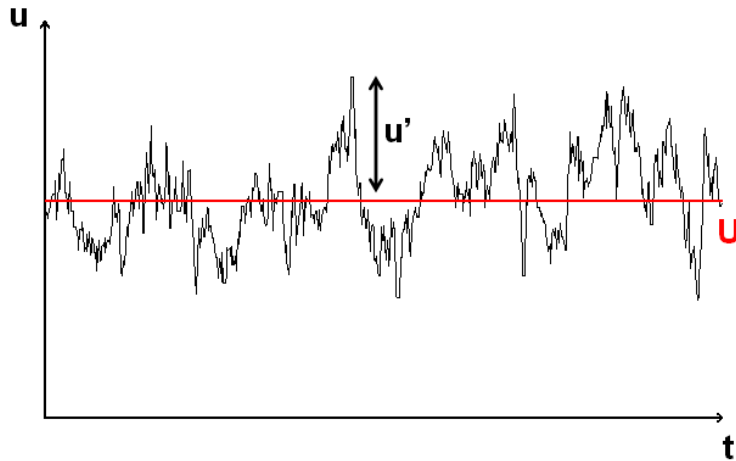


Figure 2-1 : Mesure typique de la vitesse instantanée d'un écoulement turbulent par vélocimétrie acoustique Doppler, d'après Dufresne (2008)

En injectant la décomposition des variables dans les équations de Navier-Stokes et en intégrant temporellement, ce qui a pour effet d'annuler les termes de fluctuations qui sont par définition de moyenne nulle, on obtient les équations (2-5) et (2-6), dites équations de Reynolds.

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (2-5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{U}) - \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \quad (2-6)$$

Avec  $\mathbf{U}$  la moyenne temporelle de la vitesse,  $P$  la moyenne temporelle de la pression et  $\mathbf{u}'$  la composante fluctuante de la vitesse.

Un terme supplémentaire est introduit,  $-\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ , appelé tenseur des contraintes de Reynolds. Il correspond aux termes de corrélation double de la vitesse fluctuante. Le nombre d'inconnues du système se trouve ainsi augmenté sans pour autant augmenter le nombre d'équations. Un modèle de fermeture est alors nécessaire pour compléter le système d'équations. On distingue généralement deux classes de modèles : les modèles du premier ordre basés sur l'hypothèse de Boussinesq et les modèles du second ordre pour lesquels les contraintes de Reynolds sont calculées directement (par exemple le modèle RSM). Notre choix s'est porté sur un modèle du premier ordre en raison de la validation intensive de ce type de modèle pour une large gamme d'écoulements rencontrés en hydraulique urbaine ainsi que pour ses temps de calcul moins importants par rapport à un modèle tel que RSM.

### 2.2.1.2.2. L'hypothèse de Boussinesq

L'hypothèse de Boussinesq propose de traiter les contraintes de Reynolds d'une manière similaire aux contraintes visqueuses en introduisant le concept d'une viscosité turbulente. Le tenseur des contraintes de Reynolds est alors modélisé comme une fonction linéaire du tenseur des taux de déformation (2-7).

$$-\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \nu_t(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T) \quad (2-7)$$

Où  $\nu_t$  représente la viscosité turbulente.

En introduisant (2-7) dans (2-6), on obtient :

$$\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \mathbf{g} + \nabla \cdot (\nu\nabla\mathbf{U}) + \nabla \cdot (\nu_t(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T)) \quad (2-8)$$

La vitesse  $\mathbf{U}$  satisfaisant l'équation de continuité (2-5), on peut montrer :

$$\nabla \cdot (\nu_t(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T)) = \nabla \cdot (\nu_t\nabla\mathbf{U}) \quad (2-9)$$

Au final l'équation (2-6) peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \mathbf{g} + \nabla \cdot (\nu_{\text{eff}}\nabla\mathbf{U}) \quad (2-10)$$

Où  $\nu_{\text{eff}}$  représente la viscosité effective définie telle que  $\nu_{\text{eff}} = \nu + \nu_t$ .

La viscosité turbulente  $\nu_t$  n'est pas une propriété du fluide mais une propriété de l'écoulement qui doit être calculée en chaque point et à chaque instant à partir d'un modèle de turbulence. Nous ne nous intéressons ici qu'aux modèles de turbulence dits à deux équations  $k$ - $\varepsilon$ ,  $k$ - $\omega$  et  $k$ - $\omega$  SST. Les modèles plus simples comme celui de la longueur de mélange étant par exemple insuffisants pour simuler des écoulements présentant des zones de recirculation (Versteeg & Malalasekera, 2007).

### 2.2.1.2.3. Le modèle $k-\varepsilon$

Le modèle  $k-\varepsilon$ , développé par Launder & Spalding (1974), reproduit la nature turbulente de l'écoulement à travers les deux paramètres  $k$  et  $\varepsilon$  représentant respectivement l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation par la chaleur et les tourbillons. Le concept de la viscosité turbulente est appliqué pour écrire une relation entre le tenseur des contraintes de Reynolds et les déformations :

$$-\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \nu_t(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T) - \frac{2}{3}k\mathbf{I} \quad (2-11)$$

Où  $k = \frac{1}{2}\overline{\mathbf{u}'\cdot\mathbf{u}'}$  et représente l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes, et  $\mathbf{I}$  est le tenseur identité.

Cette relation est similaire à l'équation (2-7) à laquelle un terme supplémentaire est ajouté afin de garantir la cohérence entre la trace du tenseur des contraintes de Reynolds et la définition de  $k$ . Ce terme peut être vu comme une pression turbulente et l'équation (2-6) est réécrite sous la forme suivante :

$$\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} + \nabla\cdot(\mathbf{U}\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho}\nabla\bar{P} + \mathbf{g} + \nabla\cdot(\nu_{\text{eff}}\nabla\mathbf{U}) \quad (2-12)$$

Avec  $\bar{P}$  la pression modifiée, ou effective, telle que  $\bar{P} = P + \rho\frac{2}{3}k$ .

Dans le modèle  $k-\varepsilon$ , la viscosité turbulente  $\nu_t$  est donnée par :

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (2-13)$$

Où  $C_\mu$  est une constante du modèle égale à 0,09.

Une équation de transport est écrite pour chacune des variables  $k$  et  $\varepsilon$ . Leurs expressions dans le cas incompressible, les paramètres du modèle et l'implémentation dans le logiciel OpenFOAM® sont disponibles dans Moradnia (2010) et OpenFOAM (2015a).

### 2.2.1.2.4. Le modèle $k-\omega$

Le modèle  $k-\omega$  est similaire au modèle  $k-\varepsilon$  dans le sens où la nature turbulente de l'écoulement est modélisée à partir de deux équations de transport. La première concerne toujours le transport de l'énergie cinétique turbulente et est très proche de l'équation du modèle  $k-\varepsilon$ . Par contre une forme différente est utilisée pour caractériser la dissipation de l'énergie cinétique turbulente : le paramètre  $\omega$ . Celui-ci correspond à la fréquence caractéristique de la turbulence. Son inverse peut donc être interprété comme l'échelle de temps caractéristique de la dissipation de

l'énergie cinétique turbulente. Une équation analogue à celle sur  $\varepsilon$  est établie pour le transport de  $\omega$ . La viscosité turbulente s'exprime ici en fonction de  $k$  et  $\omega$  par la relation :

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (2-14)$$

Les expressions détaillées des équations de transport pour  $k$  et  $\omega$  peuvent être trouvées dans Moradnia (2010) et OpenFOAM (2015a).

#### 2.2.1.2.5. Le modèle $k$ - $\omega$ SST

Le modèle  $k$ - $\varepsilon$  a été utilisé intensivement et validé pour une large gamme d'écoulements industriels. Les résultats fournis dans les zones loin des parois sont la plupart du temps satisfaisants. Ses performances peuvent cependant se dégrader dans le cas d'écoulements tourbillonnaires ou dans les zones soumises à de fortes contraintes de cisaillement (Perrig, 2007). Le modèle  $k$ - $\omega$  de Wilcox est quant à lui plus précis et plus robuste dans les zones proches de la paroi. Par contre il est très sensible à la valeur de  $\omega$  loin des parois ce qui peut rendre la viscosité turbulente indéterminée ou infinie lorsque  $k$  ou  $\omega$  tendent vers 0. Afin de combler ces lacunes, Menter (1994) a proposé un modèle hybride mélangeant les modèles  $k$ - $\varepsilon$  et  $k$ - $\omega$  dans les régions proches de la paroi et utilisant le modèle  $k$ - $\varepsilon$  standard dans les zones de fortes turbulences loin des parois. Ce modèle est connu sous le nom de  $k$ - $\omega$  SST (*Shear Stress Transport*). Deux équations de transport sont à nouveau écrites pour les variables turbulentes  $k$  et  $\omega$ . Leurs expressions et leurs implémentations dans OpenFOAM®, dans le cas incompressibles, sont disponibles dans Moradnia (2010) et OpenFOAM (2015a).

*Bilan : Les modèles pertinents pour reproduire le champ de vitesses et la turbulence ont été décrits dans les paragraphes précédents. Le choix du modèle  $k$ - $\omega$  SST se justifie d'une part par la qualité des résultats du modèle  $k$ - $\varepsilon$  au sein de l'écoulement. D'autre part, le modèle  $k$ - $\omega$  SST permet un calcul plus rigoureux dans les zones proches des parois. Cela est important puisque l'étude bibliographique a montré que les paramètres hydrodynamiques représentatifs du dépôt et de la remise en suspension des particules sont la contrainte de cisaillement et l'énergie cinétique turbulente près des parois.*

#### 2.2.1.3 Modélisation de la surface libre

L'utilisation des équations de Navier-Stokes pour modéliser des écoulements à surface libre nécessite un traitement supplémentaire. On distingue principalement deux types de méthodologies pour prédire l'évolution de la surface libre : celles utilisant un maillage dynamique et celles utilisant un maillage fixe. Les deux méthodes sont illustrées sur la Figure 2-2. Dans le cas d'un maillage dynamique, la position de l'interface séparant les deux phases est décrite par le mouvement du maillage (Egelja et al., 1998 ; Tryggvason et al., 2001). Dans le cas d'un maillage

fixe, la position de la surface est déterminée à travers l'équation de transport d'un scalaire artificiel, également appelé marqueur. Les méthodes à maillage fixe les plus couramment utilisées sont les méthodes *Level Set* (Osher & Sethian, 1988) et *Volume of Fluid* (Hirt & Nichols, 1981).

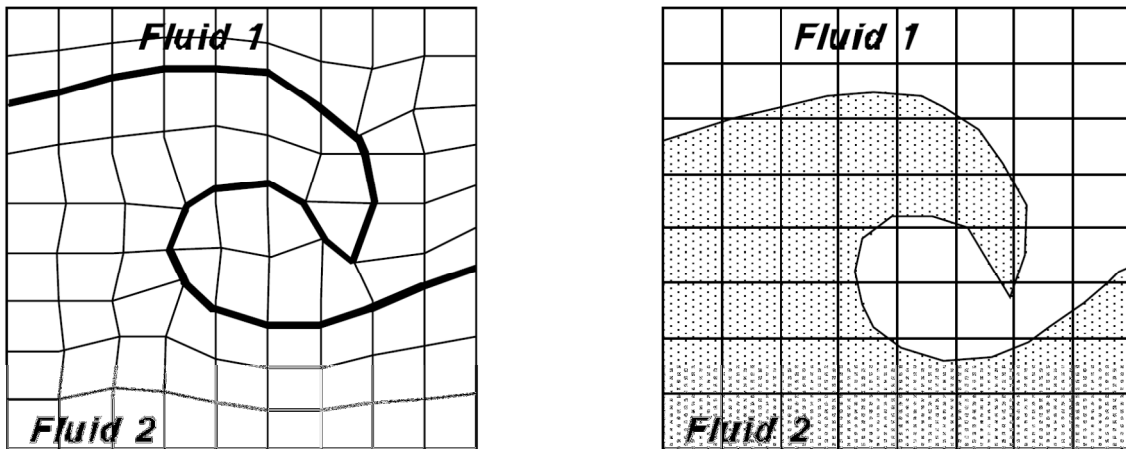


Figure 2-2 : Modélisation de l'interface entre deux fluides par une méthode utilisant un maillage dynamique (à gauche) et un maillage fixe (à droite), d'après Ubbink (1997)

La méthode utilisée dans le solveur *interFoam* est la méthode *Volume of Fluid* (Hirt & Nichols, 1981). Elle a tout d'abord été implémentée dans OpenFOAM® par Ubbink (1997). Dans cette méthode, la fraction volumique  $\alpha$  est utilisée comme marqueur pour déterminer la portion de la cellule de calcul occupée par le fluide. La fraction volumique est définie telle que :

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{pour une cellule de calcul occupée par de l'eau} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{à l'interface} \\ 0 & \text{pour une cellule de calcul occupée par de l'air} \end{cases} \quad (2-15)$$

Le transport de la variable  $\alpha$  est exprimé par une fonction d'advection :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{U}) = 0 \quad (2-16)$$

Les propriétés locales du fluide ( $\rho$  et  $\mu$ ) sont ensuite calculées à partir des propriétés physiques des deux fluides pondérées par la fraction volumique, c'est-à-dire :

$$\rho = \alpha \rho_{\text{eau}} + (1 - \alpha) \rho_{\text{air}} \quad (2-17)$$

$$\mu = \alpha \mu_{\text{eau}} + (1 - \alpha) \mu_{\text{air}} \quad (2-18)$$

Où les indices eau et air font référence aux propriétés physiques de l'eau et de l'air.

La conservation de la fraction volumique est essentielle, en particulier dans le cas d'un fluide possédant une densité importante où une erreur faible sur la fraction volumique génère une erreur significative sur les propriétés physiques du fluide « mélange » et donc sur la position de l'interface. L'équation d'advection (2-16) ne satisfait pas cette condition (Rusche, 2002) et de nombreux chercheurs ont proposé des alternatives pour surmonter ce problème (Ubbink, 1997, Ubbink & Issa, 1999). La meilleure alternative est celle formulée par Rusche (2002) proposant l'introduction d'un terme supplémentaire dans l'équation de transport de la fraction volumique : le terme de compression artificielle (troisième terme du membre de gauche dans (2-19)).

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{U}) + \nabla \cdot [\mathbf{u}_r \alpha (1 - \alpha)] = 0 \quad (2-19)$$

Où  $\mathbf{u}_r$  est le vecteur représentant la vitesse relative entre les deux fluides à l'interface, également appelée vitesse de compression (Berberovic et al., 2009). Le facteur  $\alpha(1 - \alpha)$  permet de limiter l'influence de la vitesse de compression à la région proche de l'interface, celui-ci étant nul dans le reste du domaine de calcul. L'équation (2-19) est aujourd'hui celle implémentée dans le solveur *interFoam* (Berberovic et al., 2009 ; Kissling et al., 2010). Deshpande et al. (2012) ont réalisé une série de tests afin d'évaluer les performances du solveur. Les résultats ont montré que le solveur *interFoam* garantit à présent une très bonne conservation de la masse, entraîne des erreurs de transport convenables et se montre particulièrement performant dans le cas des écoulements dominés par les forces inertielles (Deshpande et al., 2012 ; Recoquillon, 2013).

#### 2.2.1.4 Conditions aux limites

Afin de résoudre le système d'équations décrivant l'écoulement du fluide, il est essentiel de définir les conditions aux limites du domaine du calcul. Celles-ci peuvent être décomposées en deux types :

- Une condition de Dirichlet, fixant la valeur de la variable sur le bord du domaine. Celle-ci est nommée sous le terme *Fixed Value* dans OpenFOAM®.
- Une condition de Neumann, fixant la valeur du gradient de la variable normal au bord du domaine. Celle-ci est nommée *Fixed Gradient* dans OpenFOAM®. Pour un gradient nul, la condition *Zero Gradient* est utilisée.

L'ensemble des domaines de calcul étudiés dans le cadre des travaux présentés dans ce mémoire possède les limites suivantes : entrée, paroi, sortie et atmosphère. Les conditions associées à chacune de ces limites sont résumées dans le Tableau 2-1.



<b>Variable</b>	<b>Entrée</b>	<b>Paroi</b>	<b>Sortie/atmosphère</b>
Vitesse U	<i>Fixed Value</i>	<i>Fixed Value</i>	<i>Zero Gradient</i>
Fraction volumique $\alpha$	<i>Fixed Value</i>	<i>Zero Gradient</i>	<i>Zero Gradient</i>
Pression P	<i>Zero Gradient</i>	<i>Zero Gradient</i>	<i>Fixed Value</i>
Energie cinétique turbulente k	<i>Fixed Value</i>	<i>Fixed Value</i>	<i>Zero Gradient</i>
Fréquence caractéristique $\omega$	<i>Fixed Value</i>	<i>Fixed Value</i>	<i>Zero Gradient</i>

**Tableau 2-1 : Conditions aux limites du domaine de calcul**

Les valeurs à renseigner pour les variables à fixer (*Fixed Value*) sont présentées ci-dessous.

#### 2.2.1.4.1. En entrée

La vitesse U en entrée est imposée par le choix du débit que l'on souhaite simuler. De manière générale, une vitesse uniforme est fixée sur toute la section d'entrée. Une valeur fixe égale à 1 est choisie pour la variable  $\alpha$  en entrée.

Il est également nécessaire de renseigner les grandeurs turbulentes k et  $\varepsilon/\omega$ . Celles-ci peuvent être estimées à partir de l'échelle de longueur de la turbulence l et de l'intensité turbulente I. L'échelle de longueur de la turbulence est définie telle que :

$$l = C_{\mu} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2-20)$$

Une approximation couramment utilisée (OpenFOAM, 2015b) est :

$$l \approx 0,07D_h \quad (2-21)$$

Où  $D_h$  est le diamètre hydraulique.

L'intensité turbulente I est définie par la relation :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{U} \quad (2-22)$$

Elle est généralement estimée à partir de la relation :

$$I \approx 0,16Re_{D_h}^{-\frac{1}{8}} \quad (2-23)$$

Avec  $Re_{D_h}$  le nombre de Reynolds défini à l'équation (2-3) calculé en prenant la vitesse uniforme  $U$  calculée en entrée comme vitesse caractéristique et  $D_h$  comme longueur caractéristique. Les valeurs de  $k$ ,  $\omega$  et  $\varepsilon$  sont ensuite estimées à partir des relations suivantes :

$$k = \frac{3}{2}(UI)^2 \quad (2-24)$$

$$\omega = C_\mu^{-0,25} \frac{\sqrt{k}}{l} \quad (2-25)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{0,75} \frac{k^{1,5}}{l} \quad (2-26)$$

L'utilisation de ces paramètres nécessite d'avoir comme condition géométrique en entrée une conduite dont l'écoulement est préférentiellement dans une direction.

#### 2.2.1.4.2. En sortie

Sauf en cas d'influence aval, la sortie et l'atmosphère peuvent être considérées de la même manière en imposant une pression égale à 0 (pression atmosphérique).

#### 2.2.1.4.3. Aux parois

Dans un écoulement turbulent, la couche limite, près des parois, est séparée en trois zones :

- La couche laminaire, dans laquelle le fluide s'écoule sans que la turbulence ne perturbe l'écoulement. Dans cette zone relativement fine, l'écoulement est donc dominé par la diffusion visqueuse.
- La zone de transition, dans laquelle l'écoulement passe du régime laminaire au régime turbulent. Les contraintes de cisaillement visqueuses sont progressivement remplacées par les contraintes de cisaillement turbulentes.
- La couche limite turbulente, où ont lieu des mouvements turbulents à petites échelles. Dans cette zone, dite logarithmique, l'écoulement est dominé par la diffusion turbulente due à l'inertie.

Dans la couche limite, un traitement spécifique est nécessaire afin de déterminer l'évolution de la vitesse et des variables turbulentes. La variable sans dimension  $y^+$  est introduite pour quantifier la distance à la paroi. Elle est définie comme suit :

$$y^+ = \frac{u^* y}{\nu} \quad (2-27)$$

Avec  $y$  la distance jusqu'à la paroi,  $\nu$  la viscosité cinématique et  $u^*$  la vitesse de frottement définie dans l'équation (2-28).

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2-28)$$

Où  $\tau$  correspond à la contrainte de cisaillement à la paroi.

Deux approches peuvent être distinguées pour le calcul de la vitesse et des variables turbulentes dans la couche limite : les modélisations à faible nombre de Reynolds et les modélisations à fort nombre de Reynolds.

Dans le premier cas, les équations sont résolues jusqu'à la paroi et un maillage très fin près de celle-ci est essentiel pour saisir les importants gradients dans cette région. Les modèles de turbulence sont modifiés en ajoutant des termes sources supplémentaires et des fonctions d'amortissement pour modéliser correctement le comportement près des parois. Plus d'informations sur l'utilisation de ces modèles dans le solveur *interFoam* sont disponibles dans Moradnia (2010) Le maillage dans la région près des parois doit satisfaire la condition  $y^+=1$ , ce qui nécessite des cellules de petites tailles et un temps de calcul relativement important.

Il est dès lors intéressant de modéliser les gradients dans les zones proches des parois plutôt que de les résoudre, c'est l'approche à fort nombre de Reynolds. Ceci est réalisé en introduisant des lois de paroi. Dans cette approche, la première cellule au voisinage de la paroi doit complètement englober la couche limite ( $30 < y^+ < 300$ ). Le maillage fin dans la couche limite est ainsi remplacé par un maillage plus grossier et les gradients près des parois sont modélisés à l'intérieur d'une seule cellule. Le temps de calcul se trouve largement réduit par rapport à une simulation à faible nombre de Reynolds.

La loi de paroi pour la vitesse est basée sur l'introduction d'une vitesse adimensionnelle  $u^+$  telle que :

$$u^+ = \frac{U}{u^*} \quad (2-29)$$

Dans la sous-couche laminaire, une loi linéaire est utilisée pour lier la vitesse adimensionnelle à la distance à la paroi adimensionnelle ( $u^+=y^+$ ). Dans la zone de transition, les contraintes visqueuses et turbulentes sont égales pour une valeur de  $y^+$  environ égale à 11. Cette valeur est prise comme limite du domaine de validité de la loi linéaire. Dans la zone logarithmique, la vitesse adimensionnelle est exprimée par la relation (2-30).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (2-30)$$

Où  $\kappa$  est la constante de Von Karman égale à 0,41 et C une constante proche de 5. Cette loi est utilisée dès que  $y^+$  est supérieur à 11.

Les équations de transport des variables turbulentes  $k$  et  $\varepsilon/\omega$  sont également modifiées dans la couche limite, de même que le calcul de la viscosité turbulente  $\nu_t$ . Les détails sont disponibles dans Moradnia (2010).

## 2.2.2. La méthode des volumes finis

### 2.2.2.1 Généralités

Les équations différentielles mises en évidence en partie 2.2.1 permettent la description du mouvement d'un fluide en un point. Pour simuler des cas réels, il est nécessaire de discrétiser le problème. L'objectif de cette discrétisation est de transformer les équations différentielles en un système d'équations algébriques afin de le résoudre numériquement. Cette étape exige d'une part la discrétisation du domaine de calcul et d'autre part la discrétisation des équations (Jasak, 1996). La méthode utilisée dans le solveur *interFoam* est la méthode des volumes finis, dans laquelle le domaine de calcul est divisé en volumes de contrôle, également appelés mailles ou cellules, considérés comme suffisamment petits par rapport à l'échelle du mouvement du fluide étudié.

Les équations de conservation de la masse, de conservation de la quantité de mouvement et de transport des scalaires (marqueur  $\alpha$  pour le calcul de la position de la surface libre par exemple) peuvent toutes être réécrites sous la forme générique (2-31) à travers une équation de transport d'une variable  $\phi$  (Ferziger & Peric, 2002 ; Versteeg & Malalasekera, 2007).

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{U}) - \nabla \cdot [\rho \Gamma_\phi \nabla \phi] = S_\phi(\phi) \quad (2-31)$$

Où les quatre termes représentent respectivement l'accélération temporelle, l'accélération due à la convection, la diffusion et un terme source.  $\phi$  est une variable générique,  $\Gamma_\phi$  représente la diffusivité associée à la variable générique et  $S_\phi$  est un terme source.

La discrétisation de l'équation (2-31) pour son utilisation dans la méthode des volumes finis nécessite tout d'abord sa réécriture sous la forme intégrale (2-32) sur un volume de contrôle, appelé  $V_P$ , atour d'un point P.

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_P} \rho \phi dV + \int_{V_P} \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{U}) dV - \int_{V_P} \nabla \cdot [\rho \Gamma_\phi \nabla \phi] dV \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_{V_P} S_\phi(\phi) dV \right] dt \quad (2-32)$$

La discrétisation de chacun des termes de l'équation (2-32) et les schémas numériques associés sont discutés dans les paragraphes suivants.

### 2.2.2.2 Discrétisation spatiale

La première étape de la discrétisation spatiale est la transformation des intégrales de volumes de l'équation (2-32) en intégrales de surface en s'appuyant sur le théorème de Gauss. Celui-ci peut s'écrire :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot \mathbf{A} dV = \int_S \mathbf{A} d\mathbf{S} \quad (2-33)$$

Où  $S$  est la surface fermée correspondant au volume de contrôle  $V_P$  et  $\mathbf{A}$  un vecteur. Les intégrales de volume et de surface sont ensuite linéarisées en utilisant des schémas spécifiques pour chaque terme.

#### 2.2.2.2.1 Terme de convection

Le terme de convection est intégré sur un volume de contrôle et linéarisé de la manière suivante :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{U}) dV = \int_S d\mathbf{S} \cdot (\rho \phi \mathbf{U}) = \sum_f \mathbf{s}_f \cdot (\rho \mathbf{U})_f \phi_f = \sum_f F \phi_f \quad (2-34)$$

Où  $\mathbf{S}_f$  est le vecteur surfacique normal à une face  $f$  de la surface fermée  $S$ ,  $\phi_f$  est la valeur de  $\phi$  sur les bords du volume de contrôle et  $F$  le flux massique à travers une face  $f$ .

Les valeurs des variables étant stockées au centre des cellules, une interpolation est nécessaire pour évaluer les valeurs des variables sur les faces  $f$  en fonction des valeurs aux centres des cellules. Il existe une large variété de schémas tels que le schéma centré, décentré amont ou encore des schémas hybrides. Le schéma centré consiste à calculer la valeur de  $\phi_f$  en interpolant linéairement entre les valeurs aux centres de deux cellules voisines partageant la face  $f$ . En utilisant le schéma décentré amont, la variable  $\phi_f$  prend la valeur du centre de la cellule

adjacente à l'amont suivant le sens du courant. En plus du schéma décentré standard, des variantes telles que les schémas linearUpwind ou QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convection Kinetics) sont disponibles dans OpenFOAM® (OpenFOAM, 2015a). Enfin, il existe un large choix de schémas hybrides permettant d'améliorer la précision de la solution comme le schéma Gamma (OpenFOAM, 2015b).

#### 2.2.2.2.2. Terme de diffusion

Le terme de diffusion est intégré sur un volume de contrôle et est linéarisé de la manière suivante :

$$\int_{V_P} \nabla \cdot [\Gamma_\phi \nabla \phi] dV = \int_S dS \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) = \sum_f \Gamma_f S_f \cdot (\nabla \phi)_f \quad (2-35)$$

La discrétisation du gradient sur la surface est implicite dans le cas où le vecteur  $\mathbf{PN}$ , vecteur distance entre le centre de la cellule considérée P et le centre de la cellule adjacente N, est orthogonal à la surface partagée par les deux cellules :

$$S_f \cdot (\nabla \phi)_f = |S_f| \frac{\phi_N - \phi_P}{|\mathbf{PN}|} \quad (2-36)$$

Dans le cas d'un maillage n'étant pas orthogonal, un terme supplémentaire explicite est introduit et doit être évalué en interpolant les gradients aux centres des cellules, eux-mêmes calculés à partir des valeurs aux centres des cellules (Jasak, 1996).

#### 2.2.2.2.3. Terme source

L'intégrale de volume du terme source est discrétisée en appliquant une procédure de linéarisation :

$$S_\phi(\phi) = S_u + S_p \phi \quad (2-37)$$

Avec  $S_u$  et  $S_p$  des coefficients pouvant dépendre de  $\phi$  (Patankar, 1980). Au final, l'intégrale de volume du terme source peut s'écrire :

$$\int_{V_P} S_\phi(\phi) dV = S_u V_P + S_p V_P \phi_P \quad (2-38)$$

### 2.2.2.3 Discrétisation temporelle

#### 2.2.2.3.1. Dérivée temporelle

Le terme instationnaire de l'équation (2-32) peut se discrétiser de façon implicite ou explicite. L'avantage du schéma implicite est qu'il est moins instable vis-à-vis du pas de temps alors qu'un schéma explicite requiert un pas de temps inférieur à une valeur seuil respectant le critère de Courant-Friedrich-Lewy (CFL). En revanche, le schéma implicite nécessite l'inversion d'une matrice alors que dans le cas d'un schéma explicite la solution est exprimée directement.

Le schéma implicite est utilisé dans le cadre de cette thèse, la discrétisation du terme instationnaire par la méthode d'Euler au premier ordre est rappelée dans l'équation (2-39).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_P} \rho \phi dV = \frac{(\rho \phi_P V_P)^n - (\rho \phi_P V_P)^0}{\Delta t} \quad (2-39)$$

Où l'exposant n fait référence aux valeurs à l'instant t+Δt et l'exposant 0 aux valeurs à l'instant t. Afin d'améliorer la précision de la discrétisation temporelle, il est également possible d'utiliser un schéma d'Euler implicite au deuxième ordre (OpenFOAM, 2015a).

#### 2.2.2.3.2. Traitement des dérivées spatiales pour les problèmes transitoires

En utilisant les équations (2-34), (2-35) et (2-38), l'équation (2-32) peut se réécrire sous une forme semi-discrétisée :

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_P} \rho \phi dV + \sum_f F \phi_f - \sum_f \rho \Gamma_f \mathbf{S}_f \cdot (\nabla \phi)_f \right] dt \\ & = \int_t^{t+\Delta t} [S_u V_p + S_p V_P \phi_P] dt \end{aligned} \quad (2-40)$$

Dans le cas d'une approche Euler implicite au premier ordre, l'équation (2-40) peut se réécrire :

$$\frac{(\rho \phi_P V_P)^n - (\rho \phi_P V_P)^0}{\Delta t} + \sum_f F \phi_f^n - \sum_f \rho \Gamma_f \mathbf{S}_f \cdot (\nabla \phi)_f^n = (S_u V_p + S_p V_P \phi_P^n) \quad (2-41)$$

Finalement, l'équation générique (2-32) peut être réduite au système algébrique suivant pour un volume de contrôle :

$$a_P \phi_P^n + \sum_N a_N \phi_N^n = R_P \quad (2-42)$$

Où les coefficients  $a_P$  et  $a_N$  sont respectivement les termes diagonaux et extradiagonaux de la matrice des coefficients du système et  $R_P$  le vecteur correspondant au terme source.

#### 2.2.2.4 Algorithme de résolution

##### 2.2.2.4.1. L'équation de la pression

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (2-6) contient un terme représentant le gradient de la pression. Afin de résoudre cette équation sur la vitesse, il est nécessaire de connaître la distribution de la pression. Cependant la pression diffère des autres variables (vitesse, fraction volumique) dans le sens où elle ne possède pas sa propre équation. Pour pallier ce problème, la pression est obtenue en dérivant une nouvelle équation à partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. L'obtention de l'équation de la pression n'est pas rappelée ici, plus d'informations sont disponibles dans Rusche (2002) et Berberovic et al. (2009).

En substance, cette nouvelle équation introduit un terme de couplage entre la vitesse et la pression et un algorithme spécifique doit être utilisé afin de garantir la convergence du calcul. Parmi les plus courants, on trouve les algorithmes SIMPLE pour *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation* et PISO pour *Pressure Implicit with Splitting of Operators*. L'approche SIMPLE est largement utilisée et est décrite en détails dans de nombreux ouvrages comme Versteeg & Malalasekera (2007) par exemple. L'approche PISO est celle utilisée par la suite, son fonctionnement est donc résumé dans le paragraphe suivant.



#### 2.2.2.4.2. L'algorithme PISO

La procédure utilisée par cet algorithme est décrite en détails par Rusche (2002). Elle se déroule de la façon suivante :

- On résout l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Le terme correspondant au gradient de la pression n'est pas connu et la distribution de pression de l'itération précédente est utilisée pour déduire une approximation du champ de vitesses. C'est l'étape de prédiction de la quantité de mouvement.
- Les vitesses calculées sont utilisées pour formuler l'équation sur la pression. La solution de cette équation permet d'obtenir une première estimation de la nouvelle distribution de pression. C'est l'étape de résolution de la pression.
- Les flux compatibles avec la nouvelle distribution de pression sont calculés et le champ de vitesses est corrigé en fonction de cette nouvelle distribution. C'est l'étape de correction de la vitesse.

Dans le but d'obtenir une meilleure approximation de la distribution de pression, il peut être nécessaire de résoudre l'équation de la pression plusieurs fois.

#### 2.2.2.4.3. Adaptation du pas de temps

La stabilité de la solution est assurée grâce à l'adaptation du pas de temps. Celui-ci est ajusté au début de la boucle d'itération du temps à partir du nombre de Courant (2-43) ou CFL.

$$Co = \frac{|\mathbf{U}|\Delta t}{\Delta x} \quad (2-43)$$

Où  $\Delta t$  est le pas de temps,  $|\mathbf{U}|$  est la norme de la vitesse à travers la cellule et  $\Delta x$  est la taille de la cellule dans la direction de la vitesse. En utilisant les valeurs de  $\mathbf{U}$  et  $\Delta t$  au pas de temps précédent, un nombre de Courant local maximal est calculé et le nouveau pas de temps  $\Delta t^n$  est évalué à partir de l'expression (2-44).

$$\Delta t^n = \left\{ \frac{Co_{\max}}{Co^0} \Delta t^0; \left(1 + \lambda_1 \frac{Co_{\max}}{Co^0}\right) \Delta t^0; \lambda_2 \Delta t^0; \Delta t_{\max} \right\} \quad (2-44)$$

Où  $\Delta t^0$  et  $Co^0$  sont les valeurs au pas de temps précédent.  $\Delta t_{\max}$  et  $Co_{\max}$  sont des valeurs limites prédéfinies par l'utilisateur pour le pas de temps et le nombre de Courant. D'après Berberovic et al. (2009), le nombre de Courant ne doit pas dépasser la valeur  $Co_{\max} = 0,2$ . Les paramètres  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont des facteurs d'amortissement dont les valeurs sont fixées à 0,1 et 1,2 respectivement (OpenFOAM, 2015a).

#### 2.2.2.4.4. Procédure générale

Le système algébrique d'équations résultant de la discrétisation est résolu de manière séquentielle. La procédure générale peut être résumée comme- ceci (Ubbink, 1997 ; Rusche 2002) :

- Initialisation des variables.
- Calcul du nombre de Courant et ajustement du pas de temps.
- Résolution de l'équation de transport de la fraction volumique en utilisant les flux du pas de temps précédent.
- Utilisation des nouvelles valeurs de la fraction volumique pour obtenir une estimation de la viscosité et de la densité.
- Résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement.
- Entrée dans la boucle PISO jusqu'à l'atteinte du seuil de tolérance pour le système pression-vitesse.

La convergence du calcul peut être améliorée en appliquant une matrice de préconditionnement (OpenFOAM, 2015b). Dans notre cas, le solveur PCG (pour *Preconditioned Conjugate Gradient*) associé à un préconditionneur GAMG (*Generalised Geometric-Algebraic Multi-Grid*) est utilisé. Plus d'informations sont disponibles dans OpenFOAM (2015b).

#### 2.2.3. Conclusion

La détermination de l'écoulement repose sur le solveur *interFoam*, constitué des équations de Reynolds. Par rapport au besoin du modèle de transport solide, le modèle  $k-\omega$  SST permet une évaluation de la contrainte de cisaillement et de l'énergie cinétique turbulente plus représentative qu'avec un modèle  $k-\varepsilon$  standard.

La bibliographie a mis en évidence l'instabilité pour certains écoulements dans les bassins. Le solveur *interFoam* étant transitoire, il permet de répondre à cette contrainte.

Les parties du code liées à la modélisation et à la résolution de l'écoulement n'ont pas nécessité de modifications et de développements. Toutefois, le transport solide étant fortement lié aux variables de l'écoulement, il a été nécessaire d'avoir la maîtrise du processus de calcul hydrodynamique.

### 2.3. Modélisation du transport solide

L'écoulement étant connu (paragraphe 2.2), l'étape suivante consiste à déterminer le comportement des particules solides dans cet écoulement. Pour cela, plusieurs sous-modèles lagrangiens sont disponibles dans la bibliothèque *intermediate* d'OpenFOAM® et sont détaillés dans la partie 2.3.1. Des développements sont néanmoins nécessaires pour :

- Implémenter de nouvelles conditions BSS pour lesquelles les valeurs seuils sont calculées pour chaque particule en fonction de ses propriétés.
- Implémenter de nouvelles conditions BTKE utilisant la (les) relation(s) explicite(s) proposée(s) sans calage.
- Prendre en compte l'angle de la paroi pour permettre l'utilisation de ces conditions à des ouvrages présentant des fonds n'étant pas plats.

Ces développements constituent la partie 2.3.2.

- Créer un solveur basé sur l'approche lagrangienne adapté aux écoulements à surface libre (partie 2.3.3).

#### 2.3.1. La bibliothèque *intermediate*

##### 2.3.1.1 Equation du mouvement des particules

Le mouvement d'une particule dans un fluide est décrit du point de vue lagrangien en résolvant un système d'équations différentielles le long de la trajectoire. Afin de calculer l'évolution de la position et de la vitesse, un bilan des forces agissant sur la particule est effectué. Celui-ci est illustré sur la Figure 3-2. L'équation généralement acceptée aujourd'hui est celle proposée par Maxey & Riley (1983) dans laquelle différentes forces sont isolées. En considérant une particule sphérique et en négligeant les phénomènes de transfert de masse et de chaleur, les équations différentielles à résoudre sont les suivantes :

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (2-45)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \sum \mathbf{F}_i \quad (2-46)$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \mathbf{T} \quad (2-47)$$

Où  $\mathbf{x}_p$  et  $\mathbf{u}_p$  représentent respectivement le vecteur position et le vecteur vitesse de la particule,  $m_p$  est la masse de la particule,  $\mathbf{F}_i$  l'ensemble des forces agissant sur la particule,  $I_p$  le moment d'inertie d'une sphère,  $\boldsymbol{\omega}_p$  le vecteur vitesse de rotation et  $\mathbf{T}$  le couple agissant sur la particule. Les phénomènes étudiés par la suite ne

s'intéressant pas à la dynamique de rotation de la particule, l'équation (2-47) n'est pas prise en compte par la suite.

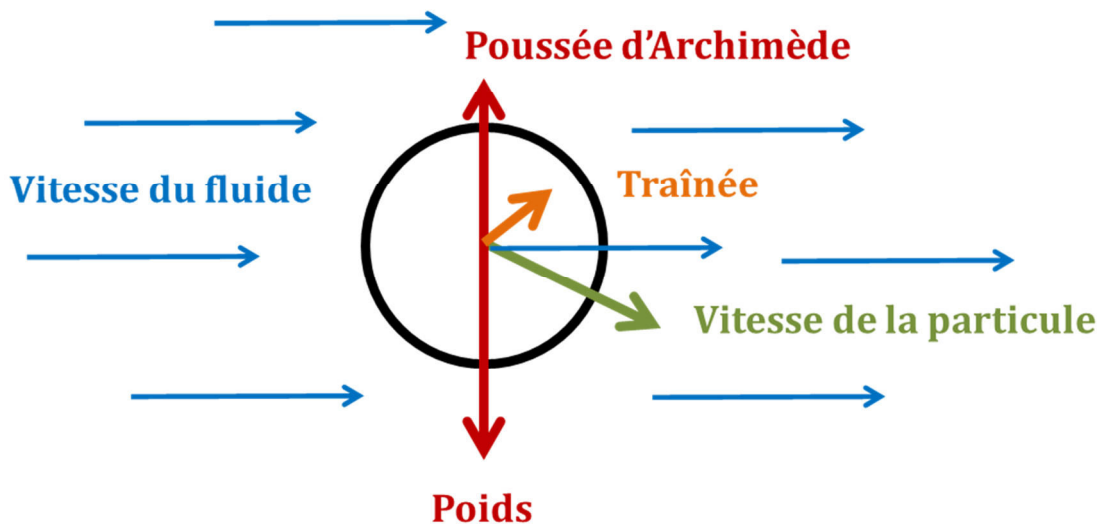


Figure 2-3 : Bilan des forces agissant sur une particule dans un écoulement

La somme des forces agissant sur une particule sphérique dans un fluide visqueux peut s'écrire :

$$\sum \mathbf{F}_i = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_a \quad (2-48)$$

Où  $\mathbf{F}_D$  représente la force de traînée,  $\mathbf{F}_P$  la force due au gradient de pression,  $\mathbf{F}_g$  le poids déjaugé et  $\mathbf{F}_a$  l'ensemble des autres forces telle que la portance, la force de masse ajoutée ou la force d'histoire de Basset (Maxey & Riley, 1983). Ces forces sont détaillées ci-dessous.

#### 2.3.1.1.1. La force de traînée

Dans la plupart des écoulements multiphasiques particules/fluide rencontrés en assainissement, la force de traînée domine le mouvement des particules.

Les solutions analytiques de la force de traînée n'existent que pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds particulaire (régime de Stokes). L'extension aux valeurs du nombre de Reynolds plus élevées est basée sur des relations empiriques obtenues à partir d'expériences ou de simulations DNS. Cette extension est faite en introduisant un coefficient de traînée  $C_D$  défini tel que :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|^2 A_p} \quad (2-49)$$

Où  $F_D$  est la norme de la force de traînée,  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $\mathbf{u}$  et  $\mathbf{u}_p$  les vitesses du fluide et de la particule respectivement et  $A_p$  la surface de la particule.

Dans le cas d'une particule sphérique, la force de traînée s'exprime alors :

$$F_D = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{m_p}{d_p} C_D (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p) |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| \quad (2-50)$$

Avec  $\rho_p$ ,  $m_p$  et  $d_p$  représentant respectivement la masse volumique, la masse et le diamètre de la particule. Le coefficient de traînée est une fonction du nombre de Reynolds particulaire dont la définition est rappelée dans l'équation (2-51).

$$Re_p = \frac{\rho d_p |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|}{\mu} \quad (2-51)$$

Où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide. La dépendance du coefficient de traînée d'une particule sphérique en fonction du nombre de Reynolds particulaire est présentée sur la Figure 2-4.

Trois régimes sont identifiés selon les caractéristiques de l'écoulement autour de la particule. L'expression implémentée dans OpenFOAM® pour calculer le coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire est la suivante :

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} & \text{si } Re_p \leq 0,1 \text{ (Régime de Stokes)} \\ \frac{24}{Re_p} \left( 1 + \frac{1}{6} Re_p^{\frac{2}{3}} \right) & \text{si } 0,1 \leq Re_p \leq 1000 \text{ (Régime de transition)} \\ 0,44 & \text{si } Re_p > 1000 \text{ (Régime de Newton)} \end{cases} \quad (2-52)$$

Il est important de noter que dans la formule (2-52), la rugosité de la particule n'est pas prise en compte et la forme est considérée sphérique.

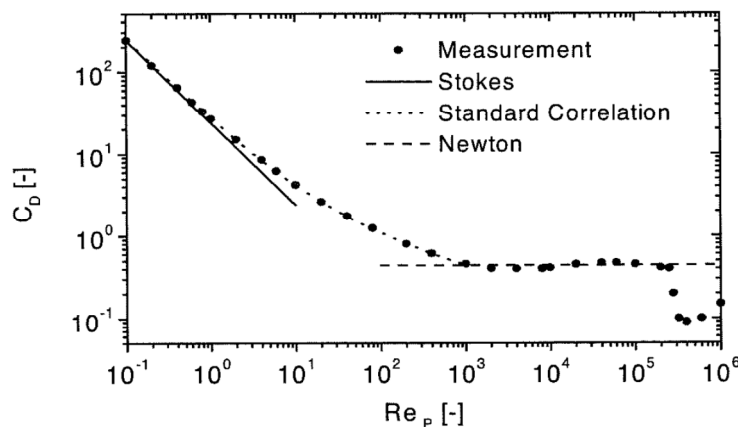


Figure 2-4 : Coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du nombre de Reynolds particulaire, d'après ERCOFTAC (2008)

L'expression de la force de traînée peut être reformulée en introduisant le temps de relaxation des particules  $\tau_p$  correspondant au temps nécessaire à une particule pour répondre à un changement de la vitesse locale du fluide. Il est défini par la relation (2-53).

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{\rho_p d_p}{\rho C_D |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|} \quad (2-53)$$

Finalement, la force de traînée peut s'écrire :

$$\mathbf{F}_D = m_p \frac{\mathbf{u} - \mathbf{u}_p}{\tau_p} \quad (2-54)$$

#### 2.3.1.1.2. Le poids déjaugé

Le poids déjaugé d'une particule correspond à la force due à la gravité réduite de la poussée d'Archimède liée au fluide environnant. Il s'exprime sous la forme suivante :

$$\mathbf{F}_g = m_p \mathbf{g} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) \quad (2-55)$$

Avec  $\mathbf{g}$  l'accélération de la gravité.

#### 2.3.1.1.3. La force due au gradient de pression

Le gradient de pression local dans un écoulement ajoute une force orientée dans la direction du gradient de pression. Elle s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{F}_p = \frac{1}{6} \pi d_p^3 \nabla P \quad (2-56)$$

Où  $\nabla P$  représente le gradient de la pression.

#### 2.3.1.1.4. La force de masse ajoutée et la force d'histoire de Basset

Lorsqu'une particule accélère (respectivement décélère) par rapport au fluide, une fraction du fluide environnant est également accélérée (respectivement décélérée) ; c'est ce que l'on appelle la masse ajoutée car celle-ci a pour effet d'augmenter l'inertie.

La force d'histoire de Basset exprime la diffusion de la vorticité autour de la particule par la viscosité du fluide environnant entraînant une force de traînée instantan e supérieure à la traînée stationnaire (Legendre, 1996).

Ces deux forces sont négligées dans le cadre de ces travaux, les travaux de Dufresne (2008) ayant montré qu'elles n'avaient que très peu d'impact sur les trajectoires calculées.

#### 2.3.1.1.5. La force de portance

La force de portance peut être due au cisaillement de l'écoulement, c'est l'effet Saffman (ERCOFTAC, 2008), et à la rotation de la particule, c'est l'effet Magnus (ERCOFTAC, 2008). Dans les deux cas, un gradient de pression existe autour de la particule ce qui a pour effet de produire une force de direction orthogonale à celle du mouvement de la particule et dirigée des zones de hautes pressions vers les basses pressions. Les travaux de Dufresne (2008) ont également montré que l'impact de la force de portance par effet Saffman était négligeable devant la force de traînée. La rotation de la particule n'étant pas considérée, la force de portance par effet Magnus n'est pas évaluée. Ces deux forces ne sont donc pas prises en compte par la suite.

***Bilan** : La force traînée et le poids déjaugé sont les forces prises en compte par la suite pour le calcul de la trajectoire d'une particule.*

#### 2.3.1.2 Influence du caractère turbulent de l'écoulement du fluide

La vitesse du fluide  $\mathbf{u}$  dans la définition de la force de traînée (2-54) correspond à la vitesse instantanée alors que le résultat d'une simulation hydrodynamique par la méthodologie présentée au paragraphe 2.2 est la vitesse moyennée dans le temps  $\mathbf{U}$ . Utiliser la vitesse moyenne pour calculer les trajectoires reviendrait à négliger la nature turbulente de l'écoulement. Or la turbulence a pour effet de détourner les particules de leurs trajectoires voire de les piéger dans des tourbillons pendant une certaine période de temps. Ces phénomènes ne sont donc pas négligeables.

Suite à l'utilisation d'un modèle RAS (ou RANS), la nature turbulente de l'écoulement peut être prise en compte en utilisant un modèle de marche aléatoire afin de modéliser la dispersion turbulente des particules. Des tourbillons sont créés aléatoirement et ceux-ci affectent la trajectoire des particules. Dans la pratique, une composante de fluctuation locale  $\mathbf{U}_{\text{fluct}}$  est ajoutée à la vitesse moyenne du fluide  $\mathbf{U}$  à l'endroit où se trouve la particule. La vitesse utilisée dans le calcul des trajectoires est alors  $\tilde{\mathbf{U}}$  :

$$\tilde{\mathbf{U}} = \mathbf{U} + \mathbf{U}_{\text{fluct}} \quad (2-57)$$

La vitesse fluctuante est estimée par la relation (2-58).

$$|\mathbf{U}_{\text{fluct}}| = \varphi \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (2-58)$$

Où  $\varphi$  est un nombre aléatoire généré à partir d'une distribution Gaussienne de moyenne 0 et de variance 1. Le terme  $\sqrt{\frac{2}{3}k}$  correspond à la moyenne quadratique des fluctuations de la vitesse du fluide pour une turbulence isotrope. La direction de la vitesse fluctuante est également générée de façon aléatoire. L'algorithme utilisé est disponible dans les sources (OpenFOAM, 2015a).

La valeur de  $\mathbf{U}_{\text{fluct}}$  est recalculée à chaque temps de corrélation  $t_{\text{turb}}$  et est maintenue constante sinon. Le temps de corrélation est calculé à partir du modèle proposé par Amsden et al. (1989) et est donné par la formule (2-59).

$$t_{\text{turb}} = \min\left(\frac{1}{\omega}; c_{\text{ps}} \frac{\sqrt{k}}{\omega} \frac{1}{|U + U_{\text{fluct}} - u_p|}\right) \quad (2-59)$$

Où  $k$  et  $\omega$  sont les variables liées au modèle de turbulence calculées lors de la modélisation de l'écoulement du fluide et  $c_{\text{ps}}$  est une constante empirique égale à  $C_{\mu}^{0,75}$  soit environ 0,16432. Le premier terme dans la parenthèse correspond à la durée de vie du tourbillon et le deuxième représente le temps nécessaire à la particule pour traverser le tourbillon.

*Bilan*: L'algorithme de la marche aléatoire, ou modèle stochastique, consiste à évaluer la vitesse fluctuante à partir de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et d'un nombre aléatoire  $\varphi$ , calculer les temps caractéristiques du tourbillon et garder  $\mathbf{U}_{\text{fluct}}$  constant durant le temps d'interaction pour finalement en déduire la vitesse de la particule pendant ce temps d'interaction.

### 2.3.1.3 Calcul de la trajectoire des particules

#### 2.3.1.3.1. Discrétisation des équations

La trajectoire d'une particule est déterminée numériquement en résolvant deux équations successivement. La première concerne le calcul de la vitesse de la particule connaissant la somme des forces agissant sur celle-ci. En ne tenant compte que de la force de traînée et du poids déjaugé, l'équation (2-46) devient :

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_g \quad (2-60)$$



En injectant (2-54) et (2-55) dans (2-60), il vient :

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = -\frac{\mathbf{u}_p - \tilde{\mathbf{U}}}{\tau_p} + \mathbf{g} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) \quad (2-61)$$

Etant donné que la vitesse du fluide doit être celle au niveau de la position de la particule pour calculer la force de traînée, une valeur  $\tilde{\mathbf{U}}_{@p}$  est interpolée à partir des valeurs de la vitesse du fluide dans les cellules adjacentes. La vitesse de la particule est alors calculée en discrétisant l'équation (2-61) selon un schéma d'Euler implicite :

$$\frac{\mathbf{u}_p^n - \mathbf{u}_p^0}{\Delta t} = -\frac{\mathbf{u}_p^n - \tilde{\mathbf{U}}_{@p}^0}{\tau_p} + \mathbf{g} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) \quad (2-62)$$

Où l'exposant n fait référence aux valeurs à l'instant  $t+\Delta t$  et l'exposant 0 aux valeurs à l'instant  $t$ . Au final, la vitesse de la particule est calculée par la relation (2-63).

$$\mathbf{u}_p^n = \frac{\mathbf{u}_p^0 + \tilde{\mathbf{U}}_{@p}^0 \frac{\Delta t}{\tau_p} + \mathbf{g} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) \Delta t}{1 + \frac{\Delta t}{\tau_p}} \quad (2-63)$$

La deuxième équation requise pour déterminer la trajectoire de la particule concerne le calcul de sa position connaissant sa vitesse. L'équation (2-45) est discrétisée sous la forme suivante :

$$\mathbf{x}_p^n = \mathbf{x}_p^0 + \mathbf{u}_p^n \Delta t \quad (2-64)$$

Où  $\mathbf{x}_p^n$  désigne le vecteur position de la particule à l'instant  $t+\Delta t$  et  $\mathbf{x}_p^0$  le vecteur position à l'instant  $t$ .

#### 2.3.1.3.2. Pas de temps lagrangien

Le pas de temps pour le suivi lagrangien est choisi par l'utilisateur et fixé dans le fichier de contrôle de la simulation lagrangienne. Cependant, il peut arriver que celui-ci soit trop important vis-à-vis de la vitesse de la particule et des dimensions de la maille de calcul. Le pas de temps  $\Delta t$  utilisé pour le calcul de la trajectoire des particules est alors contrôlé au moyen d'un nombre de Courant similaire à la relation (2-43) et retenant comme vitesse caractéristique celle de la particule et comme dimension  $\Delta x$  la longueur caractéristique de la maille de calcul.

Le pas de temps  $\Delta t$  est ainsi majoré par :

$$\Delta t_{\max} = Co \frac{\Delta x}{|\mathbf{u}_p|} \quad (2-65)$$

La valeur communément utilisée pour le nombre de Courant est 0,3 (OpenFOAM, 2015a).

### 2.3.1.4 Conditions aux limites

Les équations (2-63) et (2-64) permettent de déterminer la trajectoire d'une particule au sein du fluide. Lorsqu'elle se trouve aux limites du domaine de calcul (entrée, parois, sortie), des conditions spécifiques sont utilisées pour modéliser son comportement.

#### 2.3.1.4.1. En entrée

La condition limite en entrée définit les caractéristiques des particules injectées, en particulier leurs positions et leurs tailles.

Plusieurs modèles sont disponibles dans la bibliothèque *intermediate* en fonction du mode d'injection désiré, les plus courants étant les injections « manuelle » et aléatoire. Dans le premier cas, l'utilisateur spécifie les coordonnées des positions des particules. Dans le cas d'une injection aléatoire, les particules sont réparties aléatoirement sur l'ensemble de la face d'injection considérée (Figure 2-5), celle-ci peut être une face complète des limites du domaine de calcul ou une zone localisée représentée par un disque.

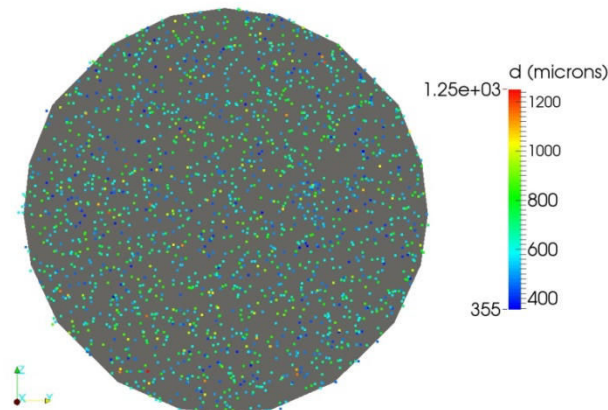
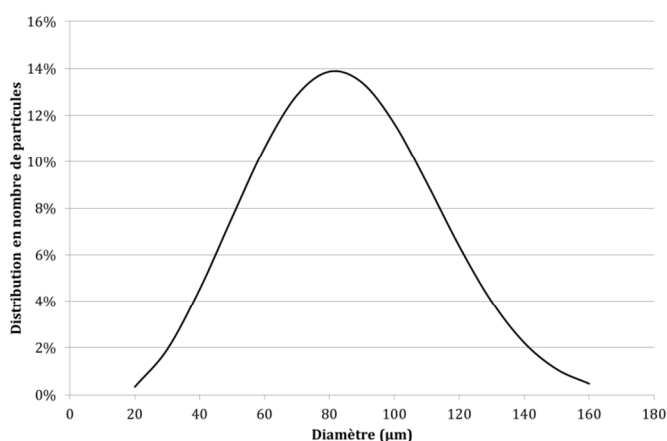


Figure 2-5 : Répartition aléatoire des particules sur une face circulaire avec une distribution granulométrique étendue

La taille des particules injectées est définie au moyen d'une fonction de distribution. Si l'ensemble des particules sont identiques, l'utilisation d'une distribution fixe permet de spécifier un diamètre constant. Pour renseigner une répartition granulométrique, il est possible d'utiliser les distributions normale et

de Rosin-Rammler dans lesquelles la valeur du diamètre est calculée à partir d'un diamètre moyen et d'un coefficient de dispersion autour de cette valeur. Les expressions mathématiques de ces distributions sont explicitées dans les sources (OpenFOAM, 2015a). Un exemple de distribution de Rosin-Rammler est représenté sur la Figure 2-6. Il est par ailleurs important de noter que la distribution granulométrique est exprimée en nombre de particules et non en répartition massique, cette dernière étant pourtant la plus courante pour caractériser des échantillons de particules réelles (sable, billes de plastique ou de verre par exemple).

D'autres paramètres doivent être renseignés, comme le nombre de particules injectées, leur vitesse initiale, leur masse volumique ou encore la durée d'injection.



**Figure 2-6 : Exemple de distribution de Rosin-Rammler (en nombre de particules)**

#### 2.3.1.4.2. En sortie

Si une particule atteint la sortie, elle quitte le domaine de calcul et l'intégration de sa trajectoire prend fin. Cette condition est implémentée dans la bibliothèque sous la condition *escape*.

#### 2.3.1.4.3. A la surface libre

Actuellement, il n'existe pas de prise en compte de la trajectoire des particules au niveau de la surface libre. En effet, le code existant considère un unique fluide porteur dans l'ensemble du domaine de calcul. Dans le cas d'un écoulement multiphasique « eau/air », de nombreuses particules se retrouvent ainsi en mouvement dans la phase « air » voire quittent le domaine par l'atmosphère. Une amélioration du code pour empêcher ce phénomène sera nécessaire.

#### 2.3.1.4.4. Aux parois

Lorsqu'une particule rencontre une paroi, elle peut soit se déposer soit être remise en suspension dans l'écoulement. Dans la bibliothèque *intermediate*, ces deux comportements sont respectivement modélisés par la condition *stick* et la condition *rebound* (Figure 2-7). Pour la condition *stick*, la vitesse de la particule devient nulle et le calcul de sa trajectoire s'arrête ; la particule se fixe sur la paroi.

Pour la condition *rebound*, la particule est remise en suspension dans l'écoulement suivant une loi du choc. La vitesse de la particule après la collision est calculée à partir d'un coefficient de restitution  $e$  et d'un coefficient de friction  $M$ . Le coefficient de restitution  $e$  correspond au rapport entre les composantes de la vitesse normales à la paroi après et avant la collision (équation (2-66)). Il définit la quantité de mouvement conservée par la particule après le choc dans la direction normale à la paroi. Dans le cas d'un choc élastique, la totalité de la quantité de mouvement est restituée à la particule et le coefficient  $e$  vaut 1. De façon analogue, le coefficient de friction  $M$  caractérise la modification de la composante tangentielle de la vitesse (équation (2-67)). Il vaut 0 dans le cas d'un choc élastique.

$$e = \frac{v_{2,n}}{v_{1,n}} \quad (2-66)$$

$$M = 1 - \frac{v_{2,t}}{v_{1,t}} \quad (2-67)$$

Où  $v_{1,n}$  et  $v_{2,n}$  (respectivement  $v_{1,t}$  et  $v_{2,t}$ ) sont les composantes normales (respectivement tangentielles) de la vitesse avant et après la collision avec la paroi.

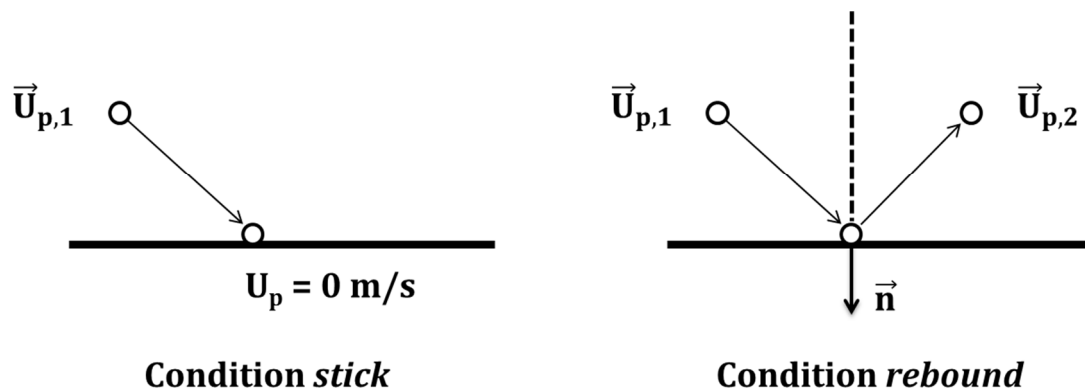


Figure 2-7 : Schéma de fonctionnement des conditions *stick* et *rebound*

La condition *rebound* est bien adaptée aux parois où les dépôts sont impossibles, par exemple les parois verticales. Par contre elle n'est pas applicable aux parois constituant le fond de l'ouvrage puisqu'aucun dépôt n'aura lieu. La condition *stick* peut quant à elle entraîner une surestimation des dépôts puisque toute particule atteignant la paroi se dépose. Or pour qu'une particule se dépose, il faut que les conditions hydrodynamiques le permettent, ce qui n'est pas toujours le cas pour la totalité du fond de l'ouvrage.

Les conditions *stick* et *rebound* pouvant se montrer insuffisantes pour modéliser le transport solide dans un ouvrage de décantation, de nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois doivent être ajoutées aux sources d'OpenFOAM®. Pour évaluer si une particule se dépose ou est remise en suspension dans l'écoulement, deux méthodes ont été classiquement utilisées :

- La condition BSS, correspondant au seuillage de la contrainte de cisaillement sur le fond (Adamsson et al., 2003 ; Dufresne et al., 2009 ; Vosswinkel et al., 2012).
- La condition BTKE, correspondant au seuillage de l'énergie cinétique turbulente sur le fond (Dufresne et al., 2009 ; Yan, 2013).

Le paragraphe suivant s'attache à l'implémentation de nouvelles conditions d'interaction fondées sur ces critères dans la bibliothèque *intermediate*.

## **2.3.2. Création de nouvelles conditions d'interaction particule/paroi**

### **2.3.2.1 Contexte**

La principale difficulté liée aux conditions BSS et BTKE réside dans le choix des valeurs de la contrainte de cisaillement seuil  $\tau_s$  et de l'énergie cinétique turbulente seuil  $k_s$ . Dufresne et al. (2009), Vosswinkel et al. (2012) et Yan (2013) se sont appuyés sur le diagramme de Shields pour calculer une contrainte de cisaillement seuil en fonction des propriétés moyennes des particules (diamètre médian de l'échantillon par exemple). Pour la condition BTKE, Dufresne et al. (2009) ont estimé la valeur de  $k_s$  entre  $1.10^{-4}$  et  $3.10^{-4}$  à partir d'expériences sur un modèle physique en laboratoire. Yan (2013) a proposé la formule (1-25) permettant le calcul de  $k_s$  en fonction des propriétés moyennes des particules (vitesse de chute médiane par exemple) et d'un coefficient d'ajustement  $\xi$  pour lequel une valeur proche de 1 a été proposée.

Autant pour la condition BSS que pour la condition BTKE, les valeurs seuils proposées jusqu'à aujourd'hui sont fixes pour une expérience ou un cas donné. Bien que la répartition granulométrique des échantillons étudiés soit étendue, la valeur seuil est généralement calculée à partir des propriétés moyennes de l'échantillon comme le diamètre médian ou la vitesse de chute médiane.

Dans ce contexte, deux nouvelles conditions d'interaction particule/paroi sont implémentées dans la bibliothèque *intermediate*, l'une basée sur un seuillage de la contrainte de cisaillement (BSS), l'autre sur un seuillage de l'énergie cinétique turbulente (BTKE). Une nouvelle approche est proposée, à l'échelle de la particule, pour le calcul des valeurs seuils  $\tau_s$  et  $k_s$ . Celles-ci sont variables et sont calculées pour chaque particule en fonction de ses propriétés physiques telles que le diamètre, la masse volumique et la vitesse de chute.

Par ailleurs, une condition sur la pente de la paroi est ajoutée afin d'utiliser les conditions BSS et BTKE pour des parois non planes, par exemple dans le cas d'un fond cylindrique.

Mis à part pour le calcul des valeurs seuils, la procédure mise en œuvre est très similaire entre les conditions BSS et BTKE. Elle est présentée dans le paragraphe suivant.

### 2.3.2.2 Procédure pour les conditions BSS et BTKE

La procédure mise en œuvre pour déterminer si une particule rencontrant une paroi se dépose ou est remise en suspension est résumée sur la Figure 2-8.

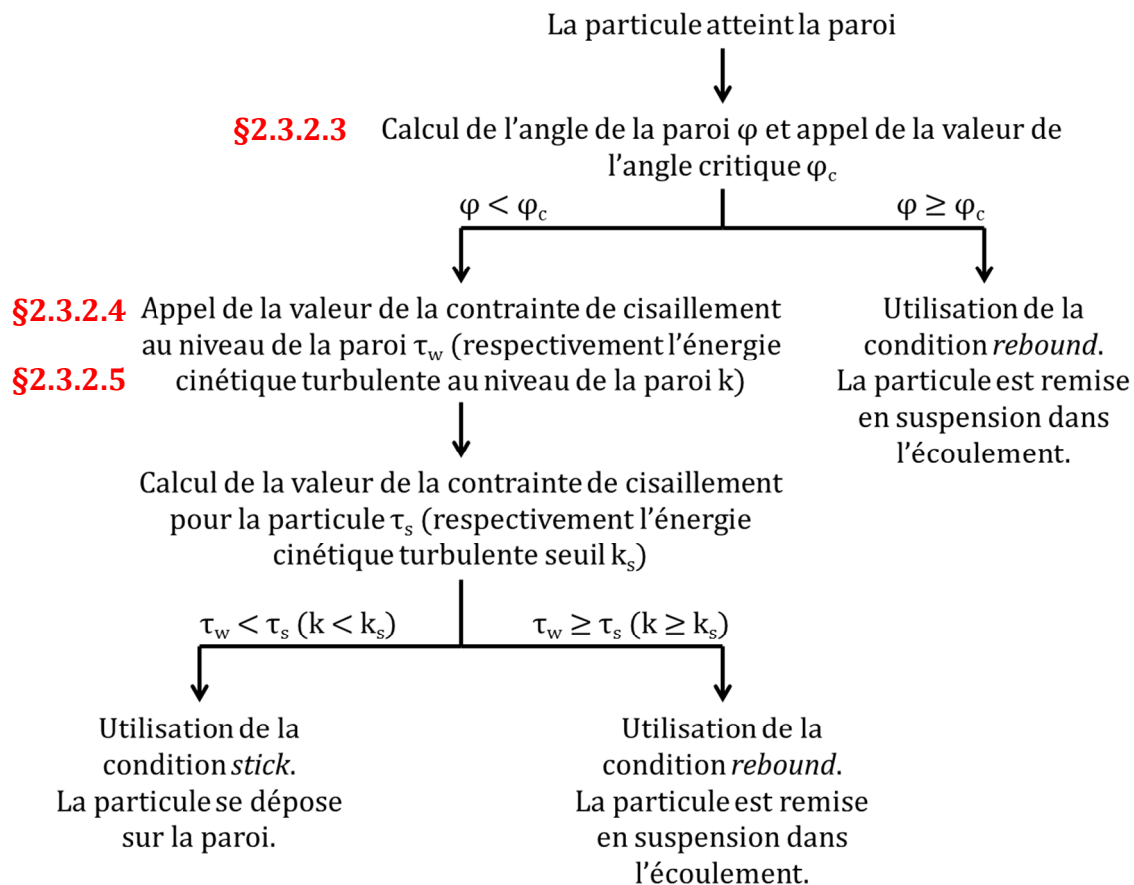


Figure 2-8 : Fonctionnement des conditions BSS et BTKE lorsqu'une particule rencontre une paroi

Les différentes étapes de la procédure sont détaillées ci-dessous.

### 2.3.2.3 Prise en compte des parois pentues

Les ouvrages de décantation n'ont pas toujours des fonds plats, par exemple les décanteurs particuliers préfabriqués sont souvent des cuves cylindriques dont l'angle de la paroi  $\varphi$  varie entre  $0^\circ$  (paroi horizontale) et  $90^\circ$  (paroi verticale). Entre ces deux valeurs, il existe un angle critique  $\varphi_c$  au-dessus duquel le dépôt est impossible. Dans ce cas, la condition *rebound* est immédiatement utilisée, il n'est pas nécessaire de s'intéresser à la contrainte de cisaillement ou à l'énergie

cinétique turbulente. La valeur de l'angle limite est laissée au choix de l'utilisateur. Elle peut par exemple être estimée par l'angle de frottement interne des particules considérées. Une valeur par défaut est toutefois renseignée dans le code, elle correspond à l'angle de frottement interne d'un sable moyen (35°).

L'angle de la paroi  $\varphi$  à l'endroit où la particule entre en collision (Figure 2-9) est calculé par la relation (2-68).

$$\varphi = \arccos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_g) \quad (2-68)$$

Où  $\mathbf{n}$  est le vecteur unitaire normal à la face de cellule de calcul rencontrée par la particule et  $\mathbf{u}_g$  est un vecteur unitaire dans la direction et le sens de l'accélération de la gravité  $\mathbf{g}$ .

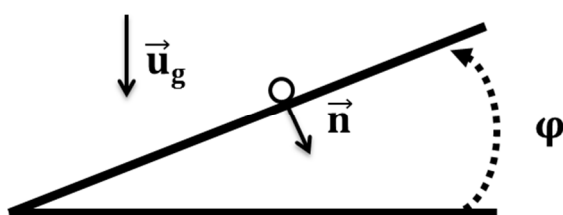


Figure 2-9 : Schéma d'une paroi inclinée

#### 2.3.2.4 Condition BSS

##### 2.3.2.4.1. Calcul de la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi

La contrainte de cisaillement  $\tau_w$  à l'endroit où la particule rencontre la paroi n'est pas un résultat directement fourni par le solveur *interFoam* (partie 2.2). Un traitement supplémentaire doit donc être appliqué sur les résultats de la simulation hydrodynamique. Pour un fluide newtonien tel que l'eau, le tenseur des contraintes  $\sigma$  s'exprime en fonction du taux de déformation du champ de vitesses  $\mathbf{U}$  par la relation (2-69).

$$\sigma = -p\mathbf{I} + \mu[\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T] + \lambda(\nabla \cdot \mathbf{U})\mathbf{I} \quad (2-69)$$

Où  $p$  représente la pression,  $\mathbf{I}$  le tenseur identité,  $\mu$  la viscosité dynamique de l'eau et  $\lambda$  un facteur égal à  $2\mu/3$  (Pernès, 2003).

En ajoutant le tenseur des contraintes de Reynolds (équation (2-11)) lié à la nature turbulente de l'écoulement à l'équation (2-69), on obtient un nouveau tenseur des contraintes pouvant être décomposé en une composante correspondant à la pression hydrostatique (diagonale du tenseur des contraintes) et une composante correspondant aux contraintes de cisaillement (tenseur déviatorique). Ce dernier est le tenseur des contraintes effectives et s'exprime par la relation (2-70).

$$\frac{\boldsymbol{\tau}_{\text{eff}}}{\rho} = \nu[\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T] + \nu_t[\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T] = \nu_{\text{eff}}[\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T] \quad (2-70)$$

Avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $\nu$  la viscosité cinématique de l'eau,  $\nu_t$  la viscosité turbulente introduite dans l'équation (2-7) et  $\nu_{\text{eff}}$  la viscosité effective introduite dans l'équation (2-10).

En utilisant le formalisme d'OpenFOAM®, le tenseur des contraintes effectives s'écrit :

$$\frac{\boldsymbol{\tau}_{\text{eff}}}{\rho} = 2\nu_{\text{eff}} \text{dev}(\text{symm}(\nabla\mathbf{U})) \quad (2-71)$$

Où pour un tenseur quelconque  $\mathbf{T}$  on a :

$$\text{symm}(\mathbf{T}) = \frac{1}{2}(\mathbf{T} + \mathbf{T}^T) \quad (2-72)$$

$$\text{dev}(\mathbf{T}) = \mathbf{T} - \frac{1}{3}(\text{tr}(\mathbf{T})) \quad (2-73)$$

Où  $\text{tr}(\mathbf{T})$  représente la trace du tenseur  $\mathbf{T}$ .

Finalement, le vecteur correspondant à la contrainte de cisaillement parallèle à la paroi  $\boldsymbol{\tau}_w$  est calculé en faisant le produit scalaire du tenseur des contraintes de cisaillement effectives  $\boldsymbol{\tau}_{\text{eff}}$  avec un vecteur unitaire  $\mathbf{n}$  normal à la paroi (équation (2-74)). La valeur de la contrainte de cisaillement à la paroi  $\tau_w$  est la norme de  $\boldsymbol{\tau}_w$ .

$$\boldsymbol{\tau}_w = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}_{\text{eff}} \quad (2-74)$$

#### 2.3.2.4.2. Calcul de la contrainte de cisaillement seuil

La condition BSS se base sur la comparaison de la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi  $\tau_w$  avec une contrainte seuil calculée pour chaque particule  $\tau_s$ . La valeur seuil  $\tau_s$  est déduite du diagramme de Shields. La contrainte critique adimensionnelle  $\theta$ , définie dans l'équation (2-75), est calculée à partir d'une expression analytique de la courbe de Shields en fonction du diamètre adimensionnel de la particule (relation (2-76)).

$$\theta = \frac{\tau_s}{(\rho_p - \rho)gd_p} \quad (2-75)$$



$$d^* = d_p \cdot \left[ \frac{\left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) g}{\nu^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2-76)$$

Avec  $\rho_p$  la masse volumique de la particule,  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $d_p$  le diamètre de la particule et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'eau.

Deux expressions analytiques sont retenues pour la courbe de Shields :

- La formulation (2-77) proposée par Brownlie (1981), celle-ci étant particulièrement bien adaptée pour une implémentation numérique.

$$\theta = 0,22 \cdot d^{*-0,9} + 0,06 \times 10^{-7,7d^{*-0,9}} \quad (2-77)$$

Rappelons qu'a priori cette formule n'est valable que pour des  $d^*$  supérieurs à environ 2-3.

- La formulation (2-78) proposée par Soulsby (1997), également adaptée pour une implémentation numérique et définie pour des diamètres adimensionnels à partir d'environ 0,2.

$$\theta = \frac{0,3}{1 + 1,2 \cdot d^*} + 0,055 \cdot (1 - e^{-0,022 \cdot d^*}) \quad (2-78)$$

Ces deux conditions seront par la suite nommées « BSS Brownlie » et « BSS Soulsby ».

***Bilan :** L'utilisation de ces conditions nécessite la connaissance de la contrainte de cisaillement et du diamètre adimensionnel de la particule. On notera que les valeurs seuils sont calculées pour chaque particule en fonction de ses propriétés ( $d^*$ ).*

### 2.3.2.5 Condition BTKE

#### 2.3.2.5.1. Obtention d'une relation explicite pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil

La relation permettant le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil  $k_s$  est déduite des critères classiquement utilisés pour quantifier le début de la mise en suspension des particules dans un écoulement (voir partie 1.3.3.1). Ces critères évaluent la vitesse de frottement seuil  $u_s^*$  au-delà de laquelle la suspension devient importante. De manière générale, ces critères peuvent s'exprimer sous la forme générique suivante :

$$\frac{u_s^*}{w_s} = \gamma \quad (2-79)$$

Où  $w_s$  est la vitesse de chute de la particule et  $\gamma$  un paramètre constant ou variable selon les auteurs.

Le critère de Bagnold (Van Rijn, 1984b) considère une valeur de  $\gamma$  constante égale à 1. Van Rijn (1984b) propose les relations (2-80) et (2-81), faisant intervenir le diamètre adimensionnel de la particule, défini dans (2-76).

$$1 < d^* < 10 : \frac{u_s^*}{w_s} = \frac{4}{d^*} = \gamma(d^*) \quad (2-80)$$

$$d^* > 10 : \frac{u_s^*}{w_s} = 0,4 = \gamma \quad (2-81)$$

La vitesse de frottement peut s'exprimer en fonction de la contrainte de cisaillement par la relation (2-28). D'après Pope et al. (2006), la contrainte de cisaillement peut s'exprimer comme une fonction linéaire de l'énergie cinétique turbulente  $k$  par la relation suivante :

$$\tau = \rho \cdot C \cdot k \quad (2-82)$$

Où  $C$  est une constante environ égale à 0,20.

En injectant (2-82) dans (2-28), il vient :

$$u_s^* = \sqrt{C \cdot k_s} \quad (2-83)$$

En couplant finalement (2-83) et (2-79), on obtient une relation entre l'énergie cinétique turbulente seuil  $k_s$  et la vitesse de chute de la particule  $w_s$  (équation (2-84)), générique vis-à-vis du paramètre  $\gamma$ .

$$k_s = \frac{\gamma^2}{C} \cdot w_s^2 \quad (2-84)$$

En posant (2-85), on obtient la relation (2-86), proche de la formulation proposée par Yan (2013).

$$\xi = \frac{\gamma^2}{C} \quad (2-85)$$

$$k_s = \xi \cdot w_s^2 \quad (2-86)$$

La valeur donnée au paramètre  $\xi$  est par contre différente. Celui-ci n'est pas un coefficient d'ajustement dont la valeur est proche de 1 (Yan, 2013), sa valeur est déduite des critères caractérisant la mise en suspension décrits en partie 1.3.3.1.

En s'appuyant sur le critère de Bagnold ( $\gamma=1$ ), on obtient une valeur de  $\xi$  constante égale à 5.

Le critère de Van Rijn (1984b) implique quant à lui une valeur de  $\xi$  variable, fonction du diamètre adimensionnel :

$$1 < d^* < 10 : \xi(d^*) = \frac{80}{d^{*2}} \quad (2-87)$$

$$d^* > 10 : \xi(d^*) = 0,8 \quad (2-88)$$

La relation (2-86) est celle utilisée pour calculer la valeur de l'énergie cinétique turbulente seuil  $k_s$  dans le modèle lagrangien.

La formule retenue pour le calcul de la vitesse de chute des particules doit encore être explicitée et les différentes possibilités sur la valeur de  $\xi$  à retenir sont à investiguer par la suite. Mais avant d'aller plus loin, il faut noter que le critère proposé par Van Rijn (1984b) n'est pas défini pour les valeurs de  $d^*$  inférieure à 1 alors que certaines particules utilisées dans les expériences avec lesquelles nous souhaitons confronter notre modèle ont des diamètres adimensionnels allant jusqu'à 0,15 (Stovin, 1996). La relation (2-87) doit donc être prolongée pour des  $d^*$  inférieurs à 1.

### 2.3.2.5.2. Prolongement du critère de Van Rijn (1984b)

Deux possibilités sont envisagées pour le prolongement de la relation (2-87). La première consiste simplement à conserver la même formule pour les  $d^*$  plus petits que 1. La deuxième propose de caler la courbe  $\xi$  pour les  $d^*$  compris entre 0,1 et 1 à partir d'une estimation de la valeur de  $k_s$  par la contrainte de cisaillement seuil et la relation (2-82). L'idée est la suivante :

- Plusieurs diamètres adimensionnels  $d^*$  sont choisis entre 0,1 et 2,5. La borne supérieure est choisie à  $d^*=2,5$  afin d'étudier la continuité de la courbe autour de  $d^*=1$ .
- Une masse volumique est choisie pour calculer le diamètre correspondant à  $d^*$ . Ce choix est nécessaire pour réaliser les étapes suivantes.
- La contrainte de cisaillement seuil  $\tau_s$  est calculée pour chaque  $d^*$  à partir de la relation (2-75) et des formulations de la courbe de Shields initiale (2-77) et modifiée par Soulsby (2-78).
- Connaissant la contrainte de cisaillement critique, une estimation de l'énergie cinétique turbulente  $k_{s,estimé}$  est faite à partir de la relation (2-82) pour chaque  $d^*$ .
- La vitesse de chute  $w_s$  de chaque particule est calculée avec la formule de Stokes, celle-ci étant valide pour la gamme des particules considérées.
- Une estimation  $\xi_{estimé}$  est déduite en transformant (2-86) en (2-89).

$$\xi_{estimé} = \frac{k_{s,estimé}}{w_s^2} \quad (2-89)$$

Cette procédure est reproduite pour les masses volumiques 1500 et 2000 kg/m<sup>3</sup>. L'estimation de la valeur  $\xi_{estimé}$  pour les deux masses volumiques est représentée sur la Figure 2-10. Les résultats obtenus sont similaires pour les deux masses volumiques.

La courbe en pointillé représente la valeur de  $\xi$  calculée par la relation (2-87) correspondant au critère de Van Rijn (1984b). La courbe continue est la relation proposée après comparaison avec les valeurs estimées. L'équation de cette courbe est exprimée dans la relation (2-90).

$$\xi(d^*) = \frac{320}{d^{*4}} \quad (2-90)$$

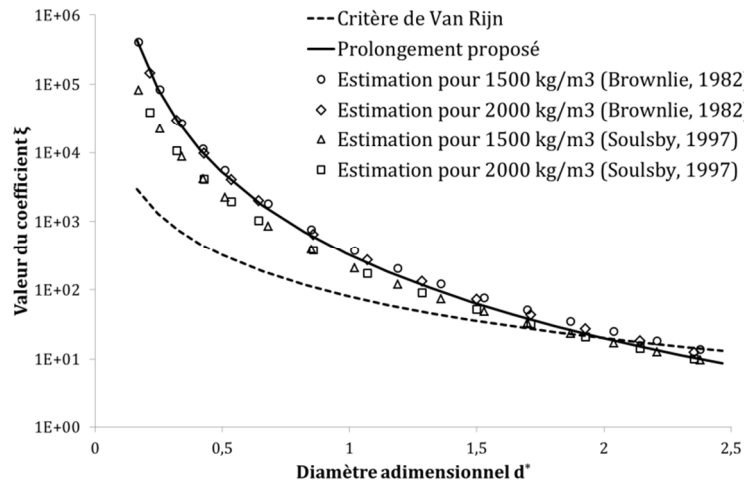


Figure 2-10 : Estimation des valeurs de  $\xi$  pour  $d^*$  compris entre 0,1 et 2,5

Les valeurs de  $\xi_{\text{estimé}}$  calculées par la relation de Brownlie (1981) et celle de Soulsby (1997) fournissent une gamme de valeurs pour le paramètre  $\xi$  entre  $d^*=0,1$  et  $d^*=2,5$ . La relation (2-90) fournit une approximation de  $\xi$  par rapport à  $\xi_{\text{estimé}}$  pour les  $d^*$  compris entre 0,1 et 2,5. Pour les faibles valeurs de  $d^*$  (entre 0,1 et 1), l'interpolation proposée est représentative de la partie haute de la gamme des valeurs estimées pour le paramètre  $\xi$ .

Pour les  $d^*$  compris entre 1 et 2, la relation (2-90) diffère de la relation (2-87), correspondant au critère de Van Rijn. A fortiori ces deux relations ne sont pas continues en  $d^*=1$ . Néanmoins la zone proche de  $d^*=1$  correspond à la limite inférieure du domaine de validité de la relation (2-87) et l'évaluation de  $\xi$  par cette équation est peut-être moins précise. Les relations (2-87) et (2-90) étant par ailleurs continues en  $d^*=2$ , choisir cette valeur comme point de raccordement des deux courbes apparaît comme un choix acceptable.

Finalement les formules suivantes sont proposées pour le calcul de  $\xi$  en prolongement des formulations déduites à partir des critères de Van Rijn (1984b) :

$$0,1 < d^* < 2 : \xi(d^*) = \frac{320}{d^{*4}} \quad (2-91)$$

$$2 < d^* < 10 : \xi(d^*) = \frac{80}{d^{*2}} \quad (2-92)$$

$$d^* > 10 : \xi(d^*) = 0,8 \quad (2-93)$$

On peut remarquer que le prolongement de  $\xi$  comme une fonction de type  $320/d^{*4}$  pour les valeurs de  $d^*$  entre 0,1 et 2 implique une valeur seuil  $k_s$  constante pour les faibles valeurs de  $d^*$ . En effet, en considérant la formule de Stokes (relation **(1-14)**) pour le calcul de la vitesse de chute, on peut montrer que dans ce cas, la relation **(2-86)** se simplifie et  $k_s$  atteint un palier dont la valeur dépend uniquement de la masse volumique des particules  $\rho_p$  et des propriétés de l'eau (masse volumique  $\rho$  et viscosité cinématique  $\nu$ ) :

$$k_s = \frac{320}{18^2} \left( \left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \cdot g \cdot \nu \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2-94)$$

La pertinence de la formule choisie pour le prolongement du critère de Van Rijn (1984b) à des  $d^*$  faibles (entre 0,1 et 2) sera étudiée par la suite en la confrontant avec des données expérimentales collectées sur la localisation des dépôts pour cette gamme de diamètres adimensionnels (expériences de Stovin, 1996).

#### 2.3.2.5.3. Calcul de la vitesse de chute d'une particule

##### **Détermination d'une relation entre le diamètre et la vitesse de chute**

En s'appuyant sur le formalisme de Jimenez & Madsen (2003), la vitesse de chute d'une particule peut être décrite à partir des deux paramètres  $W^*$  et  $S^*$ , rappelés ci-dessous :

$$W^* = \frac{w_s}{\sqrt{\left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) g d_p}} \quad (2-95)$$

$$S^* = \frac{d_p}{4\nu} \sqrt{\left( \frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) g d_p} \quad (2-96)$$

Rappelons que le nombre de Reynolds particulaire s'écrit dès lors comme une combinaison des variables  $W^*$  et  $S^*$  par la relation **(2-97)** et que la formule de Stokes s'exprime simplement à travers la relation **(2-98)** pour  $S^* < 1$  (Jimenez & Madsen, 2003).

$$Re_p = 4S^*W^* \quad (2-97)$$

$$W^* = \frac{S^*}{4,5} \quad (2-98)$$

Pour les nombre de Reynolds particulaire compris entre  $10^3$  et  $3.10^5$ , le coefficient de traînée est proche d'une constante égale à 0,4 (régime de Newton). La formule de la vitesse de chute pour cette gamme de  $Re_p$  s'exprime par la relation (1-22). Cette gamme de nombre de Reynolds particulaire n'est cependant pas étudiée par la suite.

Pour les valeurs de  $S^*$  intermédiaires (entre 0,5 et 30), la relation (1-23) proposée par Jimenez & Madsen (2003) peut être utilisée. Celle-ci résulte d'une interpolation à partir de mesures expérimentales effectuées sur des particules de quartz (entre 60  $\mu\text{m}$  et 1 mm ; densité 2,65) dans l'eau.

Cependant, dans certaines expériences étudiées par la suite, les particules utilisées ont des propriétés très différentes de celles d'un quartz (par exemple des billes de plastique ou des billes de verre dont la densité est largement inférieure à 2,65). Dans ce cas, la relation (1-23) n'est pas valable et une autre relation doit être utilisée.

La relation retenue se fonde sur le calcul de la distribution des vitesses de chute des particules étudiées en résolvant par itérations le système formé par les équations (2-99), (2-100) et (2-101) pour la gamme des diamètres de la distribution granulométrique considérée :

$$\frac{w_s}{\sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right) g d_p}} = \sqrt{\frac{4}{3C_D}} \quad (2-99)$$

$$C_D = A_1 + \frac{A_2}{Re_p} + \frac{A_3}{Re_p^2} \quad (2-100)$$

$$Re_p = \frac{\rho d_p w_s}{\mu} \quad (2-101)$$

Où  $w_s$  est la vitesse de chute de la particule,  $Re_p$  le nombre de Reynolds particulaire associé à  $w_s$ ,  $C_D$  le coefficient de traînée (Morsi & Alexander, 1972),  $\rho_p$  la masse volumique de la particule,  $d_p$  le diamètre de la particule,  $\rho$  la masse volumique de l'eau et  $\mu$  la viscosité dynamique de l'eau. Les valeurs des constantes  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  en fonction de  $Re_p$  ont été présentées dans le Tableau 1-8.

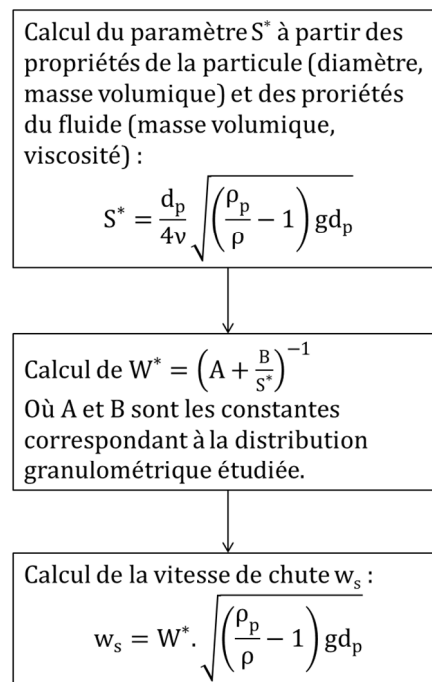
Au final, les paramètres  $S^*$  (relation (2-95)) et  $W^*$  (relation (2-96)) peuvent être calculés pour chaque couple de diamètre et de vitesse de chute et une interpolation de la forme (2-102) peut être obtenue.

$$W^* = \left( A + \frac{B}{S^*} \right)^{-1} \quad (2-102)$$

Où A et B sont des constantes.

### **Calcul de la vitesse de chute d'une particule dans le code**

Finalement, la procédure implémentée dans le code pour le calcul de la vitesse de chute d'une particule est résumée sur la Figure 2-11.



**Figure 2-11 : Procédure pour le calcul de la vitesse de chute d'une particule**

Les valeurs de A et B sont à renseigner par l'utilisateur. De manière générale, les coefficients A et B doivent être calculés en fonction de la distribution granulométrique étudiée selon la méthode présentée dans le paragraphe précédent.

Des valeurs par défaut sont toutefois implémentées dans le code, elles correspondent à celles d'un sable moyen (Jimenez & Madsen, 2003) et sont :

- A=0,954 et B=5,15 si  $S^* > 0,5$ .
- A=0 et B=4,5 sinon (loi de Stokes).

Il est important de noter qu'avec les valeurs par défaut, les vitesses de chute des particules ne sont pas continues en  $S^*=0,5$ .



#### 2.3.2.5.4. Formules implémentées pour le calcul de $k_s$

Contrairement à la contrainte de cisaillement  $\tau_w$ , l'énergie cinétique turbulente  $k$  est un résultat directement fourni par le solveur *interFoam*. Aucun calcul supplémentaire n'est nécessaire, il suffit de faire appel à la valeur de  $k$  à l'endroit où la particule rencontre la paroi. Cette valeur est ensuite comparée à la valeur seuil  $k_s$ . Les formules implémentées et investiguées par la suite pour le calcul de  $k_s$  sont toutes basées sur la même relation générique :

$$k_s = \xi \cdot w_s^2 \quad (2-103)$$

La vitesse de chute  $w_s$  est calculée pour chaque particule selon la procédure illustrée sur la Figure 2-11.

Concernant le paramètre  $\xi$ , plusieurs choix sont possibles et leur pertinence est étudiée dans les chapitres 3 et 4. On distingue les possibilités suivantes :

- Une valeur de  $\xi$  constante choisie par l'utilisateur, par exemple 1 en se basant sur la formule proposée par Yan (2013).
- Une valeur de  $\xi$  variable calculée par les relations (2-87) et (2-88) d'après le critère de Van Rijn (1984b). La relation (2-87) est considérée valable même pour les  $d^*$  inférieurs à 1. Dans ce cas, la condition est dénommée « BTKE Van Rijn ».
- Une valeur de  $\xi$  variable calculée par les relations (2-91), (2-92) et (2-93) d'après le critère de Van Rijn modifié et prolongé pour des  $d^*$  jusqu'à 0,1. Dans ce cas, la condition est dénommée « BTKE Van Rijn modifiée ».

***Bilan :** Une relation explicite pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil en fonction des propriétés des particules a été obtenue. Celle-ci ne nécessite plus de coefficient d'ajustement. Des nouvelles conditions BTKE ont été implémentées sur la base de cette relation permettant le calcul d'une valeur seuil pour chaque particule en fonction de ses propriétés. Le domaine de validité des formulations proposées sera étudié au chapitre 3.*

### 2.3.3. Création du solveur lagrangien dans OpenFOAM®

La bibliothèque *intermediate*, complétée par les nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois, fournit à présent l'ensemble des outils nécessaires à la création du solveur lagrangien. Les paragraphes suivants s'attachent à la description de l'implémentation et de la compilation de celui-ci dans OpenFOAM®. La structure générale d'un répertoire de calcul et les résultats fournis par une simulation sont ensuite décrits.

#### 2.3.3.1 Implémentation et compilation du solveur lagrangien

La première étape consiste à choisir un nom pour notre solveur correspondant également au nom du répertoire dans lequel il est implémenté. Le solveur lagrangien est tout simplement appelé « solveurLagrangien ». Dans ce répertoire, quatre fichiers doivent apparaître :

- Le fichier *Make/files*, dans lequel on trouve le nom du code source de l'application à compiler (*solveurLagrangien.C*) et la commande choisie pour faire appel à cette application (*solveurLagrangien*).
- Le fichier *Make/options*, où sont renseignés l'ensemble des chemins d'accès aux sources d'OpenFOAM® auxquelles on souhaite faire appel pour la compilation du solveur (modèles de turbulence, modèles de transport, bibliothèque *intermediate* modifiée, etc.).
- Le fichier *solveurLagrangien.C*, correspondant au code source du solveur. Ce fichier inclut l'ensemble des sources que l'on souhaite utiliser (lecture du maillage, lecture de l'accélération de la gravité, utilisation des modèles de turbulence, utilisation de la bibliothèque *intermediate* modifiée, etc.).
- La déclaration et la lecture des données d'entrée des sources appelées est faite dans un fichier séparé, *createFields.H*. Dans notre cas, les données d'entrée principales sont celles de la bibliothèque *intermediate* modifiée, à savoir les grandeurs hydrodynamiques décrivant l'écoulement (champ de vitesses, variables turbulentes, contraintes de cisaillement) et ses propriétés physiques (masse volumique et viscosité).

Les développements permettant le calcul des trajectoires dans un écoulement à surface libre et l'appel des grandeurs hydrodynamiques utilisées dans les modèles d'interaction particule/paroi (contrainte de cisaillement et énergie cinétique turbulente) sont effectués dans le fichier *createFields.H*. Sa structure est détaillée ci-dessous :

- Renseignement du nom du fichier dans le quel seront cherchées les propriétés du fluide porteur (masse volumique  $\rho_{\text{eau}}$  et viscosité cinématique  $\nu_{\text{eau}}$ ). De manière générale dans OpenFOAM®, ce fichier se nomme *transportProperties*. La viscosité dynamique  $\mu_{\text{eau}}$  est ensuite calculée.
- Déclaration des champs scalaires  $\rho$  et  $\mu$  dont les valeurs sont respectivement  $\rho_{\text{eau}}$  et  $\mu_{\text{eau}}$  dans l'ensemble du domaine de calcul.

- Déclaration et lecture du champ vectoriel de la vitesse du fluide U.
- Déclaration et lecture du champ scalaire de la fraction volumique  $\alpha$ .
- Modification du champ vectoriel U et des champs scalaires  $\rho$  et  $\mu$  par les relations **(2-104)**, **(2-105)** et **(2-106)**. La modification des propriétés physiques du fluide porteur en fonction de la valeur de  $\alpha$  permet de prendre en compte la nature multiphasique de l'écoulement dans le solveur lagrangien, la position de la surface libre étant choisie pour  $\alpha=0,5$ .

$$U = \begin{cases} 0 & \text{si } \alpha < 0,5 \\ U & \text{si } \alpha \geq 0,5 \end{cases} \quad (2-104)$$

$$\rho = \begin{cases} \rho_{\text{air}} & \text{si } \alpha < 0,5 \\ \rho_{\text{eau}} & \text{si } \alpha \geq 0,5 \end{cases} \quad (2-105)$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_{\text{air}} & \text{si } \alpha < 0,5 \\ \mu_{\text{eau}} & \text{si } \alpha \geq 0,5 \end{cases} \quad (2-106)$$

Les valeurs de la masse volumique de l'air  $\rho_{\text{air}}$  et de la viscosité dynamique de l'air  $\mu_{\text{air}}$  sont renseignées directement dans le fichier `createFields.H`. Leurs valeurs choisies sont respectivement  $1,2 \text{ kg/m}^3$  et  $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ .

Avant ces modifications, le code existant était développé pour des écoulements monophasiques, dans le sens où le fluide porteur occupait l'ensemble du domaine de calcul. Les valeurs de la masse volumique et de la viscosité cinématique étaient uniformes dans l'ensemble du domaine de calcul. L'utilisation du code existant sur les résultats fournis par le solveur multiphasique *interFoam* entraînait la perte de l'information sur la position de la surface libre, le code considérant que l'ensemble du domaine de calcul était occupé par la phase « eau » ; les valeurs de vitesses, pression, turbulence, etc. étant toutefois celles calculées pour la phase « eau » et la phase « air ». De nombreuses particules se retrouvaient ainsi en mouvement dans la phase « air », voire quittaient le domaine de calcul par le toit (l'atmosphère). Le code existant ne permettait donc pas de reproduire les phénomènes physiques que l'on souhaitait modéliser.

La vitesse de l'air est également modifiée et fixée à 0. Evidemment celle-ci n'est pas nulle en réalité, mais cet artifice de calcul est utilisé pour empêcher l'entraînement de certaines particules dans la phase « air » du fait des fortes vitesses pouvant exister dans la région proche de l'interface. Ce choix est conforté par le fait que l'information sur la vitesse de l'air n'est pas utile dans le cadre de nos simulations.

- Déclaration et lecture du modèle de turbulence choisi dans un fichier *turbulenceProperties*.
- Déclaration et lecture du champ scalaire de l'énergie cinétique turbulente k.

- Déclaration et lecture du champ scalaire de la viscosité turbulente  $\nu_t$ .
- Déclaration d'un champ tensoriel  $R_{\text{eff}}$  correspondant au tenseur des contraintes effectives. Les valeurs sont calculées à partir de la relation (2-71).
- Déclaration d'un champ vectoriel  $\tau_{\text{paroi}}$  et calcul de ses valeurs par la relation (2-74).
- Déclaration d'un champ scalaire  $\tau_w$  et calcul de ses valeurs par la relation suivante :

$$\tau_w = \text{mag}(\tau_{\text{paroi}}) \quad (2-107)$$

Où  $\text{mag}(V)$  est la norme d'un vecteur  $V$ .

- Déclaration des **données d'entrée** de la bibliothèque *intermediate* modifiée, à savoir **U,  $\rho$ ,  $\mu$ , k et  $\tau_w$** .

Les quatre fichiers essentiels pour la création de l'application sont renseignés, celle-ci peut donc être compilée. Le paragraphe suivant décrit la structure d'un répertoire de calcul type pour l'utilisation du solveur lagrangien ainsi que les fichiers le composant.

### 2.3.3.2 Structure générale d'un répertoire de calcul

Comme tous les répertoires de calcul du logiciel OpenFOAM®, celui utilisé pour la modélisation lagrangienne est composé de trois sous-répertoires : 0/, constant/ et system/.

Le répertoire 0/ contient les résultats de la simulation hydrodynamique faite avec le solveur *interFoam*. Les fichiers contenant le champ de vitesse ( $U$ ), les grandeurs turbulentes ( $k$ ,  $\omega$  ou  $\varepsilon$ ,  $\nu_t$ ), la pression ( $p$ ) et la fraction volumique ( $\alpha$ ) doivent donc y être copiés.

Le répertoire system/ rassemble les fichiers de contrôle de la simulation. La durée maximale de la simulation, le pas de temps maximal, le pas de temps d'écriture des résultats ou encore le format d'écriture des résultats sont spécifiés dans le fichier *controlDict*. La décomposition du domaine de calcul pour l'utilisation du code en parallèle sur plusieurs cœurs se fait également dans ce répertoire à travers un fichier *decomposeParDict*.

Le répertoire constant/ doit contenir les informations sur le maillage utilisé (répertoire polyMesh/). Le répertoire polyMesh/ est identique à celui utilisé pour la modélisation hydrodynamique et doit être copié-collé. D'autres fichiers sont nécessaires afin de définir le modèle de turbulence utilisé (*turbulenceProperties* et *RASProperties*), les propriétés du fluide porteur (*transportProperties*) et l'accélération de la gravité ( $g$ ). Enfin on trouve dans le répertoire constant/ le

fichier *kinematicCloudProperties* dans lequel sont renseignés tous les paramètres du modèle lagrangien. On peut distinguer plusieurs parties :

- Paramétrage du calcul.
  - Définition du nombre de Courant maximal introduit dans l'équation (2-65).
  - Choix des schémas numériques pour l'intégration de la vitesse des particules et l'interpolation des variables hydrodynamiques.
- Choix de la **masse volumique** des particules.
- Choix des **forces** à prendre en compte pour le calcul de la trajectoire.
- Choix du **modèle d'injection** des particules.
  - Injection surfacique ou ponctuelle.
  - Nombre de particules.
  - Vitesses initiales des particules.
  - Tailles des particules (paramètres de la distribution si la répartition granulométrique est étendue).
- Choix du modèle de **dispersion turbulente**.
- Choix du **mode d'interaction** des particules avec les limites du domaine de calcul : condition *stick*, *rebound* ainsi que les nouvelles conditions utilisant le seuillage de la contrainte de cisaillement (BSS) ou de l'énergie cinétique turbulente (BTKE). Pour les conditions BTKE, les valeurs A et B de la distribution de vitesses de chute sont à renseigner ici. Pour la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  constante, sa valeur est également à renseigner ici. Enfin, la valeur de l'angle maximal de la paroi pour lequel le dépôt peut avoir lieu peut être choisie dans ce fichier.

### 2.3.3.3 Résultats fournis par le solveur lagrangien

Le solveur lagrangien calcule la trajectoire de chaque particule de proche en proche depuis son injection dans le domaine de calcul. Il n'est cependant pas nécessaire d'écrire la position et la vitesse de chaque particule à chaque instant, d'autant plus que cela demanderait des quantités de stockage colossales (environ 1 Go de données par pas de temps pour une simulation avec 10 000 particules). Une dizaine de pas de temps sur la durée totale de la simulation sont suffisants pour obtenir les résultats qui nous intéressent.

L'objectif premier de la simulation lagrangienne est de déterminer le pourcentage massique d'abattement des particules dans un ouvrage de décantation, c'est-à-dire le rapport entre la masse de particules déposées  $M_d$  et la masse de particules injectées  $M_i$ . La masse injectée est connue, puisque la distribution granulométrique et la masse volumique des particules sont des données d'entrée choisies par l'utilisateur. La masse déposée est quant à elle calculée à partir d'un compteur incrémenté dès qu'une particule est autorisée « hydrodynamiquement » à se fixer sur la paroi.

Le compteur fonctionne de la manière suivante :

- La particule se dépose (condition *stick* ou condition BSS/BTKE où le paramètre hydrodynamique retenu est inférieur à la valeur seuil).
- La masse de la particule  $dm$  est calculée par la relation (2-108).

$$dm = \rho_p \frac{\pi \cdot d_p^3}{6} \quad (2-108)$$

Avec  $\rho_p$  et  $d_p$  respectivement la masse volumique et le diamètre de la particule se déposant.

- Le compteur correspondant à la masse déposée  $M_d$  est alors incrémenté par la masse de la particule  $dm$ .

Un compteur similaire est également implémenté pour comptabiliser la masse sortie du domaine de calcul  $M_s$ . Finalement, lorsque l'ensemble des particules sont soit déposées soit sorties du domaine de calcul, le rendement de l'ouvrage  $\eta$  vis-à-vis de la décantation des particules est calculé par la relation (2-109).

$$\eta = \frac{M_d}{M_i} = 1 - \frac{M_s}{M_i} \quad (2-109)$$

Le deuxième objectif de la simulation lagrangienne est l'évaluation des zones préférentielles de dépôt sur le fond d'un ouvrage de décantation. La position de chaque particule déposée sur le fond étant connue à la fin de la simulation, la localisation des zones de dépôts obtenues numériquement peut se faire aisément avec un logiciel de visualisation. Une étude plus poussée des dépôts, par exemple une répartition massique par unité de surface, est également possible avec des traitements complémentaires, la position de chaque particule et le diamètre associé étant écrits dans des fichiers .txt facilement exploitables.

#### 2.3.4. Conclusion

Un solveur lagrangien permettant le calcul de la trajectoire d'une particule dans un écoulement à surface libre a été développé à partir de la bibliothèque *intermediate* disponible dans le logiciel OpenFOAM®. De nouvelles conditions d'interaction ont été créées et ajoutées à la bibliothèque d'OpenFOAM® pour restreindre le dépôt des particules aux zones ayant des propriétés géométriques (angle de la paroi) et hydrodynamiques (cisaillement, turbulence) favorables au dépôt. Celles-ci permettent le calcul des valeurs seuils pour chaque particule en fonction de ses propriétés sans avoir besoin de coefficient d'ajustement.

## 2.4. Conclusion du chapitre 2

Le calcul de l'écoulement est fait à partir de la résolution des équations de Navier-Stokes par une approche RANS associée au modèle de turbulence du premier ordre à deux équations  $k-\omega$  SST. La nature multiphasique de l'écoulement eau/air est modélisée par la méthode *Volume of Fluid* utilisant l'équation de transport de la fraction volumique pour déterminer la position de la surface libre. Le système d'équations est résolu par la méthode des volumes finis où le domaine de calcul est décomposé en mailles dans lesquelles sont résolues les équations discrétisées régissant l'écoulement du fluide.

Les résultats hydrodynamiques constituent le support de calcul de la modélisation lagrangienne permettant la détermination des trajectoires des particules solides dans un fluide. S'appuyant sur la bibliothèque lagrangienne *intermediate* disponible dans les sources d'OpenFOAM®, un solveur capable de calculer les trajectoires des particules dans un écoulement à surface libre a été développé. De nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois ont été ajoutées à la bibliothèque existante afin de prendre en compte le dépôt et la remise en suspension. Celles-ci se basent sur la comparaison d'une variable hydrodynamique (contrainte de cisaillement ou énergie cinétique turbulente) avec une valeur seuil calculée à l'échelle particulaire. Les résultats obtenus avec les différentes conditions d'interaction doivent être comparés pour identifier les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles.

L'utilisation du solveur lagrangien permet d'accéder à deux informations essentielles à l'évaluation du fonctionnement d'un bassin vis-à-vis de la décantation : le taux d'abattement des particules, autrement dit l'efficacité du bassin, et la répartition spatiale des dépôts sur le fond de l'ouvrage. La confrontation des résultats fournis par le modèle lagrangien avec des mesures expérimentales permettra de conclure sur la validité de celui-ci à reproduire les phénomènes en jeu dans le transport solide en bassin de décantation. Le solveur est appliqué à des modèles réduits de bassin au chapitre 3 puis à un pilote de décanteur à l'échelle 1 au chapitre 4.

### 3. CONFRONTATION DU MODELE AVEC DES EXPERIENCES SUR MODELES REDUITS DE BASSIN

#### 3.1. Introduction

Le code développé est à présent appliqué à trois séries expériences réalisées sur des modèles réduits de bassins de décantation par Frey (1991), Stovin (1996) et Dufresne (2008). La confrontation des résultats numériques avec les mesures expérimentales permettra de vérifier la capacité du modèle à reproduire les phénomènes en jeu dans le transport solide en bassin à travers deux informations : le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage et les zones préférentielles de dépôts sur le fond de celui-ci. Les trois séries d'expériences présentent des caractéristiques relativement différentes permettant d'appliquer le modèle sur une large gamme de particules et de configurations hydrauliques. Les caractéristiques des expériences et leur pertinence vis-à-vis des ouvrages réels, tant sur l'écoulement que sur le transport solide, ont été présentées en partie 1.4.2.2.

La confrontation du modèle aux expériences de Frey (1991) doit conduire à la validation du modèle pour des conditions hydrauliques où des dépôts peuvent avoir lieu sur l'ensemble du fond de l'ouvrage. L'objectif principal est donc la vérification de la bonne capacité du modèle à reproduire le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage. Cinq échantillons de sable sont utilisés permettant d'étudier une gamme de diamètre adimensionnel entre 0,5 et 5 avec des  $d^*_{50}$  compris entre 1,3 et 2,6 en fonction de la distribution granulométrique utilisée.

Les expériences de Stovin (1996) permettent d'investiguer une gamme de  $d^*$  entre 0,15 et 2,5, le diamètre adimensionnel médian de l'échantillon utilisé étant 0,77. Par ailleurs, les conditions hydrodynamiques sont telles que des zones vierges de tout dépôt apparaissent sur le fond de l'ouvrage. Ces expériences sont donc bien adaptées pour étudier, en plus de l'efficacité du bassin, les conditions d'interaction entre les particules et les parois implémentées dans le modèle, en particulier le prolongement du critère de Van Rijn pour les  $d^*$  plus petit que 1.

Dans les expériences de Dufresne (2008), les particules utilisées présentent des  $d^*$  entre 2,5 et 10, le  $d^*_{50}$  étant proche de 5. Tout comme pour les expériences de Stovin (1996), les conditions hydrodynamiques dans le bassin entraînent des zones dans lesquelles le dépôt est impossible. Ces expériences permettent donc d'étudier la pertinence des différentes conditions d'interaction implémentées pour des  $d^*$  plus importants ainsi que le taux d'abattement des particules.



Au final, les trois séries d'expériences retenues permettent de confronter le modèle pour différentes configurations faisant varier :

- L'efficacité de l'ouvrage entre 0 et 100%.
- La répartition des dépôts sur la totalité du fond de l'ouvrage ou dans des zones localisées.
- Les caractéristiques des particules (diamètre, masse volumique,  $d^*$ ).

### 3.2. Les expériences de Frey (1991)

#### 3.2.1. Protocole et résultats expérimentaux

Les expériences menées par Frey (1991) s'intéressent au transport de particules de sable dans quatre modèles réduits de bassin de décantation. Les configurations géométriques et hydrauliques retenues se basent sur une similitude de Froude par rapport à des décanteurs de vignoble (échelle 1/8). Les bassins étudiés sont composés d'un canal d'arrivée rectangulaire, d'une paroi inclinée à pente variable, d'un fond plat et d'un seuil rectangulaire frontal en sortie. Les côtés des bassins sont délimités par des parois parallèles verticales. La géométrie d'un bassin est illustrée sur la Figure 3-1. Quatre géométries sont étudiées faisant varier la longueur du fond plat, la hauteur du seuil et la pente de la paroi inclinée. Le détail des dimensions est fourni dans le Tableau 3-1.

Pour les configurations géométriques 1, 2 et 4, deux débits sont testés en entrée de l'ouvrage : 1,1 l/s et 2,2 l/s. Seul le débit 2,2 l/s est étudié pour la configuration 3. Un réservoir à niveau constant assure l'apport et la régularité du débit en entrée de bassin. Le nombre de Reynolds calculé à partir de la vitesse débitante et de la hauteur d'eau dans le corps du décantateur est d'environ 4 400 pour le débit de 1,1 l/s et 8 800 pour le débit de 2,2 l/s, les écoulements sont donc faiblement turbulents.

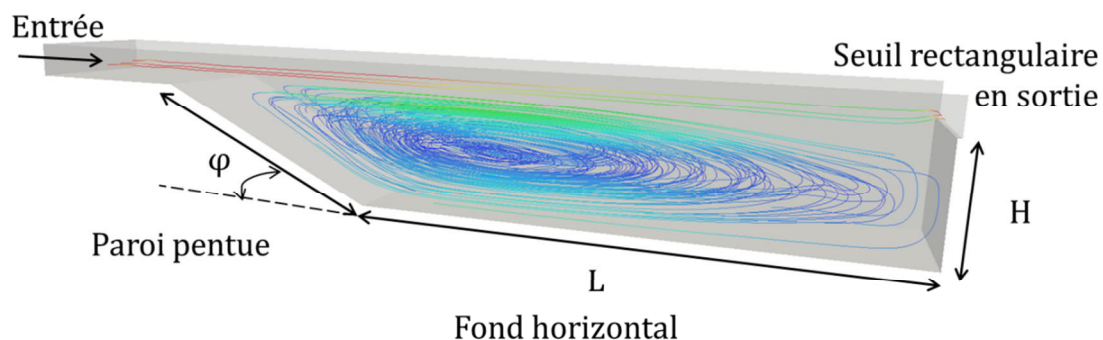


Figure 3-1 : Géométrie des modèles physiques des expériences de Frey (1991)

Géométrie	1	2	3	4
Longueur du fond horizontal L (cm)	97	62	97	62
Hauteur du seuil rectangulaire H (cm)	19	19	14	14
Largeur du bassin (cm)	25	25	25	25
Angle de la paroi pentue $\varphi$ (°)	25	25	25	20

Tableau 3-1 : Dimensions des modèles physiques des expériences de Frey (1991)

Pour chacune des combinaisons géométriques et hydrauliques, cinq expériences de transport solide sont réalisées, chacune correspondant à un échantillon de sable fin de densité 2,65. Les distributions granulométriques des cinq échantillons sont fournies sur la Figure 3-2. Chaque échantillon est caractérisé par son diamètre médian  $d_{50}$  dont les valeurs sont 51 ; 60 ; 70 ; 84 et 101 microns. Les diamètres adimensionnels  $d^*$  correspondant sont respectivement 1,3 ; 1,5 ; 1,8 ; 2,1 et 2,6.

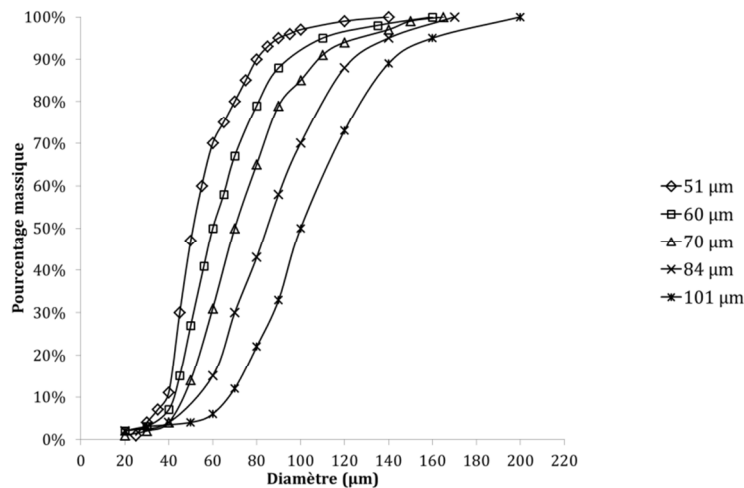


Figure 3-2 : Distributions granulométriques des échantillons de sable utilisés par Frey (1991)

L'écoulement dans le bassin étant établi, l'acquisition des profils de vitesses est réalisée par anémométrie laser à effet Doppler. Pour chacun des bassins, un écoulement présentant une recirculation selon la verticale est mis en évidence. En fonction de la longueur du bassin, il y a présence ou non d'un point de recollement sur le fond, c'est-à-dire un point à l'aval duquel il n'y a plus en moyenne de vitesses négatives (Frey, 1991).

Un dispositif d'injection cylindrique permet d'injecter les particules de sable dans le flux hydraulique en amont de la paroi inclinée. La récupération des particules en sortie de décanteur est faite grâce à un tamis. Les particules sont ensuite séchées à l'étuve et pesées. Les particules sédimentées sur le fond sont collectées par siphonnage et tamisage. Elles sont également séchées puis pesées. Le total des masses sortante et déposée est comparé à la masse injectée afin de vérifier qu'aucune perte n'a eu lieu.

Au final, le pourcentage massique en sortie (égal à la masse en sortie divisée par la masse injectée) est évalué pour chaque expérience. Les résultats des 34 expériences sont présentés sur la Figure 3-11. La précision sur le pourcentage massique en sortie a été évaluée à environ 5% par Frey (1991).

La répartition surfacique des dépôts est par ailleurs évaluée pour deux expériences. Le fond du décanteur est divisé en zones de longueur connue (différente en fonction de la zone) pour lesquelles les particules sont récupérées séparément et pesées. L'incertitude sur cette mesure est plus importante et de l'ordre de 10%, l'opération de collecte par siphonnage pouvant modifier la répartition des dépôts dans chacune des zones.

### **3.2.2. Modélisation numérique de l'écoulement**

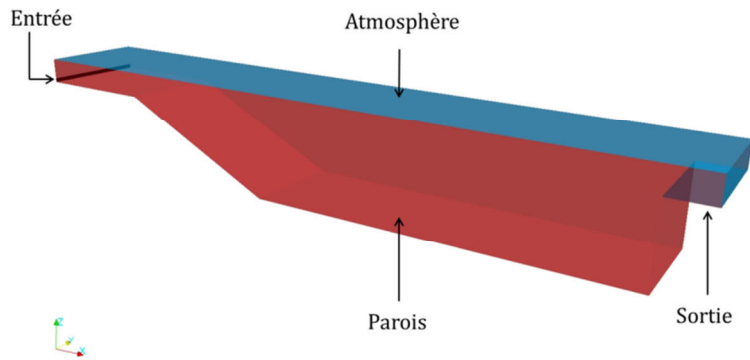
Les sept combinaisons géométriques et hydrauliques sont simulées numériquement avec le solveur *interFoam* présenté au chapitre 2.2. Les quatre géométries sont créées avec l'outil de dessin Salome. Le maillage est réalisé avec l'outil *snappyHexMesh* fourni par OpenFOAM®. Des mailles de type « cut-cell » d'environ 7,5 mm de côtés et 2,5 mm de hauteur sont choisies (soit un  $y^+$  de l'ordre de 1 à 3), conduisant à un domaine de calcul composé de 500 000 à 600 000 mailles selon la géométrie.

Afin d'étudier la sensibilité au maillage des résultats, un maillage plus fin, composé d'environ 800 000 mailles de 5 mm de côtés et 2,5 mm de hauteur, a été construit pour la géométrie 2 et le débit de 1,1 l/s.

La vitesse est imposée sur la face d'entrée de l'ouvrage afin de reproduire les débits injectés expérimentalement. La condition limite en sortie et sur la partie supérieure du domaine de calcul est une pression atmosphérique. Les limites du domaine de calcul sont présentées sur la Figure 3-3 avec l'entrée (en noir), les parois (en rouge), la sortie (en violet) et l'atmosphère (en bleu).

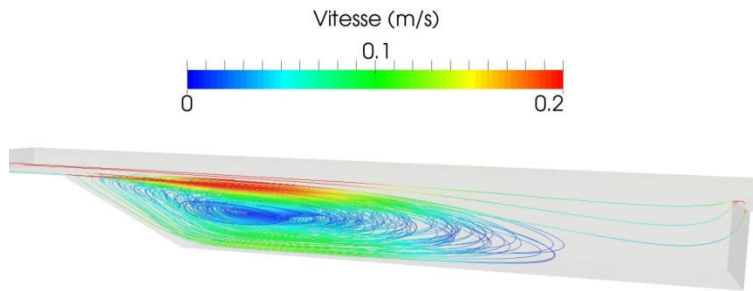
Le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST est utilisé avec des lois de parois standards. Pour les valeurs de  $y^+$  utilisées, la loi de paroi est celle du domaine laminaire (voir partie 2.2.1.4.3).

La convergence du calcul est vérifiée en s'appuyant sur la stabilité au cours du temps du bilan de masse en sortie et du champ de vitesses dans différents plans longitudinaux et transversaux.

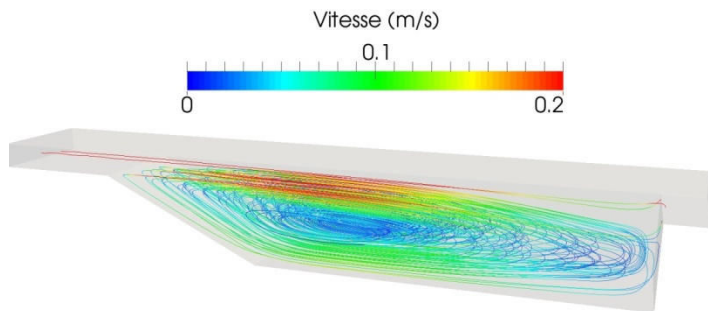


**Figure 3-3 : Limites du domaine de calcul des bassins de Frey (1991)**

Les lignes de courant pour la géométrie 1 (bassin long) et la géométrie 2 (bassin court) sont présentées sur la Figure 3-4 et Figure 3-5. La recirculation selon la verticale est bien représentée par le modèle numérique, avec un point de rattachement mis en évidence pour la géométrie 1 (Figure 3-4) et aucun point de rattachement pour le bassin plus court (Figure 3-5).



**Figure 3-4 : Lignes de courant pour la géométrie 1 et le débit 2,2 l/s**



**Figure 3-5 : Lignes de courant pour la géométrie 2 et le débit 2,2 l/s**

Les profils de vitesses moyennes dans différentes coupes transversales sont comparés avec les mesures effectuées par Frey (1991) pour la configuration 2 et le débit de 1,1 l/s. Les positions des coupes transversales sont précisées sur la Figure 3-6. La comparaison des profils de vitesses numériques et expérimentaux est illustrée sur la Figure 3-7.

Les profils sont relativement bien représentés aux extrémités de la zone de recirculation (sections 1 et 4). Par contre le modèle ne reproduit pas fidèlement la

répartition des vitesses à l'intérieur de la recirculation (sections 2 et 3). Les résultats sont par ailleurs peu sensibles au maillage choisi (Figure 3-7).

Il est possible qu'une modélisation avec une turbulence non isotrope (modèle RSM) puisse améliorer les résultats. Les premiers résultats de transport solide étant prometteurs, le choix a été fait de conserver ces résultats hydrodynamiques et de se concentrer sur l'efficacité du bassin.

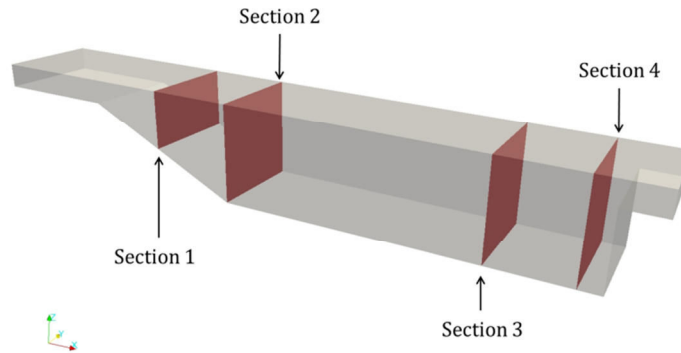


Figure 3-6 : Positions des plans pour la comparaison des profils de vitesses numériques et expérimentaux sur la géométrie 2

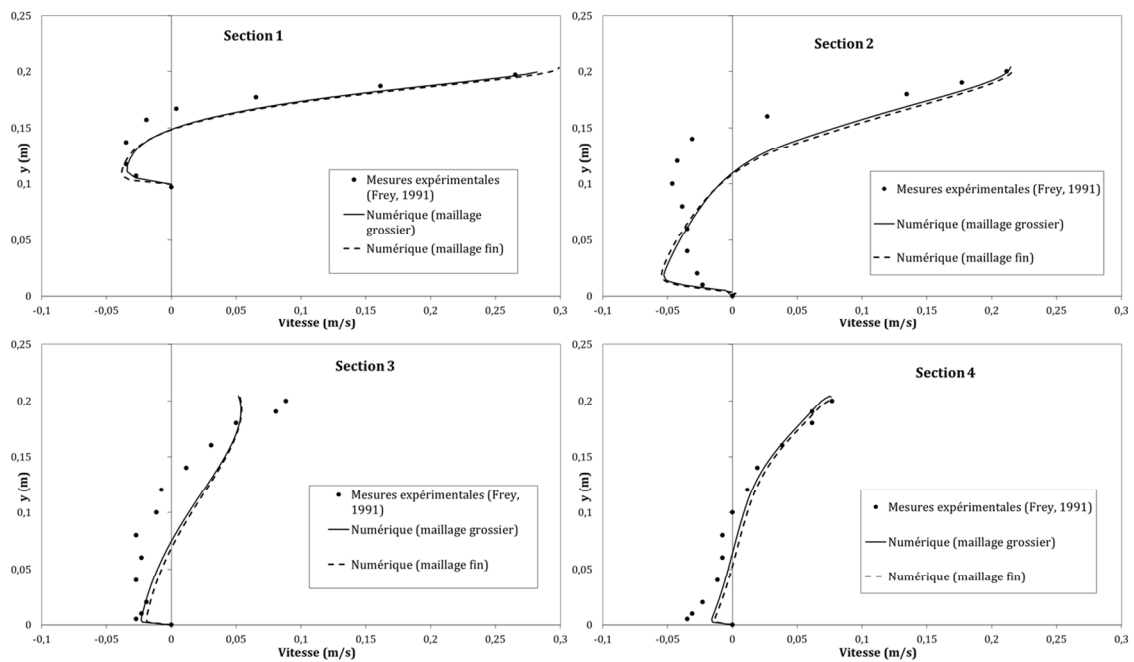


Figure 3-7 : Comparaison des profils de vitesses numériques et expérimentaux pour la géométrie 2 et le débit de 1,1 l/s

### 3.2.3. Modélisation numérique du transport solide

#### 3.2.3.1 Paramètres des simulations

Le modèle de suivi de particules présenté au chapitre 2.3 est appliqué aux sept combinaisons géométriques et hydrauliques afin de comparer les résultats numériques avec les mesures expérimentales de Frey (1991). Pour chaque échantillon de sable, une distribution de Rosin-Rammler est interpolée afin de reproduire la répartition granulométrique expérimentale. La distribution massique effectivement injectée dans le modèle est calculée à partir de la liste de l'ensemble des diamètres afin de vérifier sa cohérence avec la distribution granulométrique expérimentale (Figure 3-8).

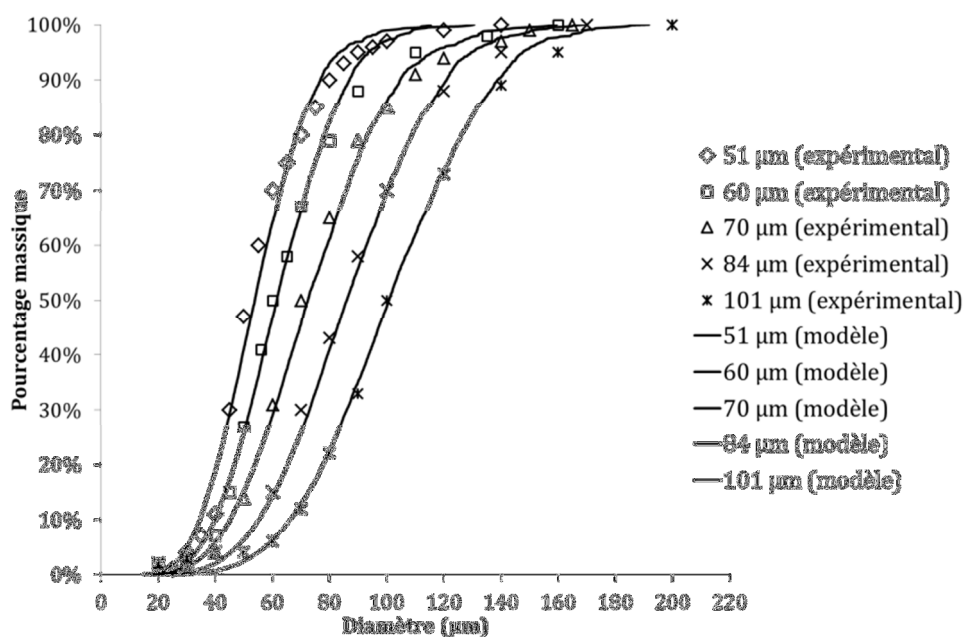


Figure 3-8 : Comparaison des distributions granulométriques injectées avec les distributions expérimentales

Après avoir vérifié que ce nombre était suffisant pour obtenir des résultats statistiquement représentatifs (Figure 3-12), dix mille particules de masse volumique  $2650 \text{ kg/m}^3$  sont injectées dans le flux hydraulique. Afin de reproduire le mode d'injection utilisé expérimentalement par Frey (1991), la surface d'injection est définie par un disque de 8 mm de diamètre positionné à l'amont immédiat de la rupture de pente. Le centre du disque est centré par rapport aux parois latérales et situé à la cote 10 mm (respectivement 18 mm) du fond du canal d'alimentation pour le débit 1,1 l/s (respectivement 2,2 l/s). Les forces prises en compte pour le calcul des trajectoires des particules sont la force de traînée et le poids déjaugé. La nature turbulente de l'écoulement est modélisée à partir du modèle de dispersion stochastique présenté au paragraphe 2.3.1.2.

La condition *rebound* est utilisée pour l'entrée et les parois latérales. La condition *escape* est appliquée à la sortie et l'atmosphère.

Concernant le fond de de l'ouvrage, l'utilisation de la condition *stick* est a priori suffisante. Cette hypothèse est justifiée par :

- Le fait que les dépôts observés expérimentalement par Frey (1991) ne sont pas localisés dans certaines régions de l'ouvrage. Numériquement, les contraintes de cisaillement adimensionnelles moyennes sur le fond sont inférieures aux valeurs critiques calculées par le diagramme de Shields à partir des formules de Brownlie (1981) et Soulsby (1997) (voir paragraphe 1.4.2, Figure 1-11).
- Le fait que par ailleurs l'auteur a montré qu'en recouvrant le fond du décanteur de particules et en amenant progressivement le débit à sa valeur nominale, il n'y avait pas remise en suspension (aucune particule collectée en sortie de l'ouvrage).

Les nouvelles conditions d'interaction sont néanmoins utilisées pour déterminer si une d'entre elles permet d'obtenir des résultats plus cohérents qu'avec la condition *stick* ou à défaut vérifier qu'elles fournissent des résultats similaires. Les conditions limites utilisées sont donc :

- La condition *stick* (partie 2.3.1.4).
- La condition « BSS Brownlie » (2.3.2.4).
- La condition « BSS Soulsby » (2.3.2.4).
- La condition BTKE avec un coefficient  $\xi$  fixe (2.3.2.5).
- La condition « BTKE Van Rijn » (2.3.2.5).
- La condition « BTKE Van Rijn modifiée » (2.3.2.5).

Pour la condition utilisant un coefficient  $\xi$  fixe, les valeurs 1 (Yan, 2013) et 5 (en s'appuyant sur le critère de Bagnold) sont étudiées. Pour l'ensemble des conditions BTKE, les vitesses de chute des particules sont calculées à partir de la relation (2-102) où les coefficients A et B valent respectivement 0,855 et 4,082. Cette interpolation est faite sur la distribution des vitesses de chute calculées avec les relations (2-99), (2-100) et (2-101), comme illustré sur la Figure 3-9.

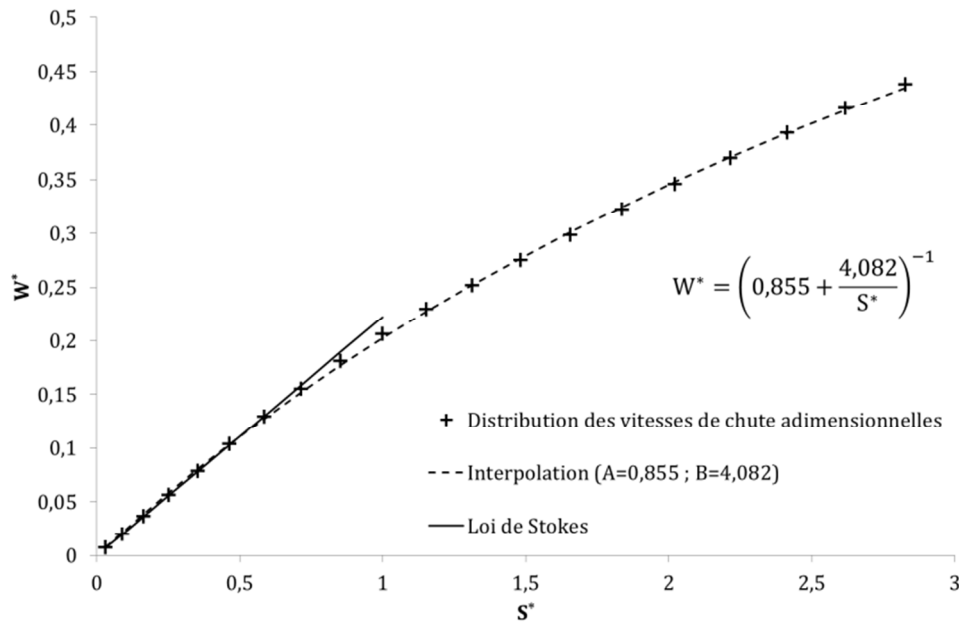


Figure 3-9 : Interpolation de la formule pour le calcul de la vitesse de chute adimensionnelle des particules de sable

### 3.2.3.2 Etude préliminaire des valeurs seuils

Les valeurs seuils correspondant à chaque condition d'interaction BSS et BTKE sont calculées pour le diamètre  $d_{10}$  ( $35 \mu\text{m}$ ) de la distribution granulométrique la plus petite ( $d_{50}=51 \mu\text{m}$ ) puis comparées à la distribution des contraintes de cisaillement et des énergies cinétiques turbulentes sur le fond pour un des cas les plus contraignants (débit  $2,2 \text{ l/s}$  sur la géométrie 1).

Un calcul similaire est fait pour le plus grand diamètre de la même distribution granulométrique ( $d_{\text{max}} \approx 100 \mu\text{m}$ ), correspondant également au diamètre médian de l'échantillon de sable le plus grossier utilisé.

La Figure 3-10 illustre les zones où le dépôt est impossible (en rouge) pour les particules de diamètre inférieur au  $d_{10}$  et au  $d_{\text{max}}$ . La borne supérieure de l'échelle des valeurs de  $\tau$  ou  $k$  est égale à la valeur seuil ( $\tau_s$  ou  $k_s$ ) correspondant au diamètre  $d_{10}$  ou  $d_{\text{max}}$ .



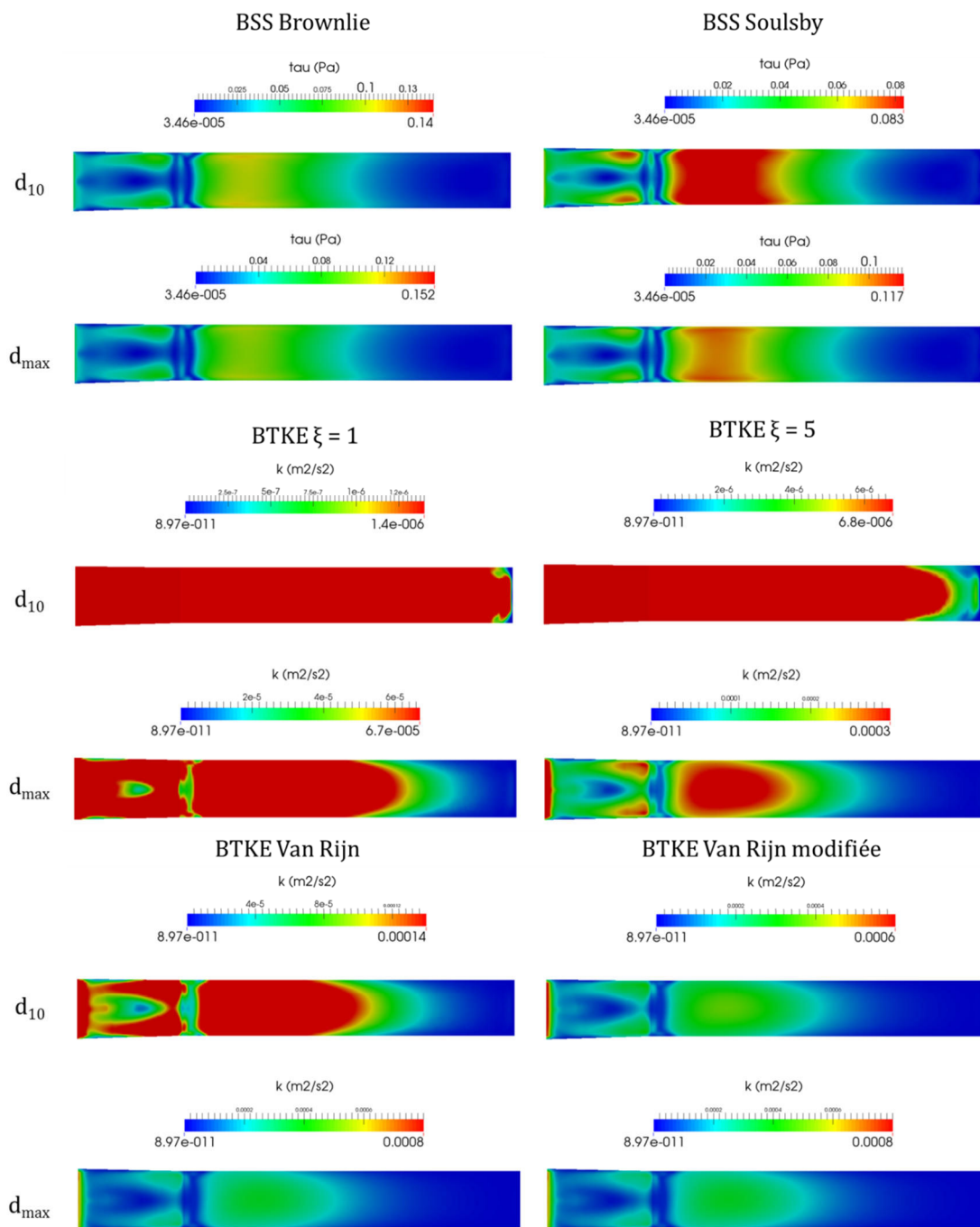


Figure 3-10 : Mise en évidence des zones où le dépôt est impossible pour le  $d_{10}$  et le  $d_{90}$  de la distribution granulométrique  $d_{50}=51 \mu m$  (géométrie 1 ; débit 2,2 l/s)

Avant toute modélisation du transport solide dans le bassin, on peut déjà remarquer que les conditions « BSS Brownlie » et « BTKE Van Rijn modifiée » fourniront des résultats similaires à la condition *stick*, le dépôt étant autorisé sur l'ensemble du fond de l'ouvrage pour le  $d_{10}$  de la plus petite distribution granulométrique et pour le débit fort (2,2 l/s).

Pour les conditions « BSS Soulsby » et « BTKE Van Rijn », le dépôt est impossible dans une zone limitée du fond pour les plus petites particules ( $d_{10}$ ). Le dépôt est par contre possible sur l'ensemble du fond pour le  $d_{max}$ . Une différence sur

l'efficacité calculée par rapport à la condition *stick* pourra éventuellement être observée, en particulier pour les échantillons de sable les plus fins.

Pour les conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1 ou 5, le dépôt est impossible sur l'ensemble du fond pour les particules correspondant au  $d_{10}$  et sur une grande partie de celui-ci pour le plus grand diamètre ( $d_{max}$ ). Des zones vierges de tout dépôt seront donc mises en évidence. On peut déjà raisonnablement penser que ces deux conditions BTKE ne seront pas valables car même pour la plus petite distribution granulométrique ( $d_{50}=51 \mu\text{m}$ ) des dépôts ont été observés sur l'ensemble du fond par Frey (1991).

### **3.2.3.3 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux**

#### **3.2.3.3.1 Efficacité**

##### **Résultats avec la condition *stick***

Lorsque l'ensemble des particules sont déposées ou ont quitté l'ouvrage en étant déversées par le seuil rectangulaire, la masse des particules décantées peut être évaluée et le rendement de l'ouvrage est calculé à partir de la relation (2-109). La Figure 3-11 montre ainsi la comparaison des résultats numériques et expérimentaux pour les 34 simulations effectuées avec la condition *stick*.

Chaque graphique correspond à une configuration géométrique et hydraulique pour les différents échantillons de sable étudiés. Les échantillons sont représentés par leur diamètre adimensionnel médian  $d^*_{50}$ .

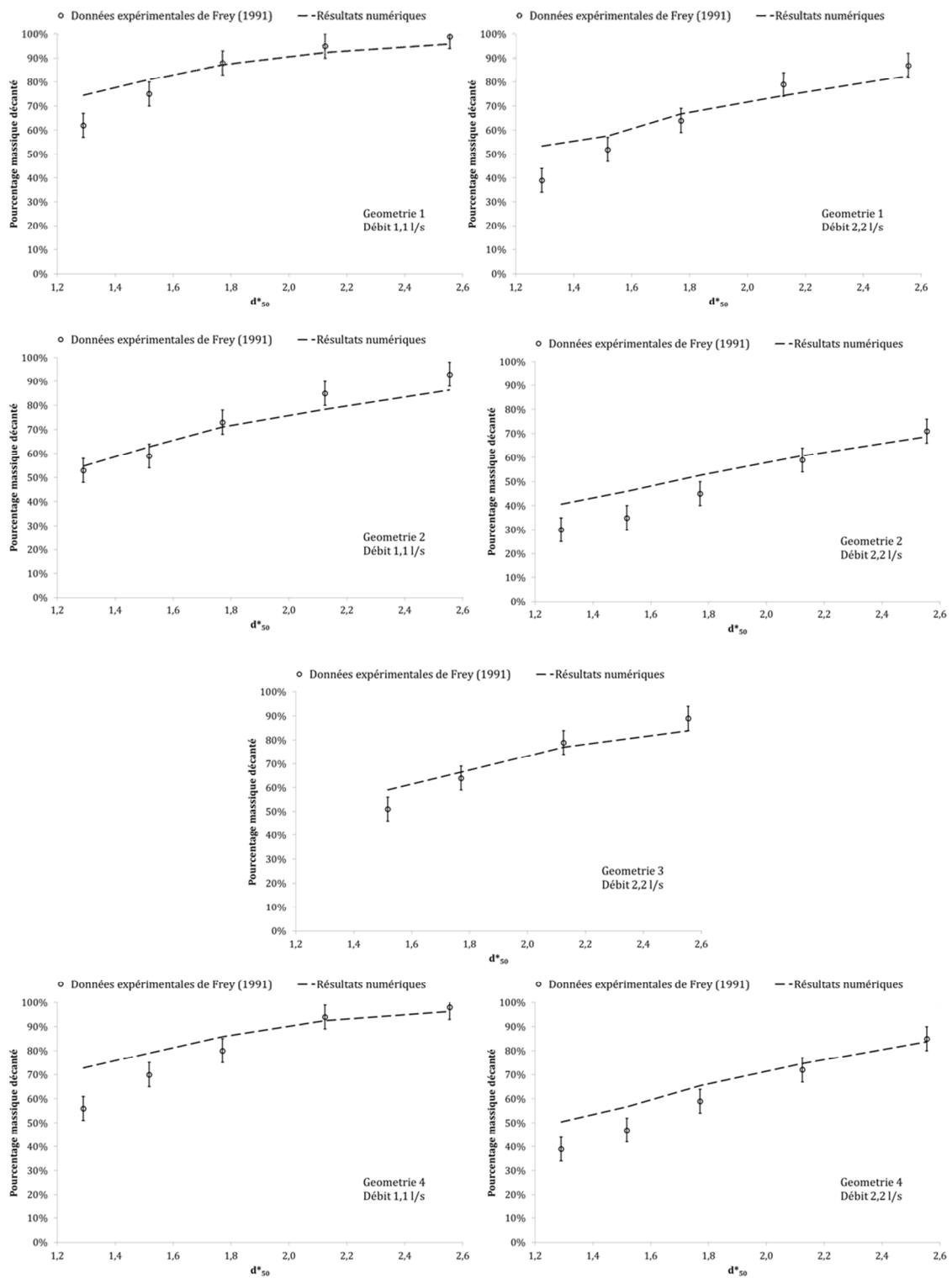


Figure 3-11 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales pour les 34 configurations de Frey (1991)

L'écart absolu entre la valeur calculée et celle mesurée expérimentalement est en moyenne de +/- 6% sur l'efficacité. L'écart est plus important pour les faibles valeurs de  $d^*$ , celui-ci pouvant atteindre 17% dans le cas du sable le plus fin pour la géométrie 4 et le débit 1,1 l/s.

De manière générale, le modèle numérique reproduit fidèlement le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage, la plupart des valeurs étant à l'intérieur des barres d'incertitude expérimentales.

### Sensibilité des résultats

La sensibilité des résultats au nombre de particules injectées et au maillage choisi est présentée sur la Figure 3-12 pour la géométrie 2 et le débit de 1,1 l/s. Sauf mention du contraire, les résultats sont ceux obtenus avec le maillage grossier. L'influence de la valeur du coefficient  $C_{ps}$  utilisé dans le modèle de dispersion turbulente (partie 2.3.1.2) est illustrée sur la Figure 3-13, également pour la géométrie 2 et le débit de 1,1 l/s. Les valeurs étudiées sont 0,08216 (valeur par défaut divisée par 2) et 0,32864 (valeur par défaut multipliée par 2). Le graphique présente également les résultats obtenus sans prendre en compte le modèle de dispersion turbulente.

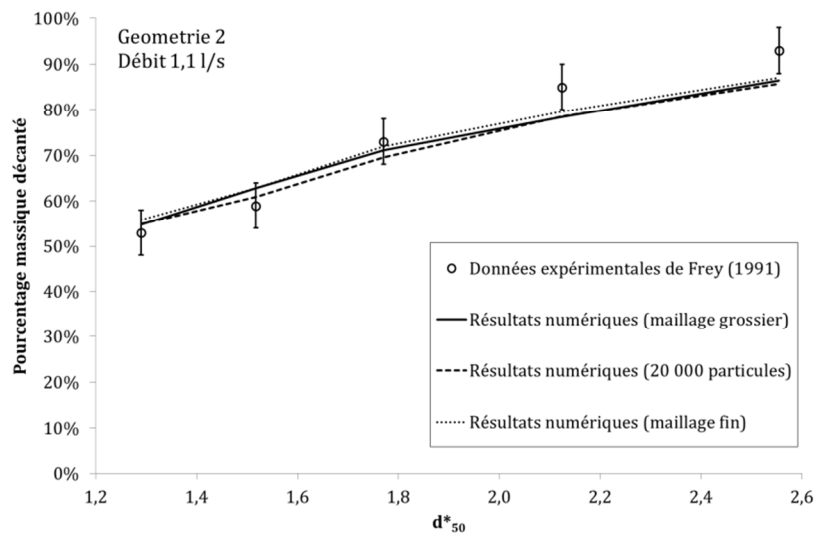


Figure 3-12 : Sensibilité des résultats au maillage et au nombre de particules

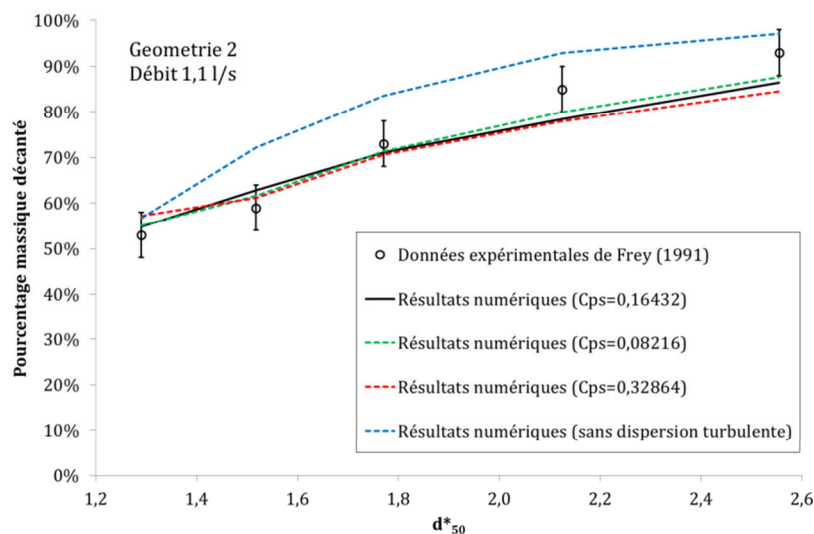
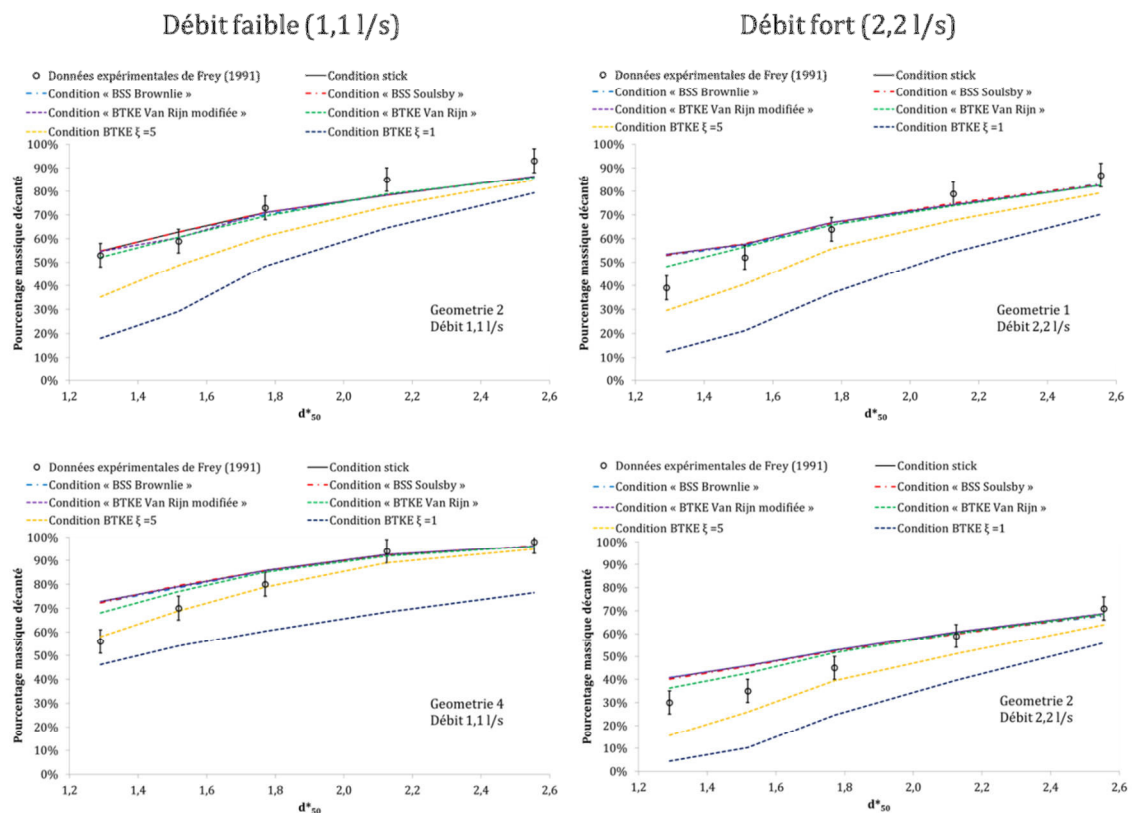


Figure 3-13 : Sensibilité des résultats au coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$

L'étude de la sensibilité au nombre de particules injectées montre que le choix de 10 000 particules est suffisant pour être représentatif de l'efficacité (Figure 3-12). De même, le choix du maillage grossier est satisfaisant, l'utilisation du maillage plus fin n'entraînant pas des valeurs d'efficacité différentes (écart inférieur à 1%). Enfin, les essais sur la valeur du coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$  démontrent le peu d'influence de ce paramètre sur les résultats obtenus (variations de l'ordre de 2-3% sur l'efficacité). Par contre, la prise en compte de la turbulence à travers le modèle de dispersion stochastique est indispensable : les résultats obtenus sans ce modèle conduisant à une surestimation de l'efficacité de l'ouvrage de l'ordre de 10% dans la majorité des cas (Figure 3-13).

### **Influence de la condition d'interaction particule/paroi**

L'influence de la condition d'interaction utilisée sur l'efficacité calculée est illustrée sur la Figure 3-14.



**Figure 3-14 : Comparaison des efficacités numériques en fonction de la condition d'interaction particule/paroi**

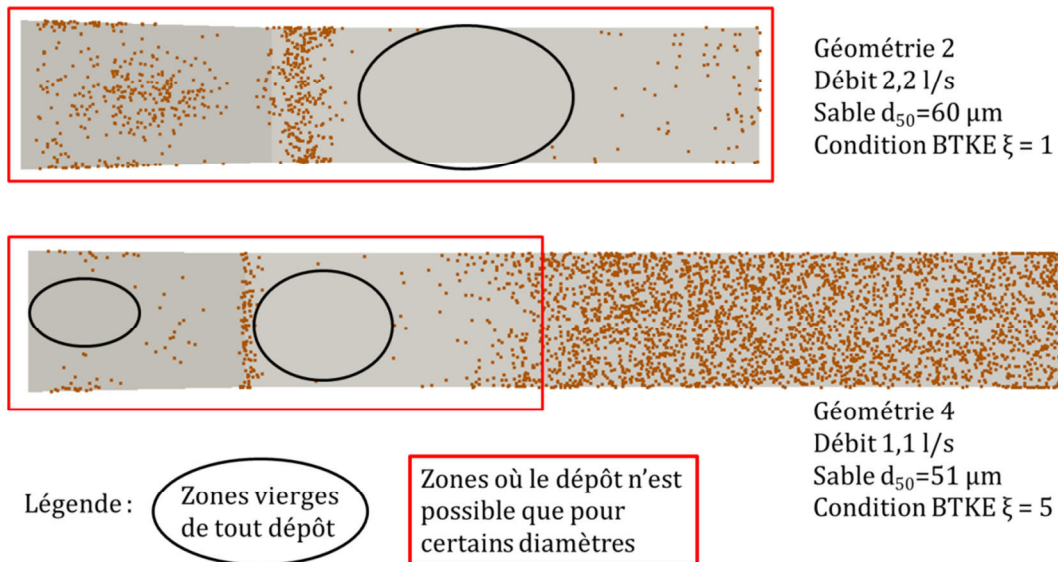
On peut remarquer que les conditions « BSS Brownlie » et « BTKE Van Rijn modifiée » fournissent effectivement des résultats similaires à la condition *stick* pour l'ensemble des expériences. Malgré une valeur seuil légèrement plus contraignante que pour la condition « BSS Brownlie », la condition « BSS Soulsby » fournit également des résultats similaires, même pour le débit fort et les échantillons de sable les plus fins.

L'utilisation de la condition « BTKE Van Rijn » entraîne dans certains cas une légère amélioration de l'efficacité calculée pour les échantillons de sable les plus fins ( $d_{50}^*=1,3$  et  $d_{50}^*=1,6$ ), en particulier pour le débit fort (2,2 l/s). La variation d'efficacité reste toutefois limitée (-4% par rapport à la condition *stick* au maximum) et n'améliore pas de manière considérable la différence mise en évidence précédemment entre les efficacités expérimentales et celles obtenues avec la condition *stick* pour l'échantillon de sable le plus fin ( $d_{50}^*=1,3$ ), par exemple sur la géométrie 4 pour le débit 1,1 l/s (Figure 3-14) où la différence la plus importante avait été mise en évidence (17%).

Cette légère variation par rapport à la condition *stick* s'explique par le fait que les particules les plus fines ne peuvent pas se déposer dans certaines régions du bassin (voir Figure 3-10). De façon générale, on peut considérer que les résultats fournis par la condition « BTKE Van Rijn » restent du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec la condition *stick*.

Pour les conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1 ou 5, les efficacités calculées sont très différentes de celles obtenues avec la condition *stick*. Les efficacités sont sous-estimées dans tous les cas pour la condition où  $\xi$  vaut 1 et dans la majorité des cas pour celle où  $\xi$  vaut 5. Ces deux conditions sont effectivement trop contraignantes puisque les dépôts ne sont possibles que dans une partie du fond seulement et, dans certains cas, que pour certaines tailles de particule (Figure 3-15), ce qui n'est pas cohérent avec les observations de Frey (1991).

Si la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 5 améliore les résultats sur l'efficacité pour la configuration 4 et le débit 1,1 l/s (Figure 3-14) où un écart important avait été mis en évidence avec la condition *stick* (et les conditions fournissant des résultats similaires), elle ne peut néanmoins pas être considérée comme valable puisque ces efficacités sont obtenues au détriment de l'apparition de zones vierges de dépôts sur le fond du bassin (Figure 3-15), ce qui est contradictoire avec les résultats expérimentaux.



**Figure 3-15 : Mise en évidence des zones vierges de dépôt et des zones où le dépôt n'est possible que pour certains diamètres avec les conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe**

### 3.2.3.3.2. Localisation des dépôts

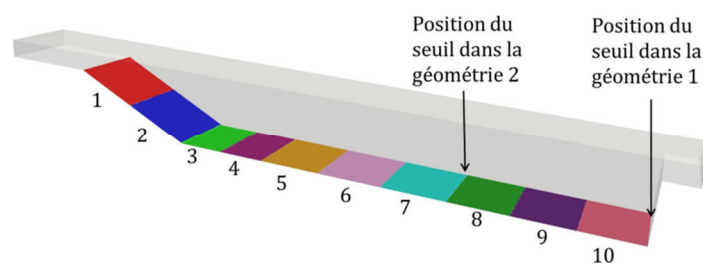
Le bassin est divisé en dix zones pour la géométrie 1 et sept zones pour la géométrie 2 (Figure 3-16). La masse  $m_i$  déposée dans chaque zone  $i$  ( $i$  allant de 1 à 10 pour la géométrie 1 et de 1 à 7 pour la géométrie 2) est calculée à partir des positions et des diamètres de l'ensemble des particules pour la distribution  $d_{50}=84 \mu\text{m}$ . La masse surfacique  $ms_i$  pour chaque zone est alors évaluée par la relation suivante :

$$ms_i = \frac{m_i}{l \times L_i} \quad (3-1)$$

Où  $l$  est la largeur du bassin (25 cm) et  $L_i$  la longueur de la zone  $i$ .

Le pourcentage de masse surfacique  $P_i$  dans chaque zone est alors calculé par la relation suivante :

$$P_i = \frac{ms_i}{\sum ms_i} \quad (3-2)$$



**Figure 3-16 : Découpage du fond en zones pour l'évaluation des masses surfaciques de dépôt**

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux est présentée sur la Figure 3-17 pour la géométrie 1 et sur la Figure 3-18 pour la géométrie 2. La distribution montre une surestimation des dépôts dans la zone 1, correspondant à la partie supérieure de la pente, pour les deux géométries (28% numériquement au lieu de 10% pour la géométrie 1 et 32% numériquement au lieu de 10% pour la géométrie 2).

Cette surestimation est peut-être due à la mauvaise représentation des vitesses dans la recirculation qui a tendance à emmener plus de particules vers l'amont. En effet la Figure 3-7 met en évidence une surestimation de la vitesse négative dans la partie basse de la recirculation au niveau de la section 2. La surestimation obtenue numériquement peut également être liée à un déplacement des particules dans la pente (zone 2) et à l'aval immédiat de celle-ci (zones 3 et 4) au cours de l'expérience, les pourcentages de masse surfacique étant relativement bien reproduits dans la partie aval du bassin (zones 5 à 10). Ce déplacement pourrait s'expliquer par la pente relativement forte (50%) pouvant peut-être entraîner certaines particules vers l'aval par glissement.

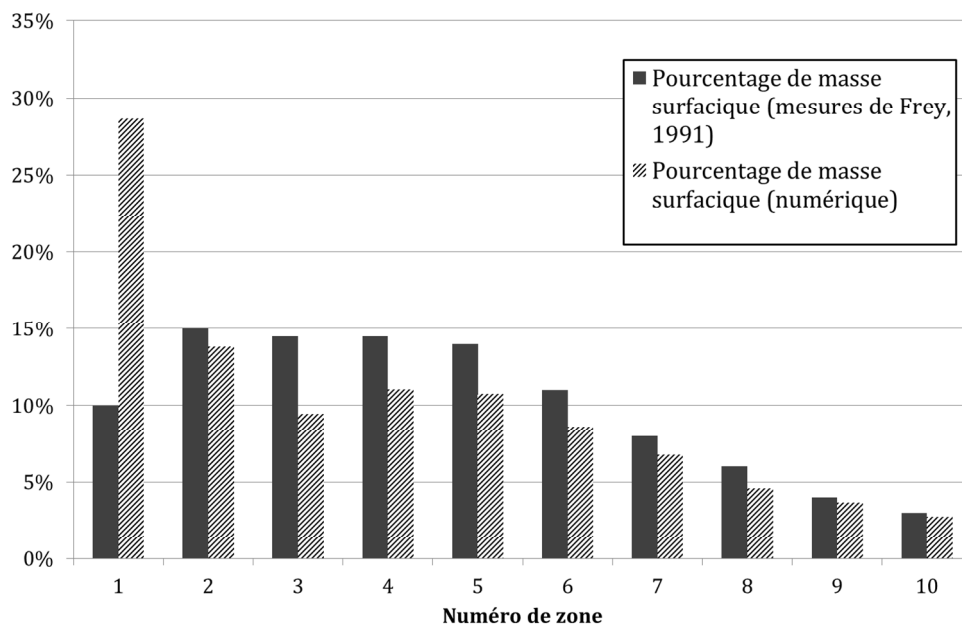


Figure 3-17 : Comparaison des pourcentages de masse surfacique numériques et expérimentaux pour la géométrie 1 et le débit 1,1 l/s



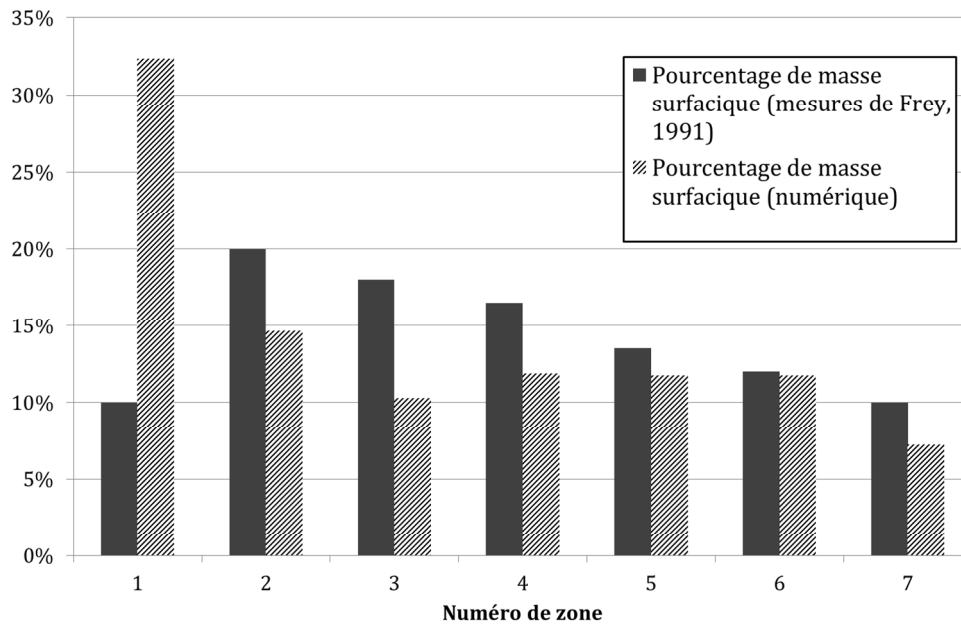


Figure 3-18 : Comparaison des pourcentages de masse surfacique numériques et expérimentaux pour la géométrie 2 et le débit 1,1 l/s

### 3.2.4. Conclusion

Le modèle de transport solide développé a été appliqué à 34 configurations faisant varier la géométrie, le débit et la distribution granulométrique du sable. Les particules utilisées couvrent une gamme de diamètres adimensionnels entre 0,5 et 5, les  $d_{50}^*$  des échantillons valant 1,3 ; 1,5 ; 1,8 ; 2,1 et 2,6. Pour ces configurations hydrauliques et les particules utilisées, il n'existe expérimentalement aucune zone vierge de tout dépôt. La condition *stick* et celles fournissant des résultats similaires (les deux conditions BSS ainsi que les conditions « BTKE Van Rijn » et « BTKE Van Rijn modifiée ») sont donc bien adaptées.

En se basant sur la condition *stick*, l'écart moyen entre le taux d'abattement calculé par le modèle et les mesures expérimentales est d'environ 6% et la plupart des valeurs sont à l'intérieur des barres d'incertitude expérimentales. Un écart plus important est toutefois observé avec le sable le plus fin ( $d_{50}^*=1,3$ ) pour certaines expériences (jusqu'à 17%).

Pour les conditions hydrauliques des expériences présentées ici et les propriétés des particules utilisées, la valeur du coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$  a peu d'influence sur l'efficacité de décantation.

Concernant la distribution des dépôts sur le fond de l'ouvrage, celle-ci surestime la masse déposée dans la partie supérieure de la pente mais les valeurs dans la partie aval du bassin sont cohérentes avec les mesures expérimentales. Cette différence pourrait s'expliquer par la mauvaise représentation du champ de vitesses dans la recirculation ou par un déplacement des particules accumulées sur la pente vers l'aval de celle-ci.

### 3.3. Les expériences de Stovin (1996)

#### 3.3.1. Protocole et résultats expérimentaux

Les expériences décrites par Stovin (1996) reprennent et complètent les expériences précédemment menées par Stovin & Saul (1994) et Stovin & Saul (1996) sur un modèle réduit de bassin à l'échelle 1:15 par rapport à un ouvrage de stockage (et non de décantation) typiquement rencontré sur les réseaux d'assainissement unitaires.

Le pilote est un ouvrage rectangulaire à fond plat de 2 m de long, 0,97 m de large et 0,45 m de profondeur. Les conduites d'arrivée et de sortie sont centrées dans le sens de la largeur et leurs génératrices inférieures sont confondues avec le fond du bassin. La conduite d'arrivée (respectivement de sortie) est une conduite circulaire de 0,19 m (respectivement 0,15 m) de diamètre. Le débit d'injection dans l'ouvrage est fixé grâce à un réservoir à niveau d'eau constant et une vanne motorisée à l'amont de l'entrée dans l'ouvrage. La hauteur d'eau dans le bassin peut être adaptée grâce à une vanne-guillotine placée au niveau de la sortie du bassin.

Les débits étudiés varient entre 4 et 16 l/s pour deux hauteurs d'eau (0,20 m et 0,30 m). Les nombres de Reynolds correspondants, calculés à partir de la vitesse débitante et de la hauteur d'eau dans le bassin, varient entre 4 400 et 16 500. Les écoulements sont donc faiblement turbulents. Le champ de vitesses est mesuré par micro-moulinet et anémométrie laser à effet Doppler. L'écoulement s'établissant dans l'ouvrage présente une recirculation horizontale asymétrique. Le jet est dévié sur la partie gauche de l'ouvrage et une recirculation dans le sens horaire apparaît. Une recirculation plus petite, dans le sens antihoraire, se met en place dans le coin amont gauche du bassin (Figure 3-19).

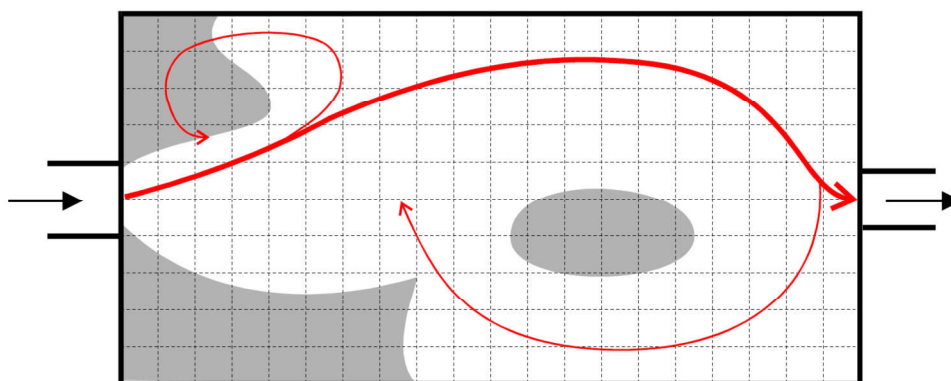


Figure 3-19 : Recirculation asymétrique horaire et localisation des dépôts sur le fond du bassin (d'après Stovin, 1996)

Les particules injectées sont des noyaux d'olives broyés de masse volumique  $1453 \text{ kg/m}^3$ . La distribution granulométrique s'étend de 5 à  $150 \mu\text{m}$  avec un diamètre médian à  $47 \mu\text{m}$  (Figure 3-20). Les vitesses de chute sont en similitude avec celles des particules rencontrées dans les eaux de ruissellement (0,4 - 40 m/h) (Stovin, 1996). En termes de diamètre adimensionnel, la répartition granulométrique s'étend de 0,1 à 2,5 et le diamètre médian correspond à  $d^*_{50} = 0,77$ .

Les particules sont mélangées avec de l'eau dans un bac et injectées en continu dans la conduite d'arrivée par une pompe péristaltique. Un mélange homogène est maintenu dans le bac de mélange grâce à un agitateur. En raison de la taille relativement petite des particules, la collecte de celles-ci en sortie par tamisage n'a pas été retenue. L'efficacité de l'ouvrage vis-à-vis de l'abattement des particules est déterminée à partir de la concentration en sortie et de la concentration en entrée, ces deux valeurs étant estimées à partir des mesures de turbidité réalisées en continu à l'entrée et à la sortie du bassin. Cette méthode présente une incertitude difficilement quantifiable, mais probablement bien plus importante qu'un tamisage, notamment du fait de la relation turbidité concentration.

Trois essais sont effectués pour chaque configuration hydraulique. Les résultats expérimentaux présentent donc trois valeurs d'efficacité pour un débit donné. Les mesures expérimentales sont résumées sur la Figure 3-24 pour la hauteur d'eau 0,2 m et la Figure 3-25 pour la hauteur d'eau 0,3 m. Par ailleurs, la localisation des dépôts sur le fond du bassin a été relevée par des observations à l'œil nu et des photographies puis reportée sur un croquis (Figure 3-19) pour trois expériences.

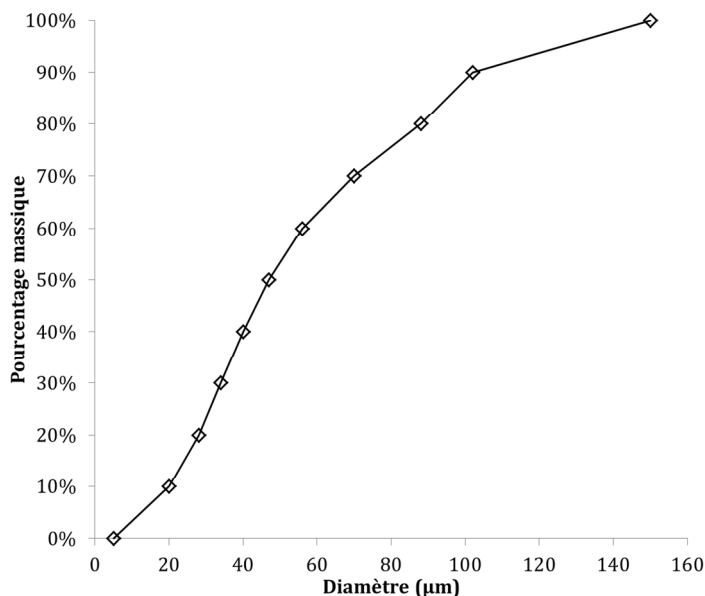


Figure 3-20 : Distribution granulométrique des particules utilisées par Stovin (1996)

### 3.3.2. Modélisation numérique de l'écoulement

La géométrie du bassin est dessinée avec le logiciel Salome puis décomposée en cellules de calcul avec l'outil *snappyHexMesh* (OpenFOAM, 2015b). Le domaine de calcul, illustré sur la Figure 3-21, est composé d'environ 250 000 mailles de 2 cm, conduisant à des valeurs de  $y^+$  sur le fond comprises entre 60 et 250 en fonction du débit d'alimentation du bassin. Pour ces valeurs de  $y^+$ , les lois de parois standards sont applicables (partie 2.2.1.4.3).

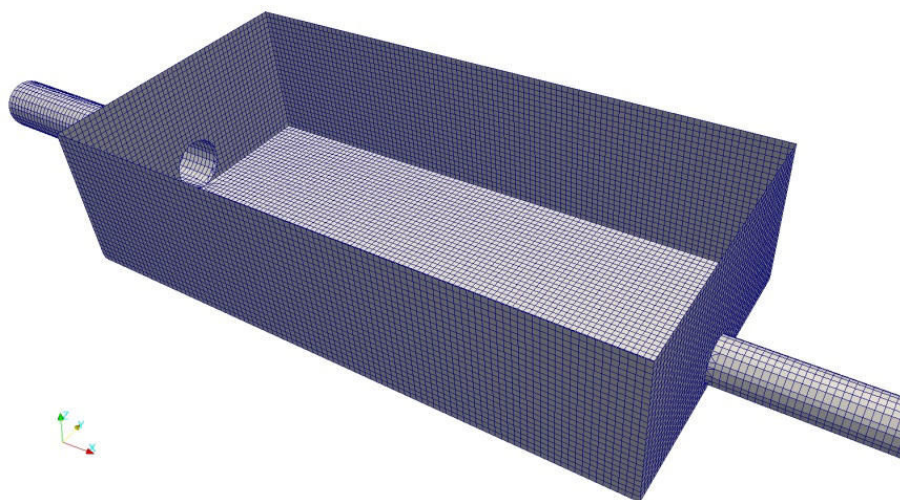


Figure 3-21 : Géométrie et maillage du bassin de Stovin (1996)

La vitesse est imposée sur la face d'entrée de la conduite d'arrivée dans l'ouvrage afin de reproduire les débits injectés expérimentalement. Ceux-ci sont présentés dans le Tableau 3-2. La condition limite en sortie est également une vitesse. Elle est choisie négative égale à la vitesse en entrée afin d'imposer un niveau d'eau constant dans l'ouvrage, ce dernier étant initialisé à la valeur désirée en début de calcul. Le choix d'imposer une vitesse en sortie a été fait suite à l'échec de la reproduction du niveau d'eau dans le bassin en imposant une pression sur la face aval de la conduite de sortie. Le toit du domaine de calcul est modélisé par une pression atmosphérique. Le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST est utilisé avec des lois de parois standards. La convergence du calcul est vérifiée à partir de la stabilité au cours du temps du champ de vitesses dans l'ouvrage.

Hauteur d'eau (m)	0,2	0,3
Débits d'entrée (l/s)	4,28 ; 7,21 ; 10,23 ; 16,03	5,44 ; 9,47 ; 14,03

Tableau 3-2 : Débits d'entrée pour les hauteurs d'eau de 0,2 et 0,3 m

Les résultats hydrodynamiques fournis par le solveur *interFoam* reproduisent les recirculations asymétriques mises en évidence expérimentalement pour toute la gamme de débits et de hauteurs d'eau étudiée.

La Figure 3-22 illustre les lignes de courant dans l'ouvrage pour le débit de 16 l/s et la hauteur de 0,2 m. L'écoulement présente effectivement une large recirculation asymétrique dans le sens horaire et une recirculation plus petite, dans le sens

antihoraire, située dans le coin amont gauche du bassin. Les conditions initiales de vitesses choisies ont systématiquement favorisées des formes de champ de vitesses non symétriques. Cette condition initiale permet dans le cas d'un champ non symétrique de converger plus rapidement.

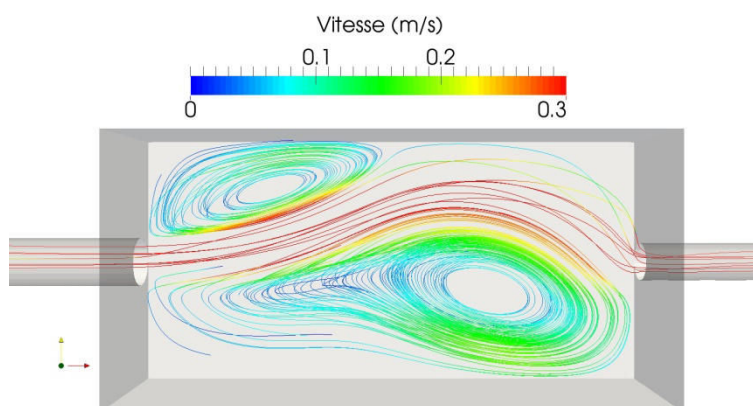


Figure 3-22 : Lignes de courant dans le bassin pour le débit 16 l/s et la hauteur d'eau 0,20 m

### 3.3.3. Modélisation numérique du transport solide

#### 3.3.3.1 Paramètres des simulations

Pour la modélisation du transport solide dans le bassin, une distribution de Rosin-Rammler est interpolée sur la courbe granulométrique des noyaux d'olives broyés présentée sur la Figure 3-20. Après avoir vérifié que ce nombre était suffisant pour obtenir un résultat statistiquement représentatif, dix mille particules de masse volumique  $1453 \text{ kg/m}^3$  sont injectées à des positions aléatoires sur l'ensemble de la face d'entrée de la conduite d'arrivée. Les forces prises en compte pour le calcul des trajectoires des particules sont la force de traînée et le poids déjaugé. La nature turbulente de l'écoulement est modélisée à partir du modèle de dispersion stochastique présenté au paragraphe 2.3.1.2.

La condition *rebound* est utilisée pour l'entrée, les parois verticales et les conduites d'arrivée et de sortie. La condition *escape* est appliquée au toit du domaine de calcul (atmosphère) et sur la face aval de la conduite de sortie. Pour le fond de l'ouvrage, plusieurs conditions aux limites sont investiguées :

- La condition *stick* (partie 2.3.1.4).
- La condition « BSS Brownlie » (partie 2.3.2.4).
- La condition « BSS Soulsby », a priori plus adaptée à cette gamme de  $d^*$  (partie 2.3.2.4).
- La condition « BTKE Van Rijn » (partie 2.3.2.5).
- La condition « BTKE Van Rijn modifiée » (partie 2.3.2.5).

Pour les conditions BTKE, les vitesses de chute des particules sont calculées à partir de la relation (2-102) où les coefficients A et B valent respectivement 0,532 et 4,264. Cette interpolation est faite sur la distribution des vitesses de chute

calculées avec les relations (2-99), (2-100) et (2-101), comme illustré sur la Figure 3-23. On peut remarquer que l'interpolation est proche de la loi de Stokes pour les particules considérées ici.

Les conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe, égale à 1 d'après la formule proposée par Yan (2013) ou 5 d'après le critère de Bagnold (Van Rijn, 1984b), ne sont pas utilisées. Une étude préliminaire de la distribution de l'énergie cinétique turbulente sur le fond de l'ouvrage a montré qu'aucune particule ne pourrait se déposer étant données les valeurs seuils calculées. Les conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe montrent donc leurs limites lors de leur application à des particules de petite taille ( $d^*$  inférieur à 2,5 dans ce cas). Cela confirme les conclusions tirées à propos de ces conditions lors de la comparaison des résultats du modèle avec les expériences de Frey (1991) dans la partie 3.2.3.

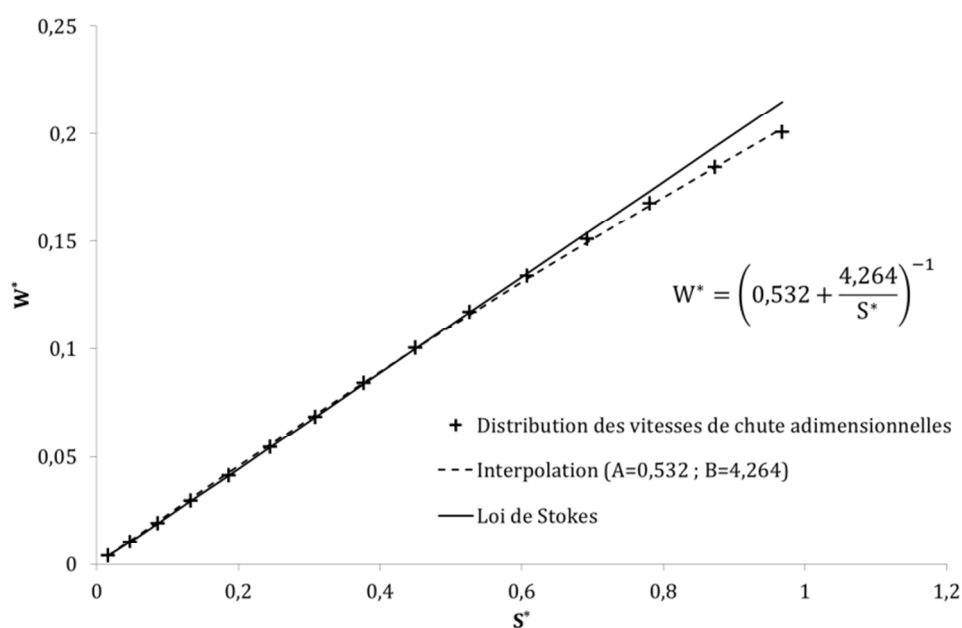


Figure 3-23 : Interpolation de la formule pour le calcul de la vitesse de chute adimensionnelle des noyaux d'olives broyés

### 3.3.3.2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

#### 3.3.3.2.1. Efficacité

##### ***Influence de la condition d'interaction particule/paroi***

En fin de simulation, l'efficacité de l'ouvrage est calculée pour chacune des conditions aux limites investiguées pour le fond de l'ouvrage à partir de la relation (2-109). La Figure 3-24 (respectivement la Figure 3-25) illustre la comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction du débit d'alimentation du bassin pour la hauteur d'eau égale à 0,20 m (respectivement 0,30 m).

Sur ces figures, on peut distinguer trois points expérimentaux pour chaque débit. Ils correspondent aux trois essais effectués pour chaque condition expérimentale.

Rappelons que l'abattement a été évalué par le biais de la turbidité et qu'il est difficile d'évaluer l'incertitude de ces valeurs. Aucune barre d'incertitude n'est donc représentée.

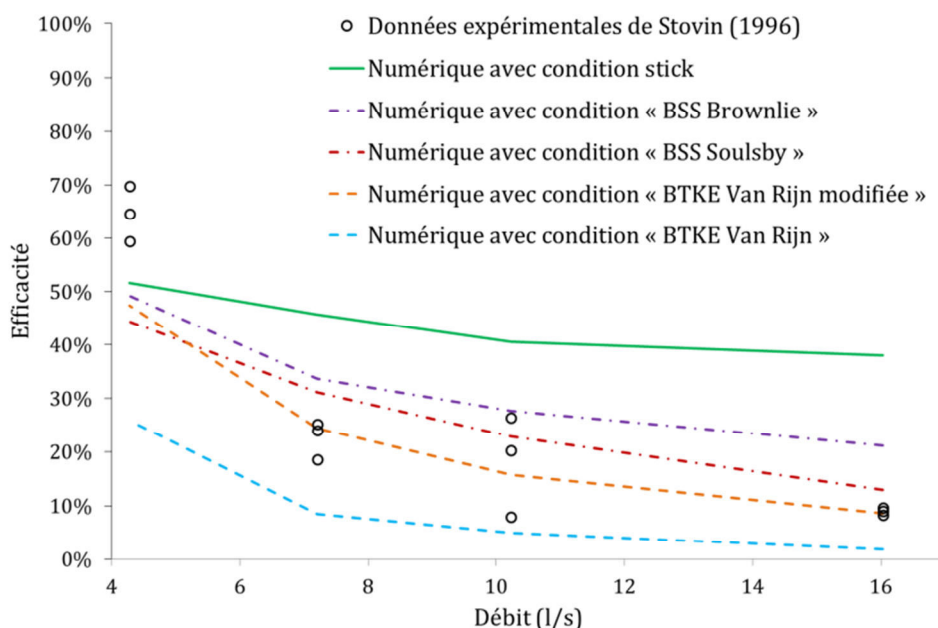


Figure 3-24 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction de la condition d'interaction particule/paroi pour la hauteur d'eau 0,2 m

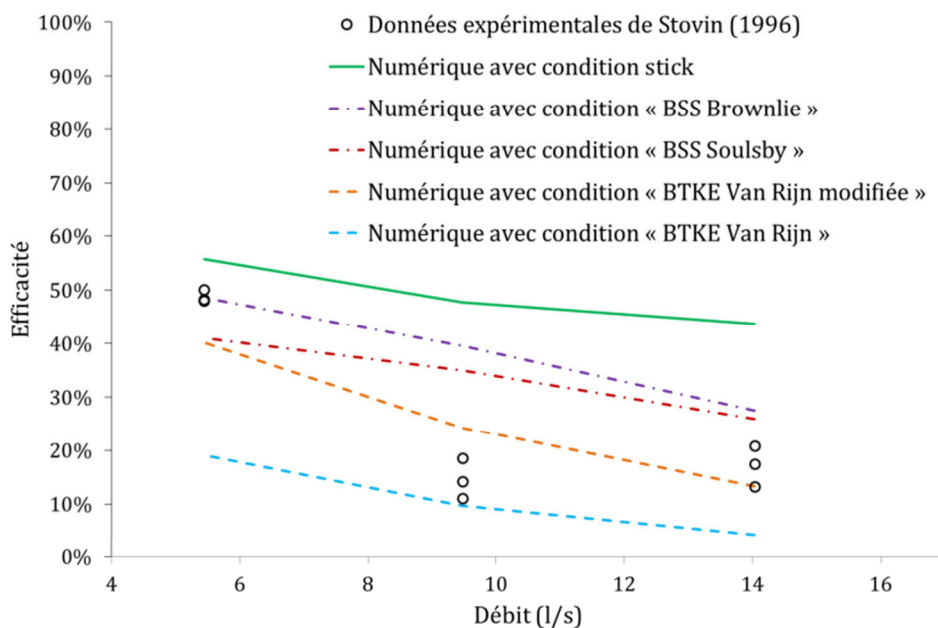


Figure 3-25 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction de la condition d'interaction particule/paroi pour la hauteur d'eau 0,3 m

Les mesures expérimentales pouvant présenter une large gamme d'efficacité pour un même débit (par exemple entre 8% et 27% à 11,5 l/s pour la hauteur 0,2 m sur la Figure 3-24), les écarts ont été calculés par rapport à la valeur moyenne des trois mesures expérimentales.

Quelle que soit la condition d'interaction utilisée, l'efficacité est sous-estimée pour le débit le plus faible et la hauteur d'eau égale à 0,2 m. L'écart est d'environ 15% pour les conditions *stick*, « BSS Brownlie », « BSS Soulsby » et « BTKE Van Rijn modifiée ». Pour la condition « BTKE Van Rijn », l'écart est plus important et atteint 40%.

Pour les autres débits, les résultats sur l'efficacité montrent une forte sensibilité à la condition utilisée pour l'interaction des particules avec le fond de l'ouvrage. L'utilisation de la condition *stick* entraîne une surestimation de l'efficacité de l'ordre de 20-35% dans la plupart des cas, sauf pour les débits les plus faibles (environ 10%). L'efficacité du bassin est également surestimée avec la condition « BSS Brownlie », avec tout de même un écart moins important avec les mesures expérimentales (environ 10-20%). L'utilisation de la condition « BSS Soulsby » fournit des efficacités cohérentes avec les mesures expérimentales pour la hauteur d'eau 0,2 m (écart d'environ 5-10 %). Les écarts sont cependant plus importants (jusqu'à 15%) pour la hauteur d'eau fixée à 0,3 m.

A l'inverse l'utilisation de la condition « BTKE Van Rijn » entraîne une sous-estimation de l'efficacité pour l'ensemble des expériences. L'écart avec les mesures expérimentales atteint 30% pour le débit le plus faible et la hauteur d'eau égale à 0,3 m.

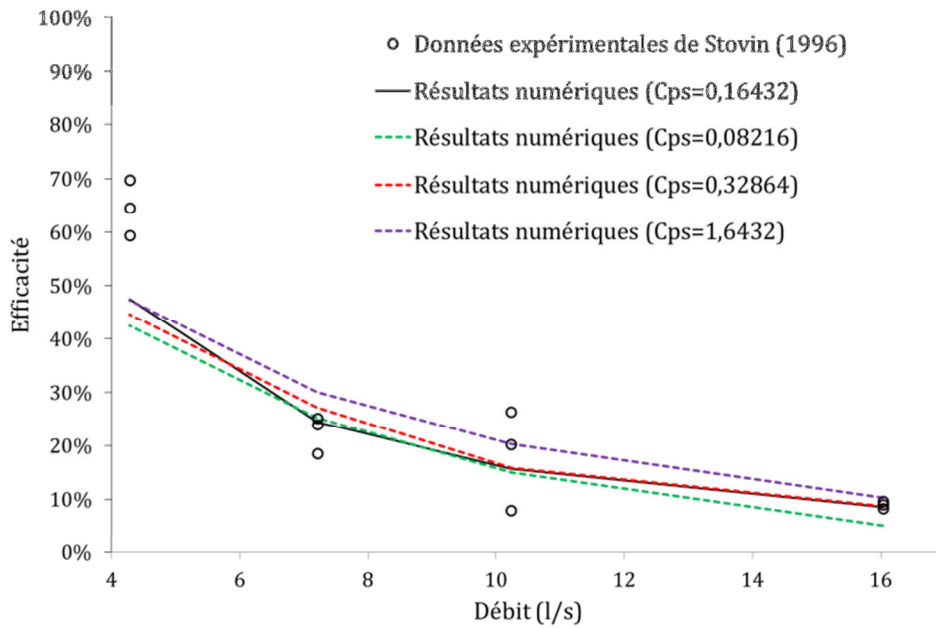
Enfin, la condition « BTKE Van Rijn modifiée » fournit des efficacités tantôt supérieures et tantôt inférieures aux mesures expérimentales, l'écart étant toujours inférieur à 10%. Les résultats sont cohérents avec la gamme des mesures expérimentales pour la plupart des expériences.

*Bilan : Au vu de la comparaison des efficacités numériques et expérimentales, les conditions *stick* et « BTKE Van Rijn » semblent peu appropriées pour la gamme de particules étudiée car présentant des écarts importants avec les mesures expérimentales. De manière générale, la condition « BSS Brownlie » surestime les efficacités mais avec des écarts moindres, entre 10 et 20%. Les conditions « BSS Soulsby » et « BTKE Van Rijn modifiée » fournissent quant à elles des efficacités cohérentes avec les mesures expérimentales dans la plupart des cas.*

### **Sensibilité des résultats au coefficient de dispersion turbulente**

La Figure 3-26 met en évidence la sensibilité des résultats à la valeur du coefficient  $C_{ps}$  utilisé dans le modèle de dispersion turbulente (équation (2-59)) pour la hauteur d'eau 0,2 m. Trois valeurs sont étudiées : 0,08216 (valeur par défaut divisée par 2) ; 0,32864 (valeur par défaut multipliée par 2) et 1,6432 (valeur par défaut multipliée par 10). L'interaction entre les particules et les parois est modélisée par la condition « BTKE Van Rijn modifiée » pour cette comparaison.





**Figure 3-26 : Sensibilité des résultats au coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$  pour la condition « BTKE Van Rijn modifiée » et la hauteur d'eau 0,2 m**

La sensibilité des résultats à la valeur retenue pour le coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$  est relativement faible, au maximum de l'ordre de 4-5% sur l'efficacité. Cet écart apparaît comme négligeable devant l'étendue de la gamme d'efficacité expérimentales obtenue pour un même débit. Il est donc difficile de conclure sur la valeur la plus pertinente. Au final, conserver la valeur par défaut ( $C_{ps}=0,16432$ ) semble rester le meilleur choix.

### 3.3.3.2.2. Localisation des dépôts

L'autre point essentiel pour déterminer la condition d'interaction la plus efficace concerne la localisation des dépôts sur le fond de l'ouvrage. Les dépôts en fin de simulation sont présentés sur la Figure 3-27 pour chaque condition d'interaction et sont comparés avec les dépôts observés par Stovin (1996). Les comparaisons sont faites pour les trois expériences pour lesquelles les dépôts observés expérimentalement sont disponibles, à savoir celles réalisées pour la hauteur d'eau 0,2 m et les débits 4,28 ; 10,23 et 16,03 l/s.

La configuration des dépôts sur le fond est très différente selon le débit. Pour le débit le plus faible, une zone vierge de dépôt est observée le long du jet entrant dans le bassin (débit de 4,28 l/s sur la Figure 3-27). Une autre zone, plus restreinte, est exempte de dépôt à l'amont immédiat de la conduite de sortie du bassin. Pour le débit intermédiaire, les particules s'accumulent dans les coins amont gauche et droit du bassin, ainsi que dans une zone circulaire isolée proche du centre du bassin (débit de 10,23 l/s sur la Figure 3-27). Pour le débit le plus important, les dépôts se font également dans les coins amont gauche et droit, le reste du fond étant vierge de tout dépôt (débit de 16,03 l/s).

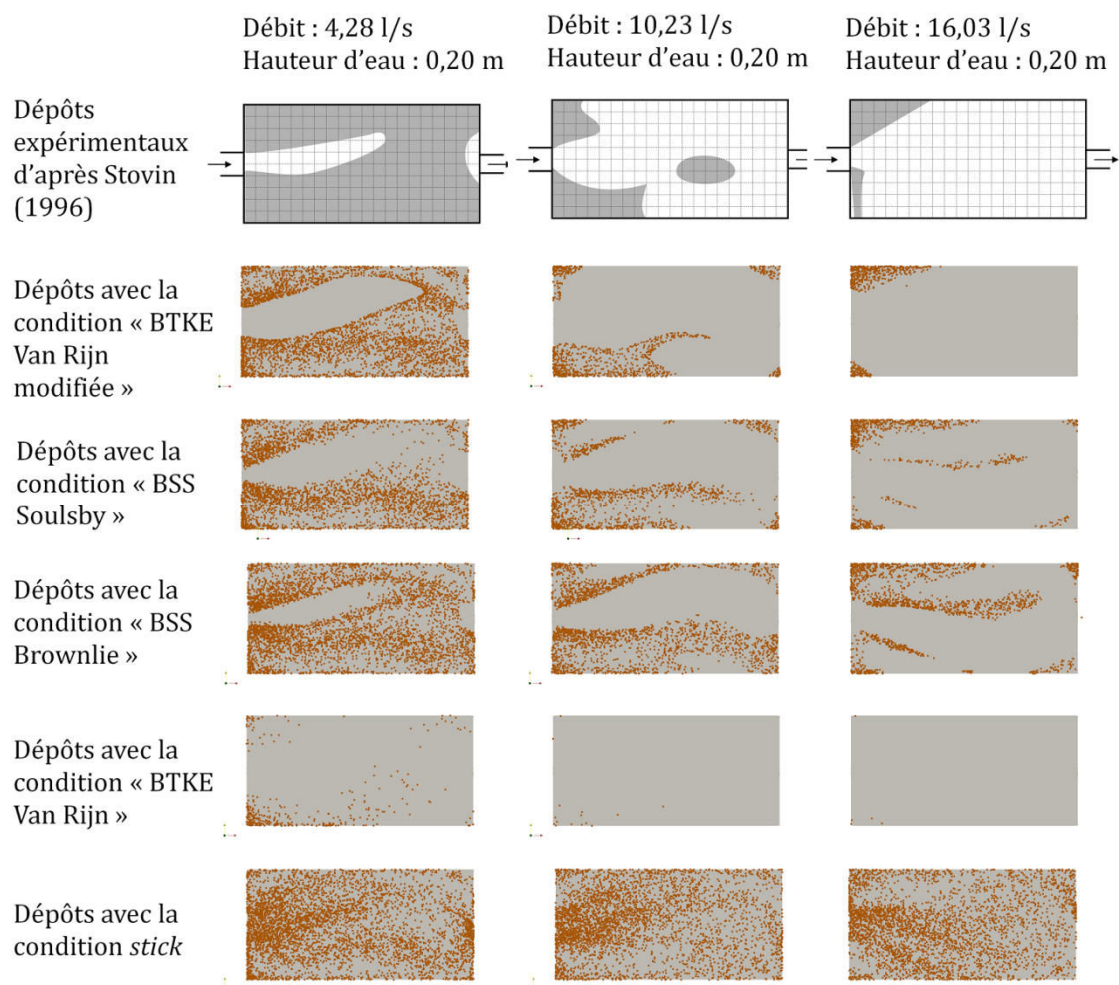


Figure 3-27 : Comparaison des dépôts obtenus numériquement avec les dépôts observés par Stovin (1996)

Les dépôts obtenus avec l'utilisation des conditions *stick* et BTKE « Van Rijn » confirment la faiblesse de ces conditions, déjà mise en évidence lors de la comparaison des efficacités. En effet, la condition *stick* entraîne des dépôts sur la totalité du fond et ne reproduit donc pas les zones de dépôts observées expérimentalement. La condition « BTKE Van Rijn » sous-estime quant à elle fortement le dépôt sur le fond, voire le limite à seulement quelques particules pour les débits importants.

Les dépôts obtenus avec l'utilisation de la condition « BSS Brownlie » reproduisent particulièrement bien les zones de dépôts observées pour le débit le plus faible, aussi bien la bande longitudinale au niveau du jet entrant dans le bassin que la zone à l'amont immédiat de la sortie. Par contre, pour les deux autres débits, un nombre important de particules se déposent dans des zones qui devraient être vierges de tout dépôt. La condition « BSS Brownlie » semble ainsi peu appropriée pour reproduire les zones préférentielles de dépôts dans le cas où ceux-ci ne recouvrent qu'une partie limitée du fond.

La condition « BSS Soulsby » est a priori moins favorable au dépôt que la condition « BSS Brownlie » pour la gamme des particules considérées dans ces expériences. Ceci se vérifie effectivement sur la comparaison des zones de dépôt. La bande vierge de tout dépôt pour le débit le plus faible est plus prononcée et rejoint même la zone exempte de particules à l'amont immédiat de l'orifice de sortie. Les zones de dépôts sont sous-estimées pour ce débit d'alimentation. Pour les deux autres débits, les résultats sont plus cohérents que ceux obtenus avec la condition « BSS Brownlie » mais un certain nombre de particules se déposent toujours dans des zones qui devraient être vierges de tout dépôt (dans les coins aval du bassin et au centre du bassin pour le débit de 16,03 l/s par exemple).

Les dépôts obtenus avec l'utilisation de la condition « BTKE Van Rijn modifiée » sont en bon accord avec les observations de Stovin (1996). Les parties vierges de dépôt pour le débit le plus faible sont relativement bien reproduites. La taille de la bande longitudinale exempte de dépôt le long du jet principal est tout de même légèrement surestimée. Pour le débit intermédiaire, les dépôts dans les coins amont gauche et droit sont bien mis en évidence. Le dépôt isolé au centre du bassin est par contre moyennement reproduit. Deux zones de dépôts relativement restreintes sont par ailleurs mises en évidence dans les coins aval gauche et droit alors qu'aucun dépôt n'est observé expérimentalement. Pour le débit le plus important, le modèle reproduit les dépôts dans les coins amont gauche et droite, le reste du fond du bassin étant vierge de tout dépôt. La taille de la zone de dépôt est en revanche légèrement sous-estimée dans le coin amont droit.

*Bilan : Les conditions stick et « BTKE Van Rijn » ne permettent pas de reproduire les dépôts sur le fond de l'ouvrage pour ces expériences. La condition « BSS Brownlie » permet une bonne représentation des zones préférentielles de dépôt pour le faible débit mais pas pour les débits plus importants. L'utilisation de la condition « BSS Soulsby », a priori plus adaptée pour la gamme des particules considérées, n'améliore pas les résultats sur les dépôts. L'utilisation de la condition « BTKE Van Rijn modifiée » permet une bonne représentation des zones préférentielles de dépôt sur le fond du bassin, malgré une légère tendance à surestimer les zones vierges de particules.*

### ***Influence du coefficient de dispersion turbulente***

Les zones préférentielles de dépôts ne sont par ailleurs pas influencées par la valeur du coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$ . La comparaison entre les résultats obtenus pour la condition « BTKE Van Rijn modifiée » avec la valeur 0,16432 (par défaut) et la valeur 1,6432 (multipliée par 10) est illustrée sur la Figure 3-28. La localisation des zones de dépôt sur le fond est similaire dans les deux cas.

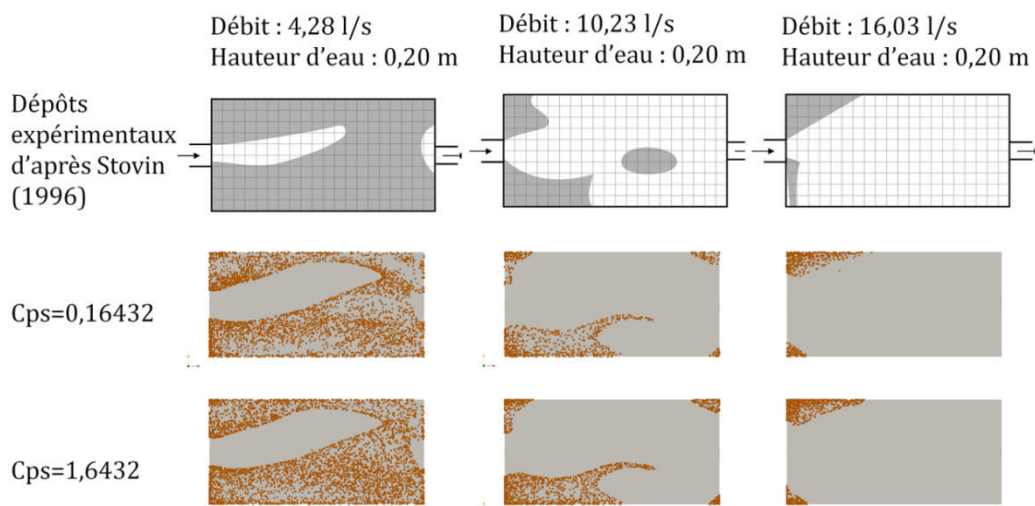


Figure 3-28 : Comparaison des zones de dépôts pour la condition « BTKE Van Rijn modifiée » avec Cps=0,16432 et Cps=1,6432

### 3.3.4. Conclusion

Le modèle de transport solide a été appliqué à un modèle réduit de bassin pour 7 configurations hydrauliques faisant varier le débit d'entrée et la hauteur d'eau dans l'ouvrage. La distribution granulométrique des particules utilisées couvre une gamme de diamètres adimensionnels entre 0,1 et 2,5, le  $d_{50}$  valant 0,77. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux sur l'efficacité et la répartition spatiale des dépôts a permis d'investiguer la pertinence des nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois.

La condition *stick* surestime les zones de dépôt et de ce fait l'efficacité vis-à-vis de la décantation. A l'inverse, la condition « BTKE Van Rijn » affiche ses limites pour la gamme de particules étudiées : les dépôts sont quasiment inexistant sur le fond et l'efficacité est la plupart du temps sous-estimée.

Si la condition « BSS Brownlie » fournit des résultats sur l'efficacité acceptable (surévaluée de 10-20% par rapport aux mesures expérimentales) et permet une bonne représentation des dépôts pour le débit le plus faible, elle surestime néanmoins fortement les zones de dépôt pour les débits importants. Cette surestimation est certainement la raison des efficacités importantes obtenues dans la majorité des cas. La condition « BSS Soulsby » permet d'obtenir des résultats plus cohérents que la condition « BSS Brownlie » en termes d'efficacité. Par contre, du point de vue de la localisation des dépôts sur le fond, les résultats sont tantôt plus mauvais (faible débit) tantôt meilleurs (fort débit).

L'utilisation de la condition « BTKE Van Rijn modifiée » entraîne des efficacités cohérentes avec les mesures expérimentales, l'écart étant inférieur à 10% pour la plupart des expériences. Elle permet par ailleurs une bonne représentation des zones préférentielles de dépôt sur le fond du bassin, bien qu'ayant tendance à légèrement surestimer les zones vierges de dépôt.

### 3.4. Les expériences de Dufresne (2008)

#### 3.4.1. Protocole et résultats expérimentaux

Les expériences menées par Dufresne (2008) ont été réalisées sur un bassin rectangulaire de longueur 1,8 m et de largeur 0,76 m, illustré sur la Figure 3-29. L'entrée était constituée d'une conduite circulaire de diamètre 0,08 m, dont la base était située 5 cm au-dessus du fond horizontal. Le bassin disposait de deux sorties : la première était une conduite identique à celle d'entrée et la deuxième était un seuil déversant situé à 0,4 m par rapport au fond. Le seuil était placé à 1,6 m de la face amont. Une pompe, pilotée par un variateur de fréquence, garantissait l'injection d'un débit constant entre 1 et 5 l/s.

Une vanne située sur la conduite de sortie permettait de réguler la hauteur d'eau dans le bassin ainsi que la répartition du débit entre les deux sorties. Les hauteurs d'eau étudiées variaient entre 8 et 40 cm. Les nombres de Reynolds correspondant, calculés à partir de la vitesse débitante et de la hauteur d'eau dans le bassin, varient entre 1 300 et 6 500. Les écoulements sont donc faiblement turbulents. Le bassin expérimental n'était pas un modèle réduit d'un ouvrage réel, il est cependant en similitude de Froude avec un fonctionnement classique de bassin grandeur nature pour les faibles débits (1-2 l/s) et les grandes hauteurs d'eau (40 cm).

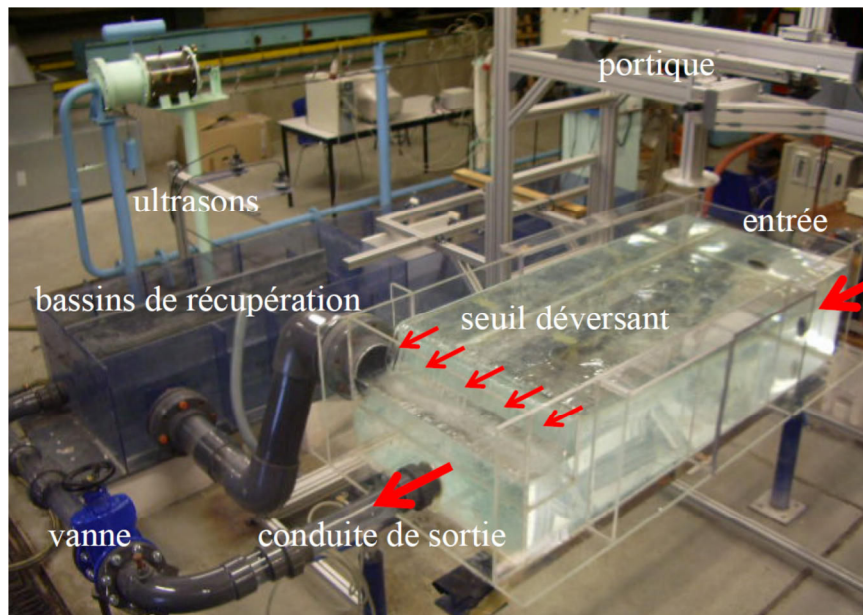


Figure 3-29 : Bassin expérimental de Dufresne (2008)

Deux dispositifs complémentaires de mesure du champ de vitesses ont été installés sur le dispositif expérimental : un vélocimètre acoustique à effet Doppler (ADV) et un système de vélocimétrie par images de particules (PIV).

Trois formes d'écoulement ont été mises en évidence selon la hauteur d'eau :

- Pour les hauteurs d'eau inférieure ou égale à 15 cm, l'écoulement était quasi-stationnaire et composé d'une grande recirculation horizontale asymétrique. Une recirculation de plus petite taille et de sens opposée prenait place dans un des coins amont du bassin. Le sens de ces recirculations pouvait être horaire ou antihoraire (Figure 3-30 a). Cet écoulement est similaire à celui mis en évidence par Stovin (1996).
- Pour les hauteurs d'eau supérieure à 30 cm, l'écoulement était quasi-stationnaire et présentait deux recirculations horizontales quasi-symétriques. Le jet principal reliant l'entrée à la sortie était légèrement dévié sur la droite ou la gauche du bassin (Figure 3-30 b).
- Pour les hauteurs intermédiaires, aucun état stationnaire ne parvenait à s'établir dans le bassin : l'écoulement oscillait entre des formes asymétriques ou des formes asymétriques et quasi-symétriques.

Dans tous les cas, l'écoulement n'était jamais parfaitement permanent, la position des points de recollement des recirculations pouvant par exemple varier sur quelques centimètres au cours du temps (Dufresne, 2008).

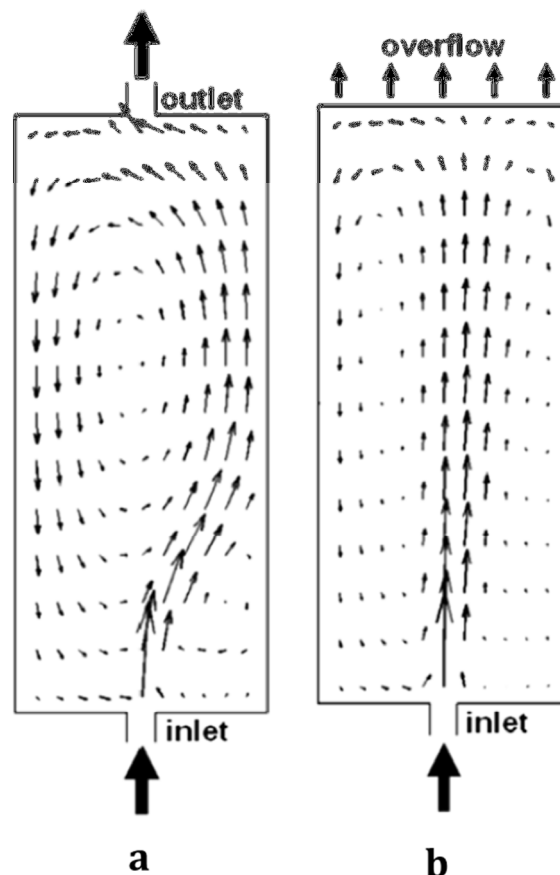


Figure 3-30 : Recirculations horizontales asymétriques (a) et symétriques (b) observées par Dufresne (2008)



Les particules injectées étaient des billes de polystyrol de couleur blanche dont la distribution granulométrique s'étendait entre 350 et 1400  $\mu\text{m}$  avec un diamètre médian égal à 738  $\mu\text{m}$ . La masse volumique a été évaluée à 1034  $\text{kg}/\text{m}^3$  par pycnométrie. Il faut toutefois noter l'écart-type important sur cette valeur ( $\pm 19 \text{ kg}/\text{m}^3$ ) si l'on raisonne en masse volumique relative par rapport à l'eau.

En termes de diamètre adimensionnel, la répartition granulométrique s'étend de 2,5 à 10 et le diamètre médian correspond à  $d^*_{50} = 5$ . En appliquant une similitude Froude sur la vitesse de chute, Dufresne (2008) a montré que celle-ci était physiquement représentative d'une vitesse de chute de l'ordre de 90-100 m/h, ce qui correspond à la gamme haute rencontrée dans les eaux de ruissellement. Le choix des particules avait surtout été effectué pour obtenir des distributions variées de dépôts.

Les particules étaient mélangées avec de l'eau dans une colonne agitée et injectées en continu dans la conduite d'arrivée avec une pompe péristaltique. Les particules s'échappant du bassin étaient récupérées au niveau de deux filtres : l'un pour la sortie par la conduite, l'autre pour la sortie par le seuil déversant. En fin d'expérience, les particules décantées ainsi que les particules piégées par les filtres étaient récupérées puis réintroduites dans une colonne de mesure. Le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage a ainsi pu être calculé pour chaque expérience. L'incertitude sur les efficacités a été évaluée à 5%. Des prises de vue (photographies et films) du fond du bassin étaient réalisées au cours de chaque expérience afin de suivre l'évolution des dépôts sur le fond du bassin. Une vaste banque de données a donc été constituée sur les zones de dépôts et les pourcentages de particules décantées.

### 3.4.2. Modélisation numérique de l'écoulement

Deux géométries sont étudiées : une où la totalité du débit est évacuée par la conduite de sortie (géométrie A) et l'autre où la totalité du débit est déversée au niveau du seuil (géométrie B). Les deux géométries sont dessinées avec le logiciel Salome puis décomposées en cellules de calcul avec l'outil *snappyHexMesh* (OpenFOAM, 2015b), comme illustré sur la Figure 3-31. Le domaine de calcul est composé d'environ 800 000 mailles de 1 cm de côté, conduisant à des valeurs de  $y^+$  moyennes entre 30 et 80 sur le fond en fonction du débit d'alimentation.

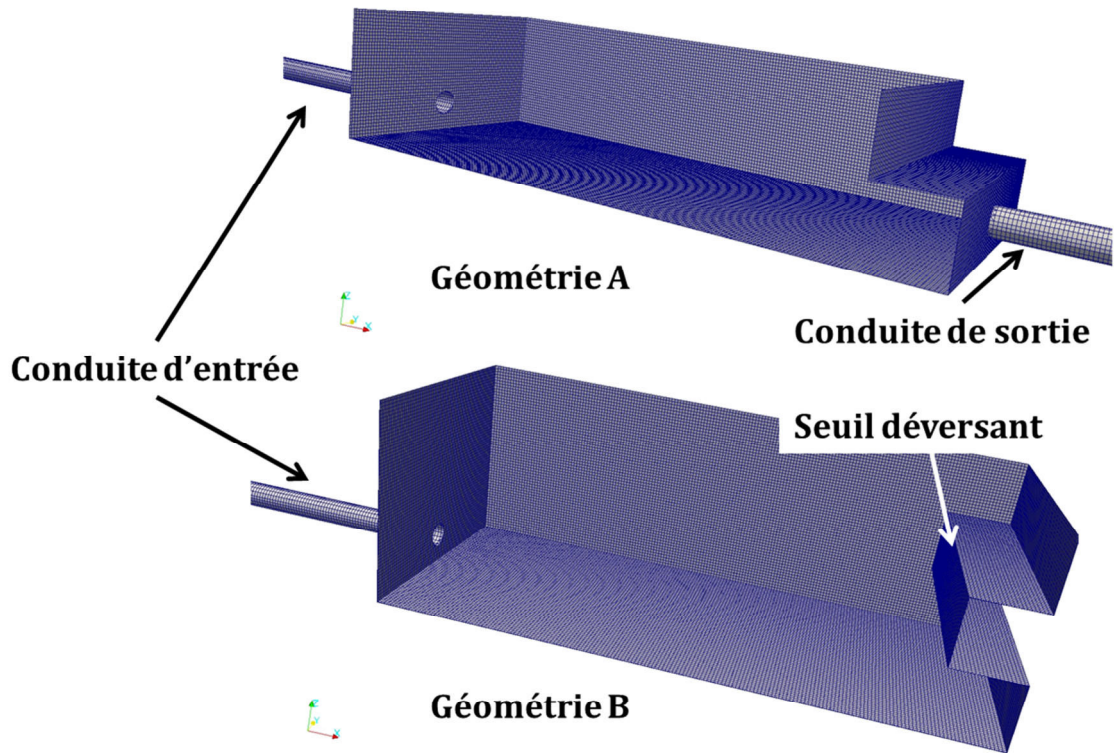


Figure 3-31 : Géométries et maillages des bassins utilisés par Dufresne (2008)

Pour les deux géométries, la vitesse est imposée sur la face d'entrée de la conduite d'arrivée dans l'ouvrage afin de reproduire les débits injectés expérimentalement. La condition limite en sortie est une pression dans les deux cas. Pour la géométrie A, celle-ci est fixée sur la face aval de la conduite de sortie et choisie de manière à reproduire la hauteur d'eau mesurée expérimentalement dans le bassin. Pour la géométrie B, une pression atmosphérique est fixée au niveau du seuil déversant. Les couples hauteur/débit investigués ainsi que le nom associé à chaque expérience sont résumés dans le Tableau 3-3. Le toit du domaine de calcul est également modélisé par une pression atmosphérique. Le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST est utilisé avec des lois de parois standards.



Géométrie	Nom de l'expérience	Type d'écoulement	Débit (l/s)	Hauteur (cm)
A	Exp2	Asymétrique	1,5	12,1
A	Exp3	Asymétrique	2	13,3
A	Exp4	Asymétrique	2,5	14,7
A	Exp5	Asymétrique	3	14,7
A	Exp9	Quasi-symétrique	3	34,9
A	Exp10	Quasi-symétrique	3	39,5
A	Exp11	Asymétrique	3,5	15,1
A	Exp12	Asymétrique	4	15,4
A	Exp13	Asymétrique	5	15,8
B	Exp15	Quasi-symétrique	1	> 40,0
B	Exp17	Quasi-symétrique	2	> 40,0
B	Exp20	Quasi-symétrique	3	> 40,0
B	Exp21	Quasi-symétrique	4	> 40,0
B	Exp22	Quasi-symétrique	5	> 40,0

Tableau 3-3 : Couples hauteur/débit pour les expériences de Dufresne (2008)

Les résultats hydrodynamiques fournis par le solveur *interFoam* reproduisent les recirculations horizontales symétriques et asymétriques observées expérimentalement par Dufresne (2008). La Figure 3-32 met en évidence le champ de vitesses calculé dans un plan horizontal pour la géométrie A et le débit 2 l/s. L'écoulement présente une large recirculation asymétrique dans le sens horaire et une recirculation plus petite, dans le sens antihoraire, située dans le coin amont gauche du bassin. Ce type d'écoulement est obtenu pour les débits étudiés sur la géométrie A avec une faible hauteur d'eau (Exp2 à Exp5 et Exp11 à Exp13).

La Figure 3-33 montre le champ de vitesses dans un plan horizontal pour la géométrie B et le débit 1 l/s. L'écoulement présente deux recirculations horizontales quasi-symétriques de part et d'autre du jet principal. Cette configuration d'écoulement est observée pour les 5 débits étudiés sur la géométrie B (Exp15 à Exp22) ainsi que pour les grandes hauteurs d'eau et le débit de 3 l/s sur la géométrie A (Exp9 et Exp10).

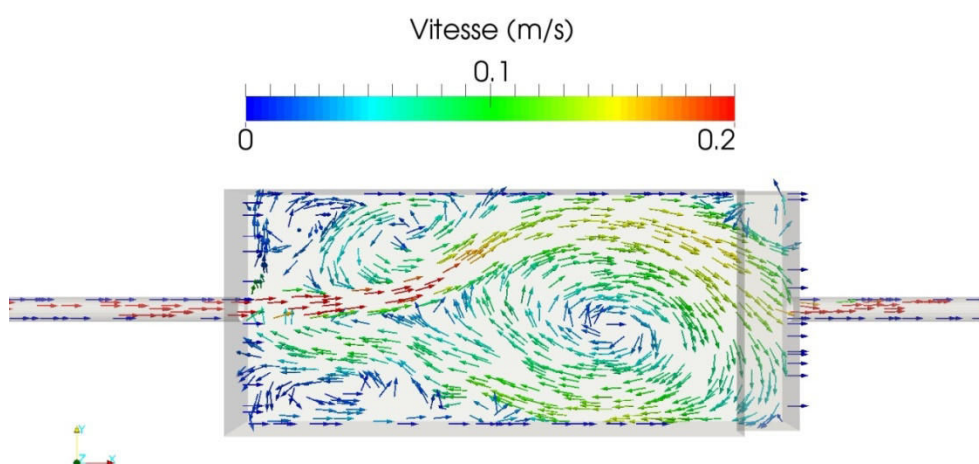


Figure 3-32 : Champ de vitesses dans un plan horizontal pour la géométrie A et le débit 2 l/s

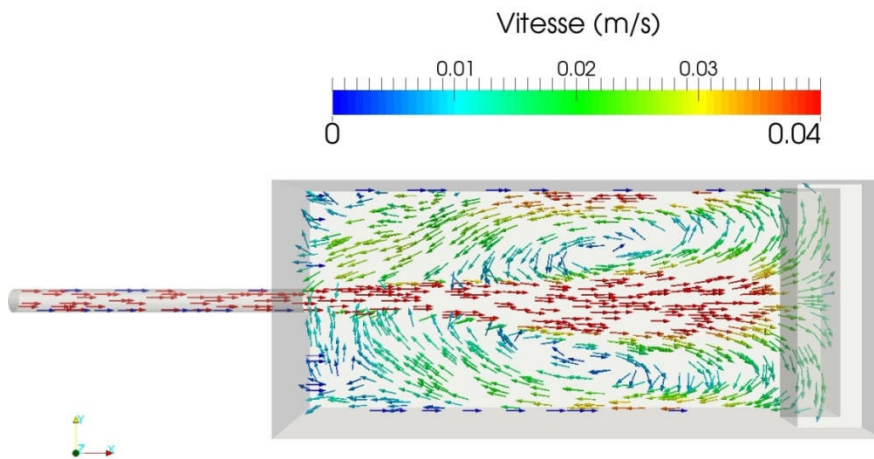


Figure 3-33 : Champ de vitesses dans un plan horizontal pour la géométrie B et le débit 1 l/s

Cependant, malgré la stabilité du bilan de masse en sortie au cours du temps, le champ de vitesses dans l'ouvrage n'est pas stable. L'écoulement oscille de manière régulière autour du jet principal comme illustré sur la Figure 3-34 pour l'expérience Exp15.

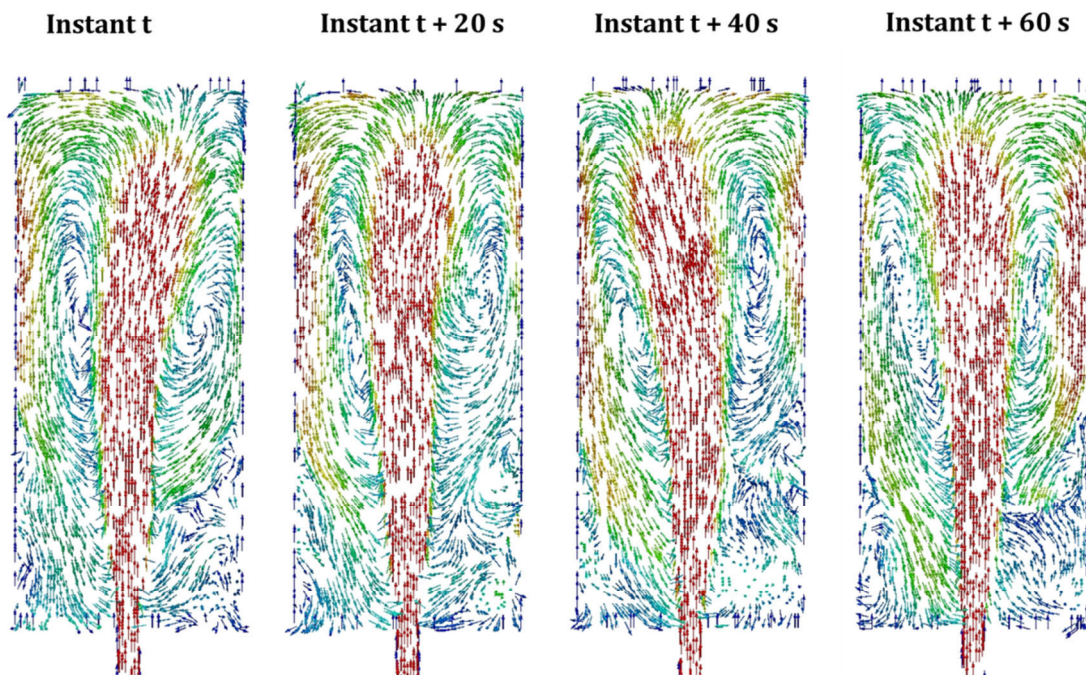


Figure 3-34 : Mise en évidence de l'oscillation du jet pour l'Exp 15

Un phénomène similaire est mis en évidence pour les écoulements présentant une grande recirculation asymétrique : le jet dévié en entrée du bassin oscille autour d'une position centrale.

Pour les simulations lagrangiennes, le choix a été fait d'utiliser l'écoulement correspondant à l'état central de l'oscillation.

### 3.4.3. Modélisation numérique du transport solide

#### 3.4.3.1 Paramètres des simulations

Une distribution de Rosin-Rammler est interpolée sur la courbe granulométrique des particules de polystyrol utilisées par Dufresne (2008). Celle-ci est illustrée sur la Figure 3-35. Dix mille particules de masse volumique  $1034 \text{ kg/m}^3$  sont injectées aléatoirement sur l'ensemble de la face d'entrée de la conduite d'arrivée.

L'écart-type sur la valeur de la masse volumique étant important par rapport à la masse volumique de l'eau ( $\pm 19 \text{ kg/m}^3$ ), deux autres masses volumiques sont également investiguées :  $1015 \text{ kg/m}^3$  (correspondant à la valeur basse de la gamme) et  $1025 \text{ kg/m}^3$  (correspondant à la valeur intermédiaire entre la valeur moyenne et la valeur basse).

Les forces prises en compte pour le calcul des trajectoires des particules sont la force de traînée et le poids déjaugé. La nature turbulente de l'écoulement est modélisée à partir du modèle de dispersion stochastique présenté au paragraphe 2.3.1.2.

La condition *rebound* est utilisée pour l'entrée, les parois verticales, la conduite d'arrivée et la conduite de sortie (si elle existe). La condition *escape* est appliquée au toit du domaine de calcul (atmosphère) et sur la face aval de la conduite de sortie (géométrie A) ou à l'aval du seuil déversant (géométrie B). Pour le fond de l'ouvrage, plusieurs conditions aux limites sont envisagées :

- La condition *stick*.
- La condition « BSS Brownlie ».
- La condition « BSS Soulsby ».
- La condition BTKE avec un coefficient  $\xi$  fixe.
- La condition « BTKE Van Rijn ».

Pour la condition utilisant un coefficient  $\xi$  fixe, les valeurs 1 (Yan, 2013) et 5 (en s'appuyant sur le critère de Bagnold) sont étudiées. Pour l'ensemble des conditions BTKE, les vitesses de chute des particules sont calculées à partir de la relation (2-102) où les coefficients A et B valent respectivement 0,826 et 4,128. Cette interpolation est faite sur la distribution des vitesses de chute calculées avec les relations (2-99), (2-100) et (2-101), comme illustré sur la Figure 3-36.

La condition « BTKE Van Rijn modifiée » est équivalente à la condition « BTKE Van Rijn » pour la gamme de  $d^*$  étudiée ici ( $d^*_{\min}=2,5$ ) : elle n'est donc pas utilisée.

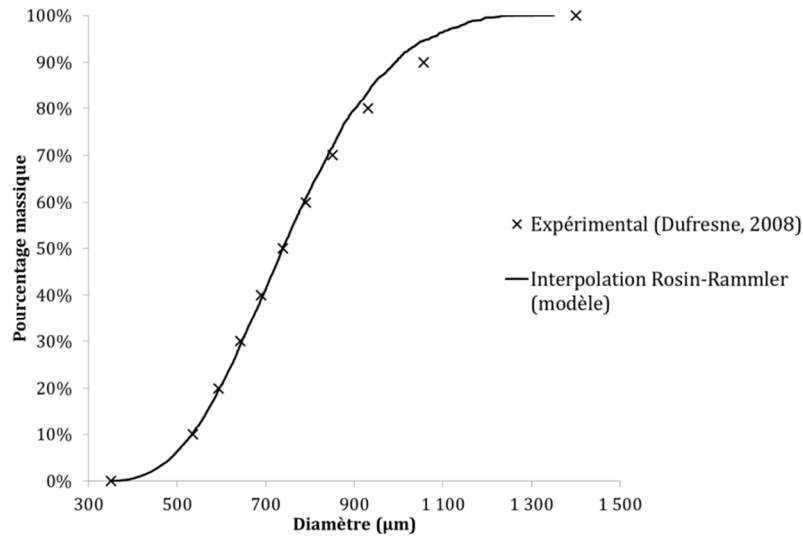


Figure 3-35 : Interpolation de Rosin-Rammler sur la distribution granulométrique des particules utilisées par Dufresne (2008)

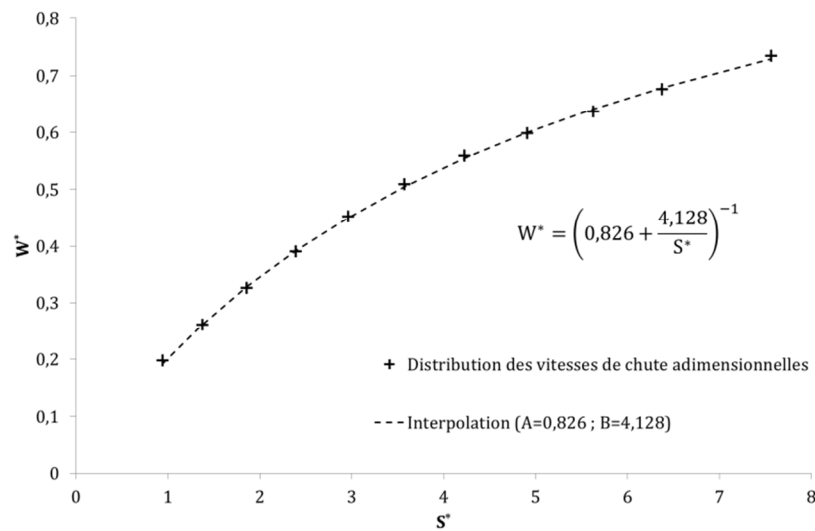


Figure 3-36 : Interpolation de la formule pour le calcul de la vitesse de chute adimensionnelle des particules de polystyrol

### 3.4.3.2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

#### 3.4.3.2.1. Efficacité

##### ***Influence de la condition d'interaction particule/paroi***

L'efficacité de l'ouvrage est calculée pour chaque condition limite étudiée pour le fond de l'ouvrage. La Figure 3-37 illustre la comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction du débit d'alimentation du bassin pour la géométrie A et les faibles hauteurs d'eau (Exp2 à Exp5 et Exp11 à Exp13). Les efficacités obtenues pour les grandes hauteurs d'eau (Exp9 et Exp10) sur la géométrie A sont résumées sur la Figure 3-38. Enfin, la Figure 3-39 présente la comparaison des résultats pour la géométrie B, c'est-à-dire lorsque le débit est évacué par le seuil déversant (hauteur d'eau supérieure à 40 cm, Exp15 à Exp23).

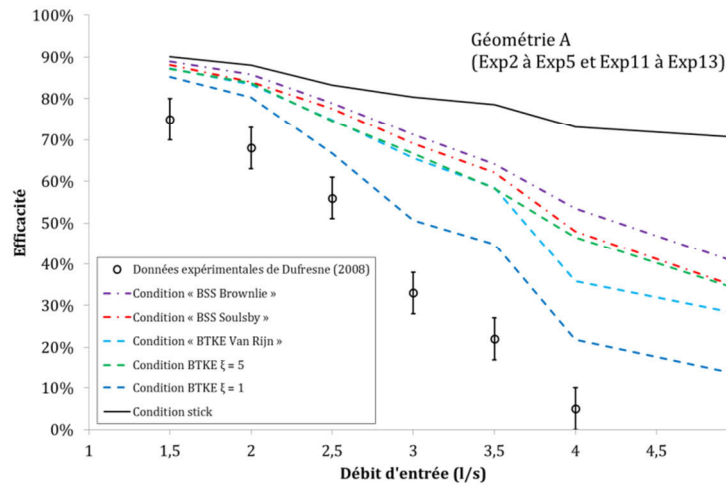


Figure 3-37 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction de la condition d'interaction particule/paroi pour la géométrie A et les faibles hauteurs d'eau

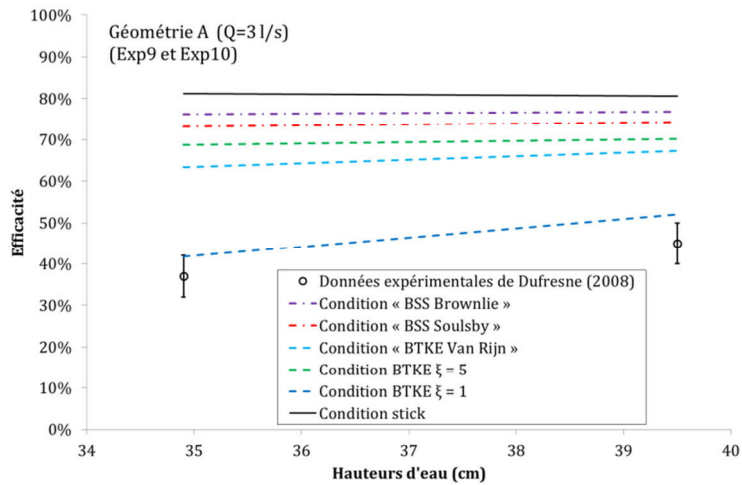


Figure 3-38 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction de la condition d'interaction particule/paroi pour la géométrie A et les grandes hauteurs d'eau

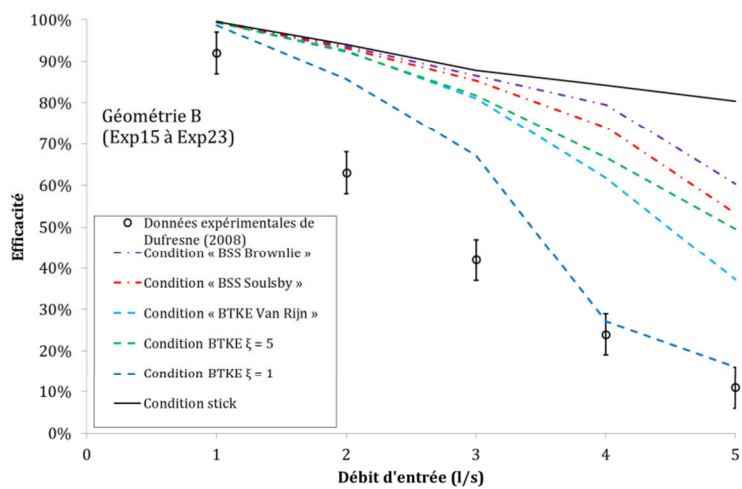


Figure 3-39 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales en fonction de la condition d'interaction particule/paroi pour la géométrie B

Quelle que soit la condition d'interaction utilisée, l'efficacité de l'ouvrage est surestimée par le modèle numérique. Certaines conditions semblent toutefois mieux adaptées que d'autres. En se basant sur la Figure 3-37, la comparaison des différentes conditions d'interaction entre elles montre que la condition *stick* entraîne les écarts les plus importants (jusqu'à 70% d'erreur sur l'efficacité pour le plus grand débit). Les deux conditions fondées sur le seuillage de contrainte de cisaillement (« BSS Brownlie » et « BSS Soulsby ») permettent de diminuer l'efficacité de l'ouvrage mais les écarts avec les données expérimentales sont toujours importants, en particulier pour les débits supérieurs à 3 l/s (écart de l'ordre de 40-50%).

Pour les conditions utilisant un seuillage de l'énergie cinétique turbulente, la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 5 est celle surestimant le plus l'efficacité. La condition « BTKE Van Rijn » améliore légèrement les résultats pour les débits importants (à partir de 3,5 l/s). La condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1 est celle permettant d'obtenir les meilleurs résultats. La forme de la courbe est relativement bien reproduite et les efficacités présentent des écarts de l'ordre de 10-20% avec les mesures expérimentales.

Des conclusions similaires peuvent être tirées sur la Figure 3-38. Les écarts sont relativement importants (surestimation de l'ordre de 25 à 45%) pour l'ensemble des conditions d'interaction sauf la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1. Dans ce cas, les efficacités sont particulièrement bien évaluées pour les deux valeurs de hauteurs d'eau.

Les résultats sont semblables pour la géométrie B. L'ensemble des conditions surestime fortement l'efficacité de l'ouvrage, excepté la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1. Des écarts de l'ordre de 20% sont toutefois mis en évidence pour les débits intermédiaires (2-3 l/s). Les efficacités calculées pour les trois autres débits sont cohérentes avec les mesures expérimentales.

### ***Sensibilité des résultats au coefficient de dispersion turbulente***

La Figure 3-40 met en évidence la sensibilité des résultats à la valeur du coefficient  $C_{ps}$  utilisé dans le modèle de dispersion turbulente (équation (2-59)) pour la géométrie B où le débit est évacué par le seuil déversant. La valeur de  $C_{ps}$  égale à 0,16432 correspond à la valeur par défaut. Trois autres valeurs sont étudiées : 0,08216 (valeur par défaut divisée par 2) ; 0,32864 (valeur par défaut multipliée par 2) et 1,6432 (valeur par défaut multipliée par 10). L'interaction entre les particules et les parois est modélisée par la condition « BTKE Van Rijn » pour cette comparaison.



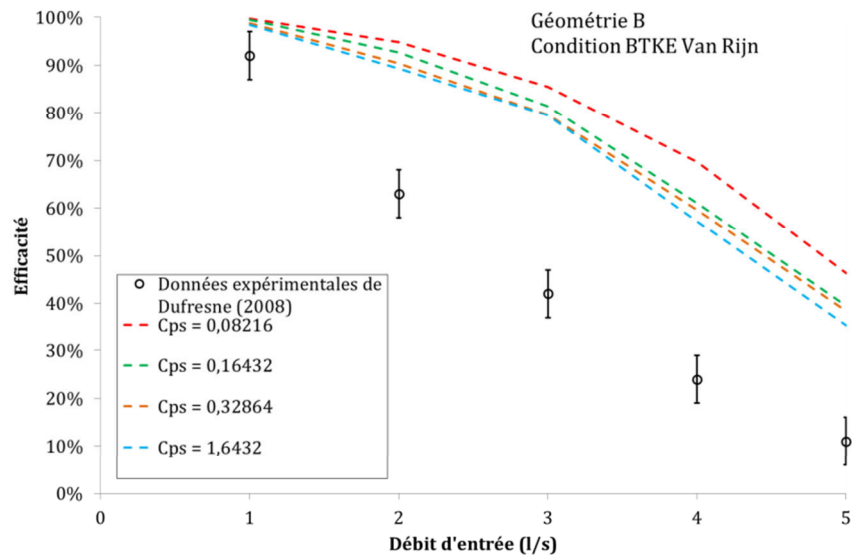


Figure 3-40 : Sensibilité des résultats au coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$  pour la condition « BTKE Van Rijn » sur la géométrie B

La diminution de la valeur du coefficient  $C_{ps}$  par rapport à la valeur par défaut augmente encore la surestimation de l'efficacité de l'ouvrage. La sensibilité des résultats à une augmentation du coefficient de dispersion turbulente est par ailleurs relativement faible (au maximum de l'ordre de 3-4%).

#### ***Sensibilité des résultats à la masse volumique des particules***

L'écart-type sur la valeur de la masse volumique des particules étant important par rapport à la masse volumique de l'eau (+/- 19 kg/m<sup>3</sup>), deux autres valeurs ont été investiguées : 1015 kg/m<sup>3</sup> et 1025 kg/m<sup>3</sup>. La Figure 3-41 (respectivement la Figure 3-42) illustre la sensibilité des résultats à ce paramètre pour la condition « BTKE Van Rijn » appliquée à la géométrie A pour les faibles hauteurs d'eau (respectivement à la géométrie B).

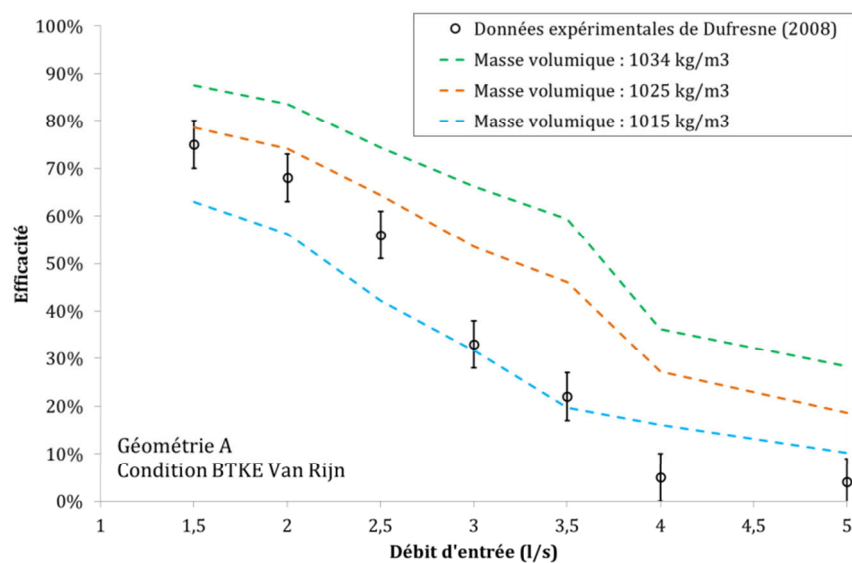


Figure 3-41 : Sensibilité des résultats à la valeur de la masse volumique des particules pour la condition « BTKE Van Rijn » appliquée à la géométrie A pour les faibles hauteurs d'eau

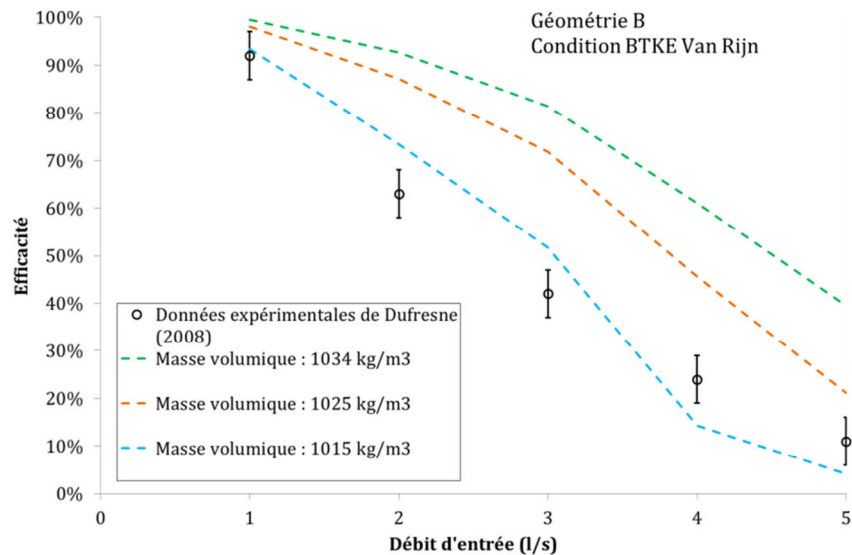


Figure 3-42 : Sensibilité des résultats à la valeur de la masse volumique des particules pour la condition « BTKE Van Rijn » appliquée à la géométrie B

L'efficacité calculée présente une forte sensibilité à la valeur de la masse volumique des particules, celle-ci étant relativement proche de celle de l'eau. L'écart important entre les efficacités calculées avec la masse volumique de  $1034 \text{ kg/m}^3$  et les mesures expérimentales peut s'expliquer par cette forte sensibilité. En effet, les résultats obtenus avec les masses volumiques correspondant à la partie basse de la gamme d'incertitude ( $-9 \text{ kg/m}^3$  et  $-19 \text{ kg/m}^3$  par rapport à la valeur moyenne) sont plus cohérents et encadrent les efficacités expérimentales dans la plupart des cas.

*Bilan sur l'efficacité : Pour l'ensemble des conditions d'interaction entre les particules et les parois investiguées, les efficacités calculées sont surestimées par rapport aux mesures expérimentales. Toutefois, l'incertitude importante sur la masse volumique des particules relativement à l'eau entraîne une forte sensibilité sur les efficacités calculées. Si la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1 semble la plus appropriée, les résultats obtenus avec la condition « BTKE Van Rijn » sont également acceptables en tenant compte de l'intervalle  $\pm 19 \text{ kg/m}^3$  sur la masse volumique. Enfin, il est important de garder à l'esprit que les simulations lagrangiennes s'appuient sur un champ hydrodynamique correspondant à l'état central des oscillations de l'écoulement autour du jet entrant dans le bassin. Il est probable que des particules s'étant déposées sur le fond soient remises en suspension lors de l'oscillation de l'écoulement et donc que ce phénomène ait une influence sur les efficacités. En effet certaines zones pourraient être propices au dépôt à un instant donné mais ne plus l'être à un instant ultérieur du fait des changements des conditions hydrodynamiques lors de l'oscillation du jet principal.*



#### 3.4.3.2.2. Localisation des dépôts

Afin d'évaluer la pertinence des conditions d'interaction utilisées, la comparaison des zones préférentielles de dépôts sur le fond de l'ouvrage constitue une étape essentielle. En effet, si une condition reproduit fidèlement l'efficacité de l'ouvrage mais faillit dans la reproduction des zones de dépôt, celle-ci ne pourra pas être considérée comme valable.

Les dépôts observés sur le fond du bassin ont été photographiés pour chaque expérience par Dufresne (2008). Les résultats présentés par la suite correspondent aux caractéristiques géométriques et hydrauliques suivantes :

- Pour la géométrie A et les faibles hauteurs d'eau.
  - Exp3 : Débit de 2 l/s et une recirculation asymétrique (Figure 3-45).
  - Exp12 : Débit de 4 l/s et une recirculation asymétrique (Figure 3-46).
- Pour la géométrie A et les grandes hauteurs d'eau.
  - Exp9 : Débit de 3 l/s, hauteur d'eau de 34,9 cm et deux recirculations symétriques (Figure 3-47).
- Pour la géométrie B.
  - Exp15 : Débit de 1 l/s et deux recirculations symétriques (Figure 3-48).
  - Exp17 : Débit de 2 l/s et deux recirculations symétriques (Figure 3-49).
  - Exp20 : Débit de 3 l/s et deux recirculations symétriques (Figure 3-50).

La comparaison est faite pour les trois conditions d'interaction particule/paroi présentant un intérêt, à savoir la condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 1 (nommé « BTKE  $\xi=1$  » par la suite), la condition « BTKE Van Rijn » et la condition « BSS Brownlie ».

Les résultats obtenus pour les autres conditions investiguées ne sont pas détaillées car :

- La condition *stick* entraîne des dépôts sur la totalité du fond et n'est donc pas applicable.
- La condition « BSS Soulsby » fournit des résultats similaires à la condition « BSS Brownlie » pour ce type de particules. Ceci est illustré sur la Figure 3-43 et la Figure 3-44.
- La condition BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 5 surestime les zones de dépôts pour l'ensemble des expériences. Ceci est illustré sur la Figure 3-43 et la Figure 3-44.

## Illustration des conditions non détaillées

Exp15 : géométrie B, débit 1 l/s, recirculations symétriques.

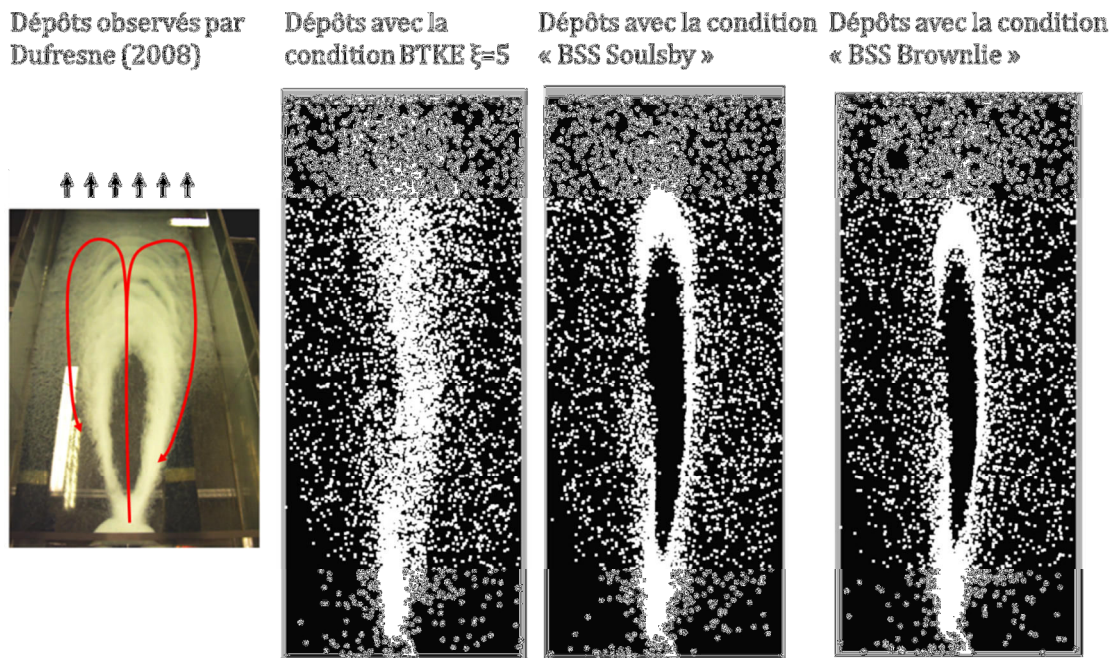


Figure 3-43 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp15 avec les résultats numériques (BTKE  $\xi=5$ , « BSS Soulsby » et « BSS Brownlie »)

Exp20 : géométrie B, débit 3 l/s, recirculations symétriques.

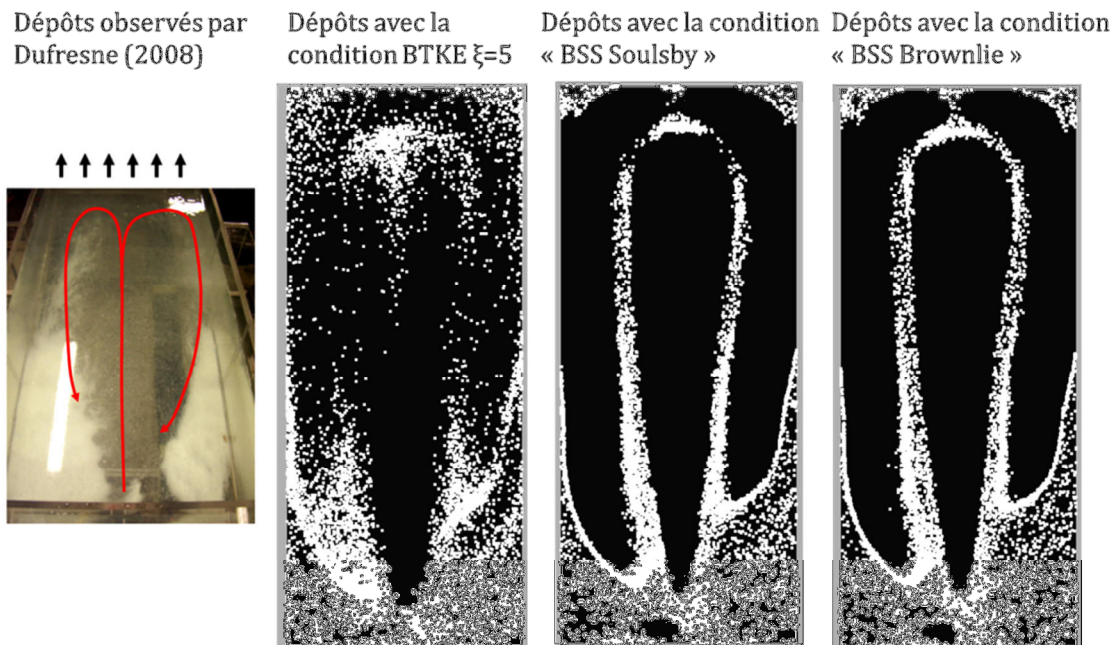


Figure 3-44 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp20 avec les résultats numériques (BTKE  $\xi=5$ , « BSS Soulsby » et « BSS Brownlie »)

## Zones préférentielles de dépôt pour la géométrie A et les faibles hauteurs d'eau

Exp3 : géométrie A, débit 2 l/s, faible hauteur d'eau, recirculation asymétrique.

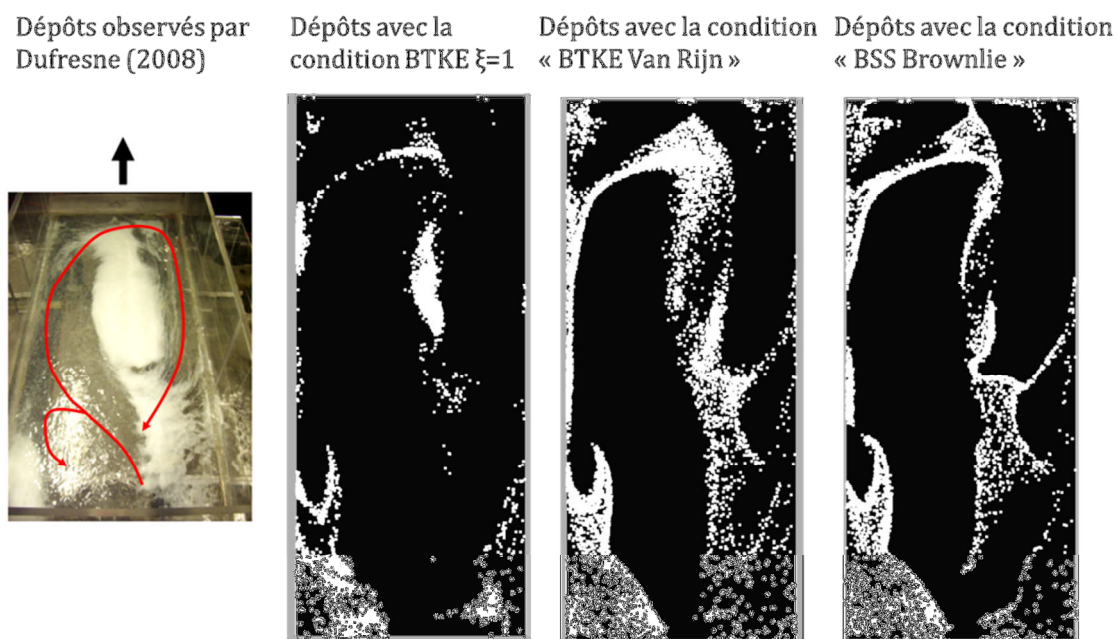


Figure 3-45 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp3 avec les résultats numériques

La Figure 3-45 met en évidence des dépôts observés expérimentalement dans le coin amont gauche du bassin. On constate également une bande où les dépôts s'accumulent entre le coin amont droit et l'aval du bassin. Une zone où les dépôts semblent plus importants est par ailleurs observée dans la moitié aval de la bande.

Les dépôts dans le coin amont gauche sont observés pour les trois conditions, la taille de la zone de dépôt étant toutefois légèrement surestimée.

La bande de dépôt entre le coin amont droit et l'aval du bassin est relativement bien représentée par la condition « BTKE Van Rijn ». Elle présente par contre des discontinuités (zones sans particule) pour les deux autres conditions, entraînant une moins bonne reproduction de la taille de la bande. Si les discontinuités restent limitées pour la condition « BSS Brownlie », elles sont accentuées avec la condition « BTKE  $\xi=1$  » à tel point que la bande de dépôt ne puisse plus être identifiée.

### Exp12 : géométrie A, débit 4 l/s, faible hauteur d'eau, recirculation asymétrique.

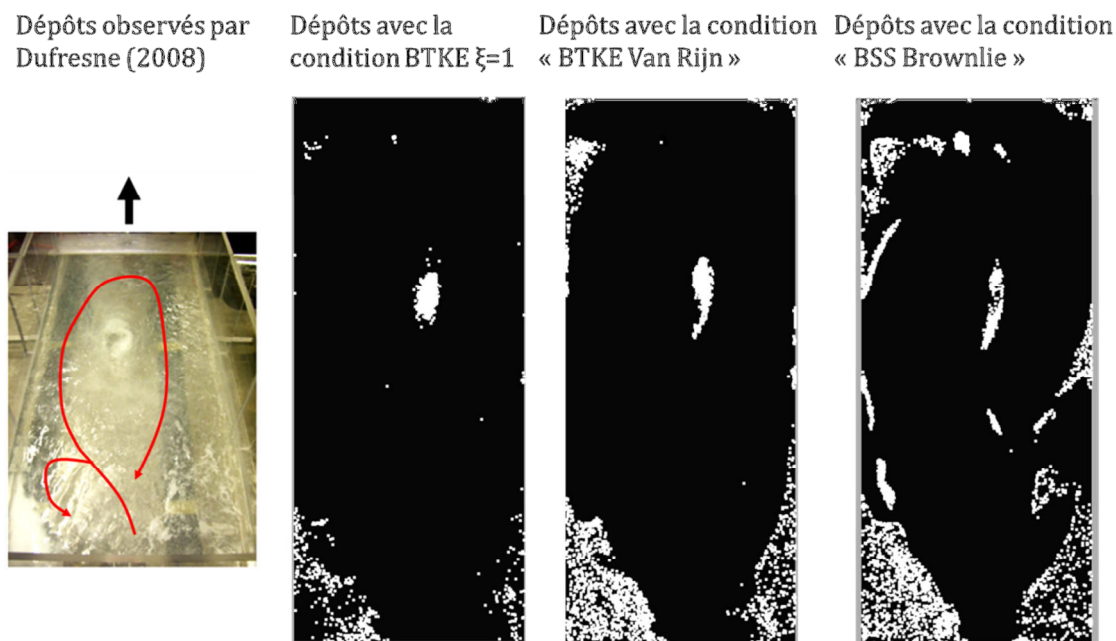


Figure 3-46 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp12 avec les résultats numériques

La Figure 3-46 correspond à un débit relativement important (4l/s) pour une faible hauteur d'eau, les dépôts sur le fond du bassin sont donc limités. Des zones préférentielles de dépôt sont mises en évidence dans le coin amont gauche du bassin et au centre de la recirculation asymétrique. Des dépôts faibles et dispersés sont également observés le coin amont droit. Le reste du fond de l'ouvrage est vierge de tout dépôt.

Les dépôts dans le coin amont gauche et au centre de la recirculation sont mis en évidence pour les trois conditions. Il en est de même pour les faibles dépôts dispersés dans la zone proche du coin amont droit, ceux-ci étant légèrement surestimés pour les conditions « BTKE Van Rijn » et « BSS Brownlie ».

Le fond vierge de dépôt est bien représenté avec les deux conditions BTKE. On remarque toutefois une zone de dépôt restreinte à l'aval de la paroi latérale gauche non observée expérimentalement pour la condition « BTKE Van Rijn ». Pour la condition « BSS Brownlie », le fond de l'ouvrage est principalement exempt de dépôt mais est parsemé de nombreuses zones de dépôt « parasites » près des parois latérales et à l'aval du bassin.



## Zones préférentielles de dépôt pour la géométrie A et les grandes hauteurs d'eau

Exp9 : géométrie A, débit 3 l/s, grande hauteur d'eau, recirculations symétriques.

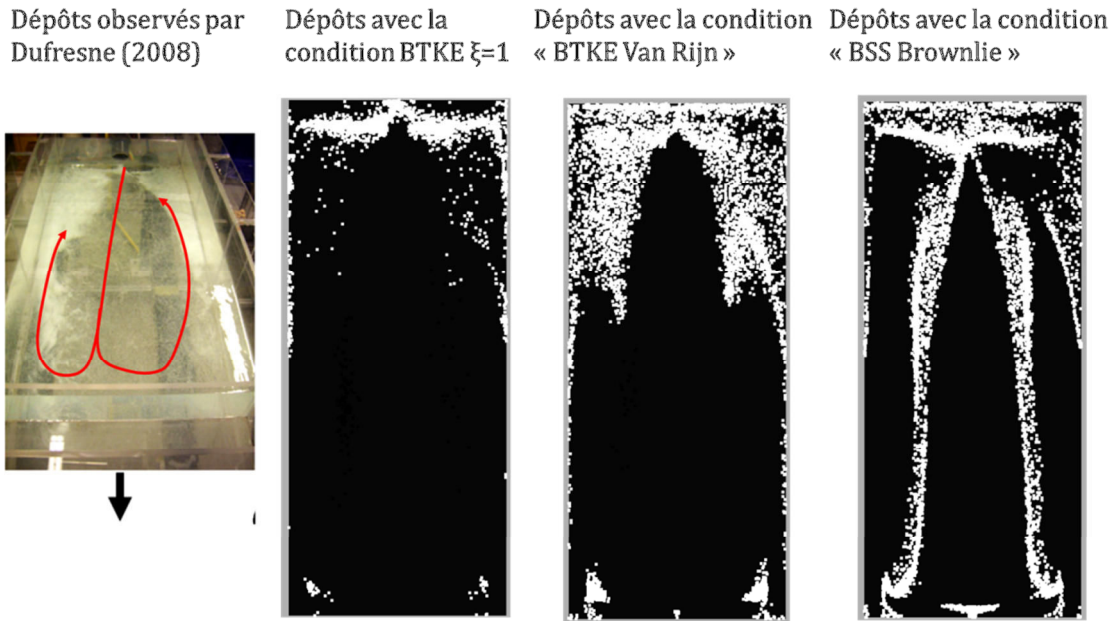


Figure 3-47 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp9 avec les résultats numériques

Pour la géométrie A et les grandes hauteurs d'eau, deux zones de dépôts quasi-symétriques sont observées dans les coins amont du bassin. Celles-ci se prolongent vers l'aval, le long des parois latérales, en diminuant progressivement de largeur jusqu'à s'estomper.

Les zones préférentielles de dépôts sont particulièrement bien reproduites dans les coins amont et le long des parois latérales pour la condition « BTKE Van Rijn ». Deux zones de dépôt restreintes sont cependant mises en évidence à proximité des coins aval du bassin alors que cette zone est vierge de dépôt par l'observation. Les conditions « BTKE  $\xi=1$  » et « BSS Brownlie » reproduisent les dépôts de part et d'autre de la conduite d'entrée mais sous-estiment globalement la taille de la zone de dépôt dans les coins amont et le long des parois. On remarque par ailleurs la présence de deux bandes de dépôt au centre des deux recirculations symétriques de l'amont vers l'aval du bassin pour la condition « BSS Brownlie », cette zone ne présentant pourtant aucun dépôt expérimentalement.

## Zones préférentielles de dépôt pour la géométrie B

Exp15 : géométrie B, débit 1 l/s, recirculations symétriques.

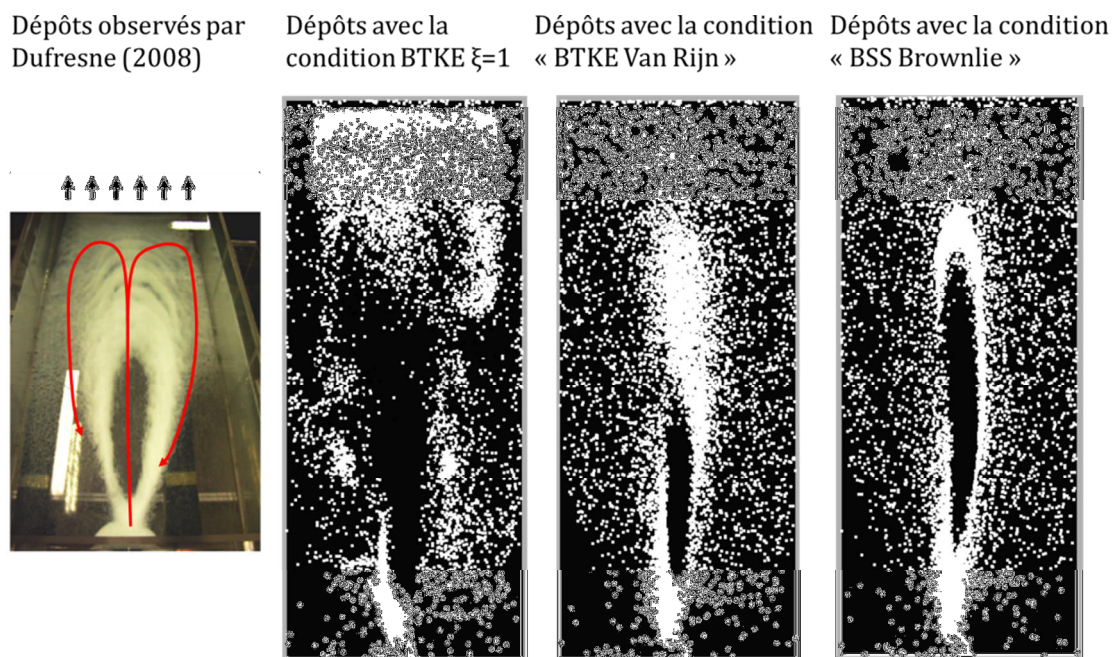


Figure 3-48 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp15 avec les résultats numériques

Les dépôts observés sur la Figure 3-48 correspondent à un écoulement présentant deux recirculations symétriques pour un débit relativement faible (1 l/s). Une zone vierge de dépôt est mise en évidence au niveau du jet principal. Les particules se déposent autour du jet puis dans la partie à l'aval immédiat de la zone vierge de dépôt.

Les conditions « BTKE Van Rijn » et « BSS Brownlie » permettent une bonne reproduction des dépôts de part et d'autre du jet principal ainsi qu'à l'aval de la zone vierge de dépôt. La taille de celle-ci est par ailleurs légèrement sous-estimée avec la condition « BTKE Van Rijn » et surestimée avec la condition « BSS Brownlie ». La condition « BTKE  $\xi=1$  » met en évidence la zone exempte de dépôt mais la répartition des particules de part et d'autre du jet est mal représentée. On remarque également une trop forte accumulation des dépôts au niveau de la paroi à l'aval du bassin par rapport aux observations expérimentales.

Exp17 : géométrie B, débit 2 l/s, recirculations symétriques.

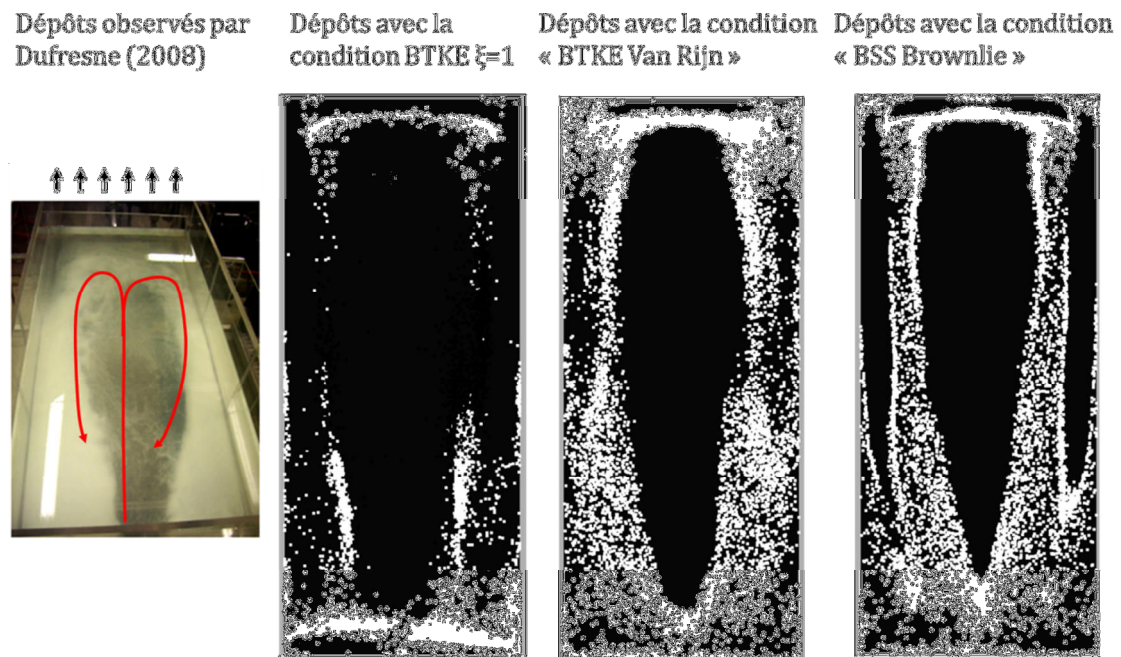


Figure 3-49 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp17 avec les résultats numériques

La Figure 3-49 présente les résultats obtenus pour la géométrie B et le débit de 2 l/s. Une zone vierge de dépôt est à nouveau mise en évidence au niveau du jet principal. Celle-ci est plus large et plus longue que celle observée pour le débit inférieure (Figure 3-48). Les dépôts se font dans les coins amont gauche et droit du bassin, le long des parois latérales et dans la partie aval du bassin.

Les dépôts observés expérimentalement sont particulièrement bien représentés avec la condition « BTKE Van Rijn », aussi bien la zone vierge de particules que les zones de dépôts dans les coins amont, le long des parois et dans la partie aval du bassin. La zone exempte de dépôt est également bien représentée par la condition « BSS Brownlie ». Celle-ci sous-estime cependant les dépôts le long des parois latérales. La condition « BTKE  $\xi=1$  » entraîne une importante surestimation de la zone vierge de particules et sous-estime les dépôts le long des parois et dans les coins amont.

### Exp20 : géométrie B, débit 3 l/s, recirculations symétriques.

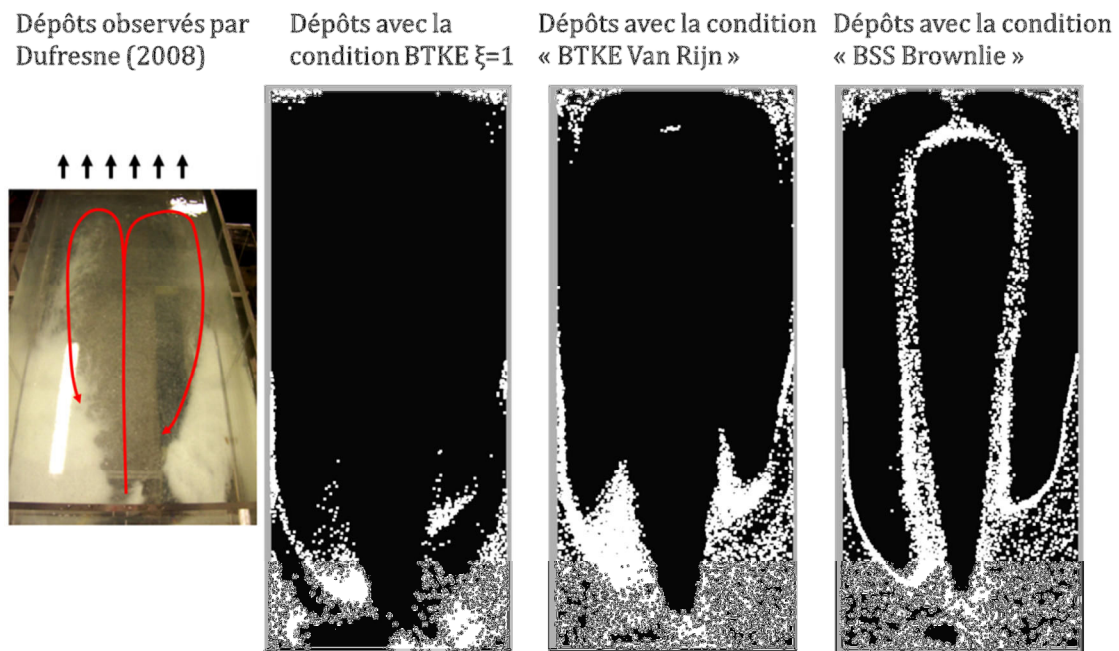


Figure 3-50 : Comparaison des dépôts observés par Dufresne (2008) pour l'expérience Exp20 avec les résultats numériques

Pour un débit plus important (3 l/s), la zone exempte de particules occupe une majeure partie du fond de l'ouvrage. Les dépôts sont localisés dans les coins amont gauche et droite. La zone de dépôt se prolonge en diminuant de taille jusqu'au milieu du bassin environ.

La condition « BTKE Van Rijn » entraîne ici aussi une bonne reproduction des dépôts observés par Dufresne (2008). La zone vierge de dépôt est bien mise en évidence, tout comme les dépôts dans les coins amont du bassin et le long des parois latérales. La zone exempte de particules est également mise en évidence par la condition « BTKE  $\xi=1$  » mais on peut remarquer une sous-estimation des dépôts dans les coins amont et le long des parois. La zone vierge de dépôt est à nouveau mal représentée par la condition « BSS Brownlie » puisque deux bandes de dépôt au centre des recirculations symétriques sont mises en évidence de l'amont à l'aval du bassin.

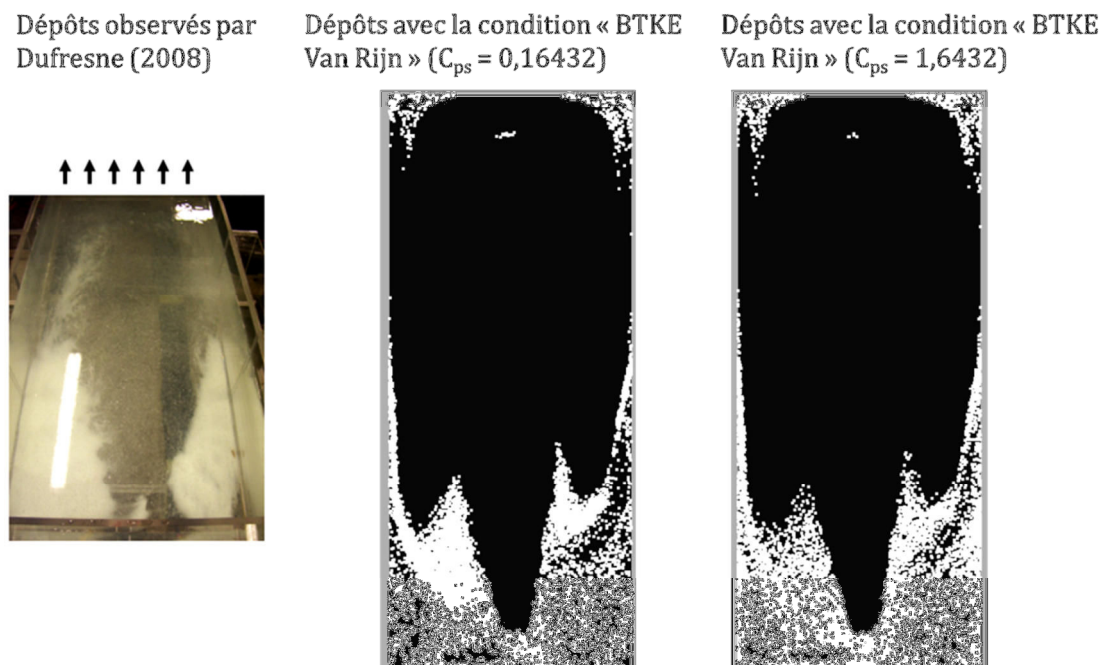


**Bilan :** De manière générale, la condition « BTKE Van Rijn » permet une bonne représentation des zones préférentielles de dépôt sur le fond pour l'ensemble des expériences. Les zones vierges de particules sont bien mises en évidence, en particulier pour les expériences avec des grandes hauteurs d'eau (géométrie A avec les grandes hauteurs d'eau et géométrie B). Les zones vierges de dépôt sont dans l'ensemble mal représentées par la condition « BSS Brownlie ». En effet celle-ci entraîne des bandes de dépôt au centre des recirculations symétriques qui ne sont pas observées expérimentalement. Les résultats pour les expériences présentant des recirculations asymétriques sont par ailleurs acceptables. La condition « BTKE  $\xi=1$  » entraîne la plupart du temps une reproduction imprécise des zones de dépôt. Cette condition apparaît comme trop contraignante, dans le sens où elle sous-estime les zones de dépôt des particules. Les parties du fond vierges de dépôt sont mises en évidence mais sont souvent trop étendues.

### **Sensibilité des dépôts au coefficient de dispersion turbulente**

Comme pour les simulations effectuées sur les expériences de Stovin (1996), le coefficient de dispersion turbulente  $C_{ps}$  n'a pas d'influence sur les zones préférentielles de dépôt sur le fond de l'ouvrage. Les dépôts obtenus numériquement ne sont donc pas détaillés pour chaque expérience. Une illustration est fournie sur la Figure 3-51, présentant les dépôts pour l'expérience Exp20 utilisant la condition « BTKE Van Rijn » et deux valeurs de  $C_{ps}$  : la valeur par défaut (0,16432) et multipliée par 10 (1,6432).

#### **Exp20 : géométrie B, débit 3 l/s, recirculations symétriques.**



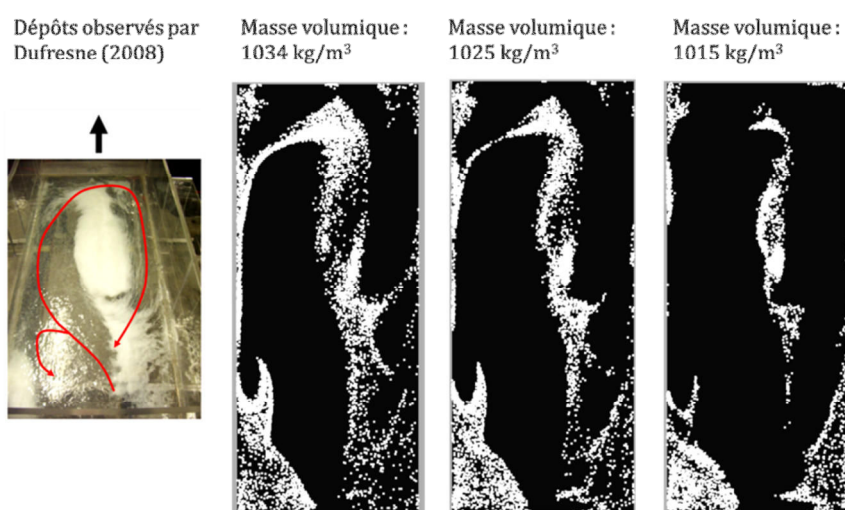
**Figure 3-51 : Sensibilité des zones préférentielles de dépôts à la valeur du coefficient de dispersion turbulente pour l'expérience Exp20**

### ***Sensibilité des dépôts à la masse volumique des particules***

L'analyse des efficacités a mis en évidence des résultats plus proches des mesures expérimentales pour les masses volumiques correspondant à la partie basse de la gamme d'incertitude ( $1025 \text{ kg/m}^3$  et  $1015 \text{ kg/m}^3$ ). Il est nécessaire de vérifier que les zones préférentielles de dépôt sont toujours cohérentes avec les observations pour ces valeurs de masse volumique, celle-ci intervenant dans le calcul de la valeur seuil permettant de déterminer si une particule peut se déposer.

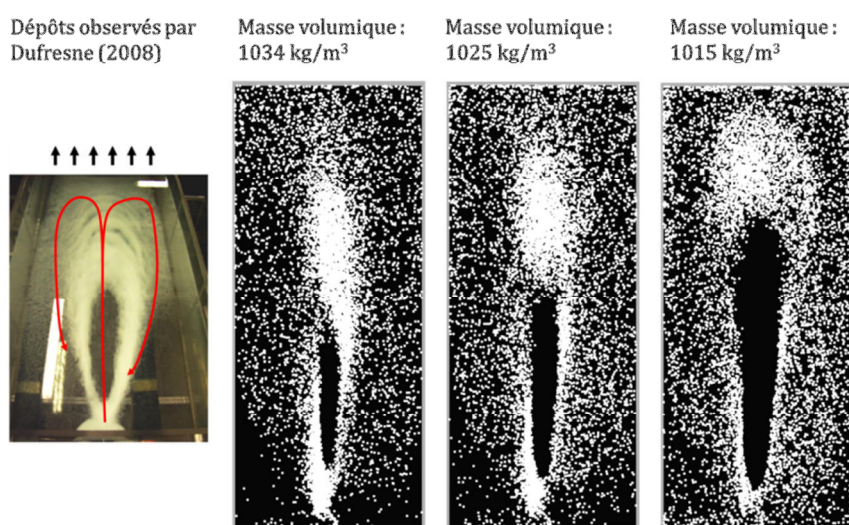
La condition utilisée est toujours la condition « BTKE Van Rijn ». La sensibilité des dépôts à la masse volumique est illustrée pour les expériences Exp3 (Figure 3-52), Exp15 (Figure 3-53) et Exp20 (Figure 3-54).

**Exp3 : géométrie A, débit 2 l/s, faible hauteur d'eau, recirculation asymétrique.**



**Figure 3-52 : Sensibilité des zones de dépôt en fonction de la masse volumique des particules pour l'expérience Exp3**

**Exp15 : géométrie B, débit 1 l/s, recirculations symétriques.**



**Figure 3-53 : Sensibilité des zones de dépôt en fonction de la masse volumique des particules pour l'expérience Exp15**

Exp20 : géométrie B, débit 3 l/s, recirculations symétriques.

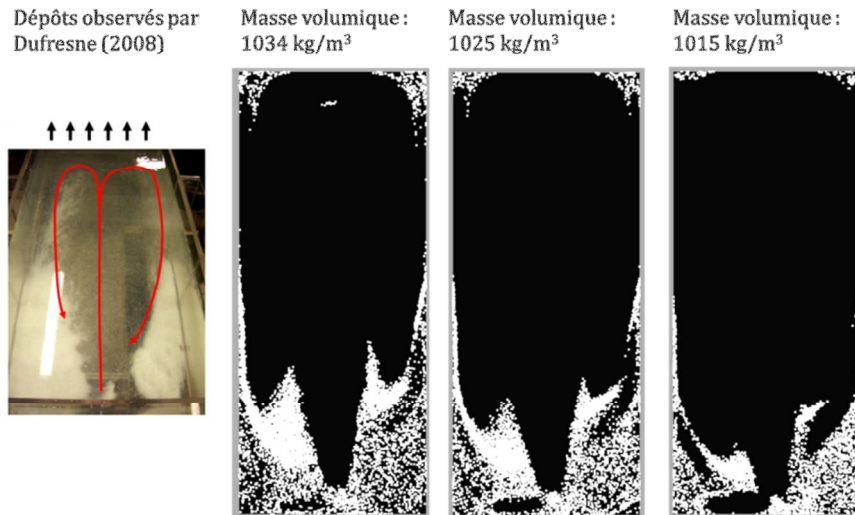


Figure 3-54 : Sensibilité des zones de dépôt en fonction de la masse volumique des particules pour l'expérience Exp20

La diminution de la masse volumique des particules entraîne une diminution de la valeur seuil  $k_s$ . Il est donc logique que les zones de dépôt s'en trouvent modifiées. Les zones de dépôts sont toujours cohérentes avec les observations de Dufresne (2008) pour la masse volumique de 1025 kg/m<sup>3</sup> pour les trois expériences présentées ici, voire permettent une meilleure reproduction de la taille de la partie vierge de dépôt pour l'expérience Exp15 (Figure 3-53). Les zones de dépôt obtenues avec la masse volumique de 1015 kg/m<sup>3</sup> semblent être sous-estimées par rapport aux dépôts expérimentaux. En effet des zones de discontinuité (sans dépôt) apparaissent le long de la bande de dépôt pour l'expérience Exp3 (Figure 3-52) et dans les coins amont du bassin pour l'expérience Exp20 (Figure 3-54). La zone centrale exempte de dépôt pour l'expérience Exp15 (Figure 3-53) est également surestimée pour cette valeur de masse volumique.

*Bilan : Les résultats obtenus avec les masses volumiques correspondant à la partie basse de la gamme d'incertitude montrent que la diminution de la masse volumique des particules n'entraîne pas des zones de dépôt incohérentes avec les observations expérimentales. La valeur extrême de la masse volumique (1015 kg/m<sup>3</sup>) engendre néanmoins une sous-estimation des zones de dépôt. Les zones de dépôts obtenues avec la valeur intermédiaire (1025 kg/m<sup>3</sup>) sont par contre toujours en bon accord avec les observations.*

*Bilan sur les zones préférentielles de dépôt : La pertinence des différentes conditions d'interaction entre les particules et les parois a été étudiée sur différentes expériences faisant varier le débit d'alimentation, la hauteur d'eau et la configuration de la sortie du bassin. Cette large gamme de paramètres permet de balayer des répartitions de dépôt allant d'un fond quasiment entièrement recouvert de particules jusqu'à un fond quasiment vierge de toute particule.*

*L'utilisation des conditions stick et BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  égale à 5 entraîne une surestimation des zones de dépôts pour toutes les expériences. Elles ne sont donc pas adaptées dans ce cas.*

*La condition « BSS Brownlie » et la condition « BSS Soulsby » fournissent des résultats similaires pour la gamme de particules étudiée. Les zones vierges de dépôt sont généralement mal reproduites avec ces conditions pour les expériences présentant des grandes hauteurs d'eau. Les dépôts sur le fond pour les hauteurs d'eau plus faibles sont par ailleurs assez bien représentés.*

*La condition « BTKE  $\xi=1$  » entraîne la plupart du temps une représentation imprécise des zones de dépôt observées expérimentalement. Les parties du fond vierges de particules sont trop étendues et les zones de dépôt sont souvent sous-estimées. Cette condition apparaît comme étant trop contraignante vis-à-vis du dépôt des particules.*

*De manière générale, la condition « BTKE Van Rijn » permet une bonne reproduction des zones préférentielles de dépôts sur le fond pour l'ensemble des expériences. Les zones vierges de particules sont bien mises en évidence, en particulier pour les expériences avec des grandes hauteurs d'eau (géométrie A avec les grandes hauteurs d'eau et géométrie B).*

*Les zones préférentielles de dépôt sur le fond présentent peu de sensibilité au coefficient de dispersion turbulente. L'analyse de sensibilité des zones de dépôt à la masse volumique des particules, pour la condition « BTKE Van Rijn », a montré que les dépôts sont toujours en bon accord avec les observations pour la masse volumique  $1025 \text{ kg/m}^3$ . Pour la valeur extrême ( $1015 \text{ kg/m}^3$ ), les zones vierges de particules sont par contre surestimées.*

### 3.4.4. Conclusion

Le modèle de transport solide a été appliqué à deux configurations de bassin faisant varier la sortie de l'ouvrage (conduite proche du fond et seuil déversant). Une plage de débit entre 1 et 5 l/s a été étudiée. La distribution granulométrique des particules utilisées couvre une gamme de diamètres adimensionnels entre 2,5 et 10 avec un diamètre adimensionnel médian égal à 5.

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux sur l'efficacité et la répartition spatiale des dépôts sur le fond a permis d'investiguer la pertinence des nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois.

Quelle que soit la condition d'interaction entre les particules et les parois, les efficacités calculées par le modèle sont surestimées par rapport aux mesures expérimentales. Il faut toutefois noter que l'incertitude relativement forte sur la masse volumique des particules par rapport à celle de l'eau ( $1034 \pm 19 \text{ kg/m}^3$ ) entraîne une forte sensibilité sur les efficacités calculées. Face à ce constat, il semble d'autant plus judicieux de se baser sur les dépôts dans l'ouvrage pour évaluer la pertinence des conditions d'interaction à la paroi.

Les conditions *stick* et BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe égale à 5 surestiment les zones de dépôt pour l'ensemble des expériences et par conséquent augmentent l'efficacité calculée.

La condition « BSS Brownlie » et la condition « BSS Soulsby » fournissent des résultats similaires en termes de dépôt sur le fond pour la gamme de particules étudiée. Les zones vierges de particules sont généralement mal reproduites avec ces conditions pour les expériences présentant des grandes hauteurs d'eau. Des bandes de dépôt aux centres des recirculations symétriques sont mises évidence alors qu'aucun dépôt n'est observé expérimentalement. Cela explique la surestimation des efficacités par les conditions BSS par rapport aux conditions BTKE (par exemple pour les expériences Exp22 et Exp23 sur la géométrie B).

Si la condition « BTKE  $\xi=1$  » semble la plus pertinente vis-à-vis des efficacités calculées, elle entraîne pourtant une mauvaise représentation des dépôts sur le fond pour la plupart des expériences. En effet, celle-ci est trop contraignante et les zones de dépôts sont souvent sous-estimées. Cela explique les efficacités calculées plus faibles par rapport aux autres conditions. Cette condition d'interaction n'est donc pas satisfaisante car elle permet de reproduire l'efficacité seulement au détriment d'une bonne reproduction des dépôts sur le fond.

Finalement, malgré des efficacités calculées globalement supérieures aux mesures expérimentales, la condition « BTKE Van Rijn » (équivalente à la condition « BTKE Van Rijn modifiée » pour les  $d^*$  considérés ici) semble la plus pertinente. Les zones préférentielles de dépôts sur le fond sont bien reproduites pour l'ensemble des expériences, en particulier pour celles présentant des grandes hauteurs d'eau

(géométrie A avec les grandes hauteurs d'eau et géométrie B). De plus, les efficacités calculées avec les masses volumiques  $1015 \text{ kg/m}^3$  (valeur basse de la gamme d'incertitude) et  $1025 \text{ kg/m}^3$  (valeur intermédiaire entre la valeur moyenne et la valeur basse) sont relativement cohérentes avec les efficacités expérimentales sans pour autant dégrader de manière importante la bonne représentation des zones de dépôt sur le fond du bassin.

Par ailleurs, il faut garder à l'esprit que les simulations hydrodynamiques ont mis en évidence des écoulements instables dans le bassin : le jet principal entrant dans l'ouvrage oscille de manière régulière autour d'un état central. Les simulations lagrangiennes ayant été faites en s'appuyant sur le champ hydrodynamique correspondant à l'état central, il est possible que la surestimation des efficacités soit liée à ce phénomène d'oscillations. Certaines particules déposées sont probablement remises en suspension dans l'écoulement lors de l'oscillation du jet et éventuellement évacuées par la sortie du bassin. Cela présenterait une limite d'utilisation au modèle lagrangien s'appuyant sur un champ hydrodynamique permanent.

### **3.5. Conclusion du chapitre 3**

Le modèle développé a été appliqué à trois séries d'expériences menées sur des modèles réduits de bassins dans le but de vérifier la capacité du modèle à reproduire les phénomènes en jeu dans le transport solide en ouvrage de décantation. Les deux informations essentielles à la validation du modèle sont : le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage et les zones préférentielles de dépôt sur le fond.

La capacité du modèle à reproduire l'efficacité d'un ouvrage a tout d'abord été vérifiée par confrontation avec les données expérimentales de Frey (1991). Pour les 34 expériences, couvrant des  $d^*$  entre 0,5 et 5 ( $d^*_{50}=1,3 ; 1,5 ; 1,8 ; 2,1 ; 2,6$ ), l'écart moyen entre les efficacités calculées et mesurées est d'environ 6%, la plupart des valeurs étant à l'intérieur des barres d'incertitude expérimentales. Etant données les conditions hydrodynamiques et les propriétés des particules, les dépôts pouvaient se faire sur l'ensemble du fond du bassin. L'impact des nouvelles conditions d'interaction vis-à-vis des zones préférentielles de dépôt n'a donc pas été étudié pour ces expériences puisqu'elles fournissent, pour la plupart, des résultats identiques à ceux obtenus avec la condition *stick* (les deux conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe ont conduit à des résultats incohérents avec les observations expérimentales et ont ainsi montré leurs limites).

La condition *stick* est par contre inadaptée dans le cas où des zones vierges de dépôt existent sur le fond de l'ouvrage comme pour les expériences de Stovin (1996) et Dufresne (2008). Les nouvelles conditions d'interaction implémentées ont donc été étudiées en s'appuyant sur ces deux jeux de données expérimentales.

Dans un premier temps, la gamme de  $d^*$  entre 0,1 et 2,5 ( $d^*_{50}=0,77$ ) a été investiguée à partir des expériences de Stovin (1996). La condition « BTKE Van Rijn modifié » a permis d'obtenir des résultats satisfaisants, aussi bien pour les efficacités que pour la représentation des zones préférentielles de dépôt sur le fond. Les autres conditions BTKE, à savoir « BTKE Van Rijn » et les deux conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe (1 ou 5), ont toutes montré leur incapacité à reproduire les mesures et les observations expérimentales pour la gamme de  $d^*$  investiguée. Les conditions fondées sur un seuillage de la contrainte de cisaillement ont permis d'obtenir des efficacités acceptables mais ont montré leur limite dans la reproduction des zones de dépôt pour les débits importants, autant la condition « BSS Brownlie » que la condition « BSS Soulsby » pourtant mieux adaptée a priori pour les  $d^*$  inférieurs à 1.

Puis, la gamme de  $d^*$  entre 2,5 et 10 ( $d^*_{50}\approx 5$ ) a été étudiée en s'appuyant sur les données expérimentales de Dufresne (2008). Là aussi, la condition « BTKE Van Rijn modifiée » (équivalente « BTKE Van Rijn » pour cette gamme de  $d^*$ ) a fourni les résultats les plus satisfaisants en notant tout de même une forte sensibilité des résultats sur l'efficacité à la valeur de la masse volumique des particules. Les deux conditions BTKE utilisant une valeur de  $\xi$  fixe (1 ou 5) se sont montrées insuffisantes pour reproduire fidèlement les zones de dépôt sur le fond, celles-ci soit sous-estimées ( $\xi=1$ ) soit surestimées ( $\xi=5$ ). Les deux conditions BSS sont très similaires pour la gamme de  $d^*$  considérée. Les zones de dépôts avec ces conditions sont mal reproduites pour les hauteurs d'eau importantes dans le bassin.

Au final, la condition d'interaction « BTKE Van Rijn modifiée » s'avère être la plus pertinente pour des  $d^*$  entre 0,1 et 10. De manière générale, celle-ci a permis de reproduire de manière satisfaisante le taux d'abattement des particules et les zones préférentielles de dépôt pour les trois séries d'expériences sur des modèles réduits de bassin.

L'application du modèle aux expériences de Dufresne (2008) a par ailleurs mis en évidence une limite de l'utilisation du modèle lagrangien en régime hydrodynamique permanent liée à l'instabilité de l'écoulement dans le bassin.

Les données expérimentales issues de la littérature couvrent une large gamme des paramètres descriptifs de l'écoulement et des particules. Cependant, les nombres de Froude compris dans la gamme  $10^{-4}$  –  $10^{-3}$  et les contraintes de cisaillement inférieures à  $3 \cdot 10^{-2}$  demeurent inexplorés. Par ailleurs, ces expériences demeurent des travaux effectués en modèle réduit et, du fait des nombreuses incertitudes encore non-dissipées sur les phénomènes de transport solide, les règles de similitude utilisées peuvent être sujettes à contestation. Enfin ce travail de doctorat ayant un objectif de valorisation fort, la mise en œuvre d'un démonstrateur à l'échelle 1 sera un argument incontestable pour l'utilisation du modèle en ingénierie.

## 4. CONFRONTATION DU MODELE AVEC DES EXPERIENCES SUR UN DECANTEUR PILOTE A L'ECHELLE 1

### 4.1. Introduction

L'objectif de cette partie est double :

- Créer une base de données expérimentales sur le transport solide dans un pilote de décanteur à l'échelle 1.
- Valider le modèle numérique créé (partie 2.3) vis-à-vis des nouvelles données expérimentales collectées.

Concernant la **partie expérimentale**, le but est de compléter la base de données utilisée au chapitre 3 par des mesures sur un décanteur à l'échelle 1. L'ouvrage présente un volume de 12 m<sup>3</sup>, correspondant à la taille classique d'un ouvrage de ce type mis en place sur un réseau d'assainissement séparatif pluvial pour des petits bassins versants (quelques hectares).

Les dimensions du pilote permettent d'investiguer des gammes de nombres adimensionnels (nombre de Froude, contrainte de cisaillement adimensionnelle) plus représentatives des ouvrages réels. Par ailleurs, aucune similitude n'est utilisée.

Le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage est évalué pour différents débits et une variété de matériaux représentatifs des matières en suspension dans les eaux de ruissellement en termes de diamètres adimensionnels et de vitesses de chute. L'évaluation de l'abattement par un bilan de masse a été préférée à la mesure par turbidimétrie, beaucoup plus incertaine (Stovin, 1996).

L'évaluation par un bilan de masse implique cependant une contrainte forte sur la récupération des particules en sortie (filtration) afin de ne pas biaiser la masse injectée par un renvoi non comptabilisé de particules en entrée, le système fonctionnant en boucle fermée. Cette contrainte empêche l'étude des particules les plus fines rencontrées dans les eaux de ruissellement (vitesse de chute inférieure à 1 m/h, diamètre inférieur à 20 µm en ordre de grandeur).

Pour la **partie numérique**, le but est d'utiliser les données collectées comme support de validation du modèle lagrangien sur un ouvrage à l'échelle 1. Les comparaisons des modèles numériques et expérimentaux permettront d'évaluer :

- La pertinence de la condition sur l'angle limite de la paroi, le fond de l'ouvrage étant circulaire.
- La reproduction par le modèle des dépôts observés sur le fond de l'ouvrage.
- La capacité du modèle à évaluer l'abattement des particules pour des écoulements présentant des hauteurs d'eau relativement grandes, donc des



nombres de Froude relativement petits et du même ordre de grandeur que ceux rencontrés sur les ouvrages mis en place sur les réseaux.

- La capacité du modèle à évaluer l'efficacité de l'ouvrage pour différents types de particules (diamètre, masse volumique,  $d^*$ , vitesse de chute) représentatives de celles retrouvés dans les réseaux.

## 4.2. Les expériences SIMPLUV

### 4.2.1. Les particules

#### 4.2.1.1 Choix des particules

Trois matériaux ont été utilisés pour les expériences : deux types de billes de verre poreuses (Poraver 40-125 et Poraver 100-300) et un sable fin (Sable 350 Mesh), illustrés sur la Figure 4-1. Leurs caractéristiques (taille, masse volumique, vitesse de chute) sont synthétisées dans le Tableau 4-1. Les techniques de caractérisation employées seront détaillées dans la partie 4.2.1.2.

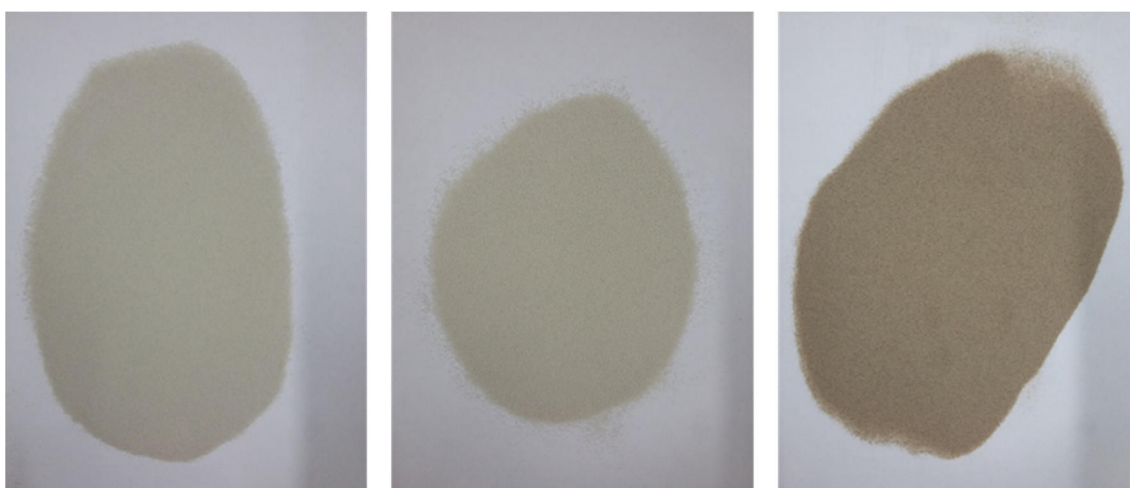


Figure 4-1 : Photographie des matériaux utilisés, de gauche à droite : Poraver 40-125, Poraver 100-300, Sable 350 Mesh

Matériau	Taille ( $\mu\text{m}$ )			Masse volumique ( $\text{kg/m}^3$ )	Vitesse de chute (m/h)		
	$d_{10}$	$d_{50}$	$d_{90}$		$W_{10}$	$W_{50}$	$W_{90}$
<b>Poraver 100-300</b>	115	215	308	1 240	10,1	18,3	35,9
<b>Poraver 40-125</b>	49	97	130	1 400	3,4	6,4	13,1
<b>Sable 350 Mesh</b>	38	65	85	3 470	5,8	16,6	32,4

Tableau 4-1 : Caractéristiques des particules utilisées

Les particules utilisées pour les essais ont été sélectionnées sur le critère de la représentativité de leur gamme de diamètres adimensionnels par rapport à ceux des particules retrouvées dans les réseaux d'assainissement séparatifs pluviaux. La Figure 4-2 présente les  $d^*$  des trois échantillons de matériaux. Les bornes inférieures et supérieures des rectangles correspondent aux  $d^*_{10}$  et  $d^*_{90}$  des distributions granulométriques. Le  $d^*_{50}$  est également renseigné pour chaque matériau. La gamme des  $d^*$  rencontrés dans les réseaux est illustrée à travers les valeurs extrêmes mises en évidence dans le Tableau 1-6. La plage des  $d^*_{50}$  pour les particules des eaux de ruissellement est décrite par les deux valeurs médianes présentées dans le Tableau 1-6.

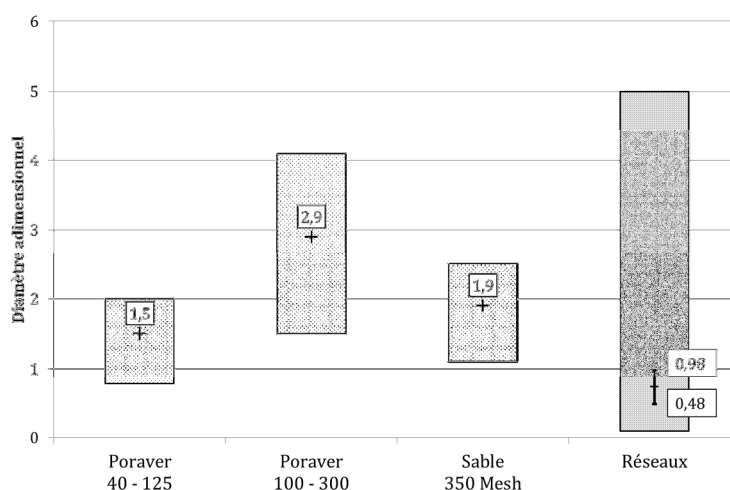


Figure 4-2 : Comparaison des diamètres adimensionnels des matériaux utilisés avec les particules retrouvées dans les réseaux

Les particules choisies permettent de couvrir une grande partie de la gamme des  $d^*$  des eaux de ruissellement. Les  $d^*$  plus petits que 0,7 n'ont en revanche pas été investigués du fait de la difficulté à pouvoir les récupérer en aval de la cuve.

En effet, une contrainte forte des essais expérimentaux réside dans la récupération des particules en sortie de décanteur afin de pouvoir effectuer des bilans de masse. Compte tenu des difficultés de récupération des particules de petites tailles (inférieures à la vingtaine de microns), des particules de tailles plus importantes mais présentant une masse volumique plus faibles que la moyenne des particules des eaux de ruissellement ont été favorisées (billes de verre poreuses). Des particules de sable fin ont néanmoins été testées afin d'évaluer l'influence de la masse volumique des particules, pour des  $d^*$  comparables, sur l'efficacité de l'ouvrage.

L'utilisation de particules de masse volumique plus faible est également justifiée par la large variété pouvant être rencontrée en réseaux. Si les valeurs moyennes sont aux alentours de 2400-2500 kg/m<sup>3</sup>, on retrouve également des valeurs beaucoup plus proche de 1000 kg/m<sup>3</sup> dans le cas des floes (Ashley et al., 2004).

## 4.2.1.2 Description et caractérisation des particules

### 4.2.1.2.1. Granulométrie

La distribution granulométrique des différents matériaux a été déterminée en s'appuyant sur deux méthodes :

- Le tamisage physique.
- La granulométrie laser.

La comparaison des distributions obtenues par les deux méthodes est fournie sur la Figure 4-3 pour le Poraver 40-125 et sur la Figure 4-4 pour le Poraver 100-300. On constate que les deux méthodes aboutissent à des résultats quasiment identiques.

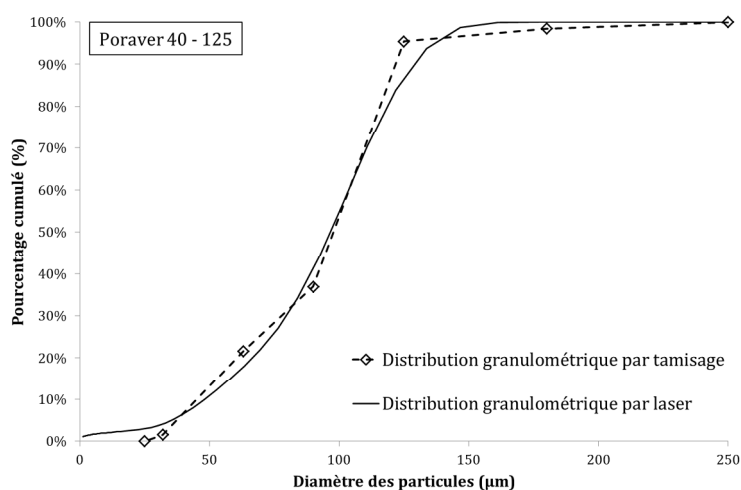


Figure 4-3 : Comparaison des distributions granulométriques obtenues par tamisage et par laser pour le Poraver 40-125

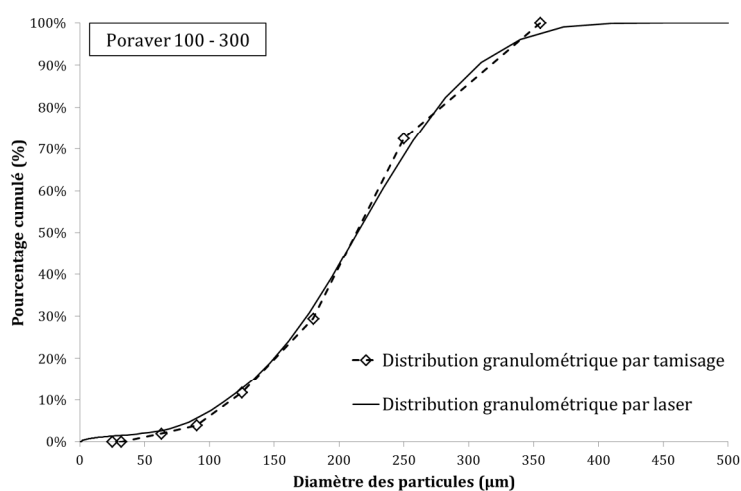


Figure 4-4 : Comparaison des distributions granulométriques obtenues par tamisage et par laser pour le Poraver 100-300

Le sable 350 Mesh est habituellement employé en tant qu'abrasif pour le nettoyage des murs. D'après les informations du fournisseur, le matériau serait constitué de micro-granulats de grenat almandin dont les propriétés physiques sont différentes de celle d'un sable « classique » (Abreal, 2011). Face à cette méconnaissance des propriétés optiques du matériau, comme son indice de réfraction qui est une donnée d'entrée de l'analyse granulométrique laser, le choix a été fait de n'utiliser que la méthode par tamisage. La distribution granulométrique est présentée sur la Figure 4-5.

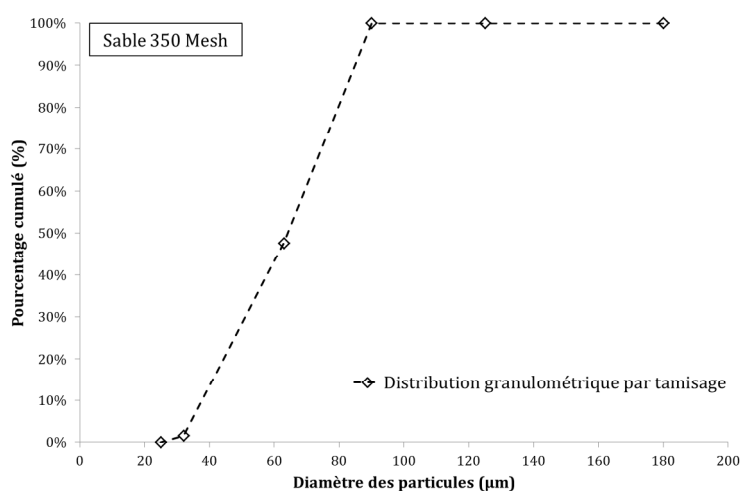


Figure 4-5 : Comparaison des distributions granulométriques obtenues par tamisage et par laser pour le sable 350 Mesh

#### 4.2.1.2.2. Masse volumique

La masse volumique du sable 350 Mesh a été mesurée par pesée hydrostatique. Cette méthode nécessite l'utilisation d'une balance hydrostatique dont le fonctionnement repose sur le principe d'Archimède. Le matériau est placé dans un panier et sa masse volumique est déduite à partir des mesures du poids du système « matériau+panier » dans l'air et du poids déjaugé du système immergé dans l'eau.

Le protocole peut être résumé comme suit :

- La masse  $m_g$  des grains secs est pesée dans l'air.
- La masse du panier immergé seul  $m_{p,im}$  est mesurée.
- La masse totale du panier et des grains immergés  $m_{t,im}$  est mesurée.

Le poids déjaugé des grains immergés  $P_{g,im}$  est déduit par la relation (4-1):

$$P_{g,im} = (m_{t,im} - m_{p,im}) \cdot g \quad (4-1)$$

Lors de l'immersion des grains, la poussée d'Archimède  $P_A$  sur ceux-ci peut s'écrire :

$$P_A = \rho \cdot g \cdot V_g \quad (4-2)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique de l'eau, à la température de la mesure,  $g$  l'accélération de la gravité et  $V_g$  le volume des grains immergés, que l'on souhaite déterminer.

Le poids déjaugé des grains immergés peut donc également s'écrire :

$$P_{g,im} = m_g \cdot g - P_A = m_g \cdot g - \rho \cdot g \cdot V_g \quad (4-3)$$

En combinant (4-1) et (4-3), le volume  $V_g$  des grains peut être déduit :

$$V_g = \frac{m_g - (m_{t,im} - m_{p,im})}{\rho} \quad (4-4)$$

Au final, la masse volumique des grains est obtenue par la relation suivante :

$$\rho_p = \frac{m_g}{V_g} \quad (4-5)$$

La mesure aboutit à  $3\,470 \text{ kg/m}^3$  (incertitude +/-  $20 \text{ kg/m}^3$ ). Cette valeur est par ailleurs cohérente avec celle d'un grenat almandin pour lequel les masses volumiques sont de l'ordre de  $3\,400$  à  $4\,300 \text{ kg/m}^3$  (Abreal, 2011).

Les billes de verre composant les deux matériaux Poraver (Poraver 40-125 et Poraver 100-300) sont poreuses et leurs pores se remplissent d'eau après un temps d'immersion relativement important (quelques heures). Etant donné que la masse volumique que nous souhaitons connaître est celle des particules remplies d'eau (car c'est celle qui est pertinente vis-à-vis de la vitesse de chute et du diamètre adimensionnel) et que la méthode par pesée hydrostatique se base sur la masse des grains sec uniquement, cette méthode n'a pas pu être mise en œuvre pour les deux matériaux composés de billes de verre. La technique utilisée pour déterminer la masse volumique de ces deux matériaux s'appuie donc sur les mesures de vitesses de chute présentées au paragraphe suivant.

#### 4.2.1.2.3. Vitesse de chute

##### **Description de la méthode**

###### Descriptif général

Le dispositif de mesure est basé sur l'analyse de signaux ultrasonores rétrodiffusés par un nuage de particules (Abda et al., 2009). Le décalage temporel du signal par rapport à l'émission permet de déterminer les positions spatiales des particules, le glissement en phase (effet Doppler), la vitesse des particules et l'amplitude rétrodiffusée par la concentration locale en particules.

On effectue un lâché ponctuel d'un ensemble de particules à la surface d'un bac de mesure à proximité immédiate d'un transducteur ultrasonore orienté verticalement vers le bas (Figure 4-6). Lors de leur décantation, il apparaît une ségrégation verticale des particules en fonction de leur vitesse. A une profondeur suffisante (de l'ordre d'au moins 50 cm) et à un instant donné, toutes les particules ont la même vitesse de sédimentation. On enregistre alors l'évolution temporelle des vitesses et des amplitudes rétrodiffusées durant toute la durée du passage du nuage.

Pour que cette méthode mesure bel et bien la vitesse de chute, il faut s'assurer qu'il n'y ait pas d'effet d'entraînement des particules (effets de groupe) qui occasionnerait des vitesses plus fortes que si la particule était présente individuellement. Pour cela des lâchés successifs avec différentes quantités de particules sont effectués. Ils sont répétés jusqu'à obtenir une mesure de vitesse indépendante de la quantité de particules lâchée.

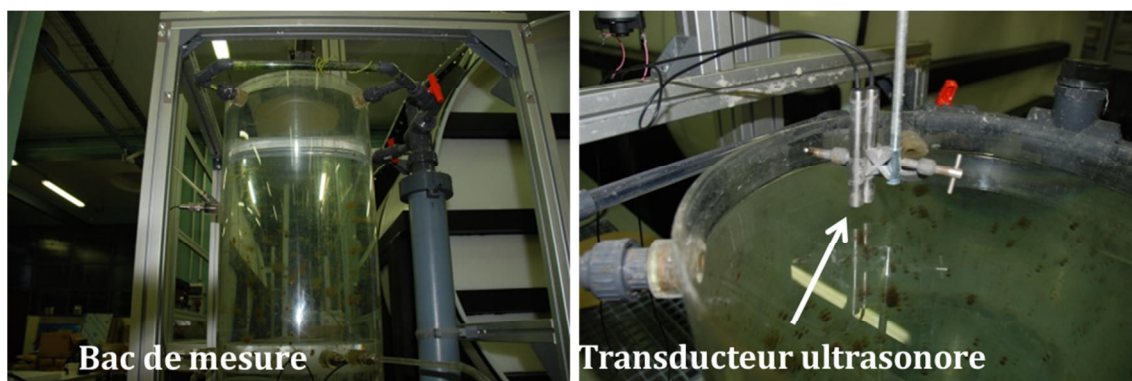
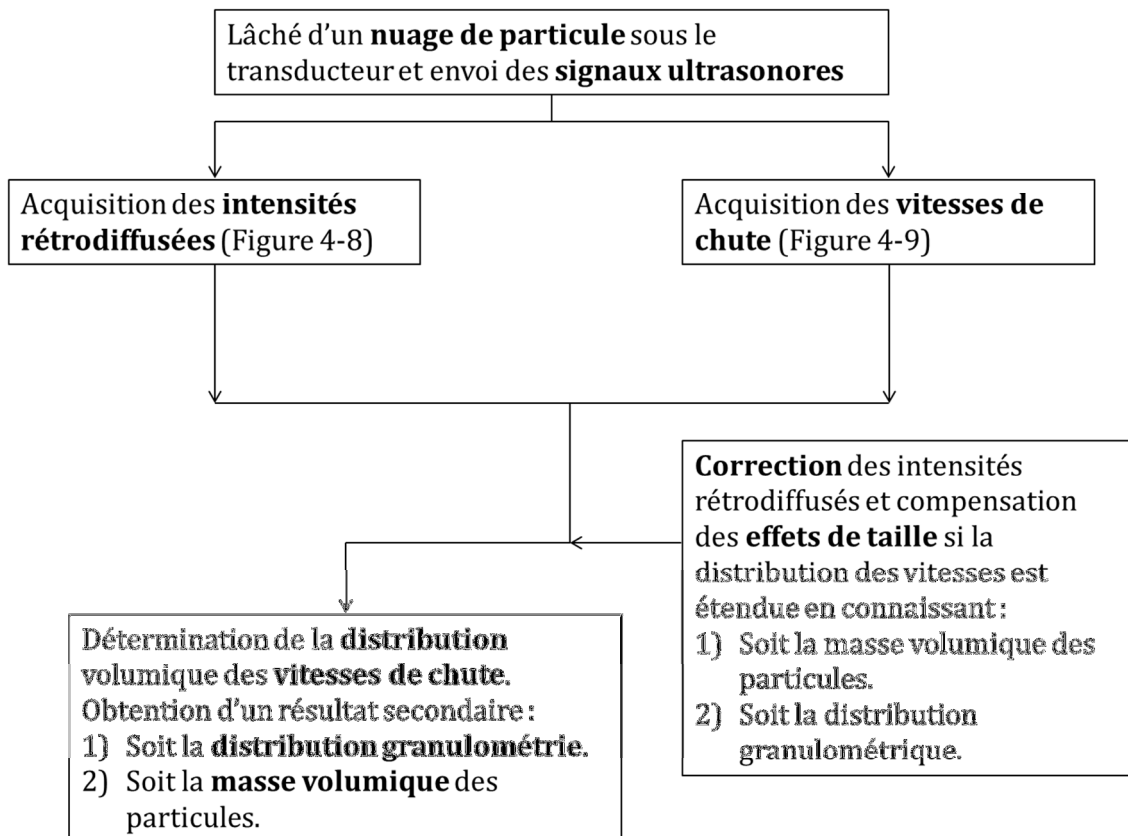


Figure 4-6 : Dispositif de mesure des vitesses de chute

Le fonctionnement de la méthode est résumé sur la Figure 4-7. Chaque étape est détaillée dans les paragraphes suivants.

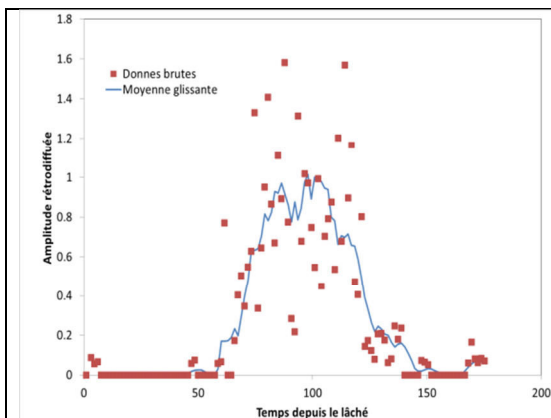


**Figure 4-7 : Fonctionnement de la méthode de mesure de la vitesse de chute**

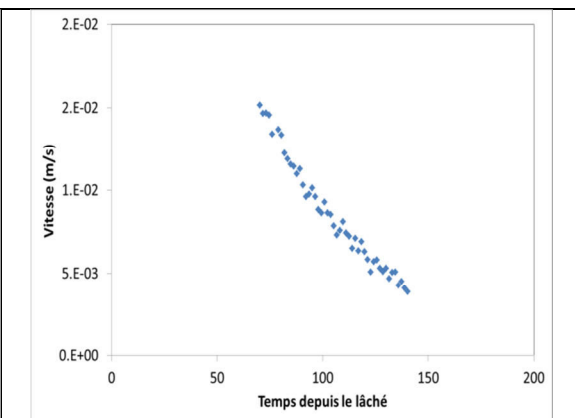
Acquisition des données brutes

A l'issue d'un lâché de particules, on obtient les données suivantes :

- L'évolution temporelle des amplitudes rétrodiffusées à 75 cm de profondeur (Figure 4-8).
- L'évolution temporelle des vitesses à 75 cm de profondeur (Figure 4-9).



**Figure 4-8 : Evolution temporelle des intensités rétrodiffusées à 75 cm de profondeur**



**Figure 4-9 : Evolution temporelle des vitesses à 75 cm de profondeur**

Comme on peut le voir, à un instant donné, les amplitudes rétrodiffusées présentent des variations spatio-temporelles très importantes. Ceci est inhérent à

la méthode et n'est pas lié à des fluctuations de concentration en particules. En effet, à concentration donnée, l'amplitude rétrodiffusée par un nuage de particules suit une loi de probabilité exponentielle (Takeda, 1995). La méthode nécessite donc un certain niveau de moyenne glissante (Abda et al., 2009 ; Larrarte & François, 2012). Ici la moyenne est effectuée sur 5 profils consécutifs.

Les vitesses  $V$  présentées sur la Figure 4-9 sont calculées à partir de la fréquence Doppler  $f_D$ , de la vitesse du son  $c$  dans l'eau et de la fréquence ultrasonore de la porteuse  $f_P$  par la relation suivante :

$$V = \frac{c \cdot f_D}{2 \cdot f_P} \quad (4-6)$$

Les vitesses doivent maintenant être reliées à l'intensité rétrodiffusée pour déterminer une répartition volumique des vitesses de chute.

#### Facteur de forme et correction des intensités

La tension efficace moyenne  $U_s$  provenant de l'intensité rétrodiffusée par un nuage homogène de particules de rayon  $a$  et de concentration volumique  $C_v$ , situé à la distance  $r$  de l'émetteur dans le champ lointain s'exprime par :

$$\langle U_s^2 \rangle = \langle U_e^2 G \rangle \cdot C_v \cdot \frac{f(x)^2}{a} \frac{3 \cdot c \cdot \Delta t}{32} e^{-(\alpha_w + \alpha_p)2r} \quad (4-7)$$

Avec  $U_e$  la tension d'émission,  $G$  le gain du transducteur,  $\Delta t$  le temps d'émission,  $\alpha_w$  et  $\alpha_p$  représentent respectivement les coefficients d'atténuation relatifs au fluide et aux particules (Larrarte & François, 2012).

La fonction  $f(x)$  est la fonction forme des particules, elle s'exprime par :

$$f(x) = \frac{1,21x^2}{1 + 1,1x^2} \quad (4-8)$$

pour des particules sphériques, avec  $x = (2\pi a/\lambda)$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde ultrasonore (Larrarte & François, 2012).

Ainsi, à une distance donnée de l'émetteur et en considérant une atténuation par les particules négligeable dans notre cas de très faible concentration, il vient :

$$\langle U_s^2 \rangle = K \cdot C_v \frac{f(x)^2}{a} \quad (4-9)$$

Avec  $K$  une constante.



Finalement, la relation (4-9) montre que l'intensité rétrodiffusée dépend non seulement de la concentration volumique en particules  $C_v$  mais aussi de leur taille (à travers le facteur  $\frac{f(x)^2}{a}$ ). Il est donc nécessaire d'estimer la taille des particules afin d'éliminer l'effet de dépendance entre la taille et l'intensité rétrodiffusée.

#### Compensation des effets de tailles et distribution des vitesses de chute

La vitesse de sédimentation  $V$  des particules est reliée au diamètre (2a) par la relation suivante (issue d'un bilan de force) :

$$V = \sqrt{\frac{4}{3C_D} g \cdot 2a \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1\right)} \quad (4-10)$$

Avec  $\rho_p$  la masse volumique des particules,  $\rho$  la masse volumique de l'eau et  $C_D$  le coefficient de traînée de la particule. Celui-ci est peut être lié au nombre de Reynolds particulaire, et donc au diamètre et à la vitesse de chute de la particule, par la relation semi-empirique (1-17) proposée par Morsi & Alexander (1972).

Connaissant la masse volumique et la vitesse de sédimentation des particules, on retrouve le diamètre par itérations, permettant ainsi de calculer à chaque instant, donc pour chaque classe de vitesse, le coefficient de correction de diamètre  $\frac{f(x)^2}{a}$ .

La fraction volumique  $\gamma(V_i)$  de particules ayant une vitesse  $V_i$  pour un rayon  $a_i$  est ainsi donnée par :

$$\gamma(V_i) = \frac{\frac{\langle U_s(V_i)^2 \rangle}{\frac{f(x_i)^2}{a_i}}}{\sum_{j=1}^n \frac{\langle U_s(V_j)^2 \rangle}{\frac{f(x_j)^2}{a_j}}} \quad (4-11)$$

Inversement, si la distribution granulométrique est connue, on peut retrouver la masse volumique des particules. Celle-ci est ajustée pour que la distribution granulométrique calculée par la méthode ultrasonore coïncide avec la distribution granulométrique évaluée par ailleurs (tamisage ou granulométrie laser).

#### ***Validation de la méthode***

La méthode a pu être vérifiée à partir du sable 350 Mesh pour lequel la distribution granulométrique et la masse volumique des particules sont toutes les deux connues. En comparant la courbe granulométrique obtenue par tamisage avec la courbe calculée « par vitesse de chute » pour la masse volumique  $3\,470 \text{ kg/m}^3$  (obtenue par pesée hydrostatique), on peut vérifier la correspondance quasi-parfaite des deux distributions (Figure 4-10).

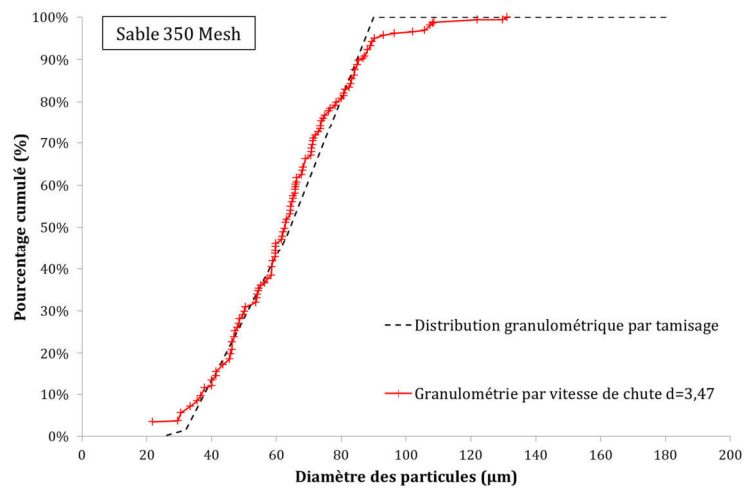


Figure 4-10 : Comparaison des distributions granulométriques par laser et par vitesse de chute pour le sable 350 Mesh et la densité  $d=3,47$

### ***Application de la méthode pour les particules poreuses***

La méthode décrite ci-dessus a été appliquée afin de déterminer la masse volumique des deux matériaux poreux (Poraver 40-125 et Poraver 100-300). Connaissant les vitesses de chute de l'échantillon étudié, il est possible de calculer de manière itérative la distribution des diamètres correspondants pour plusieurs valeurs de masse volumique. En comparant ces distributions granulométriques dites « par vitesse de chute » à celle obtenue par granulométrie laser, on peut calibrer la masse volumique permettant d'obtenir la distribution granulométrique la plus proche de celle mesurée.

La Figure 4-11 illustre les résultats obtenus pour le matériau Poraver 40-125 pour trois valeurs de densité des particules ( $d = 1,3 ; 1,4 ; 1,5$ ). Les résultats pour le matériau Poraver 100-300 sont présentés sur la Figure 4-12 pour deux valeurs de densité des particules ( $d = 1,20 ; 1,25$ ).

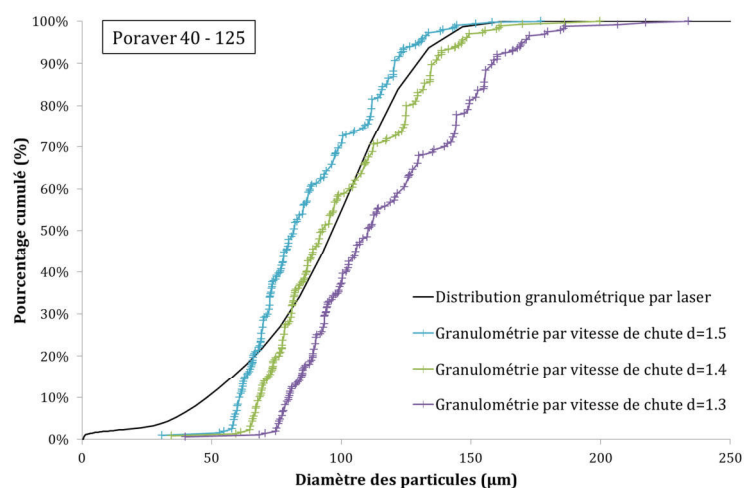
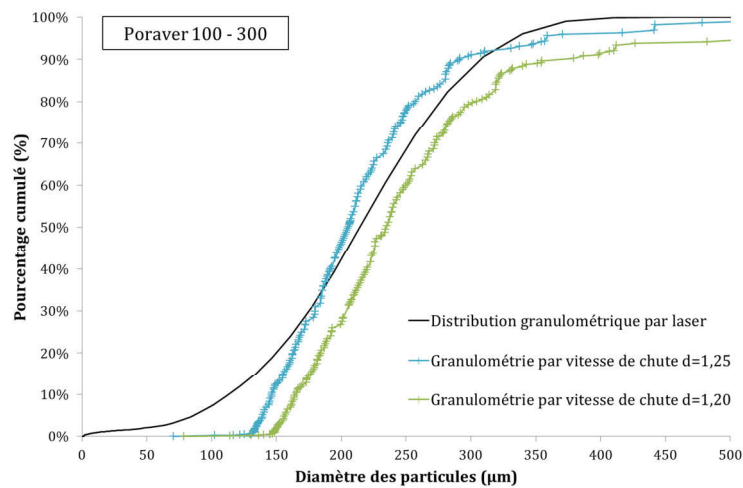


Figure 4-11 : Comparaison des distributions granulométriques par laser et par vitesse de chute pour le Poraver 40-125



**Figure 4-12 : Comparaison des distributions granulométriques par laser et par vitesse de chute pour le Poraver 100 - 300**

Le choix a été fait de retenir le diamètre médian des distributions granulométriques comme point de comparaison, les courbes par granulométrie laser et « par vitesse de chute » présentant des profils légèrement différents. Les masses volumiques suivantes ont finalement été retenues : 1 400 kg/m<sup>3</sup> pour le Poraver 40-125 et 1 240 kg/m<sup>3</sup> pour le Poraver 100-300 (interpolation entre les courbes 1 200 et 1 250 kg/m<sup>3</sup>).

Il est difficile d'évaluer les incertitudes sur ces valeurs. La méthode supposant une masse volumique constante, il est possible que les écarts constatés pour des tailles différentes du d<sub>50</sub> (notamment autour de d<sub>10</sub>) soient dus à des variations de la masse volumique avec la taille. Cela serait notamment en accord avec le fait que le Poraver 40-125 (le plus petit) a une masse volumique plus faible que le Poraver 100-300 (le plus gros).

***Vitesses de chute des matériaux utilisés***

La Figure 4-13 résume les distributions de vitesses de chute pour les trois matériaux étudiés. Les valeurs caractéristiques de chaque échantillon ont été résumées dans le Tableau 4-1. Les vitesses de chute couvrent une plage de valeurs entre 1 et 60 m/h et sont donc cohérentes avec celles des particules retrouvées dans les réseaux d'assainissement séparatifs pluviaux (Tableau 1-5).

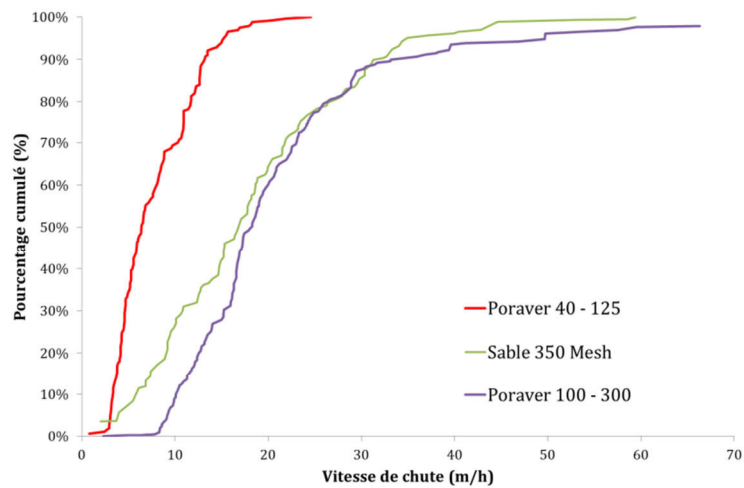


Figure 4-13 : Distributions des vitesses de chute pour les trois matériaux utilisés

#### 4.2.2. Dispositif expérimental

##### 4.2.2.1 Géométrie du pilote

Le décanteur testé en laboratoire, illustré sur la Figure 4-14, est une cuve cylindrique horizontale. Celle-ci présente un diamètre intérieur de 2,10 m et une longueur de 3,50 m pour un volume utile de 12 m<sup>3</sup>. L'entrée est constituée d'une conduite circulaire de diamètre 0,28 m dont la génératrice inférieure est située à 1,77 m de la base de la cuve. La conduite de sortie est identique à la conduite d'entrée et située à 1,70 m de la base de la cuve.

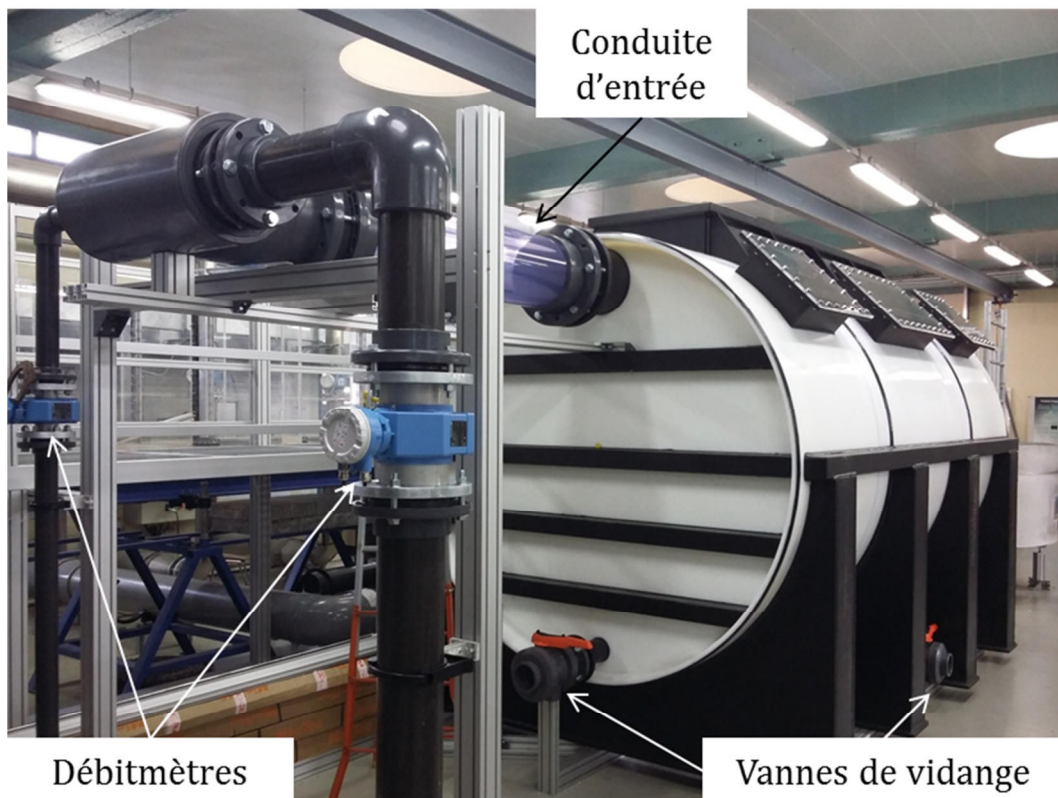


Figure 4-14 : Le pilote expérimental vu depuis l'amont

Le décanteur est dans un premier temps utilisé sans aménagement à l'intérieur de celui-ci (Figure 4-15) puis avec une cloison siphonide en amont de la conduite de sortie (Figure 4-16). La paroi siphonide est située à 40 cm à l'amont de l'orifice de sortie et débute à 1,30 m du fond du décanteur.

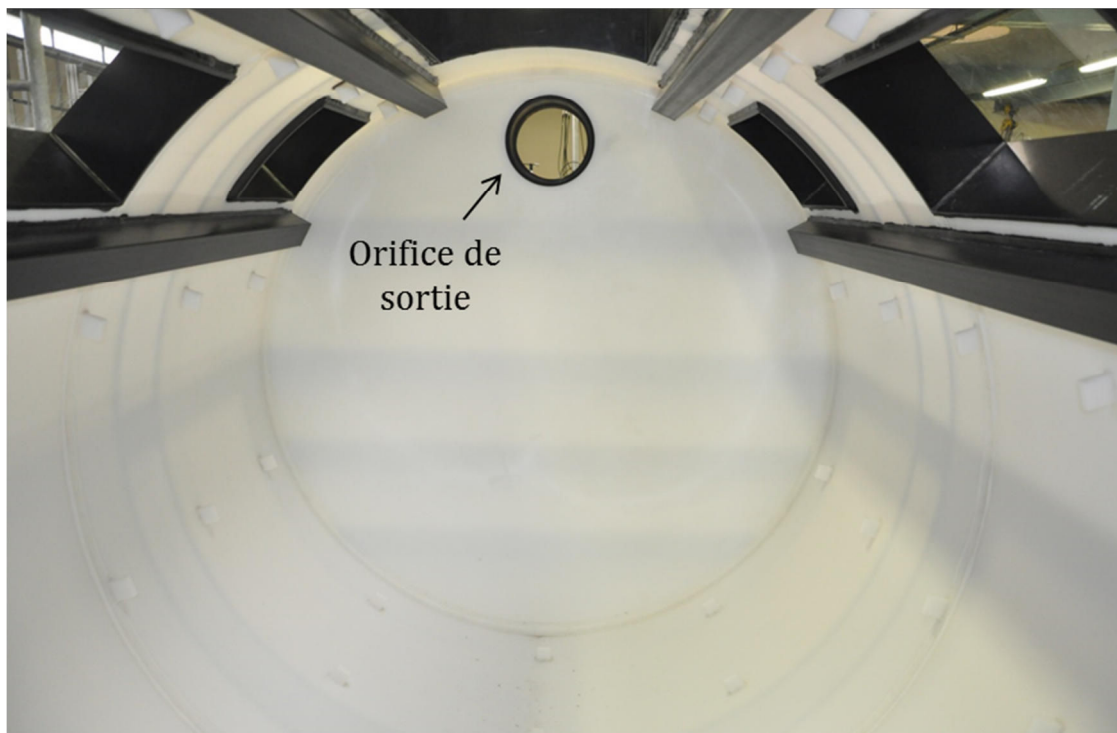


Figure 4-15 : Vue de l'intérieur de la cuve sans aménagement

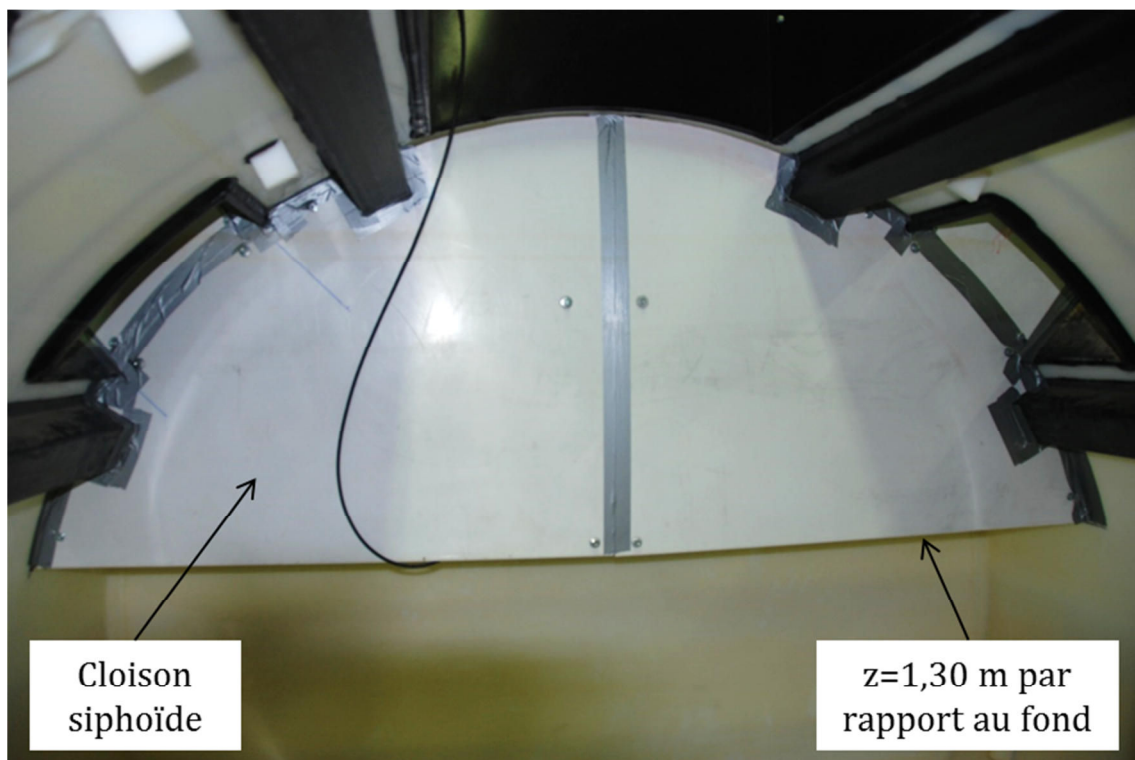


Figure 4-16 : Cloison siphonide placée 40 cm à l'amont de l'orifice de sortie



Le choix de la forme et des dimensions de la cuve a été fait en tenant compte :

- Du fait que la plupart des ouvrages de décantation particulière préfabriqués rencontrés sur les réseaux présentent une forme cylindrique. Celle-ci étant la plus intéressante du point de vue de la résistance aux contraintes exercées sur une cuve enfouie dans le sol.
- Du volume des ouvrages préfabriqués typiquement mis en place sur les réseaux, la dizaine de m<sup>3</sup> étant l'ordre de grandeur de la taille moyenne à haute.
- Des possibilités d'alimentation en débit de l'installation hydraulique du laboratoire.
- De la place disponible au sein du hall hydraulique du laboratoire ICube.
- Des contraintes liées au transport de la cuve (Figure 4-17), la fabrication ayant été externalisée (diamètre maximal hors convoi exceptionnel : 2,4 m).



Figure 4-17 : Transport de la cuve par camion

#### 4.2.2.2 *Circuit hydraulique*

Le pilote a été raccordé à la boucle hydraulique existante au laboratoire. Celle-ci fonctionne en circuit fermé et est illustrée en bleu sur la Figure 4-18.

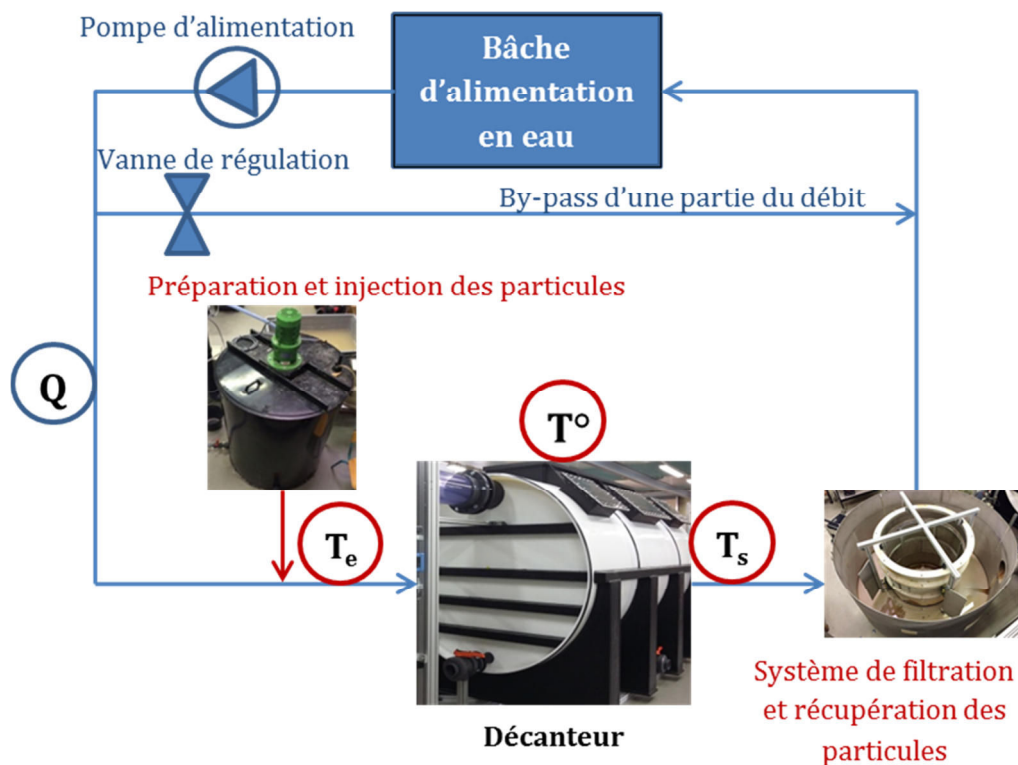
Le pilote est alimenté en eau par pompage depuis deux baches de stockage de 25 m<sup>3</sup> communiquant via une vanne ouverte. Après pompage, une importante partie du débit est renvoyée directement dans les baches de stockage et le débit nominal souhaité pour l'expérience est prélevé à l'aide d'une vanne de régulation manuelle. Ce système permet d'assurer la stabilité du débit transitant dans le décanteur sur la durée de l'expérience.

Le débit en entrée du décanteur est mesuré par un des deux débitmètres électromagnétiques installés en amont de la cuve. Ceux-ci sont visibles sur la partie gauche de la Figure 4-14. Celui de gauche (DN 65) permet une mesure fiable sur la plage de débit 1-25 l/s (précision inférieure à 0,84% d'après les données du constructeur). Celui de droite (DN 150) permet une mesure fiable sur la plage de débit 20-100 l/s (0,60%).

Du fait de l'installation hydraulique, le débit n'est pas parfaitement constant au cours du temps. On estime d'après l'analyse des données d'acquisition que le débit fluctue au cours d'une expérience par rapport à la consigne imposée sur une plage d'environ 2% pour un débit de 15 l/s à environ 6% pour un débit de 5 l/s.

En tenant compte à la fois de l'incertitude de mesure en elle-même ainsi que de ces petites fluctuations, on peut donc considérer que le débit est connu avec une incertitude de l'ordre de quelques pourcents (environ 3% à 15 l/s et 6% à 5 l/s).

Les débits testés couvrent la gamme allant de 5 à 30 l/s.



$Q$  : mesure du débit

$T_e$  et  $T_s$  : mesure des turbidités en entrée et en sortie du décanteur

$T^\circ$  : mesure de la température dans le décanteur

Figure 4-18 : Vue schématique du fonctionnement de l'installation

### 4.2.2.3 *Transport solide*

Les particules que l'on souhaite étudier sont préparées et prélevées dans un bac de mélange puis injectées dans la conduite d'alimentation du décanteur. En sortie, un système de filtration permet de récupérer les particules n'ayant pas décanté et de renvoyer de l'eau « propre » (sans particule) dans les bâches de stockage. Ces points sont illustrés en rouge sur la Figure 4-18 et détaillés dans les paragraphes suivants.

#### 4.2.2.3.1. *Injection des particules*

Le dispositif d'injection est composé d'une cuve cylindrique verticale au sein de laquelle le mélange d'eau et de particules est préparé. Un agitateur permet la mise en suspension des particules et l'obtention d'un mélange homogène d'une solution « eau+particules ». L'ordre de grandeur de la concentration en particules dans la cuve est de 100 g/l.

L'injection est ensuite effectuée au moyen d'une pompe péristaltique envoyant le mélange « eau+particules » au niveau d'un piquage sur la conduite d'entrée à un débit constant indépendamment du niveau dans le bac. Le mélange concentré se dilue alors dans le flux d'eau claire alimentant le décanteur pour atteindre des concentrations de l'ordre de 300 mg/l (fonction du débit d'alimentation du décanteur). Le dispositif est illustré sur la Figure 4-19.

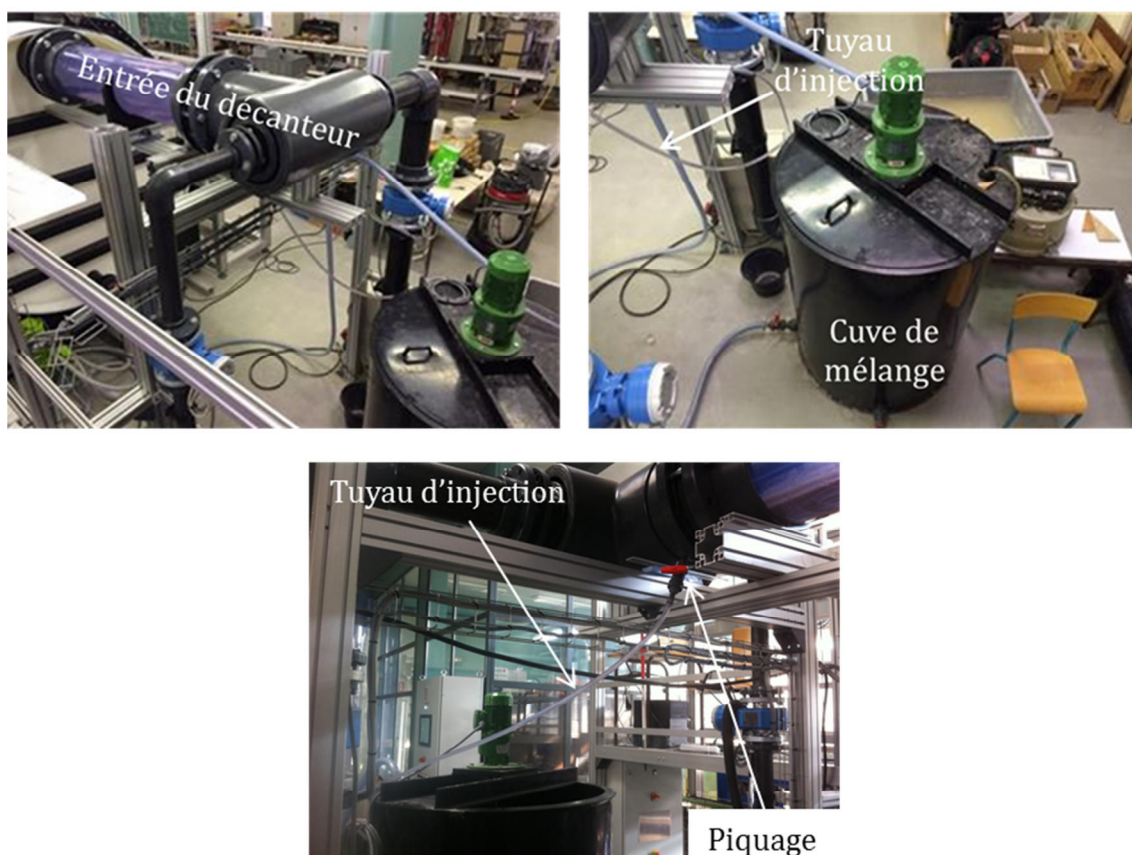


Figure 4-19 : Dispositif de mélange et d'injection des particules



La constance de la concentration en particules injectée dans la conduite d'alimentation est vérifiée en s'appuyant sur des prélèvements effectués à l'aval du tuyau d'injection avant le démarrage et à la fin de l'injection. Une mesure de la concentration en MES est réalisée pour chaque échantillon, permettant ainsi de vérifier que les concentrations en sortie du dispositif d'injection sont identiques au début et à la fin de l'expérience (écart moyen 1%, écart maximum 4% entre les deux concentrations sur l'ensemble des expériences).

L'homogénéité du mélange dans le bac a par ailleurs été vérifiée en comparant les mesures de la concentration en MES avec le rapport de la masse introduite sur le volume d'eau introduit.

#### 4.2.2.3.2. Récupération des particules

Un dispositif de récupération des particules a été mis en place en sortie du décanteur afin de collecter les particules ayant traversé l'ouvrage et ainsi empêcher qu'elles soient envoyées dans la bêche de pompage de l'installation. En effet, l'envoi des particules dans la bêche pourrait fausser la masse injectée en entrée de décanteur puisque certaines particules pourraient traverser toute l'installation et se retrouver en entrée sans être comptabilisées.

Le dispositif de récupération est un ouvrage de forme cylindrique présentant une arrivée tangentielle et une évacuation au fond de l'ouvrage en partie centrale (Figure 4-20). Un filtre de maille 25  $\mu\text{m}$  est mis en place sur les grilles composant le cylindre central afin de retenir les particules. Des brosses en rotation permettent de nettoyer les particules accumulées sur le filtre en cours d'expérience afin d'éviter le colmatage du dispositif.

Pour le débit testé le plus important (30 l/s), le dispositif de filtration ne permet pas d'évacuer la totalité du débit. Le flux d'eau et de particules est donc évacué par surverse au centre du dispositif de filtration. Dans ce cas, un nombre important de particules rejoignent l'entrée du décanteur et la constance de la concentration n'est donc plus assurée. L'abattement a alors été estimé grâce à des mesures de turbidité présentées plus loin.

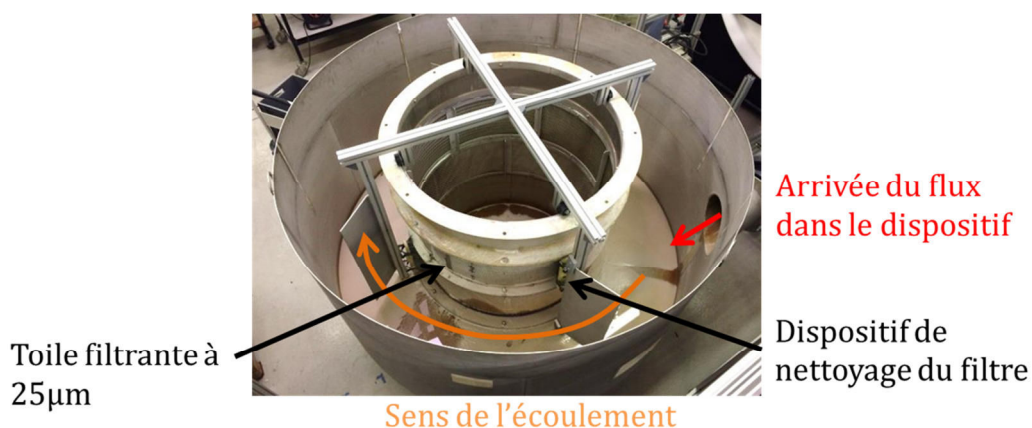


Figure 4-20 : Dispositif de récupération des particules en sortie du décanteur

#### 4.2.2.3.3. Evaluation de l'abattement des particules

##### **Masse injectée**

Pour chaque expérience, la masse de particules injectées est obtenue à partir de :

- La différence de hauteurs d'eau dans le bac de mélange entre le début et la fin de l'injection ( $\Delta h$ ).
- La concentration en MES en sortie du tuyau d'injection au début ( $C_1$ ) et à la fin de l'expérience ( $C_2$ ). L'écart entre  $C_1$  et  $C_2$  est en moyenne de 1% et au maximum de 4%.

La masse de particules injectées  $M_i$  est alors calculée par la relation suivante :

$$M_i = \frac{C_1 + C_2}{2} \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \Delta h \quad (4-12)$$

Où  $D$  est le diamètre du bac de mélange (1 m).

Compte tenu de l'incertitude sur la mesure des concentrations et l'incertitude sur la mesure de hauteur, on estime l'incertitude sur la masse injectée entre 5 et 10%.

##### **Masse décantée**

###### Mesure des masses de matériau

Pour certaines expériences, les quantités de matériau récupérées sur le fond du décanteur sont suffisamment faibles pour pouvoir être mises à l'étuve, séchées puis pesées. La connaissance de la masse de matériau est alors directe. On estime que les masses ainsi mesurées sont connues avec une précision de l'ordre de 2,5% (incertitude négligeable sur la pesée, éventuelles pertes lors de la manipulation).

###### Mesure de la concentration en MES dans le bac de mélange

Dans le cas où la quantité de matériau est trop importante pour pouvoir être séchée à l'étuve, la masse de matériau décantée est évaluée à partir :

- D'une mesure de concentration en MES effectuée dans le bac utilisé pour le mélange des particules, celui-ci ayant été préalablement vidangé et rincé.
- D'une mesure du volume d'eau dans ce même bac.

Le protocole est le suivant :

- Après l'arrêt de l'alimentation du décanteur et un temps suffisant pour qu'il n'y ait plus de particules en suspension dans la cuve (environ 2 h), la partie supérieure du décanteur est vidangée avec une pompe vide-cave.
- Les particules ayant sédimenté sont évacuées par pompage vers le bac de mélange à travers un orifice situé sur le fond du décanteur (Figure 4-21). Le décanteur est rincé avec de l'eau claire jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de particules sur le fond.
- Le niveau d'eau dans le bac de mélange est complété avec de l'eau claire, si nécessaire, puis mesuré. Cette valeur est noté  $h_d$ .
- L'agitation est mise en route.
- Un prélèvement est effectué, permettant de déterminer la concentration en MES du mélange, nommée  $C_d$ .

Ce protocole se justifie par le caractère homogène de la concentration dans le bac de mélange, comme présenté en partie 4.2.2.3.1.

La masse  $M_d$  décantée sur le fond du bassin durant l'expérience est alors évaluée par la relation suivante :

$$M_d = C_d \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} h_d \quad (4-13)$$

Où  $D$  est le diamètre du bac de mélange (1 m).

Compte tenu de l'incertitude sur la concentration et de l'incertitude sur la mesure du volume, on estime que les masses déterminées par cette méthode sont connues avec une incertitude de l'ordre de 5% (liée essentiellement à l'analyse MES).

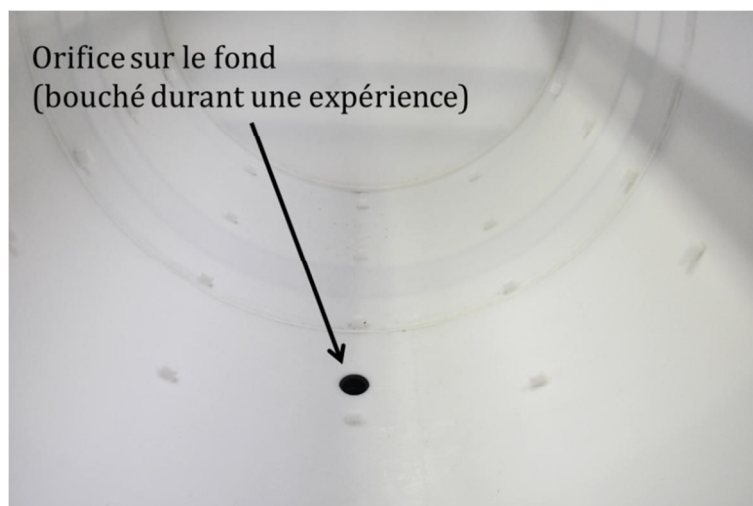


Figure 4-21 : Vue de l'orifice sur le fond du décanteur pour le transfert des dépôts

### ***Calcul de l'abattement***

Connaissant les masses de particule injectées ( $M_i$ ) et décantées ( $M_d$ ), le taux d'abattement des particules dans le décanteur est calculé par la relation suivante :

$$\eta = \frac{M_d}{M_i} \quad (4-14)$$

L'incertitude relative sur l'abattement est d'environ 12%. Par exemple, un abattement de 40% est connu à +/- 5% en absolu (abattement entre 35% et 45%). Un abattement de 80% est connu à +/- 10% en absolu (abattement entre 70% et 90%).

### ***Calcul de l'abattement pour les forts débits***

Deux turbidimètres, étalonnés sur des solutions de Poraver 40-125 de concentrations différentes, sont installés en entrée et en sortie du décanteur afin de pouvoir estimer l'abattement de la cuve pour les débits supérieurs à 15 l/s pour lesquels le dispositif de récupération des particules n'est plus opérationnel. Ils ont aussi été utilisés pour chaque expérience (débit inférieur à 15 l/s) afin d'évaluer l'incertitude de cette méthode.

Les valeurs de concentration fournies doivent cependant être prises avec précaution car :

- Le positionnement des turbidimètres n'est pas nécessairement représentatif de la concentration moyenne.
- Cet étalonnage a été effectué au début de la campagne d'expériences et n'a pas été répété à l'issue de chaque expérience.

Afin d'obtenir un étalonnage de qualité et de pouvoir déterminer précisément la concentration, il aurait été nécessaire de calibrer les turbidimètres pour chaque expérience et pour chaque matériau en s'appuyant sur des prélèvements et des mesures de concentrations en MES dans les conduites d'entrée et de sortie.

L'abattement a été estimé par la relation suivante :

$$\eta = 1 - \frac{C_s}{C_e} \quad (4-15)$$

Où  $C_s$  et  $C_e$  représentent respectivement les concentrations en sortie et en entrée obtenues par turbidimétrie (après stabilisation de  $\eta$ ).

La comparaison entre l'abattement évalué avec la première méthode et l'abattement estimé avec la turbidité (effectué sur 14 manipulations) aboutit à un écart absolu moyen de 11% et maximum de 25%. On estime donc l'incertitude sur l'abattement évalué selon cette méthode à environ 25%.

#### 4.2.2.3.4. Cartographie des dépôts

Etant données les conditions hydrauliques des expériences, il y aura probablement des dépôts sur l'ensemble du fond. En revanche, il est possible que la densité de dépôt soit différente selon les localisations. La connaissance de l'épaisseur de la couche de sédiments sera donc un élément de comparaison supplémentaire avec les résultats numériques.

Le capteur à ultrason utilisé pour la mesure des vitesses de chute des matériaux (partie 4.2.1.2.3) nous permet de mesurer les hauteurs de sédiments déposés au fond du décanteur en fin d'expérience (Figure 4-22). 40 points de mesures sont choisis sur le fond de la cuve. Avant l'expérience, le « zéro » est effectué pour chaque point de mesure (distance entre le capteur et le fond pour la position considérée). Après l'expérience, la mesure de la distance capteur-sédiments permet par différence de calculer l'épaisseur de dépôt en chaque point.

Par ailleurs, des photographies des dépôts sur le fond de l'ouvrage sont également prises après chaque expérience.

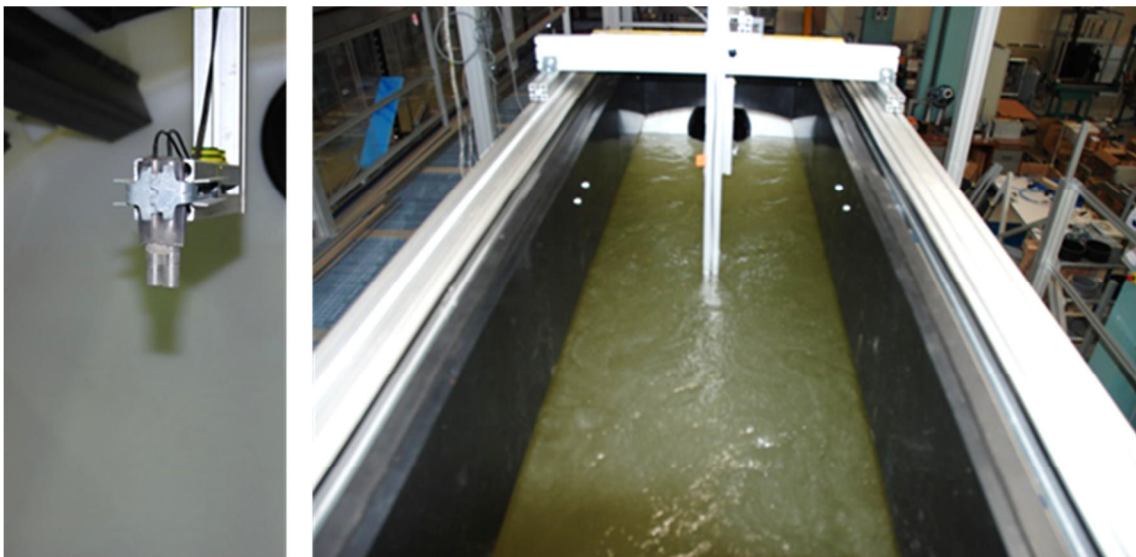


Figure 4-22 : Capteur de mesure des hauteurs de dépôt - vue de côté et vue de l'installation immergée

#### 4.2.2.4 *Protocole expérimental*

Le protocole expérimental est le suivant :

- Sélection des conditions de l'expérience à réaliser :
  - Choix du matériau.
  - Choix du débit.
- Préparation du matériau dans le bac de mélange :
  - Hydratation (particules poreuses) 24 heures avant l'expérience.
  - Remplissage du bac (eau et particules).
  - Mise en route de l'agitation et mesure de la concentration dans le bac de mélange (concentration  $C_1$  utilisée dans l'équation (4-12)).
- Mise en route de l'instrumentation (débitmètre, turbidimètres).
- Mise en route de l'installation hydraulique :
  - Remplissage de la cuve.
  - Vérification de la stabilité du débit.
  - Mesure manuelle de la température.
- Début de l'expérience avec l'injection du matériau en entrée.
- Mise en rotation du dispositif de récupération des particules en sortie de cuve.
- Fin de l'expérience (arrêt de l'injection des particules et arrêt du débit).
- Mesure de la concentration dans la cuve de mélange (concentration  $C_2$  utilisée dans l'équation (4-12)) et la différence de hauteur ( $\Delta h$ ).
- Attente de la décantation totale des particules encore en suspension dans la cuve (environ 2 heures) / Vidange et nettoyage du bac de mélange.
- Mesures des hauteurs de dépôt sur le fond du décanteur.
- Vidange du surnageant.
- Photographie des dépôts.
- Mesure de la masse décantée :
  - Transfert des dépôts dans le bac de mélange pour évaluer la masse décantée (mesures de la concentration  $C_d$  et de la hauteur  $h_d$  utilisées dans l'équation (4-13)).
  - Ou séchage à l'étuve puis pesée.
- Nettoyage de l'installation (bac de mélange, décanteur, dispositif de récupération).

Une expérience complète, phases de préparation et de nettoyage comprises, mobilise trois personnes pendant environ une journée.

### 4.2.3. Synthèse des résultats expérimentaux

#### 4.2.3.1 *Tableau synthétique des conditions expérimentales et des résultats*

Le Tableau 4-2 synthétise les conditions expérimentales retenues et les principaux résultats obtenus. Deux configurations géométriques ont été étudiées : la cuve brute (géométrie A) et la cuve avec une cloison siphonide (géométrie B).

Les débits investigués couvrent une gamme entre 5 et 30 l/s. La plupart des débits sont toutefois dans la gamme 5-15 l/s, le dispositif de récupération des particules en sortie du décanteur étant insuffisant pour les débits plus élevés que 15 l/s.

Chaque configuration géométrique et hydraulique testée est représentée par la lettre correspondant à la géométrie et la valeur du débit étudié. Par exemple l'expérience pour le débit 10 l/s sur la géométrie A est dénommée A10.

Trois types de matériaux sont utilisés : le Poraver 40-125, le Poraver 100-300 et le sable 350 Mesh. Les concentrations avant ( $C_1$ ) et après ( $C_2$ ) la phase d'injection du matériau sont présentées pour chaque expérience. La concentration moyenne en entrée de décanteur ( $C_{\text{entrée}}$ ) est estimée par dilution du mélange concentré « eau+particules » dans le flux hydraulique. La masse injectée et la masse décantée sont fournies pour chaque expérience. Finalement, le rapport des deux masses permet de déterminer l'efficacité de l'ouvrage pour chaque essai.

Les durées des expériences (quelques dizaines de minutes) sont limitées du fait du colmatage progressif du dispositif de récupération en sortie.

Pour la configuration A10 et le matériau Poraver 40-125, la sensibilité des résultats à différents paramètres a été étudiée en :

- Diminuant la concentration du mélange « eau+particules » injecté dans la conduite d'entrée (configuration nommée A10c dans le Tableau 4-2).
- Augmentant la durée d'injection (configuration nommée A10t dans le Tableau 4-2).

L'expérience pour la configuration A10 et le Poraver 40-125 est également réalisée une seconde fois, tous paramètres identiques, afin d'étudier la reproductibilité de l'essai (configuration nommé A10r dans le Tableau 4-2).

Config.	Matériau	Débit (l/s)	C <sub>1</sub> (g/l)	C <sub>2</sub> (g/l)	Centrée (mg/l)	M <sub>i</sub> (kg)	M <sub>d</sub> (kg)	Efficacité	Incertitude absolue
A5	Poraver 100-300	5	91,1	89,8	850	15,28	13,80	90%	à +/- 11%
A10	Poraver 100-300	10	78,8	77,4	367	7,67	6,15	80%	à +/- 10%
A15	Poraver 100-300	15	106,3	104,6	330	12,42	9,17	74%	à +/- 9%
A5	Poraver 40-125	5	86,2	85,6	807	12,62	10,35	82%	à +/- 10%
A10	Poraver 40-125	10	102,2	100,8	477	5,02	3,64	72%	à +/- 9%
A10c	Poraver 40-125	10	53,5	54,3	253	5,17	3,76	73%	à +/- 9%
A10t	Poraver 40-125	10	115,8	117,1	547	11,43	7,82	68%	à +/- 8%
A10r	Poraver 40-125	10	102,4	102,3	481	4,90	3,24	66%	à +/- 8%
A15	Poraver 40-125	15	96,0	94,9	299	6,37	3,76	59%	à +/- 7%
A10	350 Mesh	10	113,1	109,0	522	6,89	5,77	84%	à +/- 10%
A15	350 Mesh	15	109,1	108,9	341	6,16	4,51	73%	à +/- 9%
B5	Poraver 100-300	5	67,4	65,6	625	6,84	6,84	100%	à +/- 12%
B10	Poraver 100-300	10	86,8	85,9	406	6,91	5,56	80%	à +/- 10%
B15	Poraver 100-300	15	76,4	76,8	240	5,23	3,93	75%	à +/- 9%
B5	Poraver 40-125	5	71,0	69,9	662	7,14	6,26	88%	à +/- 11%
B10	Poraver 40-125	10	92,9	92,4	435	8,95	6,96	78%	à +/- 9%
B15	Poraver 40-125	15	91,5	88,7	282	9,06	4,94	55%	à +/- 7%
B30	Poraver 40-125	30	62,3	62,1	97	-	-	36%	à +/- 25%

Tableau 4-2 : Conditions expérimentales et résultats des expériences

#### 4.2.3.2 Abattements

Pour la cuve brute et le matériau Poraver 100-300, le taux d'abattement des particules s'étend de 90% pour le débit le plus faible (5 l/s) à 74% pour le débit de 15 l/s. Les efficacités pour ce matériau sont relativement importantes, celui-ci présentant les vitesses de chutes les plus grandes.

Les efficacités obtenues pour le Poraver 40-125, toujours sur la géométrie A, sont plus faibles : de 82% (5l/s) à 59% (15 l/s), ce qui est cohérent avec les caractéristiques du matériau (vitesses de chute les plus faibles étudiées). L'expérience avec le débit intermédiaire (10 l/s) a été réalisée deux fois avec les mêmes paramètres (reproductibilité). A l'incertitude près, les valeurs d'efficacités sont similaires : 72% (A10) et 66% (A10r). De même, cette expérience a servi de support pour étudier la dépendance à la durée de l'expérience et la concentration en entrée. Les efficacités sont évaluées à 73% (A10c) et 68% (A10t). Celles-ci sont proches de l'efficacité mesurée pour l'expérience A10 (72%) démontrant l'indépendance des résultats vis-à-vis de la durée et de la concentration en entrée.



Deux débits ont été étudiés pour le sable 350 Mesh sur le décanteur brut : 10 l/s et 15 l/s. Les valeurs d'efficacité sont 84% et 73%. Celles-ci sont du même ordre de grandeur que les résultats obtenus pour le Poraver 100-300 pour des débits identiques, ce qui est cohérent puisque ces deux matériaux présentent des distributions de vitesses de chute relativement similaires (Tableau 4-1).

Les abattements obtenus avec la cloison siphonide (géométrie B) sont du même ordre de grandeur que pour la cuve brute, à débit identique.

Pour le Poraver 100-300, les efficacités varient entre 100% (5 l/s) et 75% (15 l/s). Une gamme plus importante a été étudiée pour le Poraver 40-125, une expérience ayant été réalisée pour un débit de 30 l/s. Pour ce matériau, les taux d'abattement s'étendent entre 88% (5 l/s) et 36% (30 l/s).

Une représentation graphique des efficacités en fonction du débit pour les différents matériaux et les deux configurations géométriques pourra être trouvée dans la partie 4.3.3 discutant de la modélisation numérique du transport solide dans le décanteur.

#### **4.2.3.3 Cartographie des dépôts**

Les dépôts sur le fond du décanteur sont très similaires entre les expériences quels que soient le débit (entre 5 et 30 l/s), le matériau et la configuration géométrique de la cuve (brute ou avec la cloison siphonide). De manière générale, les particules recouvrent l'ensemble du fond, le dépôt étant simplement limité par la pente de la paroi. La valeur maximale de l'angle pour lequel le dépôt est possible a été évaluée à 35°. Les dépôts sont illustrés sur la Figure 4-23 pour le sable 350 Mesh et le débit 15 l/s (géométrie A) ainsi que sur la Figure 4-24 pour le Poraver 40-125 et le débit 5 l/s (géométrie A).

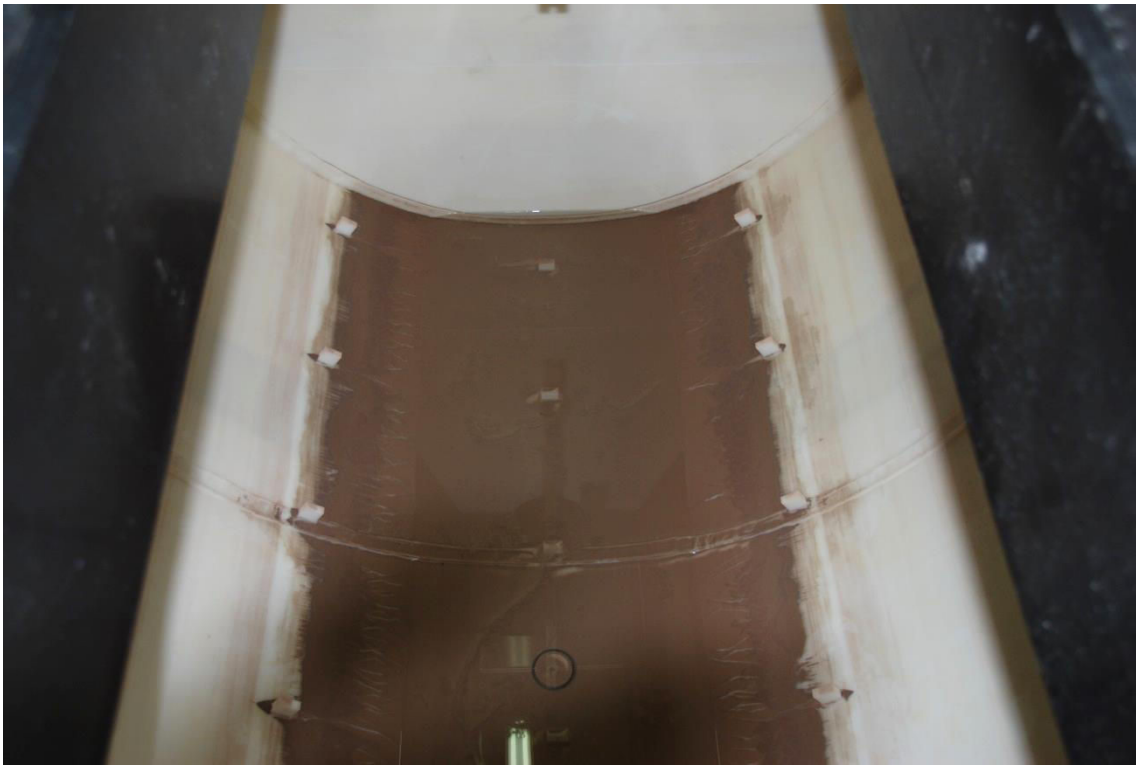


Figure 4-23 : Photographie des dépôts pour le sable 350 Mesh et le débit 15 l/s (géométrie A)

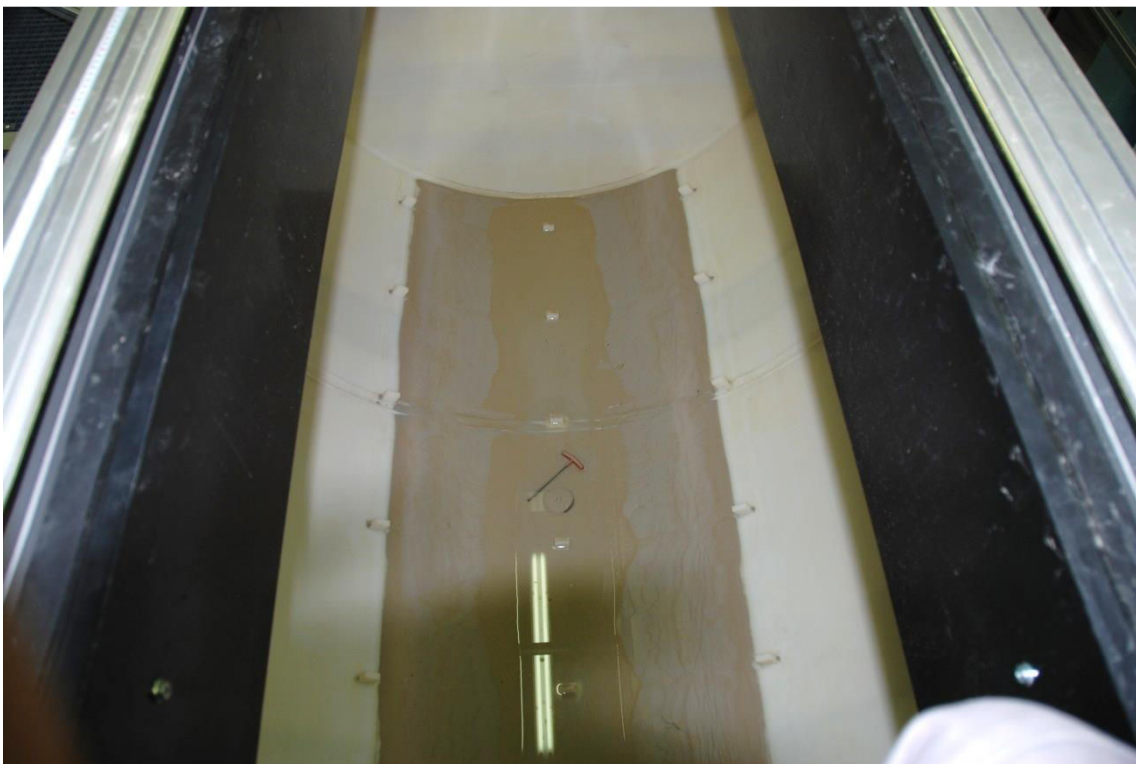
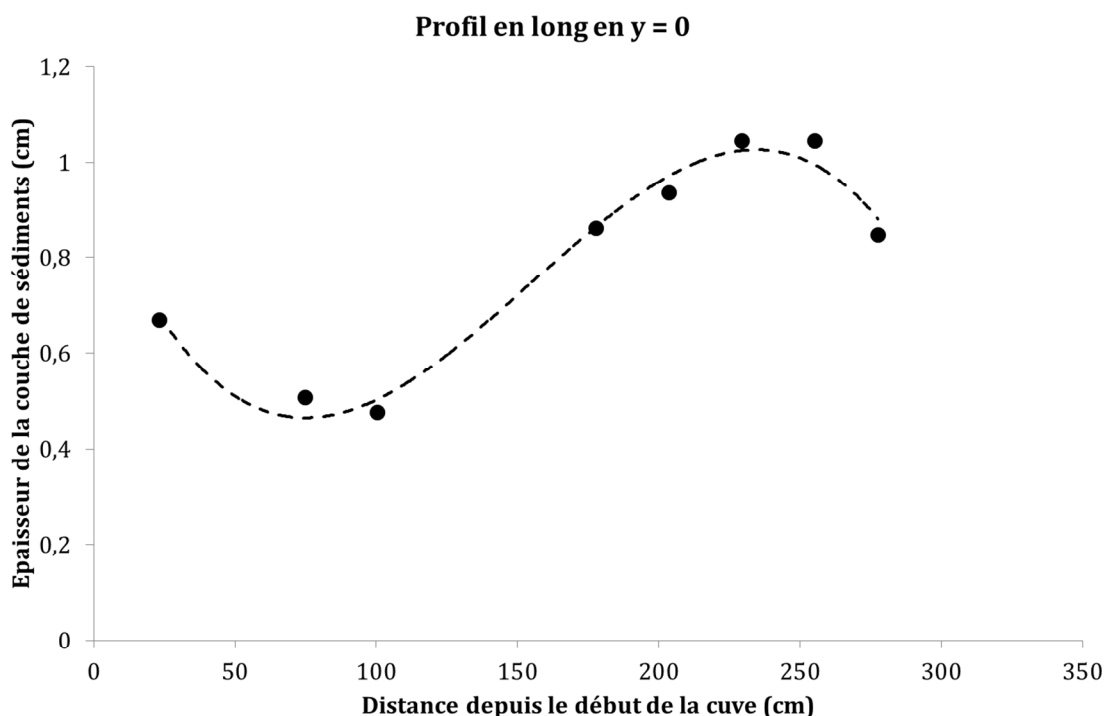


Figure 4-24 : Photographie des dépôts pour le Poraver 40-125 et le débit 5 l/s (géométrie A)

Après chaque expérience, l'épaisseur des sédiments a été mesurée grâce à un capteur à ultrason (partie 4.2.2.3.4). Là aussi, les résultats sont très similaires entre les différentes expériences. La description qui suit est faite pour l'expérience avec le Poraver 40-125 et le débit 5 l/s sur le décanteur brut (configuration A5).

La Figure 4-25 met en évidence l'épaisseur des sédiments sur un profil longitudinal à la cuve situé au niveau du radier ( $y=0$ ). Les points correspondent à l'épaisseur mesurée pour différentes positions le long du décanteur. La courbe est une interpolation polynomiale (ordre 3) entre ces points choisie pour représenter l'évolution de la hauteur des sédiments.

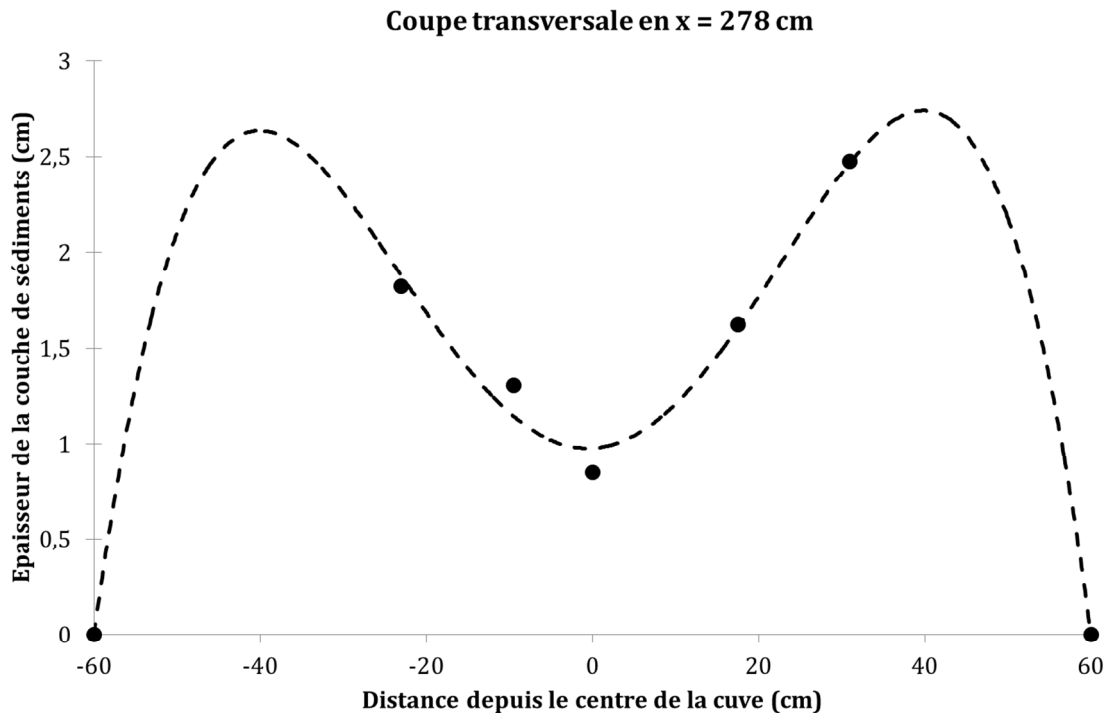
Du fait de la faible durée des expériences, les épaisseurs de dépôt sont relativement faibles (de l'ordre du centimètre). Néanmoins on peut identifier que les particules ont plus tendance à se déposer dans la partie aval de l'ouvrage (entre 8 et 10 mm à l'aval contre 4 à 7 mm à l'amont). Des expériences plus longues, permettant d'avoir des couches de sédiments plus importantes, seraient toutefois nécessaires pour tirer des conclusions plus précises. Ces expériences n'ont pas été menées du fait du colmatage rapide du dispositif de récupération des particules en sortie.



**Figure 4-25 : Evolution de l'épaisseur de la couche de sédiments dans un profil longitudinal (Poraver 40-125, configuration A5)**

La Figure 4-26 illustre la répartition des dépôts dans une coupe transversale à la cuve, située 278 cm à l'aval de l'entrée, c'est-à-dire à 80% de la longueur (soit le point le plus haut sur la Figure 4-25). Les points correspondent à l'épaisseur mesurée pour différentes positions. Pour les positions extrêmes ( $y = 60$  cm et  $y = -60$  cm), l'épaisseur des sédiments est fixée à 0 (non mesurée avec le capteur à ultrason). Ces positions correspondent à la limite de dépôt du fait de l'angle de la paroi ( $35^\circ$ ). Les positions intermédiaires ( $|y|$  compris entre 30 et 60 cm) n'ont pas été mesurées car celles-ci étaient inaccessibles avec le capteur à ultrason.

L'épaisseur des dépôts au centre de la cuve ( $y=0$ ) est d'environ 1 cm, comme mis en évidence précédemment sur le profil en long (Figure 4-25). On peut remarquer que l'épaisseur augmente progressivement dans la pente, en s'éloignant du radier, pour atteindre des valeurs d'environ 2,5 cm au maximum. La hauteur de sédiments devient nulle à une distance de 60 cm du centre, à l'endroit où la paroi présente un angle d'environ  $35^\circ$ . Cette distribution d'épaisseur en forme de M est illustrée à travers une interpolation polynomiale (ordre 4) entre les points mesurés et les deux valeurs extrêmes où les dépôts deviennent inexistants. Cette interpolation est seulement illustrative.



**Figure 4-26 : Evolution de l'épaisseur de la couche de sédiments dans une coupe transversale (Poraver 40-125, configuration A5)**

L'accumulation des dépôts plus importante sur les côtés peut être due à la configuration cylindrique du fond. Il est probable que certaines particules se déplacent près des parois mais ne peuvent pas s'y déposer du fait d'un angle trop élevé ( $> 35^\circ$ ). Celles-ci resteraient donc en mouvement (par glissement le long de la paroi ou saltation par exemple) jusqu'à ce que l'angle de la paroi devienne inférieur à la valeur critique. La configuration géométrique du fond devenant propice au dépôt, l'ensemble de ces particules pourrait avoir tendance à s'y déposer en priorité, expliquant une accumulation importante sur les parties extérieures des dépôts sur le fond de la cuve.

Ici également, des expériences plus longues seraient intéressantes pour évaluer plus précisément la distribution des hauteurs de sédiments sur le fond.

***Bilan** : Les mesures effectuées sur les épaisseurs de sédiments constituent des résultats préliminaires. Des expériences entraînant des dépôts plus importants seraient intéressantes pour étudier ceux-ci plus en détails. Ces premiers tests ont tout de même permis de montrer les possibilités offertes par l'utilisation du capteur à ultrason pour la compréhension et la description des répartitions des dépôts sur le fond de l'ouvrage.*

*En particulier, cette méthode pourrait s'avérer bien adaptée pour étudier la remise en suspension dans l'ouvrage, par exemple en recouvrant le fond de particules puis en simulant l'arrivée d'un débit de temps de pluie. La mesure des hauteurs de sédiments avant, pendant et après l'injection du débit pourraient fournir des informations intéressantes sur le comportement des dépôts sur le fond.*

*Néanmoins, l'objectif principal de la campagne d'expériences, et de ce travail de doctorat en général, reste l'évaluation du taux d'abattement des particules dans l'ouvrage. Cet aspect a donc été privilégié afin de créer une base de données expérimentales sur **l'efficacité du décanteur** pour une variété de débits et de caractéristiques de particules. Les mesures effectuées constituent le support pour la validation du modèle numérique lagrangien (voir partie 2.3) sur un ouvrage à l'échelle 1, présentée au paragraphe suivant.*

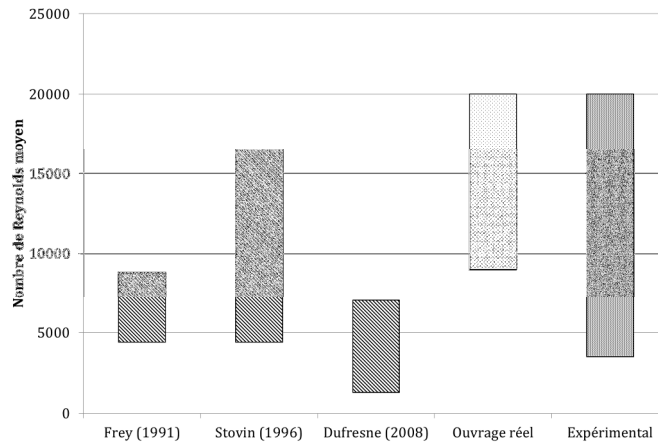
### **4.3. Validation du modèle lagrangien à l'échelle 1**

#### **4.3.1. Introduction**

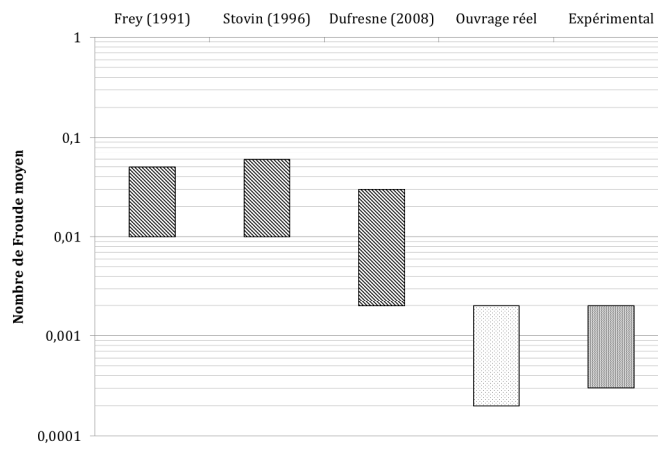
Les expériences réalisées sur le pilote de décanteur vont maintenant servir de support à la validation du modèle lagrangien à l'échelle 1. On rappelle que les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux permettront d'évaluer :

- La pertinence de la condition sur l'angle limite de la paroi, le fond de l'ouvrage étant circulaire.
- La capacité du modèle à reproduire l'efficacité de l'ouvrage pour différents types de particules (diamètre, masse volumique, vitesse de chute) représentatives de celles retrouvés dans les réseaux (voir Figure 4-2).
- La capacité du modèle à évaluer l'abattement des particules pour des écoulements présentant des caractéristiques hydrauliques du même ordre de grandeur que celles des ouvrages mis en place sur les réseaux.

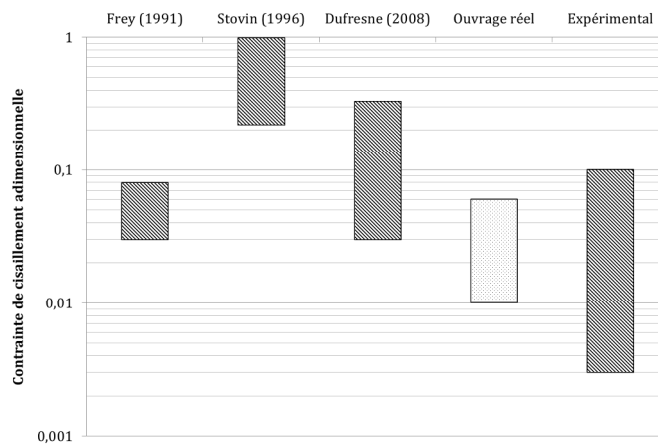
Les figures qui suivent illustrent la comparaison entre les expériences sur modèles réduits (chapitre 3), les ouvrages de décantation rencontrés sur les réseaux (voir partie 1.4.2.2) et les expériences SIMPLUV (partie 4.2) en termes de nombre de Reynolds (Figure 4-27), nombre de Froude (Figure 4-28) et de contrainte de cisaillement adimensionnelle (Figure 4-29).



**Figure 4-27 : Comparaison des plages de nombres de Reynolds pour les expériences sur modèles réduits, un ouvrage réel et les expériences SIMPLUV**



**Figure 4-28 : Comparaison des plages de nombres de Froude pour les expériences sur modèles réduits, un ouvrage réel et les expériences SIMPLUV**



**Figure 4-29 : Comparaison des plages de contraintes de cisaillement adimensionnelles pour les expériences sur modèles réduits, un ouvrage réel et les expériences SIMPLUV**

## 4.3.2. Modélisation de l'écoulement

### 4.3.2.1 Géométrie et maillage

Les deux géométries étudiées durant la phase expérimentale sont créées avec le logiciel Salome. Le corps de la cuve (parois, fenêtres de visualisation, poutres de maintien de la structure) et la conduite de sortie sont extraits des plans de réalisation de l'ouvrage (format de type AutoCAD) et convertis au format adapté pour la création du maillage (.stl). La conduite d'entrée est prolongée et orientée vers le bas. Le débit est injecté sur l'ensemble de la face d'entrée ; ceci permet d'éviter de construire un maillage spécifique à chaque débit. Ce choix est également justifié par la possibilité d'injecter les particules à des positions aléatoires sur l'ensemble de la face d'entrée durant les modélisations lagrangiennes présentées plus loin. La cloison siphonide mise en place lors de la deuxième phase d'essais expérimentaux est également dessinée. La géométrie du décanteur brut (géométrie A) et du décanteur avec la cloison siphonide (géométrie B) sont présentées sur la Figure 4-30.

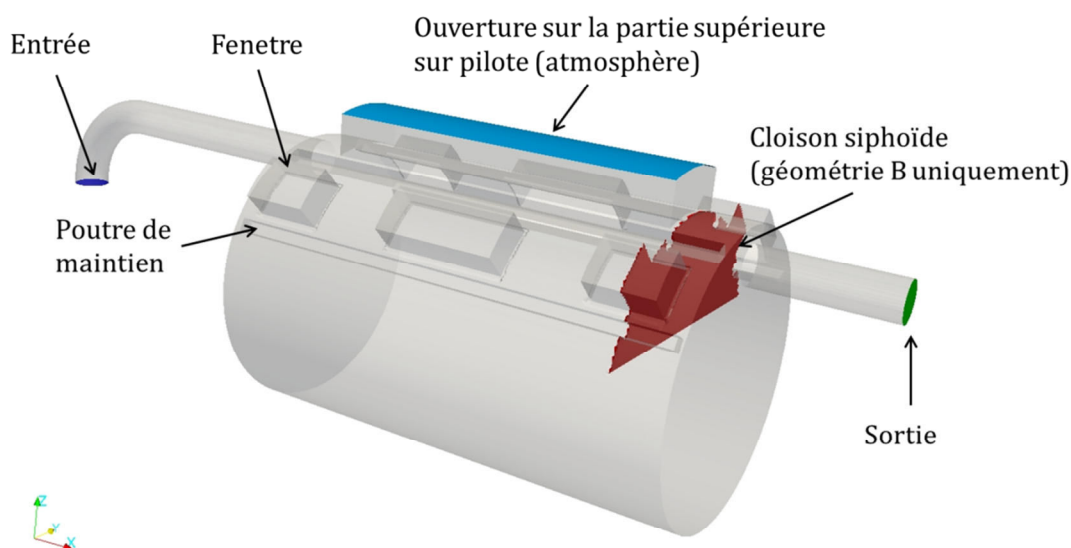


Figure 4-30 : Géométrie du décanteur brut (géométrie A) et avec la cloison siphonide (géométrie B)

Les deux géométries sont décomposées en cellules de calcul avec l'outil *snappyHexMesh* (OpenFOAM, 2015b). Les domaines de calculs sont composés d'environ 1 700 000 mailles de 2 cm de côté, conduisant à des valeurs de  $y^+$  moyennes entre 50 et 90 en fonction du débit d'alimentation de l'ouvrage (entre 5 et 30 l/s). Le maillage du décanteur vu de l'extérieur est illustré sur la Figure 4-31 et une vue de l'intérieur au niveau de la cloison siphonide est présentée sur Figure 4-32.



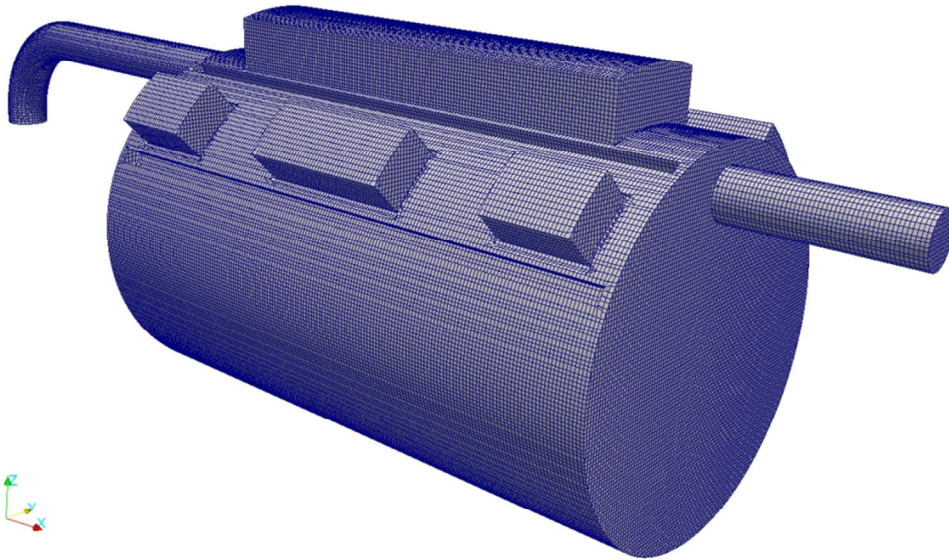


Figure 4-31 : Maillage du décanteur vu de l'extérieur

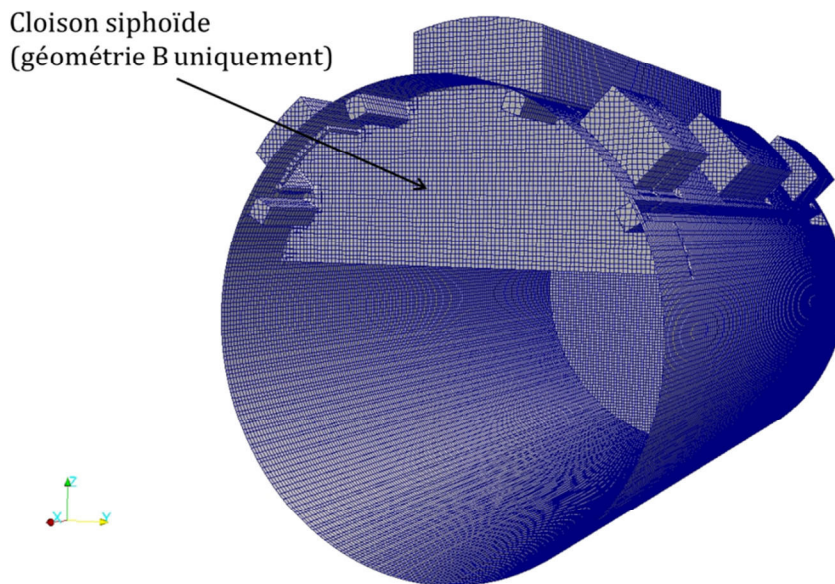


Figure 4-32 : Vue à l'intérieur du décanteur avec mise en évidence de la cloison siphonoïde pour la géométrie B

#### 4.3.2.2 Paramètres des simulations

Pour les deux géométries, la vitesse est imposée sur la face d'entrée de la conduite d'alimentation de l'ouvrage (en bleu foncé sur la Figure 4-30) afin de reproduire les débits injectés expérimentalement. Une condition de pression atmosphérique est fixée sur la face aval de la conduite de sortie (en vert sur la Figure 4-30) et au niveau de l'ouverture sur la partie supérieure de décanteur (en bleu clair sur la Figure 4-30). Le niveau d'eau dans l'ouvrage est initialisé à la cote correspondant à la génératrice inférieure de la conduite de sortie. Le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST est utilisé avec des lois de parois standards.



Les débits simulés sont ceux des expériences présentées dans la partie 4.2 et sont résumés dans le Tableau 4-3.

Géométrie	Cloison siphonide	Débit (l/s)	Nom de l'expérience
A	Non	5	A5
A	Non	10	A10
A	Non	15	A15
B	Oui	5	B5
B	Oui	10	B10
B	Oui	15	B15
B	Oui	30	B30

Tableau 4-3 : Débits simulés pour les géométries A et B

#### 4.3.2.3 Résultats sur l'écoulement

La convergence du calcul est vérifiée à partir de la stabilité au cours du temps du bilan de masse en sortie et du champ de vitesses dans différents plans longitudinaux et transversaux.

Les résultats du calcul de l'écoulement pour la géométrie A mettent en évidence un courant préférentiel entre l'entrée et la sortie de l'ouvrage où les vitesses sont relativement fortes par rapport au reste du bassin. Ce phénomène est empêché par la cloison siphonide pour la géométrie B (Figure 4-33).

Une recirculation selon la verticale est visualisée dans les deux cas (Figure 4-34).

A l'entrée dans le décanteur, le jet principal se diffuse selon la verticale (Figure 4-33) et selon l'horizontale (Figure 4-35) où deux recirculations se mettent en place de part et d'autre du jet. On constate cependant une légère dissymétrie de ces deux recirculations dans l'ouvrage.

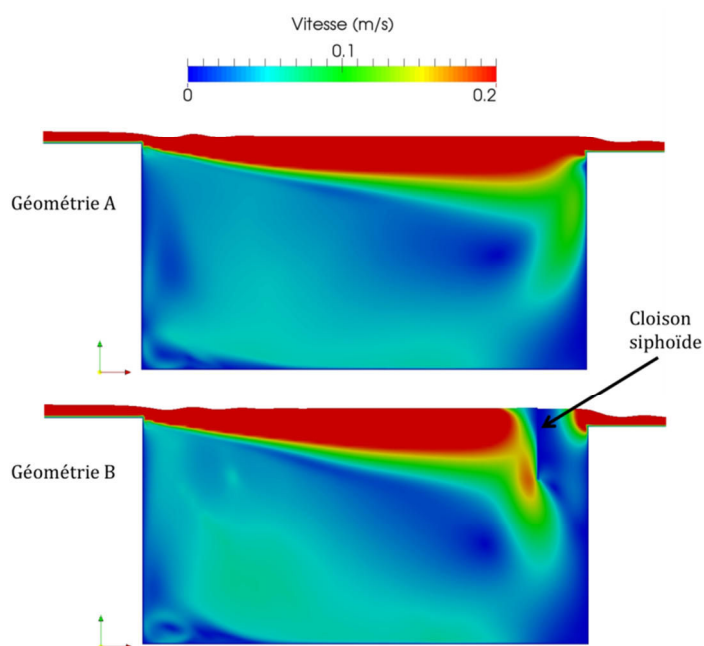


Figure 4-33 : Champ de vitesses dans un plan longitudinal au bassin pour les géométries A et B

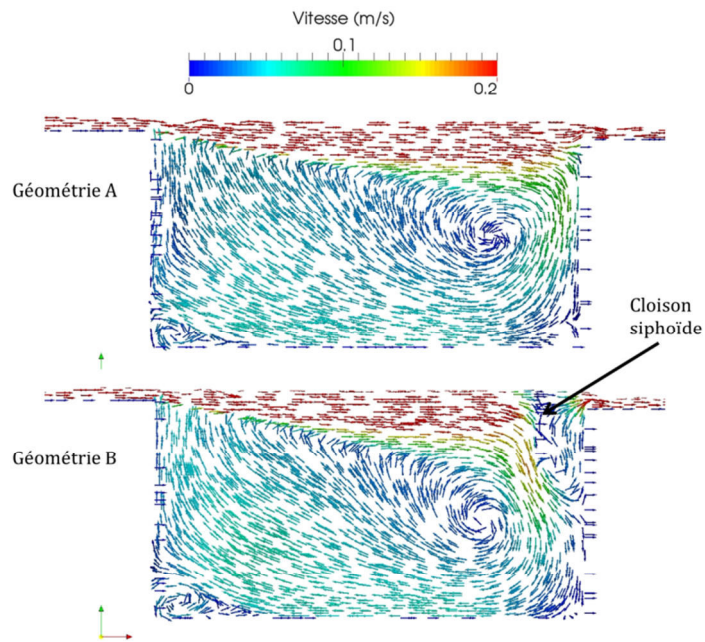


Figure 4-34 : Mise en évidence des recirculations selon la verticale dans un plan longitudinal au bassin pour les géométrie A et B

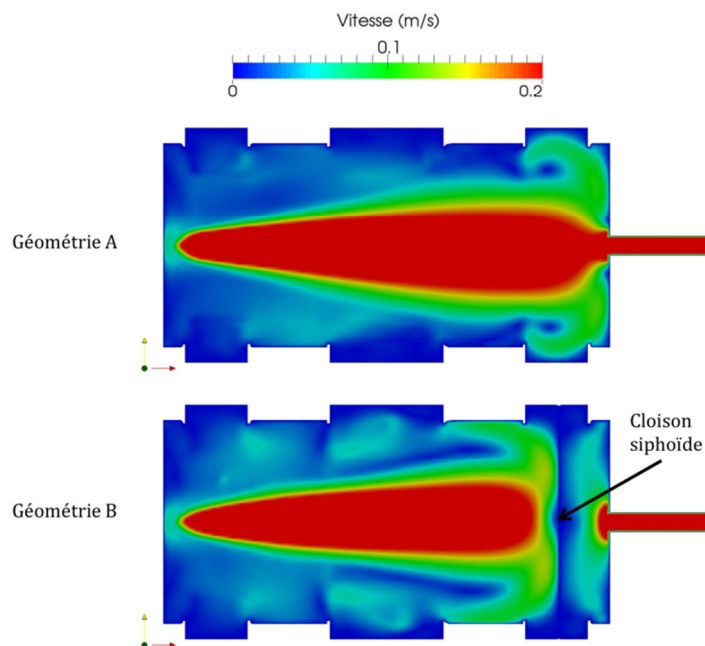


Figure 4-35 : Champ de vitesses dans un plan horizontal à 2 cm au-dessus de la génératrice inférieure de la conduite de sortie

### 4.3.3. Modélisation du transport solide

#### 4.3.3.1 Paramètres des simulations

Le modèle de suivi lagrangien de particules est appliqué aux deux géométries pour les différents débits investigués expérimentalement. Les expériences effectuées sur le transport solide sont résumées dans le Tableau 4-4.

Configuration géométrique et hydraulique	Poraver 40 - 125	Poraver 100 -300	Sable 350 Mesh
A5	Oui	Oui	Non
A10	Oui	Oui	Oui
A15	Oui	Oui	Oui
B5	Oui	Oui	Non
B10	Oui	Oui	Non
B15	Oui	Oui	Non
B30	Oui	Non	Non

Tableau 4-4 : Matériaux testés pour chaque configuration géométrique et hydraulique

Pour chaque matériau, une distribution de Rosin-Rammler est interpolée afin de reproduire la répartition granulométrique mesurée. Les distributions massiques effectivement injectées dans le modèle sont mises en évidence et comparées aux distributions expérimentales sur la Figure 4-36.

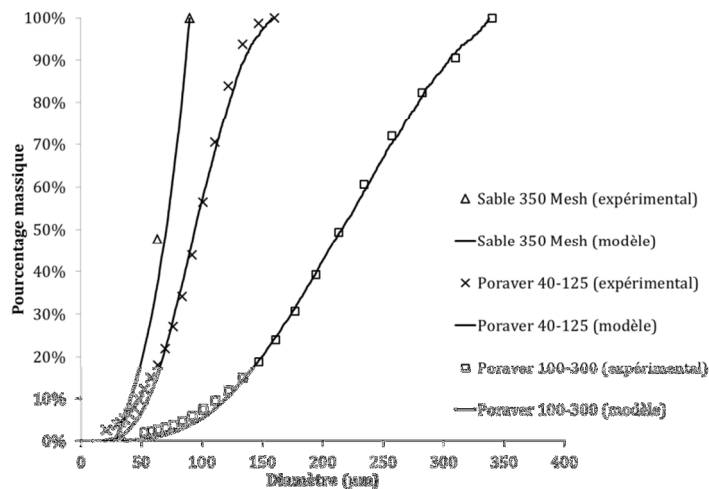


Figure 4-36 : Comparaison des distributions granulométriques injectées avec les distributions expérimentales

Dix mille particules sont injectées aléatoirement sur l'ensemble de la face d'entrée de la conduite d'alimentation, après avoir vérifié que ce nombre était suffisant pour obtenir des résultats statistiquement représentatifs. Les masses volumiques sont fixées aux valeurs mesurées dans la partie 4.2.1 : 1400 kg/m<sup>3</sup> pour le Poraver 40-125, 1240 kg/m<sup>3</sup> pour le Poraver 100-300 et 3470 kg/m<sup>3</sup> pour le sable 350 Mesh.

Les forces prises en compte pour le calcul des trajectoires des particules sont la force de traînée et le poids déjaugé. La nature turbulente de l'écoulement est modélisée à partir du modèle de dispersion stochastique présenté dans la partie 2.3.1.2 en conservant la valeur par défaut ( $C_{ps} = 0,16432$ ).

La condition *rebound* est utilisée pour l'entrée, les parois verticales (faces amont et aval du cylindre, cloison siphonide, parois de l'accès en partie supérieure du décanteur), la conduite d'entrée et la conduite de sortie. La condition *escape* est appliquée au toit du domaine de calcul (ouverture en partie supérieure) et sur la face aval de la conduite de sortie. Pour le fond de l'ouvrage, les conclusions du chapitre 3 ont montré que la condition « BTKE Van Rijn modifiée » était pertinente pour la gamme des  $d^*$  étudiés ici (entre 0,7 et 4 ;  $d^*_{50}$  entre 1,5 et 2,9 ; voir Figure 4-2).

Cependant, on peut remarquer que celle-ci est équivalente à la condition *stick* pour la gamme de débits considérée. En effet, le cas le plus contraignant correspond à l'expérience B30, c'est-à-dire le débit de 30 l/s pour la géométrie B, et le matériau présentant les plus petits  $d^*$  (Poraver 40-125). En considérant le diamètre adimensionnel  $d^*_{10}$  et la vitesse de chute  $w_{s,10}$  de ce matériau (Tableau 4-1), on peut montrer que la valeur seuil pour l'énergie cinétique turbulente est  $k_s = 8.10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Or la distribution des énergies cinétiques turbulentes sur le fond pour l'expérience B30 montre que cette valeur n'est jamais atteinte (Figure 4-37). A fortiori, les valeurs seuils ne seront jamais atteintes pour les expériences faites à des débits plus faibles et pour des matériaux présentant des diamètres adimensionnels plus importants.

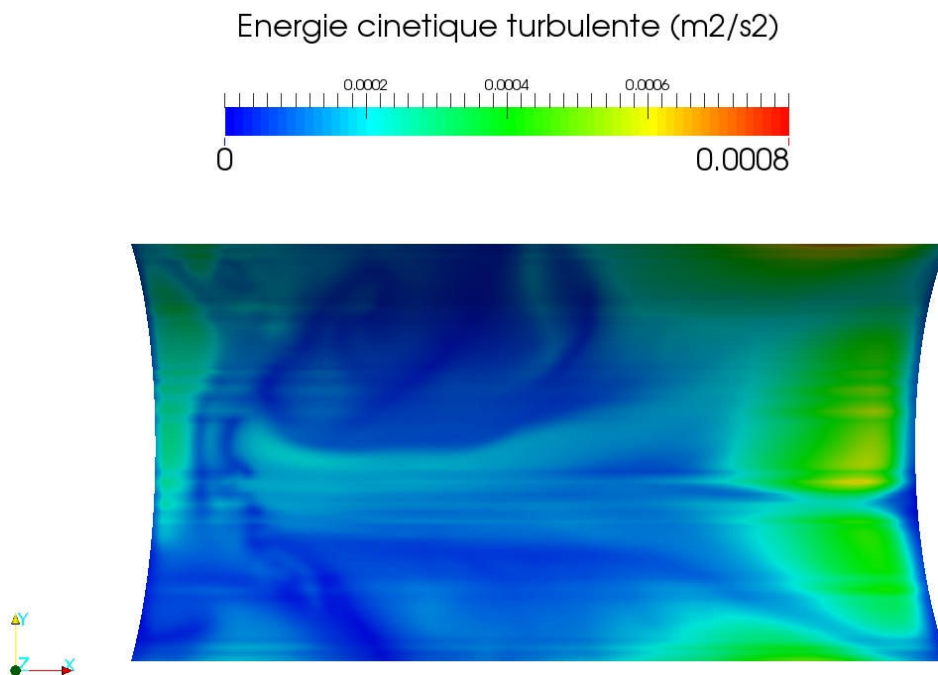


Figure 4-37 : Distribution des énergies cinétiques turbulentes sur le fond du décanteur pour l'expérience B30

Finalement, l'utilisation de la condition *stick* est suffisante. Il n'est donc pas nécessaire d'interpoler une relation entre les vitesses de chute et les diamètres pour le calcul des valeurs seuils (voir 2.3.2.5.3).

Le dépôt n'est toutefois possible que si l'angle de la paroi le permet. La condition sur l'angle maximal de la paroi est donc utilisée. Suite aux observations faites sur le pilote (partie 4.2.3.3), la valeur est fixée à 35°.

### 4.3.3.2 Résultats sur le transport solide

#### 4.3.3.2.1 Efficacité du décanteur

Lorsque l'ensemble des particules sont déposées ou ont quitté l'ouvrage par la conduite de sortie, la masse des particules décantées peut être évaluée et le rendement de l'ouvrage est calculé.

Les figures suivantes présentent la comparaison des efficacités numériques et expérimentales sur la géométrie A (décanteur brut) pour différents débits. Chaque graphique correspond à un matériau : Poraver 100 – 300 entre 5 et 15 l/s (Figure 4-38), sable 350 Mesh entre 10 et 15 l/s (Figure 4-39) et Poraver 40 – 125 entre 5 et 15 l/s (Figure 4-40).

Pour ce dernier matériau et le débit de 10 l/s, quatre valeurs d'efficacités sont représentées. Celles-ci illustrent les essais réalisés pour étudier la reproductibilité de l'expérience et la sensibilité des résultats à la durée d'injection ainsi qu'à la concentration en entrée de décanteur (voir partie 4.2.3.1).

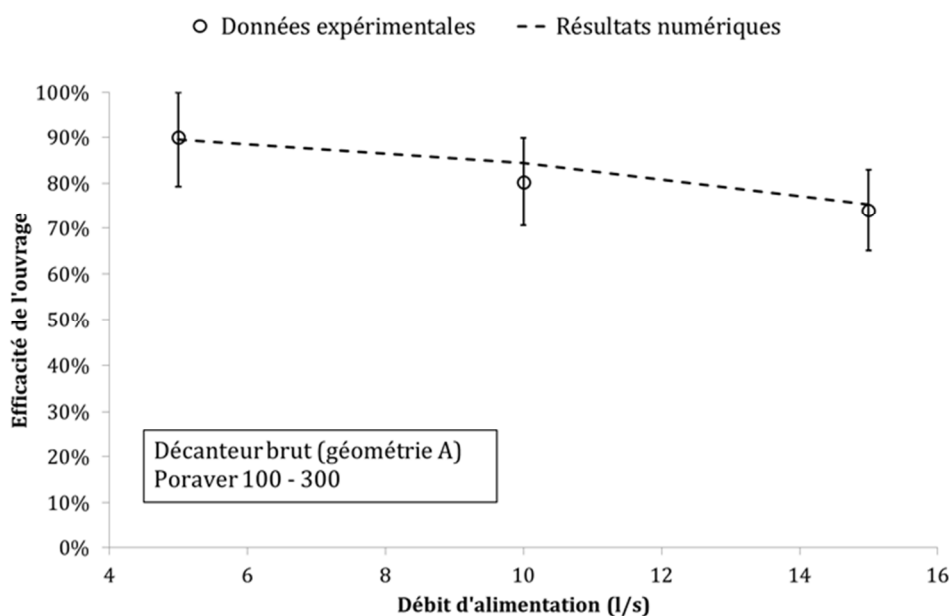
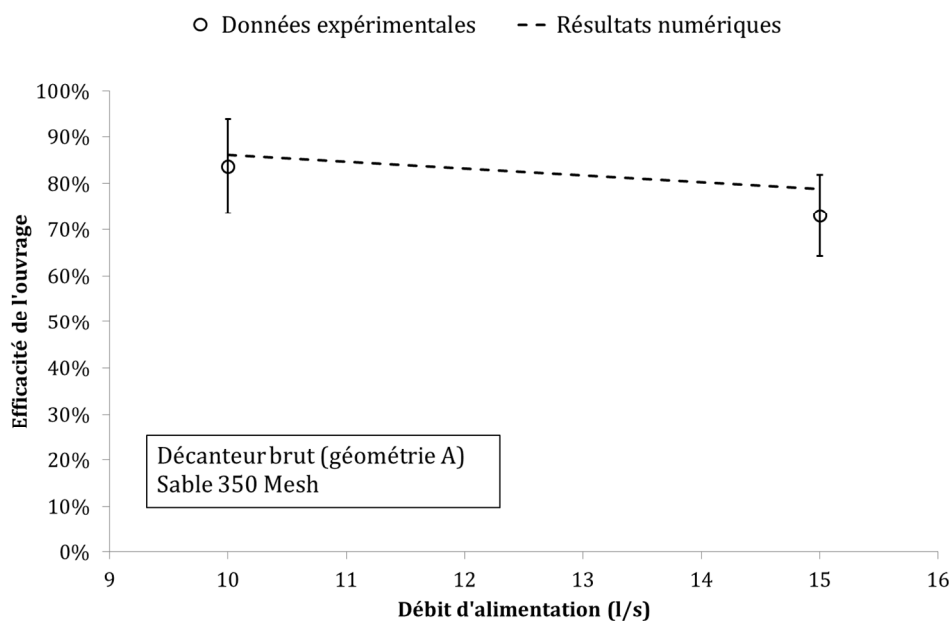
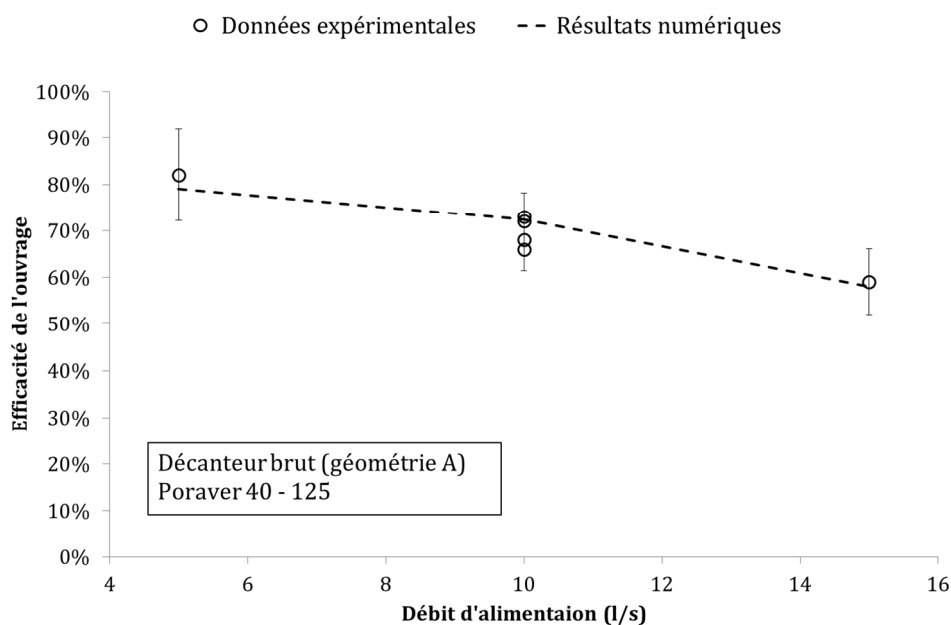


Figure 4-38 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales sur la géométrie A pour le Poraver 100 - 300



**Figure 4-39 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales sur la géométrie A pour le sable 350 Mesh**



**Figure 4-40 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales sur la géométrie A pour le Poraver 40 - 125**

Les figures suivantes illustrent les résultats obtenus sur le décanteur avec la cloison siphonide. La Figure 4-41 présente la comparaison des efficacités pour le Poraver 100 – 300 pour des débits entre 5 et 15 l/s. Pour le Poraver 40 – 125, la comparaison est faite sur une plage de débits allant jusqu'à 30 l/s (Figure 4-42). On peut remarquer la forte incertitude associée à la valeur expérimentale (estimée par turbidimétrie) pour le débit le plus fort (30 l/s).

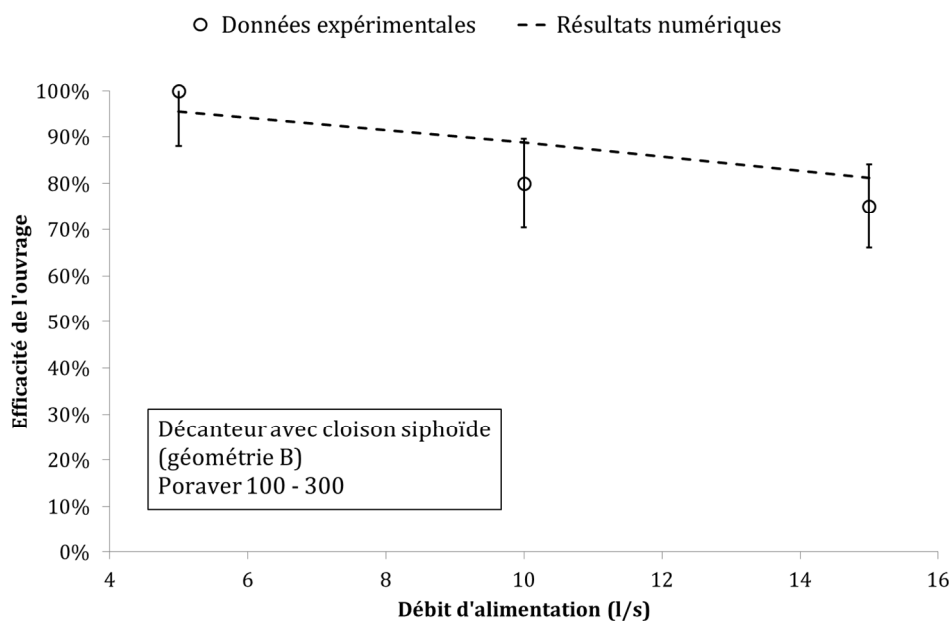


Figure 4-41 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales sur la géométrie B pour le Poraver 100 - 300

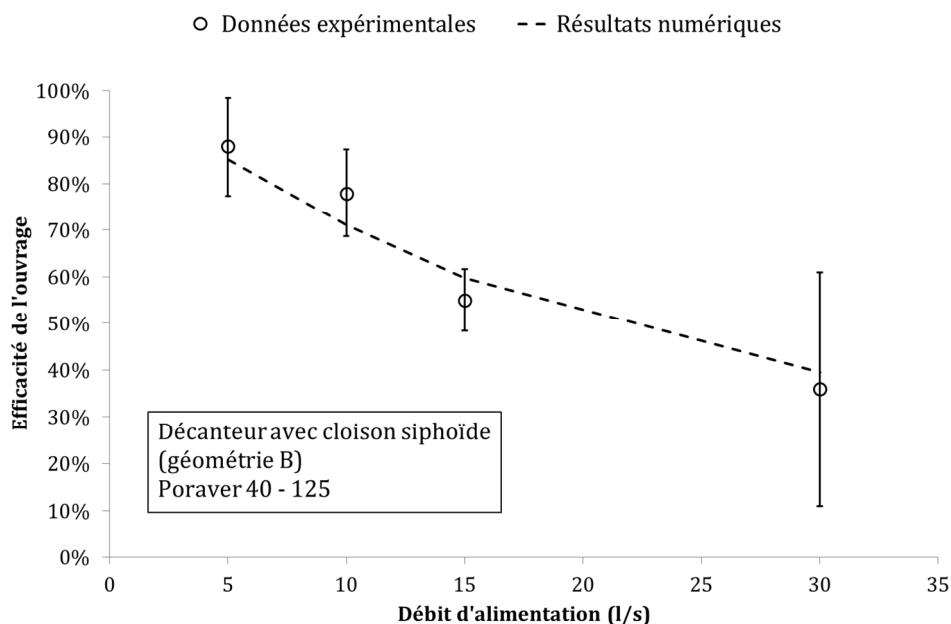


Figure 4-42 : Comparaison des efficacités numériques et expérimentales sur la géométrie B pour le Poraver 40 - 125

Sur l'ensemble des 18 expériences, l'écart absolu entre les efficacités numériques et expérimentales est en moyenne de 4% et toujours à l'intérieur des barres d'incertitude expérimentale. L'écart maximal est de 9%. Celui-ci correspond à la configuration B10 pour le matériau Poraver 100 – 300. Ces écarts sont inférieurs à l'incertitude expérimentale.

***Bilan :** Ces résultats confirment la capacité du modèle à évaluer l'efficacité de l'ouvrage pour les trois matériaux ( $d_{50} = 1,5 ; 1,9 ; 2,9$ ) représentatifs des particules retrouvées dans les réseaux d'assainissement des eaux de ruissellement. De plus, les données expérimentales ayant été collectées sur un ouvrage à l'échelle 1, les paramètres hydrauliques tel que le nombre de Froude et le nombre de Reynolds sont équivalents à ceux rencontrés sur les ouvrages mis en place sur les réseaux. La capacité du modèle à évaluer l'abattement des particules est ainsi également vérifiée pour les conditions hydrodynamiques d'un ouvrage réel, en particulier pour un écoulement présentant une hauteur relativement grande.*

#### 4.3.3.2.2. Répartition des dépôts

Les conditions hydrodynamiques des expériences étudiées ici sont propices au dépôt sur l'ensemble du fond. Les zones vierges de dépôt observées expérimentalement sont uniquement dues à la configuration géométrique du fond : les dépôts ne sont possibles que lorsque l'angle de la paroi est inférieur à une valeur seuil ( $35^\circ$ ) pouvant être identifiée comme l'angle de frottement interne des particules.

Une nouvelle condition a été intégrée au modèle lagrangien afin de prendre en compte ce phénomène (voir partie 2.3.2.3). La validité de cette condition est vérifiée par comparaison des dépôts sur le fond obtenus numériquement avec les observations expérimentales (Figure 4-43).

La limitation de la zone de dépôt à la partie inférieure de la paroi (angle inférieur à  $35^\circ$ ) est bien reproduite. Numériquement, on peut observer une accumulation des particules lorsque l'angle de la paroi devient inférieur à la valeur critique (lignes continues aux extrémités de la zone de dépôt sur la Figure 4-43), ce qui est cohérent avec les mesures effectuées et les hypothèses formulées en partie 4.2.3.3 (voir Figure 4-26). De même, la densité de particules sur le fond est visuellement plus importante dans la partie aval du bassin, appuyant les mesures préliminaires faites sur l'épaisseur des sédiments sur le fond en partie 4.2.3.3 (voir Figure 4-25).

Une évaluation plus précise de la répartition des sédiments au sein de la zone de dépôt, aussi bien du point de vue expérimental que numérique, permettrait une comparaison plus quantitative de cet aspect.



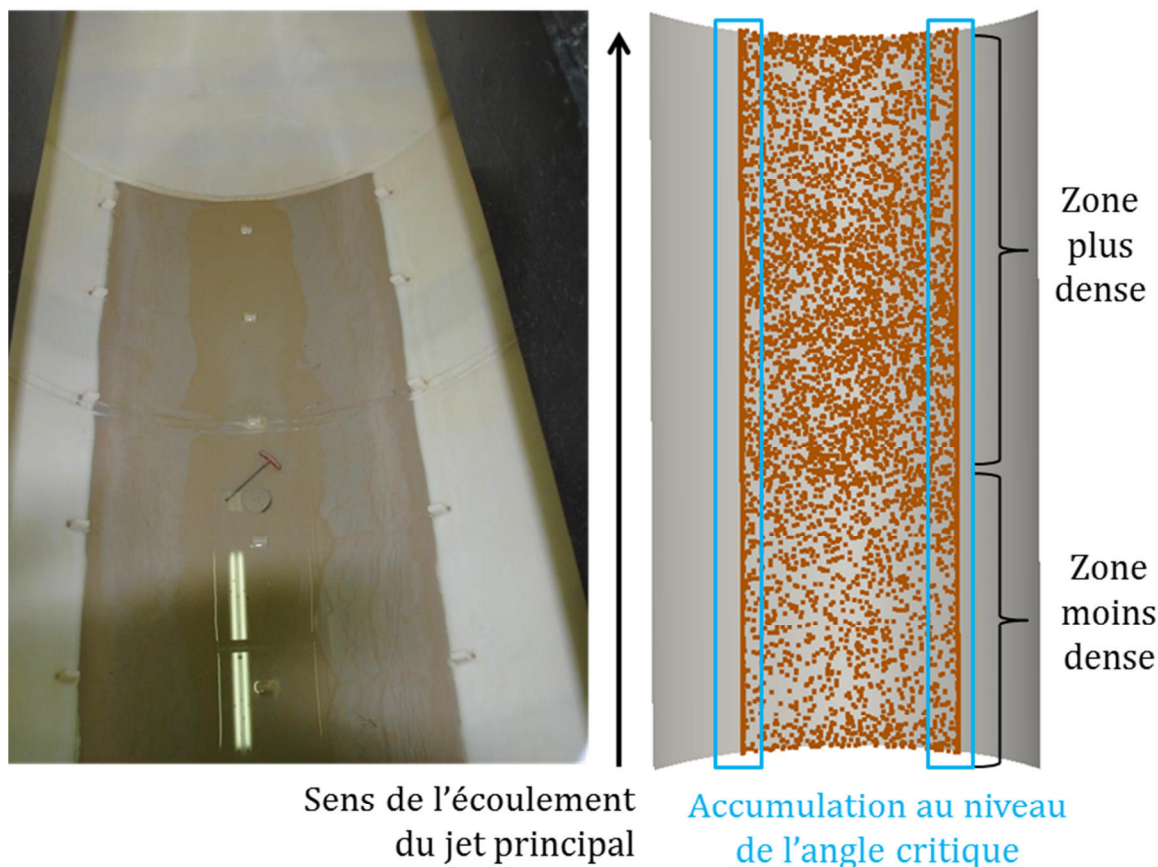


Figure 4-43 : Comparaison des dépôts obtenus numériquement avec les observations expérimentales pour le Poraver 40 - 125 et le débit 5 l/s pour le décanteur brut (géométrie A)

#### 4.4. Conclusion du chapitre 4

Une nouvelle base de données expérimentales sur le transport solide a été créée afin de compléter les données existantes (chapitre 3) par des mesures sur un décanteur à l'échelle 1 (12 m<sup>3</sup>), similaire à un ouvrage mis en place sur un réseau de collecte des eaux de ruissellement drainant des petits bassins versants (quelques hectares). En s'affranchissant de toute loi de similitude, les paramètres hydrauliques (nombre de Reynolds et de Froude, contrainte de cisaillement adimensionnelle) sont tous conjointement des mêmes ordres de grandeur que ceux d'un ouvrage de décantation réel.

Pour garantir la représentativité des particules utilisées expérimentalement vis-à-vis des matières en suspension des eaux de ruissellement, une caractérisation précise des matériaux a été nécessaire en termes de distributions granulométriques, de masses volumiques et de distributions de vitesses de chute. La connaissance précise des propriétés des matériaux est également indispensable à la validation du modèle numérique puisqu'elles constituent les données d'entrée du solveur lagrangien.

La campagne d'expériences a permis d'évaluer le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage pour une variété de débits, trois matériaux et deux configurations

géométriques de décanteur. Les conditions hydrodynamiques des expériences étaient telles que les dépôts pouvaient avoir lieu sur l'ensemble du fond de l'ouvrage. Une limitation aux zones où l'angle de la paroi est inférieur à une valeur seuil, égale à  $35^\circ$ , a toutefois été mise en évidence.

La confrontation des résultats numériques avec ces nouvelles données expérimentales a permis de vérifier la validité de la condition implémentée dans le modèle concernant le seuillage sur l'angle de la paroi, les dépôts sur le fond présentant une bonne cohérence avec les observations.

Les données expérimentales collectées ont également servi de support afin de confirmer la capacité du modèle numérique à évaluer l'efficacité de l'ouvrage pour l'ensemble des variétés de débits et de particules étudiées. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux a montré un écart moyen (absolu) de 4% entre les efficacités sur l'ensemble des expériences.

Ces résultats confirment les conclusions tirées en fin de chapitre 3 sur la pertinence d'un tel modèle numérique à reproduire le taux d'abattement des particules dans un modèle réduit d'ouvrage de décantation et les étendent pour un ouvrage à l'échelle 1.

Finalement, la pertinence du modèle numérique comme outil d'évaluation de l'efficacité du décanteur ayant été démontrée, l'étape suivante consiste à l'appliquer de manière intensive pour tester plusieurs formes et différents aménagements à l'intérieur de l'ouvrage. Ces essais numériques permettront d'identifier les configurations maximisant le taux d'abattement des particules. La configuration la plus intéressante pourra dès lors être choisie, non seulement en termes d'efficacité mais aussi du point de vue des contraintes techniques (fabrication, transport, pose, exploitation).

Cette étape n'entre pas dans le cadre de ce travail de doctorat dont l'objectif était le développement de l'outil d'évaluation préalablement à la conception du décanteur. Le choix de ne pas inclure la conception de l'ouvrage dans le présent mémoire est dû à l'objectif de **dépôt d'un brevet** ainsi qu'au souhait de proposer un mémoire de thèse non-confidentiel.

## CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

### Conclusion générale

L'objectif de ce travail de doctorat était la mise au point d'un **outil d'évaluation des performances** d'un ouvrage de décantation des eaux de ruissellement vis-à-vis de l'abattement des matières en suspension (efficacité de l'ouvrage).

Notre choix s'est porté sur l'utilisation d'une approche numérique car plus intéressante en termes de coût et de temps par rapport à une approche purement expérimentale. La méthode **Euler-Lagrange** a été retenue pour la modélisation de l'écoulement et du transport solide dans un bassin. Un solveur pour la modélisation lagrangienne a ainsi été créé en s'appuyant sur la bibliothèque OpenFOAM®. Celui-ci est développé pour des écoulements à **surface libre** puisqu'il s'appuie sur les résultats hydrodynamiques d'un solveur multiphasique utilisant une méthode *Volume of Fluid*.

De nouvelles conditions d'interaction entre les particules et les parois, de type **BSS et BTKE**, ont été proposées afin de déterminer les valeurs seuils à l'échelle de la particule. En particulier, une nouvelle relation a été présentée pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil en fonction des propriétés de la particule (diamètre et masse volumique). Cette relation repose sur l'évaluation de  $k_s = \xi \cdot w_s^2$  avec  $\xi$  calculé sur la base des critères (prolongés) de Van Rijn (1984b) en fonction du  $d^*$  de la particule et  $w_s$  calculée par un bilan des forces agissant sur la particule.

Une condition sur l'angle de la paroi a également été implémentée afin d'élargir le domaine d'application du modèle lagrangien à des ouvrages présentant des fonds non plats.

Le modèle numérique a été appliqué à trois séries d'expériences menées sur des modèles réduits de bassins (Frey, 1991 ; Stovin, 1996 ; Dufresne, 2008) afin de vérifier la capacité du modèle à reproduire les phénomènes en jeu dans le transport solide en ouvrage de décantation. Les résultats obtenus avec la nouvelle condition « BTKE Van Rijn modifiée » se sont montrés satisfaisants pour une gamme de diamètres adimensionnels entre 0,1 et 10, aussi bien sur le taux d'**abattement** des particules que pour les **zones préférentielles** de dépôt.

En effet, pour les expériences de Frey (1991), correspondant à des dépôts sur toute la surface du fond du bassin, l'abattement est reproduit numériquement avec un écart moyen de l'ordre de 5%. Pour les expériences de Stovin (1996), correspondant à des dépôts localisés dans des zones préférentielles pour des  $d^*$  entre 0,1 et 2,5, l'abattement est évalué numériquement avec un écart moyen de l'ordre de 10% et les zones dépôt sont bien reproduites. Concernant les expériences de Dufresne (2008), présentant également des dépôts localisés mais pour des  $d^*$  entre 2,5 et 10, les zones de dépôt préférentielles sont bien simulées

par le modèle. En revanche, les résultats sont moins bons sur l'abattement, évalué numériquement avec un écart moyen de 25%. Cet écart plus important s'explique par le caractère instable de l'écoulement qui favorise la remise en suspension ainsi que par une incertitude importante sur la masse volumique des particules, très proche de la masse volumique de l'eau.

Afin de compléter les données expérimentales collectées sur les modèles réduits de bassins, un pilote de décanteur à **l'échelle 1** a été construit au laboratoire. Le taux d'abattement des particules dans l'ouvrage a été mesuré pour une variété de débits, de matériaux et de configurations géométriques. L'intérêt principal de ce pilote est l'absence de toute similitude, d'où des paramètres hydrauliques (nombre de Reynolds, nombre de Froude) identiques à ceux des ouvrages mis en place sur les réseaux d'assainissement pluviaux.

Les **données expérimentales** collectées ont servi de support pour la validation du modèle numérique sur un ouvrage à l'échelle 1. Les résultats obtenus ont confirmés la validité d'un tel modèle à reproduire l'efficacité du décanteur pour des matériaux représentatifs des particules des eaux de ruissellement et les conditions hydrodynamiques d'un ouvrage réel. L'écart moyen sur l'ensemble des expériences est de l'ordre de 5%, ce qui est inférieur à l'incertitude expérimentale.

En conclusion de l'ensemble des comparaisons expérimental/numérique menées au cours de ce travail de thèse, le modèle de suivi lagrangien développé permet de reproduire le taux d'abattement des particules avec une précision de l'ordre de 5% dans le cas de dépôts sur l'ensemble du fond du bassin. Dans le cas de dépôts localisés, les zones préférentielles sont reproduites avec une bonne fidélité et l'abattement est évalué avec une précision de l'ordre de 10% (hors cas de particules très peu denses et d'écoulements instables).

Un outil est donc **disponible et validé** pour évaluer les performances d'un ouvrage de décantation vis-à-vis de l'abattement des matières en suspension.

### **Perspectives**

L'application première de cet outil intervient dans le cadre du **projet SIMPLUV**, dont une des ambitions est le développement d'un ouvrage de décantation préfabriqué. L'outil est utilisé pour tester plusieurs formes et aménagements de l'ouvrage dans le but d'y maximiser les dépôts.

Le domaine d'application de l'outil se veut néanmoins **plus large** que le projet SIMPLUV. Celui-ci peut par exemple être utilisé en phase de conception ou de réhabilitation d'un ouvrage de décantation de plus grande taille (de l'ordre du millier de mètres cube) pour proposer des formes et des aménagements permettant de maximiser l'abattement des matières en suspension.

Plus généralement, les perspectives de ce travail de doctorat sont les suivantes :

- Au niveau **scientifique** :
  - Point de vue **numérique** :
    - Le développement du modèle lagrangien en **régime transitoire** afin de prendre en compte les phénomènes d'écoulement non-permanent (écoulements oscillants, phénomènes transitoires en début et fin d'événements pluvieux, etc.).  
La faisabilité du couplage du modèle lagrangien avec le solveur *interFoam* a par ailleurs déjà été vérifiée en s'appuyant sur la condition d'interaction *stick*. Les critères pour le dépôt et la remise en suspension en régime transitoire sont à investiguer et à implémenter.
    - L'étude plus poussée de la **localisation des particules** au sein des zones de dépôt à travers le pourcentage de masse surfacique ou un autre paramètre pertinent représentatif de l'épaisseur de dépôt. En effet, la connaissance de la hauteur de sédiments est par exemple une information clé lors du dimensionnement d'un système de nettoyage d'un bassin.
    - L'application du modèle à des cas tests d'ouvrages de décantation typiques (décanteurs lamellaires, alvéolaires, cycloniques, etc.) afin de **discuter les pratiques actuelles** de dimensionnement de tels ouvrages et éventuellement de les faire évoluer. Le modèle pourra par exemple permettre de s'interroger sur l'approche de Hazen, largement utilisée dans le dimensionnement de tels ouvrages.
    - A plus long terme, étudier l'applicabilité du modèle à des particules dont la masse volumique est plus faible que celle de l'eau (**flottants**). En effet les ouvrages de décantation sont généralement couplés à des dispositifs permettant de récupérer les flottants (par exemple une cloison siphonide). Il serait intéressant de déterminer si le modèle développé peut permettre de reproduire le déplacement des flottants dans un ouvrage de ce type (par exemple l'aspiration par effet vortex). De façon similaire, il serait intéressant de déterminer si le modèle permettrait de suivre des **gouttes d'huile** dans un déshuileur.
    - A plus long terme, étudier l'intérêt du couplage particule/particule dans le modèle lagrangien pour prendre en compte la **cohésion** de certaines particules.
  - Point de vue **expérimental** :
    - **Fiabiliser** l'évaluation de l'abattement par **turbidimétrie** en déterminant la position optimale pour être le plus représentatif de la concentration et en installant des préleveurs sur les conduites d'entrée et de sortie afin d'ajuster les courbes de concentrations.
    - Etudier des **débites plus importants** afin de collecter des données pour des efficacités plus faibles (fonctionnement dégradé de l'ouvrage) et mettre éventuellement en évidence des zones préférentielles de dépôt sur le fond.

- Etudier l'abattement dans l'ouvrage pour des **diamètres adimensionnels plus faibles**. Ceci est fortement dépendant de la fiabilisation de la turbidimétrie et des possibilités existantes pour trouver des matériaux remplissant ces conditions.
  - Réaliser des expériences permettant d'obtenir des dépôts relativement importants sur le fond et créer une base de données expérimentales sur les **hauteurs de sédiments** sur le fond en s'appuyant sur la méthode ultrasonore.
  - S'intéresser au phénomène de **remise en suspension** en disposant des particules en grande quantité sur le fond. En effet, les décanteurs mis en place sur le terrain sont nettoyés relativement rarement (1 à 2 fois par an au maximum), ce qui peut conduire d'une part à la dégradation de leurs performances mais surtout à la remise en suspension des particules.
  - Modifier la structure interne du décanteur pilote pour étudier des **écoulements différents** tels que les recirculations asymétriques (écoulement cyclonique) ou les flux ascendants (décantation lamellaire).
- Au niveau **industriel** :
    - La mise en œuvre de l'outil d'évaluation des performances à des **ouvrages de décantation préfabriqués** disponibles sur le marché des eaux pluviales. Un groupe de travail GE7 à l'AFNOR œuvre actuellement à la normalisation d'une méthode d'évaluation des performances de tels ouvrages. Il est question d'y inclure la modélisation numérique.
    - La mise en œuvre de l'outil en phase de **conception de bassins** d'orage dans l'objectif de minimiser le volume des ouvrages à performances données ou de maximiser les performances à volume fixé. Par exemple l'Eurométropole de Strasbourg a pour projet la construction d'environ 100 000 m<sup>3</sup> de bassins en 15 ans. Le coût de ces travaux sera de l'ordre de la centaine de millions d'euros (1 000 €/m<sup>3</sup>). Une optimisation du volume de 20%, tout en garantissant une performance donnée, permettrait une diminution du coût des travaux de l'ordre de 20 millions d'euros. Cette démarche est par ailleurs cohérente avec l'arrêté du 21 juillet 2015 permettant aux collectivités de travailler sur les flux de pollution, et plus seulement sur les volumes, pour prouver la conformité de leurs systèmes d'assainissement.
    - Le dépôt d'un titre de **propriété industrielle** sur l'ouvrage de décantation préfabriqué conçu en partenariat avec l'entreprise ACO.
    - La valorisation du modèle développé à travers le dépôt par le laboratoire d'un **savoir-faire** sur l'évaluation des performances d'un ouvrage de décantation.
    - La valorisation du modèle développé à travers une **déclaration de logiciel** par le laboratoire et la rédaction d'un manuel d'utilisation pour son transfert et son application dans le domaine de l'ingénierie.

## BIBLIOGRAPHIE

- Abbott DE, Kline SJ (1962). Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps. *Journal of Basic Engineering*, 84:317-325.
- Abda F, Azbaid A, Ensminger D, Fischer S, François P, Schmitt P, Pallares A (2009). Ultrasonic device for real-time sewage velocity and suspended particles concentration measurement. *Water Science and Technology*, 60(1):117-125.
- Abreal A (2011). Les grenats – Nature, structure et propriétés. *J. of Pers. Mineralogist*, 11:151-199.
- Adamsson Å, Stovin V, Bergdahl L (2003). Bed shear stress boundary condition for storage tank sedimentation. *Journal of Environmental Engineering*, 129(7):651-658.
- Adamsson Å, Bergdahl L, Lyngfelt S (2005). Measurement and three-dimensional simulation of flow in a rectangular detention tank. *Urban Water Journal*, 2(4):277-287.
- Amsden AA, O'Rourke PJ, Butler TD (1989). KIVA-II: a computer program for chemically reactive flows with sprays. *Los Alamos National Laboratory, LA-AA560-MS*.
- Andral MC, Montréjaud-Vignoles M, Herremans L (1999). Particle size distribution and hydrodynamic characteristics of solid matter carried by runoff from motorways. *Water Env. Res.*, 71(4):398-407.
- Anta J, Peña E, Suarez J, Ciago J (2006). A BMP selection process based on the granulometry of runoff solids in a separate urban catchment. *Water S.A.*, 32(3):419-428.
- Ashley RM, Bertrand-Krajewski JL, Hvitved-Jacobsen T, Verbanck M (2004). *Solids in sewers: characteristics, effects and control of sewer solids and associated pollutants*. IWA Publishing.
- Berberovic E, Van Hinsberg NP, Jakirlic S, Roisman IV, Tropea C (2009). Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: dynamics of the cavity evolution. *Phys. Rev. E* 79, 036306.
- Bertrand-Krajewski JL (1993). *Pollution des rejets urbains par temps de pluie – Synthèse générale*. CIRSEE Lyonnaise des Eaux, Le Pecq, France.

- Bressy A (2010). Flux de micropolluants dans les eaux de ruissellement urbaines : effets de différents modes de gestion à l'amont. Thèse de doctorat, Université Paris-Est, Paris, France.
- Brownlie WR (1981). Prediction of flow depth and sediment discharge in open channels. Report No. KH-R-43A, W. M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Pasadena, California, USA.
- Buffington J, Montgomery D (1997). A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 33(8):1993-2029.
- Buffington J (1999). The legend of A. F. Shields. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(4):376-387.
- Camnasio E (2012). Investigation of flow patterns and sedimentation in rectangular shallow reservoirs. Thèse de doctorat, Université Polytechnique de Milan, Italie.
- Cebbo G (1992). Solides des rejets urbains par temps de pluie : caractérisation et traitabilité. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, France.
- Chocat B, Bertrand-Krajewski JL, Barraud S (2007). Eaux pluviales urbaines et rejets urbains par temps de pluie. *Techniques de l'Ingénieur*, W6800:1-17.
- COST (2007). Best practice guideline for the CFD simulation of flows in the urban environment. Université de Hambourg, Allemagne.
- Coussot P (1996). Les laves torrentielles. Connaissances à l'usage du praticien. Série Etudes du Cemagref, Equipements pour l'eau et l'environnement n°23.
- Degoutte G (2012). Diagnostic, aménagement et gestion des rivières. Tec & doc éd., Paris, France.
- Deshpande SS, Anumolu L, Trujillo MF (2012). Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Computational Science & Discovery*, 5:014016.
- Dewals BJ, Kantoush SA, Erpicum S, Piroton M, Schleiss AJ (2008). Experimental and numerical analysis of flow instabilities in rectangular shallow basins. *Environ. Fluid Mech.*, 8(1):31-54.



- Dufresne M (2008). La modélisation 3D du transport solide dans les bassins en assainissement : du pilote expérimental à l'ouvrage réel. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France.
- Dufresne M, Vazquez J, Terfous A, Ghenaim A, Poulet J (2009). Experimental investigation and CFD modelling of flow, sedimentation, and solids separation in a combined sewer detention tank. *Computer & Fluids*, 38(5):1042-1049.
- Dufresne M (2010). Ecoulement et dépôt de sédiments dans les bassins rectangulaires peu profonds. Mémoire de post-doctorat, Université de Liège.
- Dufresne M, Dewals BJ, Erpicum S, Archambeau P, Pirotton M (2010). Classification of flow patterns in rectangular shallow reservoir. *Journal of Hydraulic Research*, 48(2):197-204.
- Dufresne M, Dewals BJ, Erpicum S, Archambeau P, Pirotton M (2012). Flow patterns and sediment deposition in rectangular shallow reservoirs. *Water and Environment Journal*, 26(4):504-510.
- Egelja A, Schafer M, Durst F (1998). An adaptative grid Eulerian method for the computation of free surface flows. *Int. J. of Comput. Fluid Dynamics*, 10(3):213-224.
- Ellis JB, Revitt DM (1982). Incidence of heavy metals in street surface sediment: solubility and grain size studies. *Water, Air, and Soil Pollution*, 17:87-100.
- ERCOFTAC (2008). Best practice guidelines for computational fluid dynamics of dispersed multiphase flows. ERCOFTAC Special Interest Group on Quality and Industrial CFD.
- Ferziger JH, Peric M (2002). *Computational methods for fluid dynamics*. Springer, Berlin, Allemagne.
- Fluent (2002). *Fluent user's guide*. Fluent Inc.
- Frey P (1991). Etude expérimentale et simulation numérique du transport turbulent de particules solides dans un décanteur. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France.
- Frey P, Champagne JY, Morel R, Gay B (1993). Hydrodynamics fields and solid particles transport in a settling tank. *Journal of Hydraulic Research*, 31(6):736-776.

- Frey P, Church M (2011). Bedload: a granular phenomenon. *Earth Surface Processes and Landforms*, 36: 58-69.
- Garde RJ, Ranga Raju KG, Sujudi AWR (1990). Design of settling basins. *Journal of hydraulic research*, 28(1):81-91.
- Goula AM, Kostoglou M, Karapantsios TD, Zouboulis AI (2008). A CFD methodology for the design of sedimentation tanks in potable water treatment, case study: the influence of a feed flow control baffle. *Chemical Engineering Journal*, 140(1-3):110-121.
- Graf WH, Altinakar MS (2000). *Hydraulique fluviale, Traité de Génie Civil*, vol.16. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- Grommaire MC, Gonzales A, Garnaud S, Chebbo G (2001). Caractérisation des eaux urbaines. *Techniques Sciences Méthodes*, 5:41-52.
- Hadzic I (1999). Second-moment closure modeling of transitional and unsteady turbulent flow. Thèse de doctorat, TU Delft, Pays-Bas.
- Hirt CW, Nichols BD (1981). Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39:201-225.
- Hsu TW, Chang HK, Hsieh CM (2003). A two-phase flow model of wave-induced sheet flow. *Journal of Hydraulic Research*, 41(3):299-310.
- Jarman DS, Faram MG, Butler D, Tabor G, Stovin VR, Butt D, Throp E (2008). Computational fluid dynamics as a tool for urban drainage system analysis: a review of application and best practice. *Proceeding of the 11<sup>th</sup> International Conference on Urban Drainage*, 31<sup>st</sup> August – 5<sup>th</sup> September, Edinburgh, Scotland, UK.
- Jasak H (1996). Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Thèse de doctorat. Imperial College of Science, Technology and Medecine, Londres, Royaume-Uni.
- Jayanti S, Narayanan S (2004). Computational study of particle-eddy interaction in sedimentation tanks. *Journal of Environmental Engineering*, 130(1):37-49.
- Jimenez J, Madsen O (2003). A simple formula to estimate settling velocity of natural sediments. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 129(2):70-78.
- Kantoush SA (2008). Experimental study on the influence of the geometry of shallow reservoirs on flow patterns and sedimentation by suspended sediments. Thèse de doctorat. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.
- Kayhanian M, Rasa E, Vichare A, Leatherbarrow JE (2008). Utility of suspended solid measurement for storm-water runoff treatment. *J. Environ. Eng.*, 134(9):712-721.

- Kennedy J (1995). The Albert Shields story. *Journal of Hydraulic Engineering*, 121(11):766-772.
- Kim JY, Sansalone JJ (2008). Event-based size distribution of particulate matter transported during urban rainfall-runoff events. *Water Research*, 42(11-12):2756-2768.
- Kissling K, Springer J, Jasak H, Schutz S, Urban K, Piesche M (2010). A coupled pressure based solution algorithm based on the volume-of-fluid approach for two or more immiscible fluids. *ECCOMAS CFD: 5<sup>th</sup> European Conf. on Computational Fluid Dynamics*.
- Koskiaho J (2003). Flow velocity retardation and sediment retention in two constructed wetland-ponds. *Ecological Engineering* 19:325-337.
- Larrarte F, François P (2012). Attenuation of an ultrasonic beam by suspended particles and range of acoustic flow meters in sewer networks. *Water Science and Technology*, 65(3):478-483.
- Lauder BE, Spalding DB (1974). The numerical computation of turbulent flow. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2):269-289.
- Leclaire C (1997). Etude du fonctionnement d'un bassin de pollution en tête d'une station d'épuration, propositions de gestion. Thèse de master, Ecole Nationale du Génie de l'Eau et de l'Environnement de Strasbourg, France.
- Lee B, Shimizu Y, Matsuda T, Matsui S (2005). Characterization of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) in different size fraction in deposit road particles (DRPs) from Lake Biwa area, Japan. *Environmental Science and Technology*, 39:7402-7409.
- Lee SO, Sturm TW, Cho YS, Lee JW (2007). Experimental and numerical analysis of the turbulent flow through an oil-grit separator. *Proceedings of the 32nd Congress of the IAHR (Harmonizing the Demands of Art and Nature in Hydraulics)*. 1-6 July 2007, Venice, Italy.
- Legendre D (1996). Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique. Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse, France.
- Lipeme Kouyi G (2004). Expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulaire dans les déversoirs d'orage. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France.

- Lipeme Kouyi G, Arias L, Barraud S, Bertrand-Krajewski JL (2010). CFD modeling of flow in a large stormwater detention and settling basin. Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference on Sustainable Techniques and Strategies in Urban Water Management, Novatech, 27<sup>th</sup> June-1<sup>st</sup> July, Lyon, France.
- Maxey MR, Riley JJ (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Physics of Fluids*, 26(4):883-889.
- Menter FR (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598-1605.
- Mignot E, Bonakdari H, Knothe P, Lipeme Kouyi G, Bessette A, Rivière N, Bertrand-Krajewski JL (2012). Experiments and 3D simulations of flow structures in junctions and of their influence on location of flowmeters. *Water Science and Technology*, 66(6):1325-1332.
- Moradnia P (2010). CFD of air flow in hydro power generators. Thèse de Licence. Chalmers University of Technology.
- Morsi SA, Alexander AJ (1972). An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 55:196-208.
- Nezu I, Nakagawa H (1993). *Turbulence in open-channel flows*. Balkema.
- OpenFOAM (2015a). Dépôts officiels du logiciel [en ligne]. Disponible sur : <https://github.com/OpenFOAM> [consulté le 19 août 2015]
- OpenFOAM (2015b). *OpenFOAM user guide*. OpenCFD Ltd.
- Osher S, Setian J (1988). Front propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79:12-49.
- Patankar SV (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, USA.
- Pathapi S, Sansalone G (2009). Particle dynamics in a hydrodynamic separator subject to unsteady rainfall-runoff. *Water Resources Research*, 45, W09408.
- Peltier Y, Erpicum S, Archambeau P, Piroton M, Dewals BJ (2014). Experimental investigation of meandering jets in shallow reservoir. *Environment Fluid Mechanics*, 14(3):699-710.
- Pernès P (2003). *Mécanique des milieu continus déformables – Application à la mécanique des liquides parfaits et des liquides newtoniens*. Cemagref Editions.

- Perrig A (2007). Hydrodynamics of the free surface flow in Pelton turbine buckets. Thèse de doctorat. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.
- Pisano WC (1996). Summary: United States “Sewer Solids” settling characterization methods, results, uses and perspectives. *Water Sci. Tech.*, 33(9):109-115.
- Pope ND, Widdows J, Brinsley MD (2006). Estimation of bed shear stress using the turbulent kinetic energy approach – A comparison of annular and field data. *Cont. Shelf Res*, 26:959-970.
- Quarini G, Innes H, Smith M, Wise D (1996). Hydrodynamic modelling of sedimentation tanks. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E, Journal of Process Mechanical Engineering*, 210(2):83-91.
- Recoquillon Y (2013). Etude expérimentale et numérique des écoulements diphasiques dans la boîte à eau d’un véhicule automobile. Thèse de doctorat. Université d’Orléans, France.
- Rusche H (2002). Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fraction. Thèse de doctorat. Imperial College of Science, Technology and Medecine, Londres, Royaume-Uni.
- Schiller L, Naumann A (1933). “Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwefkraftaubereitung.” *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 77(12):318-320.
- Shahrokhi M, Rostami F, Md Said MA, Sabbagh-Yazdi S, Syafalni S (2011). The effect of number of baffles on the improvement efficiency of primary sedimentation tanks. *Applied Mathematical Modelling*, 36(8):3725-3735.
- Shahrokhi M, Rostami F, Md Said MA, Sabbagh-Yazdi S, Syafalni S, Abdullah, R (2012). The effect of baffle angle on primary sedimentation tank efficiency. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 39(3):293-303.
- Shields A (1936). Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement. California Institute of Technology.
- Stamou AI (2008). Improving the hydraulic efficiency of water process tanks using CFD models. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 47(8):1179-1189.
- Stovin VR, Saul AJ (1994). Sedimentation in storage tank structures. *Water Science and Technology*, 29(1-2):363-372.
- Stovin VR, Saul AJ (1996). Efficiency prediction for storage chambers using computational fluid dynamics. *Water Science and Technology*, 33(9):163-170.

- Stovin VR (1996). The prediction of sediment deposition in storage chambers based on laboratory observations and numerical simulation. Thèse de doctorat, Université de Sheffield, Royaume-Uni.
- Stovin VR, Saul AJ (1998). A computational fluid dynamics (CFD) particle tracking approach to efficiency prediction. *Water Science and Technology*, 37(1):285-293.
- Stovin VR, Grimm JP, Saul AJ (2002). Fine sediment retention in storage chambers: an assessment of time-dependent effects. *Water Science and Technology*, 45(7):123-131.
- Stovin VR, Grimm JP, Lau S-TD (2008). Solute transport modelling for urban drainage structures. *Journal of Environmental Engineering*, 134(8):640-650.
- Soulsby RL (1997). *Dynamics of Marine Sands: a manual for practical applications*. Thomas Telford, London, England.
- Takeda Y (1995). Velocity profile measurement by ultrasonic Doppler method. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 10:444-453.
- Thomson DJ (1987). Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 180:529-556.
- Torres A (2008). *Décantation des eaux pluviales dans un ouvrage réel de grande taille : éléments de réflexion pour le suivi et la modélisation*. Thèse de doctorat. Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.
- Tryggvason G, Bunner B, Esmaeeli A, Juric D, Al-Rawahi N, Tauber W, Han J, Nas S, Jan YK (2001). A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics*, 169(2):708-759.
- Tyack JN, Fenner RA (1999). Computational fluid dynamics modelling of velocity profiles within a hydrodynamic separator. *Water Science and Technology*, 39(9):169-176.
- Ubbink O (1997). *Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces*. Thèse de doctorat. Imperial College of Science, Technology and Medicine, Londres, Royaume-Uni.
- Ubbink O, Issa RI (1999). A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. *J. Comput. Phys.*, 153:26-50.
- Van Rijn L (1984a). Sediment transport, part I: bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(10), p.1431-1455.

- Van Rijn L (1984b). Sediment transport, part II: suspended load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(11), p.1613-1638.
- Van Wachen BGM, Amlstedt AE (2003). Methods for multiphase computational fluid dynamics. *Chemical Engineering Journal*, 96:81-98.
- Versteeg HK, Malalasekera W (2007). *An introduction to computational fluid dynamics*. Prentice Hall.
- Vosswinkel N, Lipeme Kouyi G, Ebbert S, Schnieders A, Maus C, Laily AG, Mohn R, Uhl M (2012). Influence of unsteady behaviour on the settling of solids in storm water tanks. *Proceedings of the 9<sup>th</sup> Urban Drainage Modelling International Conference*, September 2012, Belgrade, Serbia.
- Weller HG, Tabor G, Jasak H, Fureby C (1998). A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Comput. Phys*, 12:620-631.
- Wu W, Rodi W, Wenka T (2000). 3D numerical modeling of flow and sediment transport in open channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 126(1):4-15.
- Wu W (2004). Depth-averaged two dimensional numerical modeling of unsteady flow and non-uniform sediment transport in open-channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(10):1013-1024.
- Yalin MS (1977). *Mechanics of sediment transport*. 2<sup>nd</sup> ed., Pergamon.
- Yan H (2013). Experiments and 3D modelling of hydrodynamics, sediment transport, settling and resuspension under unsteady conditions in an urban stormwater detention basin. *Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Lyon, France*.
- Yvergniaux P (1989). *Simulation euléro-lagrangienne du transport de particules solides en suspension dans un écoulement turbulent en canal*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, France.
- Zhang L (2009). 3D numerical modeling of hydrodynamic flow, sediment deposition and transport in stormwater ponds and alluvial channels. *Thèse de doctorat, Old Dominion University, Virginia, USA*.

Zhao Z, Fernando HJS (2007). Numerical simulation of scour around pipelines using an Euler-Euler coupled two-phase model. *Environmental Fluid Mechanics*, 7:121-142.



## LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

### Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

**Isenmann G**, Bellahcen S, Vazquez J, Dufresne M, Joannis C, Mosé R (2016). Stage-discharge relationship for a pipe overflow structure in both free and submerged flow. *Engineering Application of Computational Fluid Mechanics*, 10(1):284-296.

### Articles dans des revues nationales avec comité de lecture

**Isenmann G**, Bellahcen S, Vazquez J, Dufresne M, Joannis C, Mosé R (2016). Evaluation du débit déversé par le trop-plein d'une station de pompage par la mesure de hauteurs d'eau. *Techniques – Sciences – Méthodes*, Association Scientifique et Technique pour l'Eau et l'Environnement (ASTEE), 1-2:71-83.

### Communications internationales avec actes

**Isenmann G**, Dufresne M, Vazquez J, Trautmann M, Mosé R (2015). *CFD modelling of particles transport and deposition in a cylindrical settling tank*. 10<sup>th</sup> International Urban Drainage Modeling Conference (UDM), Septembre 2015, Québec, Canada.

**Isenmann G**, Bellahcen S, Vazquez J, Dufresne M, Mosé R (2014). *Evaluation of the volume discharged by an overflow pipe from the measurement of water depths*. 13<sup>th</sup> International Conference on Urban Drainage (ICUD), Septembre 2014, Sarawak, Malaisie.

Sollic L, Dufresne M, Vazquez J, **Isenmann G** (2014). *The effect of disturbances on discharge of measurement systems in open channels*. 13<sup>th</sup> International Conference on Urban Drainage (ICUD), Septembre 2014, Sarawak, Malaisie.

Bellahcen S, Vazquez J, Dufresne M, Mosé R, **Isenmann G** (2014). *Method of use and contribution to reproduce velocity distribution in compound channels*. 11<sup>th</sup> International Conference on Hydro-Informatics (HIC), Août 2014, New York, Etats-Unis d'Amérique.

### Communications et publications diverses

Vazquez J, Dufresne M, Fischer M, Manceau M, **Isenmann G**, Wertel J (2016). *Diagnostic pour l'aide à l'instrumentation des déversoirs d'orage*. Guide technique du projet MENTOR (financement ANR).

**Isenmann G**, Trautmann M, Dufresne M, Vazquez J, François P, Fischer M (2015). *Optimisation d'un décanteur par modélisation numérique et expérimentation en laboratoire*. Journée Scientifique et Technique de l'ENGEES, Septembre 2015, Strasbourg, France.

Vazquez J, Joannis C, Dufresne M, Fischer M, Lipeme-Kouyi G, Corbella Reventor E, Bellahcen S, **Isenmann G** (2014). *Evaluer le débit déversé par le trop-plein de station de pompage à partir de la mesure de hauteur(s) d'eau*. Guide technique du projet COACHS (financement du Ministère en charge du Développement Durable, projet C2D2).

**Isenmann G**, Vazquez J, Dufresne M, Fagot C, Mosé R (2014). *Modélisation du transport solide dans les décanteurs d'eaux pluviales: approche numérique et expérimentale*. 6ème Journées Doctorale de l'Hydrologie Urbaine (JDHU), Juin 2014, Lyon, France.

# Approche Euler-Lagrange pour la modélisation du transport solide dans les ouvrages de décantation

## Résumé

L'objectif de cette thèse est le développement et la validation d'un outil numérique permettant d'évaluer la performance d'un ouvrage de décantation. L'approche Euler-Lagrange est retenue pour la modélisation de l'écoulement et du transport solide. De nouvelles conditions d'interaction particule/paroi permettent de restreindre le dépôt aux zones présentant des caractéristiques géométriques et hydrodynamiques favorables. Le modèle numérique est confronté à quatre jeux de données expérimentales. L'ensemble de ces expérimentations permettent d'investiguer une large gamme des paramètres représentatifs de l'écoulement et du transport solide. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux permet de conclure sur la capacité du modèle à prévoir l'abattement des particules dans un ouvrage de décantation avec une précision de l'ordre de 5 pourcents lorsque les dépôts ont lieu sur l'ensemble du fond et de 10 pourcents dans le cas de dépôts localisés dans des zones préférentielles.

Mots-clés : approche Euler-Lagrange, suivi de particules, transport solide, décantation, matières en suspension, abattement, modèle numérique, CFD, pilote échelle 1, zones préférentielles de dépôts.

## Résumé en anglais

The objective of this thesis is the development and the validation of a numerical tool to estimate the trapping efficiency of settlers. The Euler-Lagrange approach is chosen to simulate the flow and the sediment transport. New particle/wall interaction conditions are developed to take into account the geometric and hydrodynamic characteristics to enable the deposit. The numerical model is compared to four sets of experimental data. All these experiments enable to study a wide range of parameters that describe the flow and the solid transport. The comparison between the numerical and experimental results shows that the model is able to estimate the trapping efficiency of particles in a settler with an accuracy of about 5 percent when the particles settle all over the bed of the basin and about 10 percent in case of located deposits.

Keywords: Euler-Lagrange approach, particle tracking, sediment transport, sedimentation, suspended solids, settling efficiency, numerical model, CFD, one-scale pilot, spatial distribution of sediments.