



Université de Batna 2 – Mostefa Ben Boulaïd
Faculté de Technologie
Département d'Hydraulique



Thèse

Présentée pour l'obtention du titre de :

Docteur en Sciences

Option : science hydraulique

Sous le Thème :

Modélisation numérique de la variation des vitesses des écoulements turbulents instationnaires dans les canaux à surface libre

Présentée par :

MERROUCHI Farida

Devant le jury composé de :

M.LAHBARI	Noureddine	Prof	Université de Batna	Président
M. FOURAR	Ali	Prof	Université de Batna	Rapporteur
M. MASSOUH	Fawaz	Prof	ENSAM Paris	CO- Rapporteur
M. MESSAMEH	Abdelhamid	M.C.A	Université de Biskra	Examineur
M. BRIMA	Abdelhafid	Prof	Université de Biskra	Examineur
M. MESSAID	Belkacem	M.C.A	Université de Batna	Examineur

07 /02 / 2019

Dédicace

À mon père
À ma mère
À mon mari
À ma sœur et mes frères
À toute ma famille

Remerciements

*Avant toutes choses, Je remercie **Dieu** tout puissant qui m'a donné le courage, la volonté et la patience pour achever ce travail*

*Je tiens à exprimer ma gratitude et mes vifs remerciements à Messieurs les directeurs de thèse, **FOURAR Ali** Professeur à l'université Batna 2 et **Fawaz MASSOUH** professeur aux arts et métiers Paris, qui m'ont accompagné tout au long de ce travail, Merci pour votre disponibilité, votre confiance, vos encouragements et surtout votre patience.*

*Mes vifs remerciements, ma reconnaissance va particulièrement à Mr le professeur **Farid BAKIR** directeur du laboratoire Dyn- FLUID à Paris Tech pour m'avoir offert l'autorisation d'utiliser les résultats expérimentaux dans mon travail, ses discussions, ses conseils et enthousiasme m'ont été très grande motivation. Merci professeur*

*J'adresse mes respectueux remerciements aux membres du jury qui me font l'honneur d'accepter de juger ce travail. Merci à Monsieur le professeur **LAHBARI Noureddine** d'avoir présidé le jury. Merci à messieurs les Professeurs **MESSAMEH Abdelhamid**, **BRIMA Abdelhafid**, **MESSAID Belkacem**, qui m'ont fait l'honneur de contribuer à l'examen et l'analyse de mon travail.*

*J'adresse mes vifs remerciements à toute l'équipe de recherche du laboratoire Dyn fluid notamment Ivan **DOBREV**, Philippe **PANAYOTOV**, Florent **RAVELET**, Salima **ADJIRI**, Moises **SOLIS**, Federica **LISSI**,*

*J'adresse mes grands remerciements à Monsieur Bilal **ZOUZOU** pour son aide dans le travail numérique.*

Tous mes remerciements et mon estime à tous les enseignants du département de l'hydraulique de l'université de Oum El Bouaghi et l'université de Batna 2.

Résumé

L'objectif de ce travail de thèse est d'établir, tester, et vérifier la modélisation numérique instationnaire 3D de l'hydrodynamique et du transport particulaire à surface libre dans les ouvrages hydrauliques d'assainissement sans et avec des obstacles. L'approche de la phase discrète (Euler-Lagrange DPM) et de la dense phase discrète (Euler-Lagrange DDPM) sont retenues pour la modélisation de l'écoulement liquide et du transport particulaire, en tenant compte de l'interaction entre les obstacles et le phénomène de la turbulence. L'idée principale de notre approche est d'améliorer la méthode hybride Eulérienne-Lagrangienne par une nouvelle condition basée sur le calcul de l'énergie cinétique turbulente, en fonction de la contrainte de cisaillement calculée et les propriétés de chaque particule.

Cette condition a pour but de traiter l'interaction entre les particules et les parois et permet de représenter les dynamiques associées au transport particulaire et à leur entraînement en régime instationnaire.

La surface libre des écoulements horizontaux est modélisée à l'aide d'une condition de la symétrie, qui a été choisie après une étude comparative entre le modèle VOF et cette dernière, les profils des résultats sont presque identiques pour les deux cas.

La dispersion et l'interaction entre les particules solides et la turbulence sont étudiées en utilisant une approche Eulérienne-Lagrangienne couplée, bidirectionnelle et basée sur le modèle de turbulence $k - \omega - sst$ et $k - \varepsilon - RNG$ couplé avec le modèle de marche aléatoire dispersé (Discrete Random Walk Model DRW). Le modèle permet une description fine des mécanismes d'interactions entre les deux phases.

Les gradients de pression moyen de la solution numérique de l'écoulement turbulent pleinement développé dans la conduite sont comparés aux données expérimentales du laboratoire de dynamique des fluides (Dyn –Fluid) à l'ENSAM de Paris. Les résultats de simulation sont en parfaite adéquation avec les résultats expérimentaux du laboratoire de dynamique des fluides (Dyn –Fluid) à l'ENSAM de Paris. Les résultats montrent que la chute de pression augmente avec la taille des particules lorsque les concentrations et les vitesses sont plus élevées. Les résultats permettent de conclure que les modèles DPM et DDPM sont capable de prédire la trajectoire et le dépôt des particules solides localisés dans des zones préférentielles des domaines de calcul. Pour le troisième domaine de calcul concernant le décanteur lamellaire les résultats illustrent parfaitement le potentiel des méthodes numériques développées.

Mots clés : turbulence, simulation numérique, l'approche Eulérien –Lagrangien, interaction fluide-solide, surface libre, obstacle, le modèle de marche aléatoire.

Abstract

The objective of this thesis work is to establish, test, and verify the 3D unsteady numerical modeling of hydrodynamics and particulate transport in wastewater structures at free surface with and without obstacles. The Euler-Lagrange DPM and DDPM approach are used for the modeling of liquid flow and particulate transport, taking into account the interaction between the obstacles and the turbulence phenomenon. The main idea of our modeling is to improve the Eulerian-Lagrangian hybrid method by a new condition based on the calculation of threshold turbulent kinetic energy, depending on the calculated shear stresses and the properties of each particle. This condition deals with the interaction between the particles and the bottom of the structure and makes it possible to represent the dynamics associated with particulate transport, and their training in unsteady state.

The free surface of the horizontal flows is modeled using a condition of symmetry, which was chosen after a comparative study between the VOF model and the latter; the profiles of the results are almost identical for both cases.

The dispersion and interaction between solid particles and turbulence are studied using Euler-Lagrange two-way coupling approach, based on the turbulence model $k - \omega - sst$ and $k - \varepsilon - RNG$ coupled with the random walk model (discrete random walk model DRW). The model allows a fine description of the interaction mechanisms between the two phases.

The average pressure gradients of the numerical solution of the turbulent flow fully developed in the pipe are compared with the experimental data obtained in the Dyn-Fluid laboratory at ENSAM Paris. The simulation results are in good agreement with the experimental results. The results show that the pressure drop increases with particle size at higher concentrations. The qualitative results allow to conclude that the model is able to predict the trajectory and the deposition of the solid particles located in preferential zones of the domains of computation. For the lamellar decanter computation domain, the results perfectly illustrate the potential of the numerical methods developed.

Key words: free surface, obstacle, dispersed phase, random walk model, turbulence, Eulerian-Lagrangian approach, fluid-solid interaction.

ملخص

الهدف من هذه الرسالة هو التحقق والتأكد من النمذجة الرقمية غير الثابتة ثلاثية الأبعاد للهيدروديناميكيات وانتقال الجسيمات الصلبة في منشآت وهياكل الصرف الصحي المتميزة بوجود السطح الحر مع أو بدون عوائق. أستعمل نموذج Euler-Lagrange (DPM، DDPM) في نمذجة جريان السائل و تنقل الأجسام الصلبة مع الأخذ بعين الاعتبار التفاعل بين الحواجز وظاهرة الاضطراب. تتمثل الفكرة الرئيسية لنمذجتنا في تحسين الطريقة الهجينة Eulerian-Lagrangian من خلال الشروط الجديدة الخاصة بالحدود تعتمد على حساب الطاقة الحركية العتبية، اعتمادًا على إجهادات القص المحسوبة وخصائص كل جسيم.

تهدف هذه الحالة إلى علاج التفاعل بين الجسيمات والجدران وتمثيل الديناميكيات المرتبطة بنقل الجسيمات في جريان غير ثابت.

تم تصميم السطح الحر للتدفقات الأفقية باستخدام حالة التماثل، والتي تم اختيارها بعد دراسة مقارنة بين نموذج VOF وهذا الأخير؛ والنتائج كانت متطابقة تقريبًا لكلتا الحالتين. تمت دراسة التشتت والتفاعل بين الجسيمات الصلبة والاضطراب باستخدام طريقة Euler-Lagrange ثنائية الاتجاه، استنادًا إلى نموذج الاضطراب $k-\omega-sst$ و $k-\epsilon-RNG$ إلى جانب نموذج السير العشوائي (نموذج المشي العشوائي المنفصل DRW). يعطي للنموذج وصفًا دقيقًا لآليات التفاعل بين المرحتين.

تتم مقارنة متوسطات تدرجات الضغط للحل الرقمي للتدفق المضطرب بشكل كامل في الأنبوب مع البيانات التجريبية التي تم الحصول عليها في مختبر Dyn-Fluid في ENSAM بباريس. نتائج النمذجة الرقمية متوافقة مع النتائج التجريبية. تظهر النتائج أن انخفاض الضغط يزيد مع الكتلة الحجمية وقطر الجسيمات عند تراكيزات أعلى. وتسمح النتائج النوعية باستنتاج أن النموذج قادر على دراسة المسار وترسب الجزيئات الصلبة الموجودة في المناطق التفضيلية في منشآت الدراسة. بالنسبة لحوض الترسيب مع حواجز مائلة، النتائج توضح تمامًا إمكانيات التطرق والتأكد من المعنى الفيزيائي للنتائج المتحصل عليها بطرق النمذجة الرقمية.

الكلمات المفتاحية: الاضطراب، النمذجة الرقمية، طريقة Eulerian-Lagrangian ،

التفاعل بين السائل والأجسام الصلبة، السطح الحر، العوائق، نموذج السير العشوائي.

Table des matières

Introduction générale..... 1

Chapitre I

Les écoulements turbulents et le transport solide à surface libre

I.1. Introduction..... 6

I.2. La phase porteuse..... 7

I.2.1. Le phénomène turbulent..... 7

I.2.2. Les caractéristiques de la turbulence..... 8

I.2.3. Notions de turbulence..... 9

I.2.4. Les deux points de vue sur la turbulence 9

I.2.5. Étude des écoulements turbulents 9

1.2.5.1. Modélisation et aspect mathématique 9

I.2.6. Lois de paroi dans les écoulements turbulents 22

I.2.7. En écoulement turbulent à surface libre 23

I.2.7.1. Effet de la surface libre sur la turbulence 25

I.2.8. Les travaux de référence sur les écoulements turbulents chargés avec des particules solides dans les canaux à surface libre 27

I.2.8.1. Conduite d’assainissement 28

I.2.8.2. Décanteur lamellaire..... 32

I.3. La phase dispersée 35

I.3.1. Généralités sur les particules solides..... 35

I.3.2. Origines de la pollution particulaire..... 36

I.3.3. Caractéristiques de la pollution 37

I.3.3.1. Granulométrie des sédiments..... 37

I.3.3.2. Masse volumique 39

I.3.3.3. Concentration solide 39

I.3.4. Mode de transport des particules solides..... 40

I.3.5. Écoulements turbulents multiphasiques 41

I.3.5.1. Modélisation numérique des écoulements multiphasique 42

I.3.6. L’approche Euler-Lagrange dans les ouvrages d’assainissement 46

I.3.6.1. Prise en compte de la turbulence	46
I.3.6.2. Interaction particules –parois.....	47
I.3.6.3. Dynamique des particules.....	49
I.4. Conclusion	50

Chapitre II

Modélisation physique des écoulements turbulents eau – particules solides

II.1. Introduction	54
II.2. Définitions préliminaires	54
II.2.1. Définitions des grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire	54
II.3. Modulation de la turbulence pour la phase fluide et la phase particulaire	59
II.3.1. Modèle de Kolmogorov	60
II.3.2. Décompositions de Reynolds pour les écoulements diphasiques	61
II.3.3. Echelles caractéristiques de la turbulence.....	62
II.4. Description des écoulements particuliers turbulents	64
II.4.1. Bilan des forces s'exerçant sur une particule dans un écoulement.....	64
II.5. Effets agissant sur la dispersion des particules.....	70
II.5.1. Effet d'inertie	70
II.5.2. Effets de croisement de trajectoire et de continuité.....	70
II.5.3. Concentration préférentielle.....	71
II.6. Couplage unidirectionnel et bidirectionnel.....	72
II.7. Influence des parois	72
II.8. Influence des parois sur les particules	72
II.9. Conclusion	73

Chapitre III

Modélisation mathématique de la phase liquide

III.1. Introduction	76
III.2. Modélisation mathématique de la phase liquide (eau) par l'approche Eulérien-Lagrangien.....	76
III.2.1. Modélisation mathématique de la phase liquide cas des faibles concentrations	76
III.2.2. Les écoulements turbulents	79

III.2.2.1. Equation pour un écoulement turbulent	79
III.3. Traitement des parois	100
III.4. Modélisation de la surface libre	100
III.5. Modélisation mathématique de la phase liquide cas des fortes concentrations	103
III.5.1. Équations gouvernantes	103
III.6. Conclusion.....	104

Chapitre IV

Modélisation mathématique du transport des particules solides

IV.1. Introduction.....	106
IV.2. Modélisation multiphasique.....	106
IV.3. Approche Eulérienne-lagrangienne.....	108
IV.3.1. Approche Eulérien –Lagrangien modèle DPM	109
IV.3.1.1. Equation du mouvement des particules solides	110
IV.3.1.2. DPM approche	112
IV.4. Prise en compte de la dispersion turbulente des particules.....	118
IV.4.1. Le caractère turbulent et l'écoulement du fluide.....	118
IV.4.2. Dispersion turbulente	119
IV.4.3. Suivi stochastique.....	120
IV.4.3.1. Le modèle discrète de marche aléatoire.....	121
IV.4. 3.2. Equations prises en compte par le code de calcul.....	123
IV.5. Modèle de dense discret phase DDPM	124
IV.5.1. Modélisation mathématique pour la phase continue	125
IV.5.2. Modèle mathématique pour la phase dispersée	126
IV.5.3. Interaction particule -particule	127
IV.5.4. Modèles de turbulence.....	130
IV.5.4.1. Le modèle de turbulence dispersée.....	130
IV.6. Conclusion	131

Chapitre V

Modélisation numérique de la phase liquide et du transport solide

V.1. Introduction	133
V.2. Écoulement (eau).....	133
V.2.2. Méthode des volumes finis	133

V.2.2.1. Maillage	133
V.2.2.2. Discrétisation des équations aux dérivées partielles	134
V.2.2.3. Couplage pression – vitesse	136
V.2.3. Conditions initiales et aux limites.....	136
V.2.3.1. Condition limite en entrée.....	137
V.2.3.2. Condition limite en sortie.....	138
V.2.3.3. Condition aux parois	139
V.2.4. Conditions initiales	139
V.2.5. Algorithme de résolution	139
V.2.6. Contrôle de convergence	140
V.2.6.1. Coefficient de sous relaxation.....	141
V.3. La phase particulaire	141
V.3.1. Intégration numérique de la trajectoire des particules.....	141
V.3.2. Pas de temps lagrangien.....	142
V.3.3. DPM Conditions aux limites	143
V.3.3.1. Etat initial des particules	143
V.3.3.2. Les types d'injections.....	144
V.3.3.3. DPM Condition aux limites à l'entrée et à la sortie.....	145
V.3.3.4. Condition limite sur le fond et les murs	145
V.3. 4. Stratégies de solution pour la phase discrète	149
V.4. Conclusion.....	152

Chapitre VI

Résultats et discussion

VI.1. Introduction.....	154
VI.2. Nature et position du problème	155
VI.2.1. Configurations expérimentales.....	155
VI.2.1.1. Application du modèle a une conduite horizontale	155
VI.2.1.2. Caractéristiques des solides	156
VI.2.1.3. Les quantités mesurées	156
VI.2.2. Configurations numérique.....	157
VI.2.2.1. Du domaine physique au domaine numérique.....	158
VI.2.2.2. Maillage	160

VI.2.2.3. Conditions initiales et coefficients de sous-relaxation	163
VI.2.2.4. Pas de temps d'intégration.....	164
VI.3. Résultats et discussions	164
VI.3.1. Cas de l'eau pur pour une conduite horizontale (cas d'une simple géométrie)	164
VI.3.1.1. Validation du modèle en monophasique.....	164
VI.3.1.2. Simulation du champ d'écoulement	167
VI.3.1.3. Conclusion	178
VI.3.2. Transport particulaire pour une conduite horizontale	179
VI.3.2.1. Vérification numérique du modèle DPM et DDPM en conduite horizontale .	180
VI.3.2.2. Conclusion	206
VI.3.3. Modélisation du canal à surface libre à géométrie complexe	207
VI.3.3.1. Nature et position du problème.....	208
VI.3.3.2. Modélisation mathématique de l'hydrodynamique et du transport des sédiments dans un écoulement à surface libre turbulent instationnaire	210
VI.3.3.3. Géométrie du canal	212
VI.3.3.4. Les conditions aux limites	213
VI.3.3.5. Procédure de solution	214
VI.3.3.6. Effet de la surface libre sur les écoulements turbulents dans un canal avec un obstacle	215
VI.3.3.7. Effet de l'obstacle sur le comportement hydrodynamique dans un canal rectangulaire.....	216
VI.3.3.8. Cas de deux obstacles	225
VI.3.3.9. Conclusion	228
VI.3.3.10. Cas du séparateur à lamelles.....	228
VI.4. Conclusion	238
Conclusion générale et perspectives	240
Bibliographie.....	247

Liste des figures

Figure. I. 1: (a) Grandeur statistiquement instationnaire. (b) stationnaire	14
Figure. I. 2 : Les modèles de turbulence (RANS).....	17
Figure. I. 3 : Schématisation de la subdivision de la couche interne de l'écoulement [53]. ...	24
Figure. I. 4 : Réduction de l'intensité turbulente verticale due à la surface libre (Nezu et Nakagawa 1993) [122]......	27
Figure. I. 5 : Classification des particules solides selon l'échelle de Wentworth [172].	37
Figure. I. 6 : Comparaison entre approche Eulérienne et approche Lagrangienne pour la description des mouvements particuliers.....	45
<hr/>	
Figure. II. 1 : Courbe du coefficient de traînée standard d'une sphère. (Tirée de Crowe et al. (1998)[41]......	66
Figure. II. 2 : Trajectoires de particules dans un tourbillon et une zone de déformation pure. Symboles creux pour des particules plus légères que le fluide et symboles pleins pour les plus lourdes [155] [180].	71
Figure. II. 3 : Influence de la distance à la paroi sur le coefficient de traînée d'une particule isolée pour différents nombre de Reynolds particulières [8].	73
<hr/>	
Figure. III. 1 : Schéma Itératifs Pour Obtenir L'équation D'évolution Des Corrélations.....	84
<hr/>	
Figure. IV. 1 : Variation du coefficient de traînée pour les différentes corrélations [164]...	115
Figure. IV. 2 : Coefficient de traînée CD en fonction du nombre de Reynolds particulaire, d'après ERCOFTAC (2008) [56]	115
Figure. IV. 3 : Influence de la fraction volumique sur le coefficient de traînée [164]	117
Figure. IV. 4 : Le mouvement de particules dans un écoulement turbulent [152]	119
<hr/>	
Figure. V. 1 : L'algorithme SIMPLE. D'après Fluent (2015).	140
Figure. V. 2 : Gamme de diamètres de particules pour la distribution de Rosin-Rammler. .	144
Figure. V. 3 : Diagramme de Shields [26]	146
Figure. V. 4 : Contrainte critique de mise en mouvement de Shields (1936) [151] et après modification de Soulsby (1997) [154] pour les particules fines.	147
Figure. V. 5 : Schéma de DPM découplé.....	150
Figure. V. 6 : Schéma de l'approche du couplage bidirectionnel DPM	151

Figure. V. 7 : Transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre la phase discrète et la phase continue (Fluent, 2011b)	151
Figure. VI. 1: Schéma du montage expérimental ([137], [143]).	155
Figure. VI. 2: Croquis de la boucle de test. Vues de dessus et de côte ([137], [143]).....	155
Figure. VI. 3: Géométrie de la conduite	159
Figure. VI. 4: Géométrie du canal avec un obstacle	159
Figure. VI. 5: Géométrie du canal avec deux obstacles.....	159
Figure. VI. 6: Géométrie du décanteur lamellaire	160
Figure. VI. 7: Maillage 3D de la conduite	161
Figure. VI. 8: représentation la densité de maillage (455272mailles, taille (0.006))	162
Figure. VI. 9: Le maillage 3D du canal avec un seul obstacle.....	162
Figure. VI. 10: Le maillage 3D du canal avec deux obstacles.....	163
Figure. VI. 11: Le maillage 3D du décanteur lamellaire	163
Figure. VI. 12: Influence de la densité du maillage sur les profils de vitesse à une distance de 2.5m%, tracés selon un diamètre vertical (pour une vitesse de 2 m/s imposée à l'entrée de la conduite) (ligne rouge le maillage avec un pas 0.01, ligne bleu le maillage avec 0.006, ligne verte le maillage avec 0.005, ligne rose le maillage avec 0.004)	166
Figure. VI. 13 : Gradient hydraulique mesuré et simulé pour l'eau pure	167
Figure. VI. 14: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances dans un plan orthogonal (z plan) (v=1m/s).....	168
Figure. VI. 15: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans les deux plan médian perpendiculaire et parallèle à l'écoulement et à l'entrée et à la sortie de la conduite (v=1m/s)	168
Figure. VI. 16: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances dans un plan orthogonal (z plan) (v=2m/s).....	169
Figure. VI. 17: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans un plan médian perpendiculaire à l'écoulement et à l'entrée et à la sortie de la conduite (v=2m/s)	169
Figure. VI. 18: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances dans un plan orthogonal (z plan) (v=3m/s).....	169
Figure. VI. 19: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans un plan médian perpendiculaire à l'écoulement, à l'entrée et à la sortie de la conduite (v=3m/s)	170
Figure. VI. 20: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances axiales dans un plan orthogonal (z plan) (v=4m/s)	170

Figure. VI. 21: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans un plan médian perpendiculaire à l'écoulement, à l'entrée et à la sortie de la conduite (v=4m/s)	170
Figure. VI. 22: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans les plans près de la paroi, perpendiculaire et parallèle à l'écoulement.....	171
Figure. VI. 23: Représentation des contours de vitesses respectivement à une distance de 1m et 2 m pour v=5m/s.....	171
Figure. VI. 24: Représentation des contours de vitesses à l'entrée et dans les deux plans parallèles et perpendiculaires au sens de l'écoulement pour v=5m/s.....	172
Figure. VI. 25: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances (l'entrée et la sortie de la conduite, Z= 1m ,2.5m, 4 m) pour les vitesses 1, 2, 3,4 m/s en 3000 itérations	173
Figure. VI. 26: Représentation des contours de pression en (Pa) pour v=1m/s.....	174
Figure. VI. 27: Représentation des contours de pression (Pa) pour v=2m/s.....	174
Figure. VI. 28: Représentation des contours de pression en (Pa) pour v=3m/s.....	175
Figure. VI. 29: Représentation des contours de pression en (Pa) pour v=4m/s.....	175
Figure. VI. 30: Représentation des contours de pression à l'entrée et dans les deux plans parallèles et perpendiculaires au sens de l'écoulement pour v=5m/s.....	176
Figure. VI. 31: Distribution de l'énergie cinétique turbulente en (m ² /s ²) à différentes distances axiales et pour différentes vitesses d'entrée (cas eau pure)	177
Figure. VI. 32 : Distribution de la dissipation d'énergie en (m ² /s ³) (cas eau pure).....	178
Figure. VI. 33: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration 5 %)	182
Figure. VI. 34: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration de l'alumine 10%)	182
Figure. VI. 35: profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration de l'alumine 15 %)	183
Figure. VI. 36: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration de l'alumine 20 %)	183
Figure. VI. 37: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration des particules de verre 5%).....	184

Figure. VI. 38: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration des particules de verre 10%).....	184
Figure. VI. 39: gradient hydraulique en fonction de la vitesse de mélange pour les effets de densité pour une concentration 5% des particules solides de verre et d'alumine.	185
Figure. VI. 40: Effet des propriétés des particules densité et diamètres.....	185
Figure. VI. 41: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales $Z= 1,2.5$ et 4 m pour différentes vitesse de mélange ($v= 2, 3, 4$ m/s) et pour une concentration de 5% en $30S$	186
Figure. VI. 42: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales $Z= 1,2.5$ et 4 m pour différentes vitesse de mélange ($v=1, 3, 4$ m/s)et pour une concentration de 10% en $30 S$	187
Figure. VI. 43: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales $Z= 1,2.5$ et 4 m pour différentes vitesse de mélange ($v=1, 2, 3,4$ m/s) et pour une concentration de 15% en $30S$	187
Figure. VI. 44: Représentation des contours de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plans perpendiculaire (prés des parois, médian), ($d=5mm, c=5\%$).....	188
Figure. VI. 45: Représentation des contours de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plans (prés des parois, médian), ($d=6mm, c=10,15\%$)	188
Figure. VI. 46: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales $Z= 1,2.5$ et 4 m pour différentes vitesse de mélange et pour une concentration de 10% en $30S$	189
Figure. VI. 47: Distribution de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plan (sortie, médian perpendiculaire) $v=2m/s$	190
Figure. VI. 48: Distribution de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plan (entrée, sortie, médian, parallèle et perpendiculaire) $v=4m/s$	190
Figure. VI. 49: Distribution de la vitesse axiale de la phase liquide en m/s à différentes distances axiales pour différentes vitesses de mélange($d=5mm$ et $c=5\%$).....	191
Figure. VI. 50: Distribution de la vitesse axiale en m/s de la phase liquide à différentes distances axiales de la conduite pour différentes vitesses de mélange ($d=6mm$ et $c=10\%$)..	192
Figure. VI. 51: Distribution de la vitesse axiale en m/s à différentes distances axiales $Z= 1,2.5, 3,4$ m et à la sortie de la conduite pour différentes vitesses ($d=6mm$ et $c=15\%$).....	194
Figure. VI. 52: Distribution de la vitesse en m/s au plan près des parois pour une vitesse de mélange 1 m/s pour la particule de $6mm$ et la concentration de 20%	195
Figure. VI. 53: Distribution des vitesses en m/s au plan près des parois pour une vitesse de mélange $2m/s$ pour la particule de $6mm$ et la concentration de 20%	195

Figure. VI. 54: Distribution de la vitesse en m/s au plan près des parois et à la sortie de la conduite pour une vitesse de mélange 3m/s pour la particule de 6mm et la concentration de 20%.....	196
Figure. VI. 55: Distribution de la vitesse en m/s au plan médian parallèle à l'écoulement et à la sortie de la conduite pour une vitesse de mélange 4m/s pour la particule de 6mm et la concentration de 20%	196
Figure. VI. 56: Comparaisons des profils de vitesse de la phase liquide pour des concentrations C= 10% et C=15% à différentes distances axiales (Z= 1,2.5 et 4 m) et pour différentes vitesse de mélange à t=30s	197
Figure. VI. 57: Distribution de la vitesse en m/s au plan médian perpendiculaire à l'écoulement pour une vitesse de mélange 1 m/s et une concentration de 10% pour la particule de d=6mm.....	198
Figure. VI. 58: Distribution de la vitesse en m/s au plan médian perpendiculaire à l'écoulement pour une vitesse de mélange 4 m/s et une concentration 10% pour la particule de d= 6mm.....	199
Figure. VI. 59 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine d=6mm, C=10%, t=30s.....	199
Figure. VI. 60 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 10 s pour une vitesse v= 1 m/s	200
Figure. VI. 61 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 14 s pour une vitesse v= 1m /s	201
Figure. VI. 62 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine et la phase liquide après une durée de 30 s pour v= 1 m/s	201
Figure. VI. 63 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 10 s pour une vitesse v= 1 m/s	202
Figure. VI. 64 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine et de verre après une durée de 14 s pour une vitesse v= 1 m/s.....	202
Figure. VI. 65 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 30 s pour v= 1 m/s.....	203
Figure. VI. 66 : Représentation de la trajectoire des particules d'alumine et la phase liquide après une durée de 30 s pour v= 1 m/s	203
Figure. VI. 67 : Représentation des profils de la turbulence tracé selon un diamètre verticale à une distance axiale Z=1m pour une vitesse de mélange 1 m/s et pour (d=6mm, c=10%) en 30S	204
Figure. VI. 68 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente en m ² /s ² à différentes distances axiales Z=1,2.5, 3,4 m et à la sortie de la conduite pour c= 5%(cas mélange eau –particules d'alumines).....	204

Figure. VI. 69 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2 à différentes distances axiales $Z=1,2.5, 3,4$ m et à la sortie de la conduite pour différentes concentrations (cas mélange eau –particules d'alumines)	205
Figure. VI. 70: Représentation des profils de comparaison de la turbulence tracé selon un diamètre verticale à des distances axiales $Z=1,2.5$ et 4 m pour une vitesse de mélange $1m/s$ et pour un mélange de phase particulaire de ($d=6mm, c=10\%$) et l'eau pure en $30S$	206
Figure. VI. 71: La partie intermédiaire (la partie lamellaire)	213
Figure. VI. 72: Représentation des comparaisons des profils de vitesses autour de l'obstacle pour $Y = 2$ m ($t=35s$).....	216
Figure. VI. 73 : Répartition des champs de vitesse dans un canal sans obstacle.....	217
Figure. VI. 74 : Représentation la variation des vitesses en m/s simulé avec la condition de la symétrie imposée à la surface libre dans un canal avec un seul obstacle.....	217
Figure. VI. 75: Variation temporelle de la vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 10$ s).....	218
Figure. VI. 76: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 25s$)	218
Figure. VI. 77: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 35s$)	218
Figure. VI. 78: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 40s$)	219
Figure. VI. 79: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 50$ s ÷ 60 s)	219
Figure. VI. 80: Les profils de vitesse en (m / s) calculés dans un plan horizontal	220
Figure. VI. 81: L'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2	221
Figure. VI. 82: champ de dissipation en (m^2 / s^3)	221
Figure. VI. 83: Champ de pression en (Pa) dans un canal avec un obstacle	221
Figure. VI. 84: Représentation de la trajectoire des particules solides $t= (10s)$	222
Figure. VI. 85: Profil de comparaison des fractions volumiques pour $X=4.5m$	223
Figure. VI. 86: Profil de comparaison des fractions volumiques pour $X=5.5m$	224
Figure. VI. 87: Les zones de recirculations avant l'obstacle	225
Figure. VI. 88: Les zones de recirculations après l'obstacle	225
Figure. VI. 89: Champ de pression (Pascal)	226
Figure. VI. 90: Vecteurs des vitesses en (m/s) dans un canal avec deux obstacles	226
Figure. VI. 91: Vecteurs des vitesses en (m/s) dans la zone entre deux obstacles (zone de recirculation)	226

Figure. VI. 92: Vecteurs des vitesses en (m/s) après l'obstacle n°2	227
Figure. VI. 93: Les lignes de courant dans la zone entre deux obstacles	227
Figure. VI. 94: Distribution de l'énergie cinétique en (m^2/s^2) dans un canal avec deux obstacles	227
Figure. VI. 95 : Distribution de la dissipation en (m^2/s^3).....	228
Figure. VI. 96 : Les lignes de courant de la vitesse liquide dans l'ouvrage complet en 3D (t=544s).....	229
Figure. VI. 97 : Les lignes de courant de la vitesse liquide dans la première partie du décanteur lamellaire (dans un plan horizontal) (dans les premiers temps de simulation t=150s)	230
Figure. VI. 98 : Champs de vitesses en m/s dans la structure lamellaire en 3D (entres les lames).Effet de la concentration des particules solides sur le champ de vitesse d'écoulement	230
Figure. VI. 99 : Répartition des contours vitesses de la phase liquide dans les plans parallèles à l'écoulement pris à différentes distances dans l'ouvrage complet en 3D	231
Figure. VI. 100 : Répartition des contours vitesses verticales en (m/s) de la phase liquide dans les plans parallèles à l'écoulement pris à différentes distances dans l'ouvrage complet en 3D	232
Figure. VI. 101 : Représentation de la trajectoire des particules solides pour t=150s.....	233
Figure. VI. 102 : Représentation de la trajectoire des particules solides pour t=400s.....	233
Figure. VI. 103 : Représentation de la trajectoire des particules solides pour t=544s.....	234
Figure. VI. 104 : Vitesse de dépôt en (m/s) pour différentes tailles de particules.....	234
Figure. VI. 105 : Représentation la trajectoire des particules solides pour le temps final t=544s de la simulation (condition Fluent)	235
Figure. VI. 106 : Représentation la trajectoire et le dépôt des particules solides de différents diamètres pour le temps final t=544s de la simulation (condition Fluent) dans l'ouvrage complet en (3D).....	236
Figure. VI. 107 : Représentation la trajectoire des particules solides pour le temps final t=544s de la simulation (condition proposée)	236
Figure. VI. 108 : Représentation la trajectoire et le dépôt des particules solides de différents diamètres pour le temps final t=544s de la simulation (condition proposée) dans l'ouvrage complet en (3D).....	237

Liste des tableaux

Tableau. I. 1 : Avantages et inconvénients de différents types de modèles de turbulence.....	21
Tableau. I. 2 : Diamètres caractéristiques et pourcentage massique inférieur à 100 µm. D’après Chebbo (1992), cité par Ashley et al. (2004) et Dufresne(2008). ([35], [10], [50])... 38	38
Tableau. I. 3 : Masse volumique des matières en suspension pour un réseau séparatif pluvial (Chebbo, 1992) [35]	39
Tableau. I. 4 : Masse volumique des matières en suspension dans les eaux de ruissellement [4]	39
Tableau. III. 1 : Les problèmes de fermetures des équations	89
Tableau. III. 2 : Différentes valeurs proposées pour les coefficients du modèle $k - \varepsilon$ [74]... 92	92
Tableau. III. 3 : Constantes du modèle $k-\omega$ -sst	99
Tableau. IV. 1 : Comparaison des méthodes de modélisation des écoulements multiphasique	107
Tableau. IV. 2 : Valeurs des constantes empiriques pour la corrélation de Morsi et Alexander (1972) [116].....	114
Tableau. IV. 3 : Le tourbillon caractéristique dans Ansys Fluent15	123
Tableau. V. 1 : Caractéristiques de l'échantillon pour la distribution de Rosin-Rammler [160]	144
Tableau. VI. 1 : Caractéristiques physiques des billes calibrées et des différents mélanges ([137], [143]).....	156
Tableau. VI. 2 : Le pourcentage de la présence de la particule dans une cellule en fonction de son diamètre	166

Nomenclature

Sigles

DPM	Discrete Phase Model, modèle de la phase discrète
DDPM	Dense Discrete Phase Model, Modèle dense de phase discrète
DEM	Discrete Element Method, Méthode Des Eléments Discrets
KTGF	Kinetic Theory Of Granular Flow, Théorie Cinétique De L'écoulement granulaire
VOF	Volume of Fluid, Volume De Fluide
EE	Eulerien-Eulerien
LE	Lagrangien-Eulerien
PDF	Probability Density Function", Fonction De Densité De Probabilité
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes", Equations De Navier-Stokes moyennées
DRW	Random Walk (DRW) Model, Modèle De Marche Aléatoire (DRW)
BSS	Bed Shear Stress, Contrainte De Cisaillement Au Lit
BTKE	Bed Turbulent Kinetic Energy, Energie Cinétique Turbulente Au Lit

Lettres latines

C :	Concentration kg /m ⁻³
C_D :	Le coefficient de traînée.
D :	Diamètre de la conduite [m]
d_p :	Diamètre de la particule [m]
dt :	Pas de temps [s]
dx :	Pas d'espace en x [m]
dy :	Pas d'espace en y [m]
dz :	Pas d'espace en z [m]
g :	Accélération de la pesanteur [m/s ²]
h :	Hauteur du canal [m]
I :	Intensité turbulente [%]
K :	Énergie cinétique turbulente [m ² /s ²]
k_f	Energie d'agitation turbulente de l'écoulement fluide [m ⁻² .s ⁻²]
L :	Longueur du canal [m]
L_t :	Échelle caractéristique des grands tourbillons (échelle intégrale)
l_e :	Longueur de dissipation [m]

L_m :	Longueur de mélange [m]
m_p :	La masse de la particule, [kg]
P :	Pression local du fluide [N/m ²]
P_{ij} :	Terme de production
Re :	Nombre de Reynolds de l'écoulement
Re_p :	Le nombre de Reynolds particulaire
Re_t :	Le nombre de Reynolds de la turbulence
R_{ij} :	Contraintes des Reynolds
S_{ij} :	Tenseur de taux de déformation
St	Nombre de Stokes
t :	Temps [s]
t_{cp} :	Temps d'interaction entre une particule et un tourbillon [s]
T_L :	Temps intégrale Lagrangienne [s]
T_{mE} :	L'échelle mobile Eulérienne
u_f :	La vitesse instantanée du fluide [m/s]
u_p :	La vitesse instantanée des particules [m/s]
\vec{u}_p :	Le vecteur vitesse de la particule [m/s]
\dot{u} :	Composante fluctuante de la vitesse suivant l'axe des x [m/s]
\bar{u} :	Composante de vitesse moyenne en régime turbulent [m/s]
u^* :	Vitesse de frottement [m/s]
$\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j}$:	Composantes du tenseur de Reynolds [m ² /s ²]
v :	Échelle caractéristique de vitesse des plus petits tourbillons
V_R :	La norme de la vitesse relative entre le fluide et la particule
ν :	Viscosité cinématique [m ² /s]
ν_t :	Viscosité cinématique turbulente [m ² /s]
x_i :	Coordonnées [m]
\vec{x}_p :	Le vecteur position [m]
y^+ :	Distance adimensionnelle

Symboles grecs

ε : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente [m²/s³]

- δ_{ij} : Symbole de Kronecker
- Γ : Coefficient de diffusion [kg/ms]
- λ : La 2eme viscosité dynamique moléculaire [kg/ms]
- λ_0 : Échelle caractéristique de longueur des plus petits tourbillons
- α : La fraction volumique
- α_s La fraction volumique secondaire
- μ : viscosité dynamique moléculaire [kg/ms]
- μ_t : Viscosité dynamique turbulente [kg/ms]
- ρ_f : La masse volumique du fluide, [kg/m³]
- ρ_p : La masse volumique des particules, [kg/m³]
- σ_{ij} : La composante générale d'un tenseur du 2eme ordre (tenseur des contraintes) [kg/m.s²]
- τ_t : Échelle caractéristique de temps des petits tourbillons
- $\tilde{\tau}_{ij}$: Tenseur des contraintes visqueux [kg/m.s²]
- τ_p , le temps de relaxation de la particule [[s]
- Ω_{ij} : Tenseur de viscosité
- σ_k et σ_ε : les nombres de Prandtl

Remarque :

La liste si dessus est une notation partielle, les notations qui concernant qu'un seul paragraphe seront spécifiées dans ce dernier.

Introduction générale

Introduction générale

La compréhension du comportement des particules solides immergées dans un fluide en écoulement turbulent à surface libre est d'un grand intérêt pour nombre d'applications industrielles et environnementales, on peut citer à titre d'exemple : les phénomènes naturels concernant le transport de microparticules polluantes, la dynamique sédimentaire des environnements côtiers et fluviaux, les écoulements dans les ouvrages d'assainissement...

Les ouvrages hydrauliques d'assainissement sont prévus pour évacuer entre autre, les eaux pluviales. Plusieurs études ([10], [35]) ont montré que ces eaux véhiculent des concentrations parfois importantes de substances et de matières solides non négligeables pouvant altérer la qualité du milieu récepteur, en particulier les matières en suspension (MES). Dans la plupart de ces réseaux, les conditions hydrauliques n'assurent pas le transport de toute la phase solide et des dépôts substantiels se produisent, conduisant à l'obturation des conduites.

Les solides que l'on y trouve, ou qui y transitent, présentent de caractéristiques physicochimiques diverses (tailles très étendues, masses volumiques et formes variables, particules minérales et organiques). Tout ceci fait que les mécanismes du transport solide dans les collecteurs en milieu urbain peuvent être très différents de ceux rencontrés en milieux naturelles.

Le mouvement des particules solides dans un écoulement liquide turbulent à surface libre est particulièrement complexe du fait de la multitude des interactions entrant en jeu. En effet, ces particules solides peuvent interagir avec l'écoulement de l'eau, les parois, mais aussi, selon la concentration en particules, des interactions entre les particules peuvent même survenir. À cela se rajoute la difficulté à caractériser ces interactions puisqu'elles peuvent dépendre de paramètres aussi variés telle que la turbulence du fluide, la géométrie de l'écoulement, la forme et les propriétés physiques des particules solides. L'étude d'un tel écoulement peut donc difficilement être réalisée en tenant compte de tous ces facteurs. S'agissant de cette étude, l'effet de la variation de la concentration solide et le changement alterné de l'écoulement liquide et solide ainsi que les interactions entre les particules et les parois sont pris en considération dans des simples et complexes géométries.

Les particules solides seront considérées sphériques, de diamètres variables et de masse volumique supérieure à celle de l'eau.

La modélisation numérique des écoulements diphasiques à phase particulaire dont la réalisation peut avoir lieu par deux approches, l'approche Eulero-Eulérienne et l'approche Eulero-Lagrangienne. Dans cette dernière, les particules sont suivies individuellement au sein de la phase porteuse qui est, quant à elle, décrite en résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées ([17], [55]). Les principaux atouts de cette approche est qu'elle permet une description précise du comportement global et individuel des particules solides, ainsi que la prise en compte des interactions particule-parois et particule-particule.

Afin d'étudier de manière plus fine les phénomènes qui influent sur le comportement des particules dans l'écoulement liquide à surface libre, nous utilisons l'approche Eulérienne/Lagrangienne pour de faibles concentrations DPM, de fortes concentrations DDPM et en incluant tous les phénomènes susceptibles d'affecter leurs mouvements (forces, dispersion, collisions...), pour trois configurations géométriques :

- Conduite horizontale, cas d'une géométrie simple sans obstacle,
- Un canal avec obstacle, deux obstacles
- une série des plaques inclinées (décanteurs lamellaires) cas de la géométrie plus complexe.

Ces deux modèles numériques basés sur l'approche Eulérienne/Lagrangienne sont enrichis par de nouvelles conditions d'interaction particule/paroi afin de localiser le dépôt dans les zones présentant des caractéristiques géométriques et hydrodynamiques favorables, pour étudier les écoulements à deux phases (eau –solide) dans les ouvrages d'assainissement à surface libre permettant de profiter des simplifications offertes par la condition de la symétrie du problème de la surface libre .

Le choix et la motivation de ce travail de thèse reposent sur la volonté d'élargir les champs d'applications pour augmenter la validité et améliorer les modèles proposés, et étudier d'autres phénomènes physiques, telle que l'effet de la concentration, le diamètre, la masse volumique sur les caractéristiques dynamiques de la phase dispersée ainsi que celles du fluide porteur (eau) afin de faciliter le développement futur des modélisations Euler-Lagrange.

Pour ce faire, nous étudierons aussi bien l'effet de l'inertie des particules dans des écoulements horizontaux et verticaux descendant dans le bassin de décantation avec des obstacles inclinés. Parallèlement à cela, le comportement hydrodynamique de l'eau est examiné, nous nous intéresserons notamment à la trajectoire des particules.

Le traitement des écoulements liquides-particules dans les conduites à faible pente est plus difficile que celui d'une conduite à forte pente, car les particules ont tendance à se concentrer dans la partie inférieure de la conduite et entraînent une fréquence de collisions plus élevée.

Le plan de cette thèse se présente ainsi :

- Le premier chapitre constituant le fondement de cette thèse présente l'état actuel des connaissances dans le but de justifier les travaux effectués et présentés dans les chapitres successifs de la thèse. Il s'agit d'une étude bibliographique sur les écoulements liquides et solides. L'étude montre les principaux paramètres influençant le gradient hydraulique et le champ de vitesse entre la suspension et la paroi. La deuxième partie de ce chapitre introduit les grandeurs caractéristiques nécessaires à la simulation des écoulements diphasiques.
- Le deuxième chapitre a pour but de connaître la modélisation physique des écoulements liquide - solide qui font partie de la famille des écoulements à phase dispersée. Cette classe d'écoulements présente la particularité de posséder une phase à caractère discret (les particules) "entourée" d'une phase continue (l'eau). La prédiction correcte de tels écoulements nécessite de modéliser la physique de chacune des phases mais aussi leurs interactions. Dans ce chapitre une revue des phénomènes physiques apparaissant dans les écoulements fluide-solides pour les particules sera présentée. La phase fluide sera décrite dans ses aspects les plus pertinents dans le but d'une modélisation physique du comportement de la phase particulaire (diamètres, masse volumique).
- Le troisième chapitre a pour but de présenter en détail les modèles mathématiques régissant l'écoulement monophasique (phase fluide) / que nous avons jugés pertinents dans notre étude, les éléments théoriques fondamentaux de la dynamique des fluides sont introduits.
- Le chapitre 4 vient compléter le précédent en introduisant une phase des particules solides dans l'écoulement. Pour présenter les caractéristiques du suivi lagrangien des particules solides, l'approche Eulérienne-Lagrangienne, est utilisée pour la simulation des particules solides, une description de l'équation permettant de calculer la trajectoire d'une particule solide ainsi que les méthodes numériques associées en tenant compte les différentes interactions, seront présentées dans la deuxième partie de ce chapitre.

- Le chapitre 5, s'intéresse à la faisabilité du code de calcul numérique de dynamique des fluides pour modéliser les champs de vitesses des écoulements turbulents instationnaires chargés avec des particules solides dans les collecteurs d'assainissement, cas d'une géométrie simple et de décanteurs lamellaires cas d'une géométrie plus complexe.

Le maillage, les conditions initiales et aux limites retenues pour le passage du domaine physique au domaine numérique seront discutés dans la première partie de ce chapitre, consacrée à la phase porteuse (eau), et dans la deuxième partie au transport solide.

- Le sixième chapitre s'intéresse à l'application de la modélisation 3D instationnaire DPM et DDPM du transport solide en conduite horizontale, pour lequel quelques données expérimentales sont disponibles pour tester sa fiabilité puis sur un ouvrage de décanteur lamellaire réel.
- Dans la conclusion générale nous avons dégagé les résultats marquants de notre travail ainsi que l'intérêt de quelques orientations futures de notre travail.

Chapitre I

*Les écoulements turbulents et
le transport solide à
surface libre*

I.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de dresser l'état actuel des connaissances sur les écoulements turbulents diphasiques (eau – particules solides) dans les canaux à surface libre.

Les écoulements des particules solides dispersées dans un fluide sont appelés écoulements particuliers ou écoulements chargés de particules. Les écoulements particuliers à surface libre sont présents dans diverses applications industrielles et dans l'environnement.

En assainissement : les déversoirs d'orage, les collecteurs, les séparateurs à effet vortex.
En rivière : les bassins de protection contre les inondations, les expansions de largeur.

En épuration : les décanteurs primaires, les clarificateurs, ainsi que de nombreuses autres applications telles que les échangeurs thermiques, les hydrocyclones de l'industrie minière, les bassins d'aquaculture, etc.

Le type d'écoulement qui nous intéresse fait intervenir deux phases : une phase porteuse fluide et une phase composée de particules solides en tenant compte de la surface libre. De ce fait il faut s'intéresser d'une part à la distribution spatiale de ces particules, et d'autre part à la modification de l'écoulement induite par la présence des particules et la surface libre. Ces interactions sont importantes et sont sujettes à de nombreux paramètres physiques : densité et concentration des particules, forme et taille des particules, régime d'écoulement de la phase porteuse. La modélisation et la prédiction de ces interactions est l'une des questions centrales de la mécanique des fluides diphasiques depuis de nombreuses années.

La première partie de ce chapitre, porte sur les équations de la mécanique des fluides qui régissent l'hydrodynamique des écoulements turbulents de la phase porteuse dans les ouvrages d'assainissement. Nous rappelons les équations de base, équations du champ moyen de vitesse et équation de transport du tenseur de Reynolds sur lesquelles s'appuient les analyses développées ultérieurement.

Les différentes approches de résolution de ces équations en nous appuyant sur des résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature sont aussi commentées.

La deuxième partie a pour objet de décrire les mécanismes physiques régissant le transport et le dépôt d'une particule dans un écoulement. Il est indispensable de caractériser les particules retrouvées dans les eaux de ruissellement en termes de distribution granulométrique, masse volumique, concentration.

Dans une dernière partie nous rappelons les fondements des modèles existants pour reproduire le transport des particules solides dans les ouvrages d'assainissement à surface libre.

I.2. La phase porteuse

Les objectifs de cette partie consistent à :

- Montrer la complexité des écoulements turbulents pouvant se développer dans les ouvrages d'assainissement. Nous présentons d'abord les notions classiques sur les écoulements turbulents, les modèles mathématiques et numériques pour décrire les écoulements turbulents ainsi que les différentes approches de résolution des équations de mouvement.

Le chapitre s'intéresse aussi à l'effet de la surface libre sur la turbulence. Après un bref rappel bibliographique des études expérimentales et numériques sur la turbulence dans la conduite, des rappels sont produits de manière à présenter les orientations principales de cette étude.

- Montrer la complexité des écoulements pouvant se développer dans les bassins de géométrie rectangulaire avec des obstacles, telle que le décanteur lamellaire qui se caractérise par la présence d'un nombre important d'obstacles.

I.2.1. Le phénomène turbulent

Les écoulements instables, instationnaires qui se caractérisent par une variation de toutes les variables décrivant le mouvement dans le temps forment une gamme très large des écoulements que l'on rencontre dans la nature : les écoulements turbulents appartiennent à cette catégorie. Un premier point singulier est qu'il est très difficile de les définir de manière exacte, rigoureuse et consensuelle, lorsqu'on aborde l'étude de ces écoulements

Une conséquence est qu'il est également presque impossible de définir ce que serait la «turbulence». Derrière le vocable turbulence, souvent utilisé en pratique, les chercheurs et les ingénieurs appartenant aux nombreuses communautés scientifiques qui étudient des écoulements turbulents regroupent des caractéristiques partagées par ces différents écoulements et que possèdent donc un certain degré d'universalité. Ces caractéristiques qui tiennent lieu de critères définitoires pour une définition analytique des écoulements turbulents sont les suivantes.

I.2.2. Les caractéristiques de la turbulence

- 1- l'écoulement est tridimensionnel¹
- 2- L'écoulement est instationnaire (ce qui exclut les écoulements permanents, qui peuvent présenter toutefois des propriétés complexes comme le chaos Lagrangien) ([29], [129], [130]).
- 3- Incertitude (de mesure, de calcul).
- 4- Caractère aléatoire, désordonné, fluctuant.
- 5- Augmentation du mélange
- 6- Imprévisibilité, non déterministe, grande sensibilité aux conditions aux limites CAL, s'il existe de très petites différences à l'état initial elles vont s'amplifier sous l'effet d'interactions non linéaires.
- 7- Le rotationnel du champ de vitesse est non nul est donc pour une vorticité :

$$W = \frac{1}{2} |\vec{\nabla} \times \vec{u}| \neq 0 \quad (\text{I-1})$$

- 8- L'écoulement présente une grande gamme continue d'échelles dynamiquement actives ceci à pour conséquences la densité spectrale (en fréquence ou en nombre d'onde) d'énergie cinétique est continue, et est non nulle sur plusieurs décades.
- 9- L'écoulement est chaotique au sens où une petite perturbation apporté à un écoulement sera continument amplifiée dans le temps. Ceci implique qu'une description strictement déterministe d'un écoulement turbulent est de peu d'intérêt, les champs instantanés issus a différents instants d'un même écoulement (où les champs pris au même instant dans deux écoulements initialement « presque identique ») étant très différents.
Cette propriété implique donc que l'étude des écoulements turbulents doit être réalisée au moyen statistique.
- 10- Le bruit : les écoulements turbulents sont bruyants du fait des sources acoustiques créées par les fluctuations de pression dans le fluide.
- 11- Dissipation : la turbulence est fortement dissipative du fait de la présence de forts gradients des vitesses instantanés. Les taux de déformation instantanés deviennent en effet très importants et la dégradation de l'énergie cinétique turbulente en chaleur est alors très forte.

¹Le concept de la turbulence bidimensionnel existe. Il est né dans le monde de la recherche océanographique et météorologique, dans lequel on étudie des films fluide (atmosphère, océan) dont la profondeur est très petite devant les autres dimensions. Des études théoriques sur les systèmes unidimensionnels modélises par l'équation de Burgers sont également menées par les physiciens.

12- Un effet diffusif : il y a un mélange important entre les couches de l'écoulement de sorte que l'écoulement turbulent diffuse fortement la quantité de mouvement et les autres grandeurs physiques.

I.2.3. Notions de turbulence

La définition de la turbulence proposée par Hinze (1975) [71] « *Le mouvement turbulent d'un fluide représente une condition irrégulière de l'écoulement, dans lequel les diverses grandeurs présentent des variations aléatoires dans l'espace et dans le temps, de telle sorte que des valeurs moyennes statistiquement distinctes puissent être évaluées* ». Cette définition s'applique pour un écoulement turbulent pleinement développé. Dans la plupart des cas l'écoulement est dit turbulent, c'est à dire que les quantités physiques fluctuent fortement.

I.2.4. Les deux points de vue sur la turbulence

- L'un cherche à moyenniser directement la turbulence et à lisser le phénomène : c'est le point de vue statistique. On cherche uniquement les grandeurs moyennes et l'énergie cinétique turbulente moyenne. Cependant cette vision de la turbulence est « figée » ou « rationnelle », souvent celle des numériciens.
- L'autre cherche à extraire la cohérence dans la turbulence : C'est le point de vue des « structures cohérentes ». On cherche alors l'évolution des structures qui persistent au milieu du chaos celles qui vont déterminer la physique de l'écoulement, c'est une vision instationnaire fluctuante et plus expérimentaliste de la turbulence.

I.2.5. Étude des écoulements turbulents

I.2.5.1. Modélisation et aspect mathématique

Les équations fondamentales de la mécanique des fluides sont définies par l'équation de continuité, l'équation de la conservation de la quantité de mouvement ainsi que l'équation de la conservation de l'énergie. Les équations décrivant le comportement du fluide (eau) à la base de toutes les considérations hydrodynamiques, qu'elles soient physiques ou numériques sont obtenues à partir de l'équation de continuité, de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement et de la définition du tenseur des contraintes. Dans ce chapitre, il est uniquement question de rappeler les équations qui régissent l'hydrodynamique des systèmes, sans chercher à les démontrer. Le comportement du fluide est décrit par :

- L'équation de continuité (en l'absence de terme sources volumiques)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{I-2})$$

Avec \vec{u} la vitesse du fluide (m/s) et ρ sa masse volumique (kg/m³)

- Les équations de Navier-Stokes

Si on considère que l'eau comme un fluide Newtonien (le tenseur des contraintes est relié directement au gradient de vitesse par la viscosité dynamique de l'eau μ), incompressible (ρ constante), , on peut écrire les équations de Navier Stokes sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} + g_i \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (\text{I-3})$$

Où p est la pression (Pa) régnant au sein du fluide, g_i , représente les forces de volume, principalement le poids et g est l'accélération de la pesanteur (m.s^{-2}), i, j, k sont les indices ($i=1$ pour x , $j=2$ pour y , $k=3$ pour z). Pour simuler plus précisément l'effet de la géométrie et de l'hydraulique de l'écoulement, l'approche tridimensionnelle a été considérée pour résoudre les équations de Navier-Stokes.

1.2.5. 1. 1. Les différentes approches de la turbulence

Les écoulements turbulents comportent des structures tourbillonnaires dont la dynamique et les dimensions sont très variées. Il n'existe pas une théorie générale explicative du phénomène de turbulence mais de nombreuses théories partielles et incomplètes. Le choix de la méthode à employer dépend de l'application visée.

La partie suivante récapitule les différentes approches et description de la turbulence qui permettent de traduire en équations les phénomènes naturels observables en ouvrages d'assainissement.

A. Approche directe (DNS)

La plupart des approches de la turbulence supposent que le mouvement instantané détaillé du fluide est décrit par les équations de Navier – Stokes. Le fluide est alors considéré comme un continuum par rapport à l'échelle moléculaire. Selon ce point de vue on connaît donc les équations de la turbulence.

L'attaque direct des équations Navier – Stokes consisterait à faire un calcul direct du mouvement turbulent pour une ou plusieurs réalisations avec des conditions aux limites aléatoires et faire ensuite un traitement statistique sur les solutions obtenues.

La résolution directe des équations de Navier – Stokes en régime turbulent reste possible pour des écoulements en géométrie relativement simple et pour des R_e peu élevés.

B. La simulation des grandes échelles (L.E.S)

La simulation des grandes échelles (LES pour large Eddy Simulation) ne résout que les échelles de l'écoulement supérieures à une taille de coupure donnée. On suppose qu'en dessous de cette taille, la turbulence est isotrope et que les tourbillons peuvent être modélisés par une viscosité turbulente supplémentaire.

Cette approche est apparue dans les années 1970 et permet à l'heure actuelle d'effectuer des calculs relativement réalistes à des nombres de Reynolds entre 1000 et 50000 environ.

La simulation des grandes structures turbulentes est une approche intermédiaire hybride utilisant une résolution partielle pour les grands tourbillons et une modélisation partielle pour les petits tourbillons [149].

Alors la méthode consiste à calculer le mouvement tridimensionnel et instationnaire des gros tourbillons dans des réalisations particulières de l'écoulement considéré. Les propriétés statistiques sont obtenues ensuite dans un second temps.

D'une façon générale, la modélisation consiste à faire un traitement statistique sur les équations de base et ensuite résoudre numériquement ces équations par contre la simulation adopte la démarche inverse c'est-à-dire résolution numérique des équations de bases et ensuite le traitement statistique des bases données ainsi constituées. La justification de ce type d'approche réside dans une idée simple : les grands tourbillons produits par l'écoulement moyen sont fortement dépendants de celui-ci anisotrope et de longue durée de vie, ils sont difficiles à modéliser. Par contre les petits tourbillons produits par transfert ont un caractère plus universel et tendent vers l'isotropie, leur durée de vie est courte et ils sont relativement facile à modéliser.

B. Méthode statistique

Cette approche consiste à ne simuler que l'écoulement moyen en temps, pour chaque grandeur caractéristique instantanée de l'écoulement turbulent on la décompose en deux parties :

Une partie macroscopique et une partie d'apparence aléatoire, c'est la décomposition de Reynolds. Toutes les fluctuations sont filtrées et on modélise ces fluctuations par l'action d'une viscosité turbulente.

Les deux types de moyenne possible sont les suivantes :

- Moyenne d'ensemble : on effectue N fois la même expérience (c'est-à-dire le même écoulement dans le même dispositif expérimental) et on moyenne les données obtenues.

- Moyenne temporelle : on effectue une expérience pendant un temps très long et on moyenne les données obtenues.

Si le temps de moyenne est suffisamment long, en principe les moyennes temporelles sont indépendantes du temps. En revanche si le temps de moyenne est court (pas de temps petit devant le phénomène principal), les moyennes temporelles restent dépendantes du temps. Les moyennes d'ensembles peuvent également être dépendantes du temps, par exemple pour un écoulement à une fréquence principale périodique.

Lorsque les moyennes temporelles et d'ensemble ne coïncident pas, on dit que le système n'est pas ergodique ; lorsque le système évolue lentement par exemple, ou lorsque la moyenne temporelle sera différente en fonction de conditions initiales différentes.

Lorsque les moyennes d'ensembles et les moyennes temporelles sont indépendantes du temps et égales, on dit que le processus est 'statistiquement stationnaire'.

1.2.5. 1. 2. Concepts fondamentaux en statistique

A. Moyennes

La moyenne d'une variable $f(x, t)$ peut être définie de différente manière.

A.1. Moyenne temporelle

Consiste à effectuer une moyenne sur le temps :

$$\bar{f}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t-t/2}^{t+t/2} f(x, t) dt \quad (\text{I-4})$$

En principe la période d'intégration t doit tendre vers l'infini, mais on ne dispose jamais de l'historique complet des évolutions d'une variable. On se contente d'effectuer la moyenne sur une période T suffisamment grande par rapport au temps caractéristique des fluctuations de f .

A.2. Moyenne d'ensemble

On mesure cette variable sur un ensemble d'expériences et on forme à chaque instant la moyenne d'ensemble :

$$\overline{f(x, t)} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f^k(x, t) \quad (\text{I-5})$$

Le nombre N doit en principe tendre vers l'infini. On se contente en pratique des valeurs suffisantes pour assurer la stabilité statique de $\overline{f(x, t)}$.

La moyenne d'ensemble est très utile sur le plan conceptuel mais elle n'est pas généralement accessible en pratique.

La moyenne d'ensemble est également appelé moyenne de Reynolds.

Remarque : si on fait tendre N vers l'infini, la moyenne d'ensemble tend vers la moyenne statistique.

A.3. Moyenne statistique

$$\bar{f} = \int f P(f) df \quad (\text{I-6})$$

A.4. Moyenne spatiale

La moyenne spatiale est définie par

$$\bar{f} = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{1}{\omega} \int f(x, y, z) dx dy dz \quad (\text{I-7})$$

A.5. Hypothèses d'ergodicité

Les hypothèses d'ergodicité stipulent que, dans le cas d'un écoulement stationnaire, la valeur d'ensemble est la même que la moyenne temporelle :

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(x, t) dt \quad (\text{I-8})$$

Dans le cas d'un écoulement homogène la valeur moyenne temporelle est la même que la moyenne en espace.

Dans le cas d'un écoulement moyen non permanent, on considère que les statistiques sont relatives à un ensemble de réalisations de la même expérience.

B. Symétrie, homogénéité et isotropie

B.1. La symétrie statistique

Certains écoulements turbulents présentent des symétries statistiques, leurs moments statistiques possèdent des symétries particulières. Dans de tel cas l'analyse est souvent grandement simplifiée, un grand nombre de termes des équations de bilan étant identiquement nuls.

Classiquement on distingue :

B.1.1.Des écoulements statistiquement stationnaires

Qui sont ceux tels que tous les moments statistiques de toutes les variables sont invariants en temps, dans ce cas-là, on a :

$$\begin{cases} \overline{F_1(x_1, t_1)F_2(x_2, t_2) \dots F_n(x_n, t_n)} = \overline{F_1(x_1, t_1 + \tau)F_2(x_2, t_2 + \tau)F_n(x_n, t_n + \tau)} \quad \forall t, n \\ \frac{\partial \bar{F}}{\partial t} = 0 \end{cases} \tag{I-9}$$

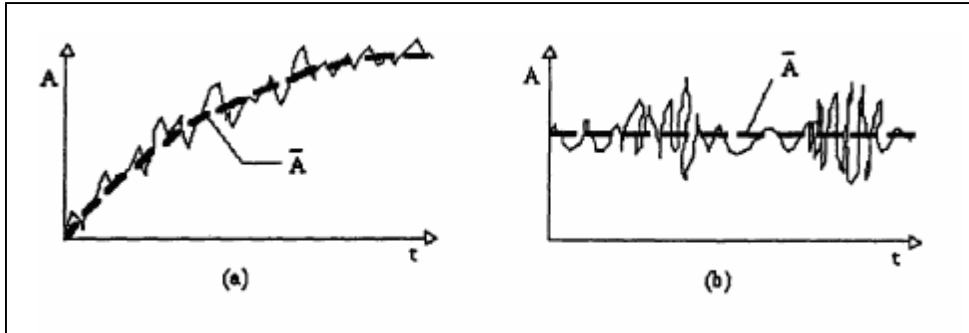


Figure. I. 1:(a) Grandeur statistiquement instationnaire. (b) stationnaire

B.1.2. Les écoulements statistiquement homogènes

Un écoulement turbulent est dit statistiquement homogène selon une direction \vec{e} si toutes les moyennes d'ensembles ($f_1, f_2, f_3 \dots$) associés à son état sont invariantes vis-à-vis d'une translation dans cette direction, soit :

$$\overline{F_1(\vec{x}_1, t_1)F_2(\vec{x}_2, t_2) \dots F_n(\vec{x}_n, t_n)} = \overline{F_1(\vec{x}_1 + \vec{y}, t_1)F_2(\vec{x}_2 + \vec{y}, t_2)F_n(\vec{x}_n + \vec{y}, t_n)} \tag{I-10}$$

$$\forall \vec{y} \parallel \vec{e}, \forall n$$

Si cette propriété est vérifiée dans toutes les directions on parle de la turbulence homogène.

Dans le cas d'une turbulence homogène on a en particulier :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{F}}{\partial x_i} = 0 \\ \bar{F}(\vec{x}) = F(\vec{x}) \end{cases} \tag{I-11}$$

Égalité de la moyenne d'ensemble et la moyenne spatiale

B.1.3. Isotropie statistique

Un écoulement turbulent est dit statistiquement isotrope si toutes les moyennes d'ensembles associées à son état sont invariantes vis-à-vis d'une rotation quelconque.

B.2. Les propriétés d'un écoulement turbulent homogène et isotrope²

- Toutes les moyennes d'ensembles associées à l'état turbulent sont invariantes vis-à-vis de toute translation, rotation par rapport à un axe et symétrie par rapport à un plan.
- Il n'y a pas en pratique de direction privilégiée pour la turbulence.
- Les conséquences et les simplifications sont importantes :

$$\begin{cases} \overline{\dot{u}^2} = \overline{\dot{v}^2} = \overline{\dot{w}^2} \\ \overline{\dot{u}\dot{v}} = \overline{\dot{u}\dot{w}} = \overline{\dot{v}\dot{w}} = 0 \\ \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (\text{I-12})$$

Alors la description statistique repose sur la décomposition d'une grandeur caractéristique instantanée de l'écoulement turbulent en une partie macroscopique et une partie turbulente d'apparence aléatoire. C'est la décomposition de Reynolds. Elle permet de développer un traitement statistique des équations de mouvement. Ainsi toute grandeur G peut être décomposée selon :

$$G(x, t) = \bar{G}(x, t) + \hat{G}(x, t) \quad (\text{I-13})$$

$$\bar{G}(x, t) = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} G(x, \dot{t}) d\dot{t} \quad (\text{I-14})$$

La notation \int_{τ} dans (I-14) désigne l'intégrale entre les instants $t - \tau/2$ et $t + \tau/2$

\bar{G} : La valeur moyenne de G

\hat{G} : Sa fluctuation

Ce traitement fait apparaître des termes inconnus supplémentaires qui sont interprétés comme des tensions turbulentes dites de Reynolds, Les équations de Navier Stocks moyennées, appelées équations de Reynolds s'écrivent donc :

² Les écoulements turbulents rencontrés dans la pratique sont généralement non homogènes et non isotropes. La théorie de l'isotropie local conduit à admettre que la structure fine d'une turbulence non isotrope s'approche de l'isotropie, ce qui justifiée l'utilité de la turbulence homogène et isotrope.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k \partial x_k} - \left(\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) + g_i \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I-15})$$

Les termes $u'_i u'_j$ donnent naissance aux tensions de Reynolds et proviennent de la non linéarité des équations de Navier-Stokes. Ils traduisent l'interaction entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. Le système ci-dessus est un système ouvert : il comporte plus d'inconnues que d'équations. Le problème de fermeture est résolu en introduisant des hypothèses de fermetures. A chacune de ces hypothèses plus ou moins physiques correspond un modèle de turbulence.

1.2.5. 1. 3. Les modèles de turbulence

Les équations de Reynolds montrent que si une loi phénoménologique relie les contraintes turbulentes aux valeurs moyennes, on disposera alors pour la détermination du champ des vitesses moyennes d'un système comportant un nombre égal d'équations et d'inconnues. Le problème de la fermeture se ramène en fait à la recherche de relations de cette nature ; et ce problème devient le problème essentiel de la turbulence. Contrairement à ce que l'on a pu voir dans les équations de Navier-Stokes, ces relations phénoménologiques ne sont pas intrinsèques, c'est-à-dire qu'elles ne caractérisent pas le milieu lui-même : elles dépendent fortement des problèmes considérés.

Bien que de très nombreux modèles de fermetures soient utilisés actuellement, tous ces modèles ont un caractère empirique, et ne s'appliquent pas aux mêmes situations pratiques. Ils ont leurs avantages et leurs inconvénients, on va décrire dans ce chapitre les différents modèles. Les arguments pour et contre seront traités pour chaque modèle.

A. Modèles de turbulence de Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

Les modèles RANS constituent l'approche la plus économique pour simuler les écoulements turbulents complexes. Des exemples typiques de tels modèles sont les modèles $k - \varepsilon$ et le modèle $k - \omega$ dans leurs différentes formes, ce modèle simplifie le problème par la résolution des deux équations de transport supplémentaires et l'introduction de la viscosité turbulente pour calculer les contraintes de Reynolds. Plusieurs modèles RANS complexes sont disponibles pour résoudre une équation individuelle pour chacune des six contraintes de Reynolds indépendantes (modèles de contraintes de Reynolds - RSM) plus une équation d'échelle (ε équation ou ω équation)

Les modèles RANS conviennent à de nombreuses applications d'ingénierie et fournissent généralement la précision demandée. Mais aucun des modèles n'étant universel, Ces modèles sont illustrés à la (Figure.I.2). Dans les détails, seuls les modèles $k - \epsilon - RNG$ et $k - \epsilon - sst$ sont décrits dans le chapitre 3, car ils sont utilisés dans la modélisation des écoulements dans les trois configurations de notre étude, conduite horizontale, canaux avec un et deux obstacle et le décanteur lamellaire.

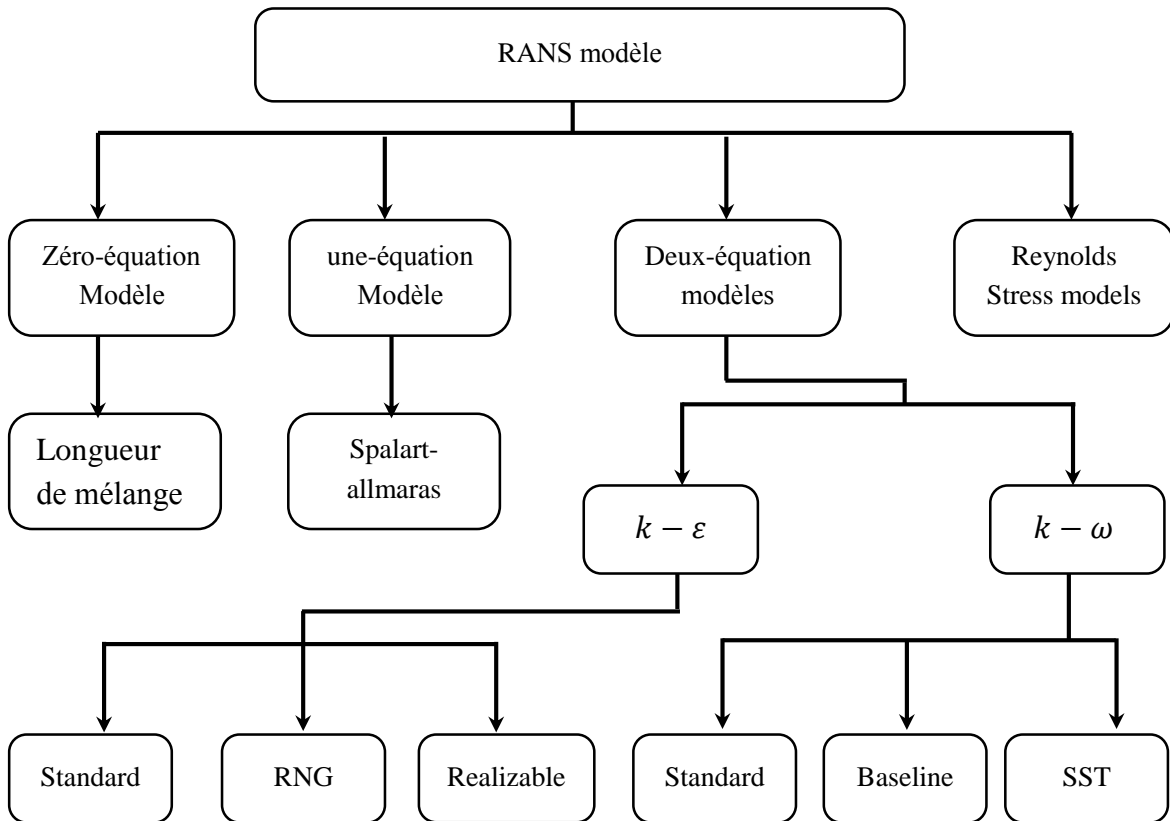


Figure. I. 2 : Les modèles de turbulence (RANS)

A.1. Le modèle $k - \epsilon$

Le modèle $k - \epsilon$ est le plus simple des modèles complets dits à deux équations et qui donne une description générale de la turbulence au moyen de deux équations de transport une pour l'énergie cinétique turbulente (k) et l'autre pour la dissipation (ϵ). Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente (loin des parois). Dans le modèle $k - \epsilon$ standard, la viscosité turbulente est déterminée à partir d'une échelle de longueur de turbulence unique, de sorte que la diffusion turbulente calculée est celle qui ne se produit qu'à l'échelle spécifiée, alors qu'en réalité toutes les échelles de mouvement contribueront à la diffusion turbulente. Le modèle $k - \epsilon$ utilise l'hypothèse de la diffusion du

gradient pour relier les contraintes de Reynolds aux gradients de vitesse moyenne et à la viscosité turbulente. Ce modèle s'avère peu performant pour les courants impliquant un gradient de pression inverse, séparation, forte courbure des conduites.

La faiblesse la plus troublante est le manque de sensibilité aux gradients de pression négatifs ; Un autre inconvénient est la rigidité numérique lorsque les équations sont intégrées à travers la sous-couche visqueuse sont traitées avec des fonctions d'amortissement qui ont des problèmes de stabilité.

A.2. Modèle $k - \varepsilon - RNG$

Le modèle $k - \varepsilon - RNG$ a été dérivé en utilisant une technique statistique appelée «Renormalization Group ». Il inclue les améliorations suivantes :

- Dispose d'un terme additionnel dans l'équation de ε , qui améliore la précision pour les écoulements avec des contraintes rapides (changements de directions soudains).
- Incluse l'effet du tourbillonnement sur la turbulence afin d'accroître la précision pour les écoulements tourbillonnaires.
- Utilise un dispositif pour prendre en compte les effets des bas nombres de Reynolds, contrairement au modèle standard qui est un modèle basé sur des nombres de Reynolds élevés.

A.3. Modèle $k-\varepsilon$ - Réalisable

Le modèle $k-\varepsilon$ Réalisable appartient à la famille $K-\varepsilon$ diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes :

- une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente ;
- une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε .

Le terme Réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations.

Ces deux derniers modèles de turbulence, ($k-\varepsilon$ -RNG et $k-\varepsilon$ -Realizable), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle $K - \varepsilon$ Standard pour de nombreuses applications et peut généralement être utilisé pour donner des réponses au moins aussi précises. Les modèles

standard et réalisables ont été mis en œuvre dans STAR-CCM + et le logiciel Ansys Fluent 15 avec une approche à deux couches, ce qui les active pour être utilisés avec des mailles fines qui résolvent la sous-couche visqueuse, alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille $k-\varepsilon$ toute entière.

A.4. Le modèle $k-\omega$ standard

Le modèle $k-\omega$ est un modèle largement répandu basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique de turbulence k et de dissipation. Il prédit des résultats cohérents notamment pour les écoulements cisailés simples.

C'est un modèle empirique similaire au modèle $K-\varepsilon$, Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Néanmoins il a une dépendance locale et linéaire des tensions de Reynolds et du champ moyen, Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes

Mais il est peu adapté pour les écoulements complexes (recirculation, anisotropie forte, production négatives,...).

A.5. Modèle $k-\omega-sst$

Le modèle $k-\omega-sst$ (Shear Stress Transport) se base sur le modèle $k-\omega$. Il combine le modèle $k-\omega$ original qui est efficace près des murs et le modèle $k-\varepsilon$ standard à l'écart des murs en utilisant une fonction de mélange.

La formulation de viscosité turbulente est modifiée pour tenir compte des effets de transport de la contrainte de cisaillement turbulente principale. Il limite également la viscosité turbulente. Les options de transition et de cisaillement sont empruntées du modèle $k-\omega$.

Ce modèle offre des avantages similaires au standard $k-\omega$. Le modèle sst représente le transport de la contrainte de cisaillement turbulente et donne des prédictions très précises de l'apparition et de la quantité de séparation d'écoulement sous des gradients de pression négatifs. La sst est recommandée pour des simulations de couche limite de haute précision.

La dépendance vis-à-vis de la distance entre les parois rend cette méthode moins adaptée aux écoulements de cisaillement libres par rapport à la norme $k-\omega$. Il nécessite une résolution de maille près du mur.

B. Modèles du second ordre

Ces modèles dits à contraintes turbulentes algébriques se distinguent des précédents par le fait que l'équation des contraintes de Reynolds est résolue tout comme les équations du champ moyen. Les modèles de fermeture du second ordre modélisent plusieurs quantités de transport de turbulence. On a deux types de modèles :

- Modèles à équation algébriques aux contraintes (ASM)
- Le modèle des contraintes de Reynolds RSM

B.1. Modèles à équation algébriques aux contraintes (ASM)

Dans ce modèle la résolution est typiquement mathématique. Les équations de transport ont été simplifiées en équation algébrique pour les différentes contraintes de Reynolds. Ces simplifications font intervenir un grand nombre de coefficients estimés à partir des données expérimentales et ne s'appliquant qu'au cas par cas. Ces modèles ne sont pas universels [74].

B.2. Le modèle des contraintes de Reynolds (RSM)

RSM, Reynolds stress model, est un modèle de turbulence anisotrope de fermeture du second ordre, par exemple le cas des courants secondaires [84]. C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul « Fluent ». En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM : Reynolds Stress Model) ferme les équations en résolvant l'ensemble des équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ϵ).

Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $k - \epsilon$ Standard. Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, etc.

Les contraintes de Reynolds sont modélisées selon l'hypothèse de Boussinesq, RSM les considère comme des variables. Une équation de transport est ainsi résolue pour chacune des contraintes de Reynolds. Cependant, du fait du plus grand nombre d'équations, il demande un

temps de calcul plus important. Enfin, ce modèle n'a pas été validé pour une large gamme d'écoulements comme l'a été le modèle k-ε.

Le tableau (I.1) récapitule l'ensemble des avantages et des inconvénients des différents types de modèles de turbulence.

Modèles de turbulence	Avantages	Inconvénients
Premier ordre à zéro équation	Simple	Ne décrit pas les fluctuations aléatoires. L'estimation de la longueur de mélange est difficile à effectuer Extension difficile au cas tridimensionnel
Premier ordre à une équation	Degré de complexité très réduit	Empirisme pour la détermination de l'échelle de longueur. Extension difficile au cas tridimensionnel.
Premier ordre à deux équations	Largement répandu, Coût de calcul économique Algorithme de qualité et robuste Prise en compte de la variabilité spatiale de l'agitation turbulence	Peu adapté pour les écoulements non-isotropiques.
Deuxième ordre	Calcul précis	Important temps de calcul

Tableau. I. 1 : Avantages et inconvénients de différents types de modèles de turbulence

1.2.5. 1. 4. Modélisation de la turbulence

Le but de la partie précédente est donc d'arriver à cerner et orienter la recherche sur les modèles de turbulence qui présentent un potentiel tangible pour les applications utilisées lors de cette étude. La comparaison des différents modèles de turbulence est un sujet déjà largement couvert. Nous nous référons donc ici au site de la NASA [98] qui propose une large documentation sur les modèles enrichie par des résultats de simulations pour plusieurs cas d'intérêt pratique. Il s'agit, d'après ses fondateurs, d'une ressource pour les développeurs en CFD leur permettant la vérification de l'implémentation des modèles. Le site assure une mise à jour des résultats régulière, la dernière mise à jour datant du 11 juin 2017. Les modèles retenues dans le cadre de cette étude pour reproduire le champ de vitesses et la turbulence sont le modèle k-ω -sst et le modèle k-ε-RNG se justifie d'une part par la qualité des résultats du modèle k-ε au sein de l'écoulement chargé avec des particules solides.

D'autre part, le modèle $k-\omega$ -*sst* permet un calcul plus rigoureux dans les zones proches des parois. Cela est important puisque 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 d'une part et d'autre part l'utilisation de modèle lagrangien DDPM nous oblige d'utiliser les modèles du premier ordre à deux équations.

I.2.6. Lois de paroi dans les écoulements turbulents

L'écoulement au voisinage des parois est complexe. Il exige une bonne connaissance du phénomène de la couche limite. Néanmoins l'épaisseur de la couche limite est bien trop fine par rapport à l'échelle de notre problème deuxième et troisième cas de notre étude (décanteur lamellaire).

Les lois de parois traduisent des propriétés de similitude du champ de vitesse et des composantes du tenseur de Reynolds des écoulements cisailés turbulents en proximité de la paroi.

La formulation de la loi de paroi présente un double intérêt :

- Elles doivent permettre de déterminer le frottement à la paroi et éventuellement une échelle équivalente de rugosité à partir de vitesses mesurées au-dessus de la paroi.
- Il présente l'intérêt de simplifier le choix des conditions aux limites dans les modèles de turbulence développée sur l'approche statistique.

Rappelons quelques travaux essentiels relatifs plus particulièrement aux écoulements à surface libre menés à propos des lois de paroi choisie en fonction du modèle de turbulence.

Dans leur article de 1997, Mohammadi et Pironneau [113] ont présenté une comparaison entre l'utilisation de modèles haut Reynolds couplés avec des lois de paroi standards et, l'utilisation de modèles intégrables jusqu'à la paroi (ou bas Reynolds). Pour eux, le mauvais comportement des lois de paroi résulte de leur mauvaise implémentation et de l'utilisation de maillages trop grossiers. Bien utilisées, cependant, les lois de paroi permettent le positionnement du premier nœud d'un maillage à 10^{-4} m de la paroi contre 10^{-7} m dans le cas du modèle bas Reynolds. Ils ont conclu que pour les écoulements instationnaires, les lois de paroi permettent l'utilisation de schémas explicites avec un pas de temps 1000 fois supérieur que lors de l'utilisation des modèles bas Reynolds obligeant l'utilisation de schémas implicites.

Lee et Sung [101] se sont intéressés aux effets des gradients de pression adverses sur les couches limites turbulentes. Ils ont utilisés l'approche DNS pour augmenter la précision dans leur résultats. En éliminant tous les effets dus aux modèles de turbulence, les conclusions de

leurs travaux attestent que les lois de paroi standards basées sur la loi logarithmique ne sont plus valides en présence de gradients de pression adverses. Les valeurs de la vitesse de l'écoulement dépendent effectivement à la fois du nombre de Reynolds et du gradient dans la région logarithmique.

En 2011, Rahman et Siikonen [133] proposent l'idée de coupler les lois de paroi, généralement utilisées avec les modèles haut Reynolds, avec les modèles intégrables jusqu'à la paroi. Les résultats obtenus avec des maillages relativement grossiers sont jugés acceptables par leur comparaison avec des résultats DNS et expérimentaux. Il s'agit pour les auteurs d'une grande amélioration dans l'utilisation des modèles bas Reynolds.

Frazza et al. [59] reprennent une idée similaire dans ses travaux : coupler des lois de paroi adaptatives aux modèles bas Reynolds de Launder-Sharma. Ceci permet de s'affranchir des restrictions sur la distance de raccordement. Une loi de paroi à deux échelles de vitesse est également présentée permettant d'améliorer les résultats en présence de points de stagnation.

Les derniers travaux sont ceux de Knopp [88]. Il fait le constat qu'aucune loi de paroi analytique acceptable, décrivant le comportement en couche limite pour différents gradients de pressions, n'est connue. Dès lors, il présente dans son article une nouvelle loi de paroi (construite à partir de résultats expérimentaux) répondant à ces critères, qui soient compatible au modèle de turbulence $k - \omega$ -sst. Cette loi se base sur l'existence de la loi logarithmique dans la couche interne et la couche externe.

I.2.7. En écoulement turbulent à surface libre

Un écoulement à surface libre peut être divisé en trois zones dans la hauteur ([122], [2] [13], [77]).

La zone de proche paroi ($y/h < 0.2$) est appelée la région interne,

- La seconde, $0.2 < y/h < 0.6$, est la région externe.
- Enfin, la troisième zone est la région proche de la surface libre, $0.6 < y/h < 1$.
- Les expériences concernant les écoulements chargés avec des particules solides à surface libre, [81], montrent que les particules solides sont transportées dans la région interne.

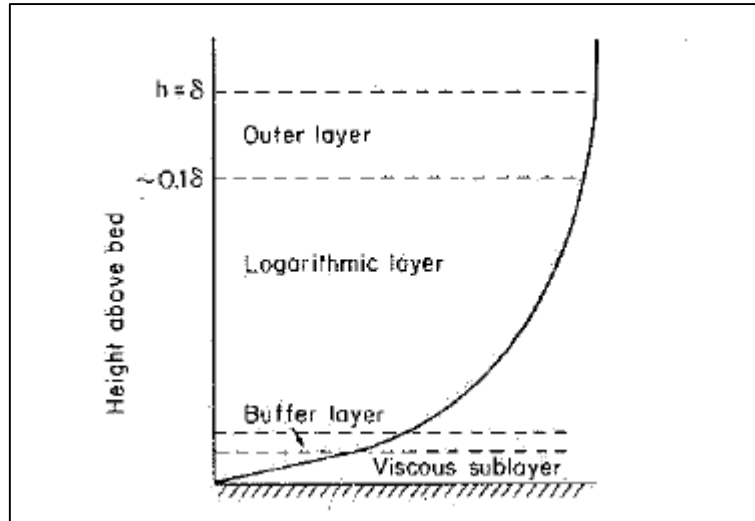


Figure. I. 3 : Schématisation de la subdivision de la couche interne de l'écoulement [53].

La région interne de l'écoulement, qui peut aussi être appelée zone pariétale (« wall region ») elle est aussi, divisée en 3 zones à comportement distinct, comme le schématise la (Figure I.3) ([53], [2], [77]) :

- la sous couche visqueuse (« viscous sublayer ») $y^+ \leq 5$ dans laquelle les effets visqueux prédominent sur la turbulence ;
- la zone intermédiaire (« buffer layer »), $5 \leq y^+ \leq 30$ à 50 dans laquelle le phénomène de bouffée turbulente (« bursting process ») prédominant en turbulence de paroi. Ce phénomène qui naît entre la sous-couche visqueuse et se grandit dans la zone intermédiaire de l'écoulement ($y^+ \leq 30 \sim 50$) a été étudié par de nombreux chercheurs au cours des 40 dernières années car il est le principal producteur de turbulence de l'écoulement dans cette zone.
- la région logarithmique, 30 à $50 \leq y^+ \leq 500$ dans laquelle l'écoulement moyen peut être décrit par une loi logarithmique, telle que y^+ est une longueur adimensionnelle

Les caractéristiques moyennes, en temps et en espace, des écoulements turbulents à surface libre ont été largement étudiées au cours des 30 à 40 dernières années afin de déterminer les profils moyens dans les cas des écoulements sur un fond lisse ou sur un fond rugueux. ([136], [2], [122], [13], [19]). Leurs conditions expérimentales utilisées dans ces travaux couvrent un intervalle de nombres de Reynolds, Re , allant de 23000 à 44000 et des nombre de Froude, Fr , allant de 0,077 à 1,24.

Les modifications de l'écoulement moyen dues à la présence des sédiments ont aussi fait l'objet de nombreux travaux ([83], [67], [123], [117]). La concentration moyenne des

expériences réalisées par les différents auteurs varie de 0,0006% à 0,32%. Aucune modification des profils moyens de l'écoulement n'apparaît quand la concentration est inférieure à 0,1%, quand elle est supérieure à 0.1%, ils ont observé une diminution de la vitesse moyenne de l'écoulement. Les fluctuations de vitesse diminuent près du fond ($y^+ < 30$) et augmentent plus haut dans l'écoulement [81].

I.2.7.1. Effet de la surface libre sur la turbulence

L'influence de la surface libre est inconnu a priori et peut évoluer, « si bien que les volumes finis utilisés doivent être adaptés à chaque pas de temps dans leurs dimensions verticales ». De même la distribution de pression n'est plus obligatoirement hydrostatique, à cet effet les différents points de vue sur l'effet de la surface libre sont :

- **J.M. Hervouet**

« Dans les modèles de turbulence pour les écoulements à surface libre, la surface libre peut être traitée à peu près comme une paroi mais avec une contrainte nulle donc une dérivée normale de vitesse tangentielle nulle. Avec les modèles de turbulence plus sophistiqués comme le modèle $K - \varepsilon$, il y a plusieurs options qui vont de K et/ou ε imposés avec une théorie basée sur le profil logarithmique des vitesses entre le fond et la surface libre à des dérivées normales de K et/ou ε nulles. S'il y a du vent ça se complique un peu et il faut alors prendre en compte la contrainte due au vent ».

- **Hubert Chanson**

« La surface libre est déformable et sa déformation répond aux fluctuations du champ de vitesse ».

Selon Hubert Chanson [75] : En présence d'une surface libre, les écoulements turbulents cisailés sont caractérisés par un entrainement d'air³ dont la conséquence est la formation d'un mélange de deux fluides (eau – air).

Les interactions entre les structures tourbillonnaires et les bulles ne peuvent donc être négligées.

L'émulsion eau-air devient un fluide diphasique compressible avec une densité égale à :

$$\rho = \rho_w(1 - c) \quad (\text{I-16})$$

³ On peut classer les écoulements turbulents à surface libre en deux grandes familles (Chanson 1997-2008, BROCCINI et Périgrine 2001). D'une part, les écoulements avec entrainement d'air au long d'une interface. L'autre famille d'écoulement turbulent correspond à une aération localisée

Où :

ρ_w : La densité de l'eau

C : Le taux de vide

C'est le mélange des torrents de montagne, l'écume des vagues déferlantes, les écoulements à grande vitesse sur un évacuateur de crues, le brouillard autour d'un jet issu d'un canon d'irrigation et le rouleau de déferlement d'un ressaut dans une rivière. Dans ces écoulements on observe des variations importantes du taux de vide local, entre 0 (100% eau) et 1 (100% air).

De ce fait, les interactions entre les structures tourbillonnaires et les bulles ne peuvent être négligées, et peuvent conduire à des modifications importantes du champ de turbulence.

- **Labiou 2005**

« L'effet de la surface libre est similaire à celui d'une paroi solide » [94].

Les effets de la surface libre sur la turbulence ont une importance particulière dans la modélisation des écoulements à surface libre par comparaison au plan de symétrie d'un écoulement en charge. On distingue deux effets principaux de la surface libre sur la turbulence :

- La redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes sphériques du tenseur de Reynolds.
- La réduction de l'échelle de longueurs des tourbillons porteurs d'énergie.

Notons que dans des écoulements proches du régime critique ($Fr > 0,7$). L'apparition des ondes de surface, peut provoquer une amplification des fluctuations de vitesses et notamment des fluctuations verticales. L'effet de redistribution de la turbulence attribuée à la surface libre peut ainsi être atténué (Nezu et Nakagawa 1993) [122]. La diminution de l'intensité turbulente dans la zone de surface est représentée sur la figure (I.4) où il est également tracé le profil correspondant obtenu en écoulement en charge.

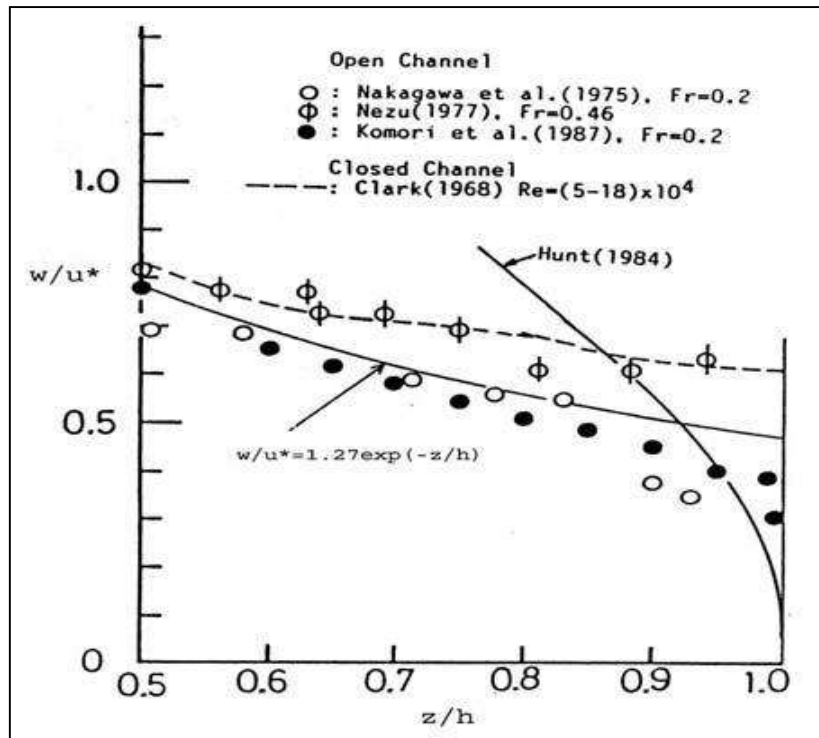


Figure. I. 4 : Réduction de l'intensité turbulente verticale due à la surface libre (Nezu et Nakagawa 1993) [122].

I.2.8. Les travaux de référence sur les écoulements turbulents chargés avec des particules solides dans les canaux à surface libre

Cette section a pour objectif de faire le point sur les connaissances relatives à la modélisation des écoulements turbulents eau -solide en ouvrages à surface libre.

Comme premier cas une géométrie simple sans obstacle, telle que l'exemple d'une conduite d'assainissement, deuxième cas géométrie complexe (canal avec plusieurs obstacles telle que le cas du décanteur lamellaire), Afin de comprendre et de caractériser la modification des écoulements par plusieurs facteur, turbulence, surface libre, particules solides, obstacles.

Plusieurs, études expérimentales et numériques ont été menées à ce sujet. Cette partie sera consacrée aux principaux résultats expérimentaux et aux différentes méthodes numériques et leurs résultats obtenus dans les canaux découverts, notre recherche sera orientée vers la modélisation numérique des écoulements turbulents dans deux configurations (le décanteur lamellaire, et la conduite d'assainissement).

Les références bibliographiques utiles à la modélisation des écoulements eau-particules solides dans les ouvrages à surface libre seront données tout au long des chapitres.

I.2.8.1. Conduite d'assainissement

Les réseaux d'assainissement pluviaux sont prévus pour évacuer les eaux de ruissellement pluviales. Ces écoulements liquides amènent une quantité de particules solides non négligeable variant en taille, en forme, en densité et en concentration volumétrique. Du point de vue de l'écoulement diphasique, les particules (phase dispersée) ont une forte influence sur la modulation de la turbulence dans l'eau ambiante (phase porteuse) et donc sur l'évolution de l'écoulement. Dans la plupart de ces réseaux, les conditions hydrauliques n'assurent pas le transport de toute la phase solide. Ainsi ; des dépôts se produisent dans les conduites créant de nombreuses nuisances. En effet, l'encrassement des réseaux réduit leurs capacités hydrauliques ce qui peut devenir catastrophique lors de fortes pluies et de débordements consécutifs.

La bonne connaissance du transport solide est indispensable pour contrôler les paramètres de l'écoulement dans les réseaux d'assainissement. Il est donc important de prédire les vitesses des phases liquides et particulaires dans la conduite d'assainissement en tenant compte la variation de la concentration, la densité et la taille des particules.

Plusieurs travaux expérimentaux ont remarqué l'existence d'un décalage de vitesse entre la vitesse des particules et la vitesse de l'eau ([118]. [123]) d'un écoulement turbulent dans une conduite. Ces expériences menées avec des tailles et densités de particules différentes ([118], [18], [86], [135]) ont révélé que la vitesse des particules dans les canaux découverts est inférieure à celle du fluide porteur (eau) même dans le cas d'un écoulement dilué. Cheng [38], a montré que le décalage de vitesse peut devenir plus important avec l'augmentation de la concentration volumétrique des particules dans le flux.

Dans leur article en 2013, F. Ravelet et al [137] et Salah.Z et al (2016) [143] ont présenté une étude expérimentale du transport hydraulique des particules solides de grands diamètres (supérieures à 5 mm) dans une conduite horizontale, deux masses volumiques sont utilisées pour les solides.

Leurs résultats montrent que la taille des grains et la masse spécifique ont un effet important sur le point de transition entre les régimes à lit fixe et les écoulements dispersés. Les chutes de pression sont d'ailleurs plus faibles pour les grosses particules dans la conduite horizontale contrairement à ce qui se passe pour les conduites verticales.

De grands efforts ont été faits pour développer des modèles numériques prédictifs et fiables pour étudier la distribution de la vitesse, la perte de charge, et de la concentration des solides dans diverses applications. Durand et Condolios (1952) [52] ont été parmi les premiers

à développer des modèles empiriques pour calculer le gradient hydraulique, suggérant que le nombre de Froude, la densité, la concentration des particules et le coefficient de traînée des particules sont des paramètres clés. Wasp et al. (1977) [175] ont amélioré leur calcul en incorporant l'effet de particules de tailles variables en supposant qu'une large distribution de tailles de particules conduit à une meilleure suspension.

D'autres modèles numériques ont été proposés pour simuler les écoulements chargés de sédiments dans diverses applications ([150], [162]). Par exemple, Tsai et al. [162] ont utilisé un modèle de suivi des particules pour étudier le transport de sédiments en suspension dans l'eau de surface. Pour atteindre cet objectif, ils ont introduit diverses formes mathématiques de modèles de suivi des particules pour décrire le mouvement des particules dans diverses conditions d'écoulement.

La difficulté majeure de la modélisation numérique des écoulements chargés avec des particules solides est la modélisation numérique du transport de grandes particules avec des masses volumiques élevées dans les ouvrages à surface libre, en raison des différents régimes d'écoulement qui peuvent être observés ([12], [179], [48], [107], [183]). Avec l'augmentation des ressources de calcul et les progrès de la modélisation numérique, la dynamique des fluides computationnelle (CFD) devient un outil précieux pour étudier les écoulements turbulents chargés avec des solides de grands et de petits diamètres dans les ouvrages à surface libre. CFD a la capacité de générer des informations détaillées sur les flux de particules en trois dimensions dans un large éventail de conditions de fonctionnement. Cependant, la résolution directe du flux autour de chaque particule reste trop coûteuse pour les systèmes d'ingénierie d'intérêt, ce qui a conduit au développement d'un grand nombre d'approches de modélisation ([31], [30]).

Au cours des dernières années, les écoulements liquide-solide ont été principalement simulés en utilisant des modèles basés sur l'approche Eulérienne pour les deux phases et des approches de Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) pour modéliser la nature turbulente du fluide porteur.

Ling et al. (2003) [104], ont proposé un modèle simplifié de mélange de glissement algébrique 3D (ASM) pour le calcul numérique des écoulements de suspension de sable et d'eau. L'ASM a été couplée au modèle de turbulence K - ϵ du groupe de normalisation (RNG) dans une canalisation horizontale droite. La plage de fraction de volume solide était de 10 à 20% et la vitesse moyenne variait de 1 à 3 m/s. Le diamètre moyen de particule de 1,1 à 10 mm avec deux sables différents de silice et de zircon de densités 2380 et 4223 kg/m³ dans une région

de l'écoulement turbulent entièrement développé. Ils ont conclu que la différence entre les facteurs de frottement entre les particules solides à une et à deux espèces augmentait le long de la direction d'écoulement dans la plus grande partie de la région d'entrée.

Rhee [139] a suivi la même voie pour modéliser des particules de sable de concentrations allant jusqu'à 40%.

Capecelatro et Desjardins [31] ont étudié par simulation numérique la dynamique de l'écoulement multi phasique complexe dans les tuyaux horizontaux en utilisant la technique de simulation de grosse dispersion combinée avec le suivi des particules Eulerian-Lagrangian.

Récemment, Nayak et al. [120] ont utilisé le modèle ASM en conjonction avec le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ -RNG pour analyser le transport convectif de la suspension d'eau-cendre volante à travers un tuyau horizontal.

Orszag et al, 1993 [127], pour obtenir une solution dans des écoulements turbulents pleinement développés, ils ont conclu que le modèle ASM était capable de fournir de bonnes prédictions du gradient de pression moyen si la vitesse moyenne de la suspension était supérieure à la vitesse de dépôt critique, sinon il y avait une grande différence entre les résultats numériques et les données expérimentales.

Il y a relativement moins de recherches rapportées dans la littérature ,concernant l'effet de la taille des particules, de la densité et de la variation instationnaire de la concentration volumétrique sur les écoulements turbulents à surface libre dans lesquelles l'influence de l'inertie des particules sur le flux est explicitement abordée.

On peut citer par exemple :

Sanjeev Kumar Jha [144], il a développés deux cadres de modélisation pour simuler le transport dilué de sédiments en suspension dans des canaux ouverts : un modèle à deux fluides partiel (PTFM) dans lequel l'équation du mélange a été obtenue par la combinaison des équations de masse et de moment ; un modèle complet à deux fluides (CTFM), qui résout les équations d'écoulement à deux phases pour les deux phases. Ses résultats obtenus par le modèle CTFM n'étaient pas meilleurs que le PTFM lors de la simulation du transport de sédiments en suspension dilués dans des canaux ouverts. La force de traînée a été jugée relativement plus importante que d'autres forces d'interaction telles que la portance et la masse virtuelle.

Greimann et Holly Jr [68] ont proposé une expression analytique de la distribution de la concentration volumétrique des particules qui compris également l'effet de l'inertie des

particules sans prendre les interactions inter particulaires. Ils ont suggéré de développer un meilleur modèle pour les viscosités turbulentes et les turbulences.

Muste et al. [118] ont étudié l'effet de particules avec une taille constante avec deux densités différentes et des concentrations volumétriques croissantes dans les écoulements dilués. Ils ont remarqué que la turbulence de l'eau locale et la vitesse de l'écoulement sont influencées par la présence des particules, quelle que soit leur densité. En raison de la nature diluée du flux, ils ont négligés les interactions entre les particules dans leur analyse. Avec l'augmentation de la concentration volumétrique des particules dans l'écoulement, ils ont observé une réduction des vitesses moyennes de l'eau et des particules. Les intensités de turbulence ont légèrement diminué dans le cas d'un écoulement avec des particules grossières.

Ekambara et al. [54], ont obtenu les résultats numériques des écoulements turbulents liquides- solide dans les conduites horizontales, ils sont utilisés le code de calcul ANSYS-CFX basé sur la théorie cinétique de l'écoulement granulaire. Ils ont effectué plusieurs simulations avec une gamme de paramètres d'écoulement et ont comparé les profils de concentration particulaire locale et moyenne dans le temps, les profils de vitesse des particules et du liquide et le gradient de pression avec des données expérimentales. Les simulations étaient incapables de reproduire les données expérimentales des particules fines surtout lorsque les forces de portance à proximité de la paroi sont prises en considération.

Kaushal et al. [85], ont simulé les écoulements liquides chargés avec des particules solides fines mono-dispersées à l'aide d'un modèle diphasique Eulérien. Des simulations ont été effectuées pour une gamme de concentrations et de vitesses de mélange pour prédire les profils de perte de charge et de concentration. Ils ont présenté aussi des distributions de vitesse de glissement qui n'avaient pas été mesurées expérimentalement. Dans l'ensemble, les méthodes basées sur Euler sont capables de produire les profils de vitesse et de concentration de particules avec précision, et ils ont l'avantage de représenter un grand nombre de particules à un coût de calcul relativement faible sans suivre leur trajectoire.

Cette étude est une nouvelle contribution à ces modèles hydrodynamiques, puisqu'elle considère une combinaison d'un modèle de phase discrète Lagrangienne et le modèle Eulérien pour tirer parti des avantages de ces deux formulations et pour suivre la trajectoire des particules dans les trois configurations d'étude (conduite d'assainissement, canal avec un et deux obstacles , le décanteur lamellaire) , en tenant compte de la surface libre, l'influence de la concentration (écoulement chargés et peu chargés),les propriétés des particules solides .

I.2.8.2. Décanteur lamellaire

La modélisation des écoulements liquide –solide à surface libre se situe aussi au niveau de la complexité des configurations géométriques rencontrées, de la variation de la forme du lit, de la rugosité du fond ; ces flux sont généralement tridimensionnels et instationnaires.

La difficulté numérique augmente avec la présence de la turbulence et les obstacles comme par exemple le cas d'un décanteur lamellaire, qui se caractérise par un nombre important d'obstacles, et des eaux chargés localement avec des solides.

Comprendre l'effet d'un obstacle ou de plusieurs obstacles sur l'écoulement turbulent est un sujet longuement étudié par exemple (Lamb 1989 [95] et F. Dias [45]) ont développé un grand nombre d'analyses numériques qui avaient pour objectif de déterminer le comportement hydrodynamique de l'écoulement turbulent sans prendre en considération la présence des particules solides dans les écoulements à surface libre avec des obstacles.

La prédiction de la distribution des particules solides dans les écoulements turbulents à surface libre autour des obstacles est une étude intéressante en raison de son application dans les problèmes environnementaux. Dans ce contexte, Buil [27] a utilisé le logiciel CFX pour décrire le transport et le déplacement des polluants dans un canal rectangulaire avec et sans obstacle. Le code a été validé expérimentalement en utilisant les mesures de hauteur d'eau. Cependant, les concentrations des particules solides obtenues par simulation dans différentes sections d'écoulement n'ont pas été comparées aux données expérimentales.

La présence des obstacles dans les écoulements turbulents améliore la chute des solides des écoulements chargés avec des polluants ([3], [159]). Ces écoulements peuvent être utilisés comme flux prototypes pour mener des recherches fondamentales sur les écoulements de cisaillement turbulents complexes et pour étudier les effets des déformations supplémentaires produites par les régions de séparation sur les caractéristiques d'écoulement. Compte tenu de leur importance pratique, les écoulements turbulents induits par la géométrie ont été assez largement étudiés. Dans ce contexte, Agelinchaab et Tachie [3] ont utilisé la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) pour étudier les écoulements turbulents dans un canal découvert avec des obstacles. Ils décrivent les régions de recirculation et de recollement produites derrière les obstacles et démontrent que le flux moyen est rapidement réorganisé et dépend fortement de la géométrie des obstacles.

Une étude expérimentale et numérique dans les écoulements turbulents à surface libre, avec présence d'obstacles, est présentée par Brevis et al. [25], les résultats montrent que l'effet

des obstacles dans le canal est observé dans le sens de l'envergure. L'écoulement moyen à l'intérieur de cette zone est caractérisé par une grande région de recirculation et plusieurs systèmes de vortex supplémentaires.

Dans leur article en 2017 Sonia Ben Hamza et al [16] ont présenté un modèle hydrodynamique prédictif afin d'étudier le phénomène de dispersion des particules solides fines injecté sur une surface libre autour d'un obstacle verticale. L'interface air / eau a été modélisée à l'aide de l'approche du volume de fluide (VOF). Le suivi lagrangien des particules individuelles a été effectué, et le transport particulaire ainsi que liquide et le dépôt de diverses tailles de particules, la densité et la vitesse dans le canal ont été analysés. Le modèle de turbulence standard k- ϵ a été choisi pour cette simulation. Ils ont trouvé que les grosses particules de masse volumique 1600 kg / m^3 et de diamètre supérieur à 70 mm pour une vitesse de 2 m/s sont déposées autour de l'obstacle et près de fin seuil du canal, tandis que les particules de très petite taille (inférieures à 5 mm) restent en suspension dans le flux et arrivent à la sortie du canal sans aucun taux de dépôt.). Leurs résultats numériques concordent bien avec les données expérimentales.

Les obstacles parallèles inclinés sont un sujet classique avec une longue histoire, et Boycott [21] a été le premier qui a observé que la vitesse de sédimentation est meilleure si le tube est incliné que lorsqu'il est vertical quel que soit la taille de la particule.

Le décanteur lamellaire est un ouvrage qui se caractérise par la présence d'un nombre important des obstacles parallèles inclinées et l'un des procédés que l'on peut mettre en œuvre pour séparer la pollution véhiculée dans les eaux de ruissellement. Les décanteurs lamellaires présentent l'avantage d'être à la fois des ouvrages compacts comparativement aux bassins de retenues, mais également, d'offrir des performances élevées du fait de leur surface de décantation très étendue. L'optimisation de leur fonctionnement hydraulique devrait permettre d'obtenir un écoulement homogène sur toute la surface de décantation.

Il existe très peu d'études théoriques sur les colons lamellaires Demir [43] a utilisé des résultats expérimentaux obtenus pour des formes géométriques différentes et des angles de plaques variables pour dimensionner les bassins de décantation.

Lekang et al.[102] ont présenté une évaluation du bassin de décantation lamellaire en utilisant une étude expérimentale pour mesurer les débits de l'eau d'entrée et de sortie du bassin de sédimentation .Kowalski et Mięso [91] ont présenté la conception de réservoirs de sédimentation et d'installations utilisant l'effet Boycott. Doroodchi et al [49] ont étudié

l'influence des plaques inclinées sur le comportement des suspensions dans des lits fluidisés liquides. Sarkar et al. [145] ont étudié les performances des décanteurs à plaques inclinées pour les déchets aquacoles. Rubescu et al [141] ont présenté une étude théorique concernant la conception du décanteur secondaire lamellaire. Galvin et al [61] examine la séparation par gravité en utilisant des canaux inclinés étroitement espacés. Okoth et al [125] ont résumé les facteurs qui ont un effet sur l'efficacité de séparation des plaques parallèles inclinées, et ils ont modélisé phénoménologiquement l'interaction suspension-eau.

Jusqu'à présent, de nombreux chercheurs ont utilisé des simulations CFD pour étudier l'écoulement de l'eau et l'élimination des solides dans les bassins de décantation pour le traitement des eaux usées. Cependant, il n'y a pas beaucoup de travaux dans la littérature sur la modélisation CFD des décanteurs lamellaires pour le traitement des eaux de ruissèlement en tenant compte de la présence de deux phases la phases liquides et la phase particulaire

De plus, selon les meilleures connaissances des auteurs [160] l'étude de l'ensemble du bassin de sédimentation avec un système à grande échelle de colons parallèles inclinés et la prise en compte des deux phases n'a jamais été étudiée auparavant. Contrairement à la plupart des études CFD antérieures qui étudiaient les plaques lamellaires séparément et isolément, ou le système complet mais seulement le cas monophasique [115], [82].

Le premier travail qui modélise l'ensemble du système de sédimentation dans un décanteur lamellaire est présenté en 2014 par Roza Tarpagkou et Asterios Pantokratoras [160]. Ils ont utilisés un modèle numérique pour simuler la dynamique en 2D et la structure d'écoulement d'un bassin de sédimentation rectangulaire pour l'eau potable à travers une approche multiphasique. Ils sont utilisés les méthodes de calcul dynamique des fluides (CFD). Ils ont examinés deux configurations un système avec des obstacles parallèles inclinés (décanteurs lamellaires) et l'autre un bassin sans obstacle, afin d'évaluer l'influence des obstacles inclinés sur l'efficacité du procédé, leur approche numérique étudie l'ensemble de la cuve de sédimentation avec un système à grande échelle de plaques parallèles inclinées. L'échange de quantité de mouvement entre la phase primaire et la phase secondaire (particules) est pris en compte, utilisant une méthode lagrangienne (modèle à phase discrète) avec des calculs couplés dans les deux sens, Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ –RNG a été choisi pour cette simulation. Les résultats montrent que les colons lamellaires influencent le champ d'écoulement et augmentent l'efficacité de la sédimentation de 20% par rapport à la conception sans obstacle.

L'objectif principal de notre étude est d'étudier le comportement hydrodynamique 3D des écoulements chargés avec des particules solides dans les ouvrages d'assainissement sans et avec des obstacles en utilisant un couplage bidirectionnelle (two way coupling) entre l'approche Lagrangienne (modèle à phase discrète) et l'approche Eulérienne. Par conséquent il est très important de donner un rappel bibliographique sur les caractéristiques des solides simulés ainsi que les approches de modélisation du mouvement turbulent des particules solides dans un fluide.

I.3. La phase dispersée

Cette partie est consacrée à l'étude des mécanismes de transport des particules solides dans les ouvrages d'assainissement ; pour débiter, il est indispensable de caractériser les particules retrouvées dans les eaux de ruissellement en termes de distribution granulométrique, masse volumique, concentration. Une description de mode transport des particules solides sera abordée. Enfin une description des différents outils numériques et quelques modèles mathématiques permettant de modéliser les écoulements turbulents multiphasiques seront présentés .

Les objectifs de cette partie sont :

- Présenter les caractéristiques de la pollution en temps de pluie dans les réseaux d'assainissement,
- Présenter les modèles existants pour reproduire le transport solide dans les ouvrages d'assainissement.

I.3.1. Généralités sur les particules solides

Les solides particuliers transportés par l'eau ont des tailles extrêmement variables, depuis les solides à l'état colloïdal (argiles) jusqu'à des blocs pouvant atteindre plusieurs dm^3 , voire plusieurs m^3 . Plusieurs classifications de ces matériaux, présentant des différences non négligeables. Les paramètres d'usage courant servant à définir la taille des particules sont les suivants :

- Diamètre au tamis : taille minimum de la maille de tamis à travers laquelle la particule peut passer.
- Diamètre équivalent (ou diamètre de sédimentations) : diamètre d'une sphère de même densité que la particule et qui aurait la même vitesse de chute dans un fluide donné et à la même température.
- Diamètre nominal : c'est le diamètre d'une sphère de même volume que la particule.

- Dimensions triaxiales : ce sont les dimensions selon un repère orthonormé à trois dimensions comprenant les dimensions minimum et maximum de la particule.

Le diamètre au tamis est généralement utilisé pour des diamètres compris entre 0,1 et 75 mm, le diamètre nominal et les dimensions triaxiales sont utilisés pour des diamètres supérieurs à 75 mm, le diamètre équivalent sert pour les particules plus petites que 0,1 mm, les particules transportées ne sont jamais, dans la nature, de taille homogène. On caractérise donc la charge solide par une analyse granulométrique,

Ces paramètres ne suffisent pas toujours pour caractériser des particules dont la forme est parfois très variable, et qui peut avoir une incidence sur leur comportement dans un fluide. Pour une particule de forme aplatie et allongée, posée à plat sur le fond, sera moins sensible à l'entraînement par le courant qu'une particule sphérique placée dans les mêmes conditions. A densité égale et pour un même poids, elles auront aussi des vitesses de chute différentes. Deux paramètres permettent de caractériser les formes :

- Le rapport : surface de la particule/ surface de la sphère : rapport entre la surface d'une particule et la surface d'une sphère de même volume ; ce rapport est égal à 1 pour une particule sphérique.
- La sphéricité : racine cubique du rapport du volume de la particule au volume de la sphère circonscrite ; elle est égale à 1 pour une particule sphérique.

Le poids volumique des matériaux transportés joue également un rôle important dans le transport en le rendant sélectif. Il intervient dans la plupart des formules de calcul du transport solide.

I.3.2. Origines de la pollution particulaire

Les particules solides transportées dans les eaux de ruissellement peuvent avoir diverses origines [10] :

- ✓ 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 la variation des concentrations des particules solides en fonction de la nature des surfaces lessivées (type d'occupation du sol,

imperméabilisation), de l'intensité de la pluie, le taux de dégradation de sol. Les propriétés des particules solides (granulométrie, masse volumique, forme, vitesse de chute) sont également très dépendantes du bassin versant et généralement sont classées en fonction de leur diamètre médian d_{50} . Dans ce contexte, il est difficile de fournir des éléments précis, Bressy (2010) [24] fournit des ordres de grandeurs de la concentration des particules solides 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 particules solides dans les eaux de ruissellement est la plupart du temps largement inférieure au gramme par litre [40].

Cependant en Algérie, vue le mode d'occupation du sol, le degré important de la dégradation du sol et la faible pluviométrie font que la concentration des particules solides est élevée et leur diamètre est important. Le présent travail de doctorat s'intéresse uniquement à la pollution particulaire des eaux de ruissellement puisque il représente l'essentiel de la charge polluante véhiculée dans les réseaux d'assainissement.

I.3.3. Caractéristiques de la pollution

I.3.3.1. Granulométrie des sédiments

Les particules solides sont généralement classées en fonction de leur diamètre médian d_{50} , la classification la plus courante utilisée en sédimentologie étant celle de Wentworth ; selon cette échelle on distingue traditionnellement trois grandes familles de particules solides [172].

- $d_{50} < 62.5 \cdot 10^{-3}$ mm : matériau dissous, argile, vase et limon
- $62.5 \cdot 10^{-3}$ mm $< d_{50} < 2$ mm : sable
- 2 mm $< d_{50}$: rochers, galets et gravillons

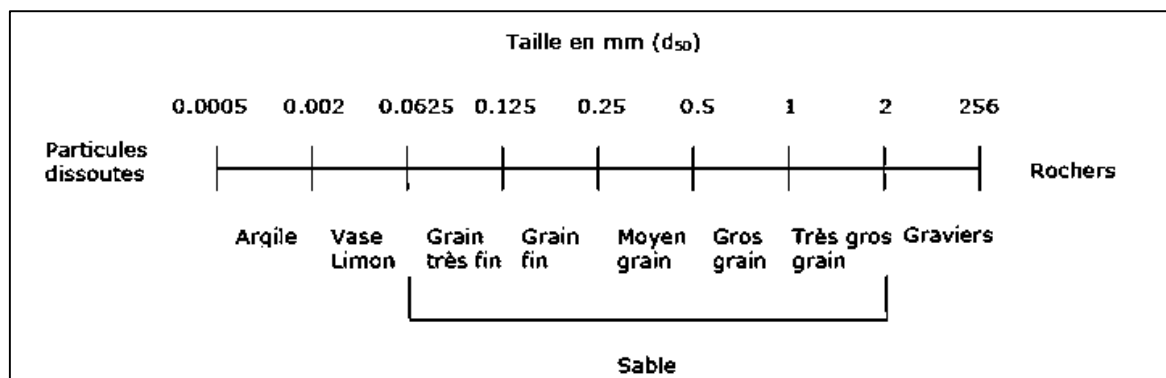


Figure. I. 5 : Classification des particules solides selon l'échelle de Wentworth [172].

L'échelle de Wentworth caractérise principalement les matériaux d'origines minérales, les particules solides d'origine organique sont constituées entre autre de particules très fines qui ont la propriété de s'agglomérer entre elle pour former des floccs et des agrégats de dimension très supérieure (0.1 à 2 mm) sous l'action des forces de cohésion électrostatiques.

La turbulence de l'écoulement agit sur la taille des particules de deux manières opposées : Pour de petites particules organiques l'augmentation de la turbulence entraîne une augmentation du nombre de collisions entre les particules par unité de temps ce qui fait apparaitre des floccs de plus en plus gros et fragiles [170]. D'autre part, une augmentation de la turbulence entraîne une augmentation des forces de cisaillement qui vont entraîner la rupture des floccs ; on peut dire que la turbulence est une limitation de la taille des floccs.

Les résultats des travaux de recherche (chebbo(1992) [35], verbanck et al. 1994 [168] montrent que :

- Plus de 70% des solides transportés par suspension ont une taille inférieure à 100 μm .
- Les valeurs de d_{50} sont quasi identiques autour de 35 μm pour les réseaux unitaire et séparatif pluviaux.
- Les particules de diamètres supérieur à 100 μm sont plus importantes en réseau séparatif et celles dont le diamètre est inférieur à 100 μm ont tendance à s'agglomérer.

La proportion des particules de diamètre supérieur à 100 μm augmente avec la hauteur et l'intensité de la pluie.

Chebbo & Bachoc (1993) [36] ont observé que les particules fines ($30 \mu\text{m} < d_{50} < 38 \mu\text{m}$) sont prédominantes. Le pourcentage de particules dont le diamètre est inférieur à 100 μm est compris entre 66% et 85% de la masse totale. De plus, elles varient relativement peu d'un site à l'autre. Les particules fines ($< 50 \mu\text{m}$) se présentent sous la forme d'agglomérats (diminution du diamètre médian après dispersion ultrasonique).

Type de réseau	$d_{10}(\mu\text{m})$	$d_{50}(\mu\text{m})$	$d_{90}(\mu\text{m})$	% < 100 μm
Séparatif pluvial	6-9	29-38	265-1375	76%-85%
Unitaire	4-13	25-44	183-497	66%-82%

Tableau. I. 2 : Diamètres caractéristiques et pourcentage massique inférieur à 100 μm . D'après Chebbo (1992), cité par Ashley et al. (2004) et Dufresne(2008). ([35], [10], [50])

Chocat et al. (2007) [40], 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) [35], et Anta et al. (2006) [7].

I.3.3.2. Masse volumique

Les valeurs moyennes de masse volumique pour les particules solides des eaux de ruissellement de diamètre inférieure à 100 μm varient entre 1600 à 2700 kg/m^3 .

Selon les travaux de Chebbo & Bachoc (1993) [36], la densité par rapport à l'eau des solides est supérieure à 2.19 pour les écoulements strictement pluviaux, et inférieurs à 2.15 pour les écoulements unitaires. De plus, les particules fines possèdent une densité plus grande que les grosses.

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

Tableau. I. 3 : Masse volumique des matières en suspension pour un réseau séparatif pluvial (Chebbo, 1992) [35]

Andral et al. (1999)[4], 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.I.4)

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

Tableau. I. 4 : Masse volumique des matières en suspension dans les eaux de ruissellement [4]

I.3.3.3. Concentration solide

Dans ce travail, on s'intéressera à la distribution des particules solides et la concentration de la phase dispersée qui est une caractéristique fondamentale des écoulements eau-solide au sein des ouvrages d'études (conduite, décanteur lamellaire), qui est influencé par la correction de la force de traînée.

Le travail présenté par Arcen-Boris en (2009) [9], sur un canal horizontal. Il a trouvé que les corrections de la force de traînée n'induisent pas de changements notables dans la majeure partie du canal. Ils ont aussi noté dans la première tranche contiguë à la paroi une diminution

de 10% de la concentration pour les particules ayant la plus grande inertie. Cette diminution est accompagnée par une augmentation de la concentration pour $1 < y^+ < 4$. Mis à part cela, il est à remarquer que la concentration en proche paroi atteint des valeurs 50 fois supérieures à la concentration moyenne dans le canal. Il est par conséquent clair qu'un écoulement fluide -solide peut être dilué globalement mais pas localement.

I.3.4. Mode de transport des particules solides

Les eaux de ruissellement sont constituées d'un mélange d'eau et de particules solides. Le comportement du mélange peut fortement s'éloigner de celui de l'eau (aspect newtonien et non newtonien) en fonction de la concentration en particules.

La concentration des particules solides dans les conduites d'assainissement et en particulier dans les réseaux séparatifs pluviaux est en général variable et le mélange se comporte comme un fluide newtonien [66], on parle alors d'écoulement globalement faiblement chargé.

Le transport des particules solides peut être divisé en trois types : le transport en solution, le transport en suspension (qui peut être divisé en suspension uniforme et suspension graduelle) et le transport de fond ou transport par charriage.

1. La charge en suspension

Est constituée par des matériaux dont la taille et la densité leur permettent, dans des conditions d'écoulement déterminées, de se déplacer sans toucher le fond du lit, le maintien des particules en suspension est possible du fait de la nature turbulente de l'écoulement.

Le transport en suspension est en général constitué de matériaux fins, argiles et colloïdes et quelquefois de limons.

Ancey et Coussot [5] proposent une découpe en deux grandes catégories de suspensions : les suspensions molles et les suspensions dures.

- **Suspension molles**

Les suspensions molles désignent les suspensions pour lesquelles le comportement fluide l'emporte sur le comportement solide ; ce sont les suspensions là où la concentration en fluide est bien importante que la concentration en particules solides.

- **Suspensions dures**

Les suspensions dures sont gouvernées par la dynamique des particules et plus particulièrement par les contacts directs ou lubrifiés entre particules, dans ces suspensions, l'aspect particulaire est naturellement privilégié par rapport au fluide.

En pratique on peut voir un nombre très important des particules solides, les suspensions utilisées pour modéliser les écoulements dans les canaux à surface libre appartiennent pour la plupart d'entre elles, à la catégorie des suspensions molles ; la modélisation la plus difficile se situe à la frontière des suspensions molles et dures car le fluide et les particules jouent des rôles équivalents dans le comportement du mélange.

2. Le charriage

Le charriage est le mouvement des grains près du fond par roulement ou glissement des particules les uns sur les autres ou par petits sauts. Le charriage est un déplacement après l'arrachement du grain.

Ces déplacements sont dus à la trainée et à la portance ; selon l'importance de la turbulence et leur influence sur le transport des grains par suspension que soit son poids on peut voir des fonds plats ou des fonds ondulés ; il peut alors se déplacer sur de longues distances sans rejoindre le fond ; un grain déjà mis en mouvement par charriage passe en suspension lorsque la composante de la vitesse turbulente est supérieure à sa vitesse de chute.

Le charriage concerne plus particulièrement les sables, graviers, galets et blocs ; la suspension concerne plus particulièrement les sables, limon, et les argiles, on peut dire que le transport solide par charriage concerne plutôt les particules grossières, typiquement le diamètre supérieur à 0.5 mm. Dans le cas de la suspension, on peut distinguer clairement le lit de l'écoulement pour le charriage il y a constamment des échanges entre le lit et l'écoulement

La distinction entre les différents modes de transport est liée aux propriétés physiques 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.

I.3.5. Écoulements turbulents multiphasiques

Nombreuses études numériques et expérimentales qui ont été menées sur la modélisation du transport de particules solides dans un écoulement turbulent avec ou sans surface libre. Les modèles permettent aujourd'hui de traiter une gamme de plus en plus large de problèmes

rencontrés dans la nature mettant en évidence les lacunes qui existent encore en terme de simulation numérique de l'hydrodynamique à surface libre ainsi la connaissance et la compréhension des phénomènes de transport de particule solide.

La plupart de ces études proviennent de l'hydrodynamique fluvial et rares sont celles qui concernent l'assainissement surtout pour les fortes concentrations.

Les écoulements dans les canaux à surface libre telle que par exemple les bassins de décantation et le réseau d'assainissement sont multiphasiques et font l'objectif de plusieurs recherches ([50], [172], [63], [185]) qui ont étudié le comportement hydrodynamique de l'écoulement multiphasique dans les ouvrages d'assainissement à faible concentration.

L'objectif de cette thèse est d'étudier le comportement hydrodynamique des écoulements multiphasiques à faible et à forte concentration dans les ouvrages d'assainissement.

I.3.5.1. Modélisation numérique des écoulements multiphasiques

I.3.5.1.1. Les différentes échelles de longueur pour la modélisation des écoulements multiphasiques (fluide –particules)

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. Il existe plusieurs approches pour décrire le comportement des écoulements fluide –particules en fonction de l'échelle de longueur à laquelle les deux phases sont décrites

1. Echelle macro

La simulation numérique des écoulements multiphasiques particulièrement les écoulements fluide –particules, peut également être basée sur une approche purement eulérienne des phases 'modèles (Euler –Euler).

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 VanWachen & Almstedt (2003) [167]. 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.

Selon Olga [126] deux approches sont communément employées pour modéliser les écoulements concentrés à phase dispersée de façon Eulérienne.

La première approche consiste à écrire les équations de la phase dispersée de manière similaire aux équations de la phase continue comme dans la dérivation classique du modèle à deux fluides.

La deuxième approche s'appuie sur le formalisme de la théorie cinétique des fluides en raison de la forte analogie entre le mouvement des particules dans un écoulement diphasique turbulent et celui des molécules de fluide à l'échelle microscopique. Dans sa version initiale, cette méthode permet ainsi de prendre en compte les collisions entre les particules mais pas l'interaction entre les particules et la turbulence, différents chercheurs incluent cette interaction entre les phases dans leur modèles, parmi ces chercheurs, on peut citer les travaux de Marketal[108].

2. Volume de fluide

Le principe de la méthode VOF est de représenter géométriquement chaque phase, puis de déterminer son mouvement par la résolution des équations de conservations. A l'interface entre deux phases, la discontinuité des propriétés du fluide est prise en compte par une condition limite appropriée. Cependant, la frontière entre les différentes phases peut être en mouvement, ce qui rend son traitement complexe, en particulier dans une application tridimensionnelle.

Pour éviter de suivre l'interface, il est possible de remplacer le saut discret par une variation continue des propriétés et des forces volumiques. L'approche VOF est capable de modéliser l'écoulement près de l'interface avec précision, et de représenter des effets comme la tension de surface ou d'adhérence aux parois. Cependant, cette approche est limitée à la simulation de quelques particules disperses et nécessite d'importantes ressources de calcul. Elle n'est donc pas appropriée à la résolution d'écoulements multiphasiques dispersés dans de grands volumes [78].

3. Echelle méso

A cette échelle, on parle des modèles Euler-Lagrange. Dans les modèles **Euler-Lagrange**, le mouvement de la phase continue est modélisé dans un contexte Eulérien c'est-à-dire la résolution des équations de Navier –stokes pour la phase fluide, tandis que le mouvement de la phase dispersé, c'est à dire la trajectoire des particules, est simulé par l'approche Lagrangienne. Contrairement à la méthode VOF, les mouvements du fluide à petite échelle autour des particules de la phase dispersé ne sont pas simulés. Les processus à l'échelle de la

particule, comme les collisions peuvent être modélisés avec détail. 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.

L'approche « *one-way* » apparaît donc comme étant suffisante pour modéliser le transport de particules dans les ouvrages d'assainissement des eaux de ruissellement si on néglige la variation instationnaire de la concentration et on considère que les écoulements de ruissellement peu chargés, les interactions entre les particules sont rares et les forces dynamiques du fluide gouvernent le transport des particules [50], [185].

L'inconvénient de la méthode Euler-Lagrange est que les ressources informatiques nécessaires augmentent très rapidement avec le nombre de particules simulées.

Dans les modèles Euler -Lagrange, plusieurs codes commerciaux telle que Ansys Fluent15[6] et STAR-CCM+ [32] proposent d'autres modèles de LE, telle que le modèle «Discrète élément méthode /computational fluid Dynamics (DEM-CFD)" ou Combined Continuum and Discrete Model (CCDM)"à décrire la phase continue (liquide ou gazeuse) de façon Eulérienne et à assurer un suivi lagrangien des particules.

Dans ces modèles, l'écoulement liquide est toujours modélisé par les équations de Navier-Stokes en prenant en compte la fraction volumique du fluide, comme dans le Two fluid model (TFM) présenté par gidspow [62].

L'effet des particules sur le fluide est considéré comme un terme source dans l'équation de quantité de mouvement tandis que l'action du fluide sur les particules est modélisée par une force hydrodynamique.

Il est à signaler dans l'approche, Euler -Lagrange le diamètre des particules est plus petit que la taille des cellules du maillage fluide.

4. Echelle micro

Cette échelle est très adaptée pour la simulation numérique directe (en anglais “Direct Numerical Simulation (DNS)”). Les écoulements fluides-particules peuvent être décrits en résolvant directement les équations de Navier Stokes pour le fluide, tandis que la trajectoire des particules est calculée individuellement. Afin de pouvoir mettre en place cette approche pour la résolution, de façon précise, de l’écoulement autour de chaque particule, le maillage du domaine fluide doit être plus fin que la plus petite échelle spatiale caractéristique de l’écoulement. Il existe deux façons totalement différentes pour construire ce maillage. Soit il est construit sur tout le domaine, y compris l’espace occupé par les particules, soit il occupe uniquement l’espace entre les particules.

I. 3.5.1.2. Comparaison entre l’approche Eulérienne et l’approche Lagrangienne

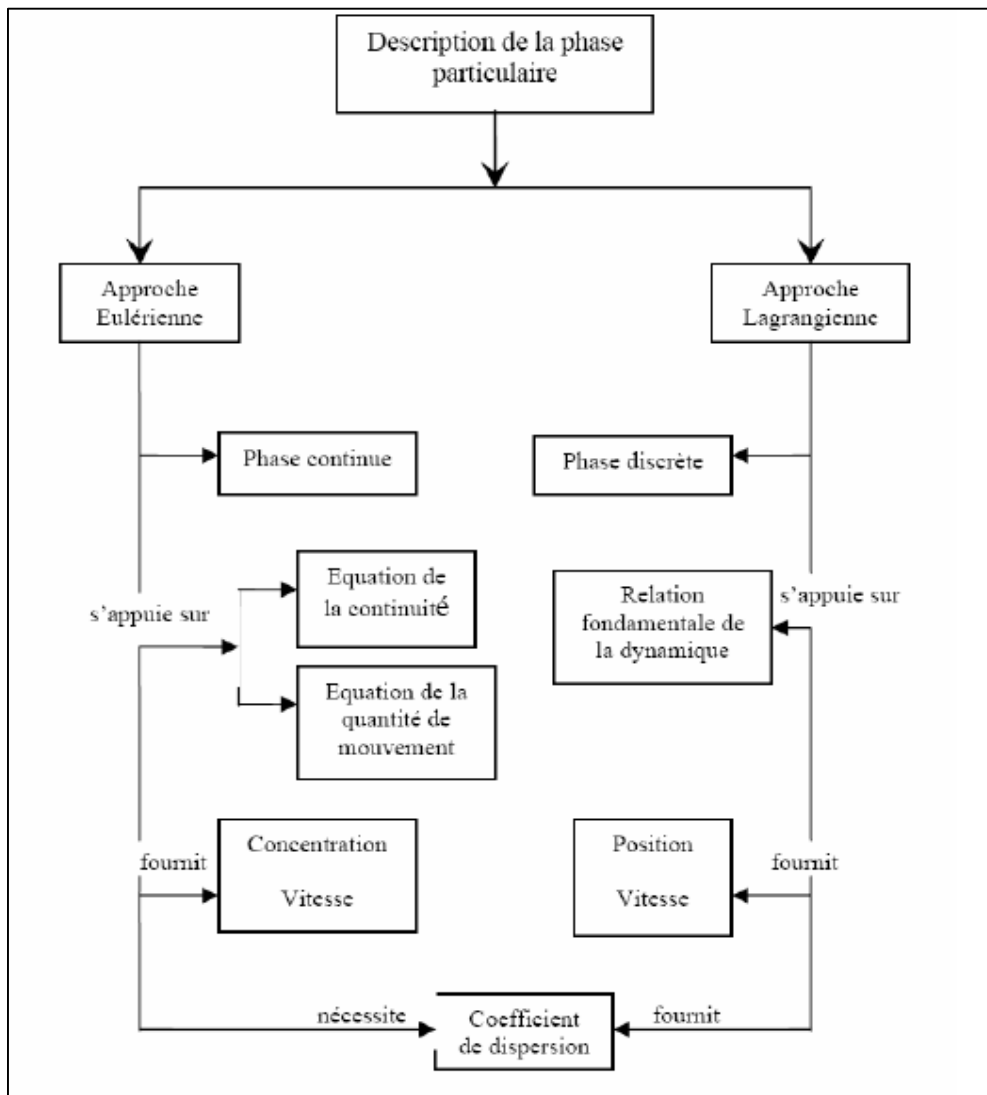


Figure. I. 6 : Comparaison entre approche Eulérienne et approche Lagrangienne pour la description des mouvements particuliers

I.3.6. L'approche Euler-Lagrange dans les ouvrages d'assainissement

La modélisation du transport solide dans les bassins sans obstacle ou avec des obstacles peut être entreprise selon plusieurs méthodes. Plusieurs auteurs ont appliqué l'approche Euler-Lagrange pour obtenir des informations sur la localisation des dépôts et la trajectoire des particules solides dans des bassins pilote ([157], [50], [171]) et sur site [50], [185] mais pour les écoulements de ruissellement peu chargés (faible concentration), les interactions entre les particules sont rares. L'influence de la phase particulaire sur la phase fluide est également négligée en raison des faibles concentrations en particules [50], [185]. L'approche « one-way » a été utilisée pour modéliser le transport solide dans des bassins de rétention pilotes.

L'objectif de cette étude est donc d'obtenir des informations sur la répartition des vitesses de la phase liquide et la phase particulaire en tenant compte la présence de la surface libre et la variation de la concentration des solides (écoulement peu chargé et chargé avec des solides), la complexité de la géométrie, les propriétés des particules solides. Les principales difficultés du suivi de particules sont

- la prise en compte de la turbulence dans le mouvement des particules,
- Interaction particules - parois
- Pour les fortes concentrations, l'influence de la phase particulaire sur la phase fluide (dynamique des particules).

I.3.6.1. Prise en compte de la turbulence

Dufresne (2008) [50] a montré que dans le bilan de forces de chaque particule, la vitesse du fluide porteur intervient, notamment dans la force de traînée. Cependant, cette vitesse n'est pas la vitesse moyenne, calculée lors de l'étape de simulation hydraulique, mais la vitesse instantanée, non calculée. Cette dernière peut être construite, de façon simplifiée, au moyen d'un modèle stochastique [15]. Ce modèle conceptuel génère ainsi des nombres aléatoires pour construire des vitesses fluctuantes à partir des grandeurs turbulentes globales calculées quant à elles lors de l'étape de simulation de l'écoulement (énergie cinétique turbulente, taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, *etc.*). Ce type de modèle se fonde néanmoins sur des hypothèses contestables (représentation de la turbulence par des tourbillons) ; il requiert par ailleurs l'utilisation de paramètres sans véritable sens physique [152].

La majorité des études ayant appliqué l'approche Euler-Lagrange pour modéliser le transport solide dans les bassins se sont appuyées sur le logiciel Fluent. Le modèle de la dispersion turbulente des particules implémenté dans fluent considère la durée de vie et la taille des tourbillons caractéristiques de la turbulence sont calculées à partir d'une constante de temps

lagrangienne CL. Dufresne et al. (2009) [51] ont montré que la valeur par défaut (0,15) ne permettait pas de reproduire les dépôts observés expérimentalement.

I.3.6.2. Interaction particules –parois

Une autre difficulté dans l'approche Eulérienne –lagrangienne lorsqu'on prend en compte la nature turbulente de l'écoulement concerne la condition limite à utiliser pour le fond de l'ouvrage, si une particule atteignant le fond de l'ouvrage, se dépose-t-elle ou est-elle remise en suspension dans l'écoulement ?

Les conditions limites classiquement retrouvées dans les codes de calcul pour le fond de l'ouvrage sont : *trap* (Fluent, 2015), également appelée *stick* (Open FOAM, 2015), et *reflect* (Fluent, 2015), également appelée *rebound* (Open FOAM, 2015).

- **La condition *trap/stick*** : Correspond au dépôt de la particule : elle consiste à stopper la trajectoire de la particule touchant le fond c'est-à-dire si une particule touche la paroi, sa vitesse devient nulle et elle se dépose, mais elle peut entraîner une surestimation des dépôts puisque toute particule atteignant le fond se dépose.
- **La condition *reflect/rebound*** : Correspond à sa remise en suspension dans l'écoulement suivant une loi du choc .Mais elle n'est pas applicable en l'état pour le fond de l'ouvrage puisqu'aucun dépôt n'aura lieu.

Ces deux conditions montrent donc leur limite lorsque l'on souhaite suivre la trajectoire des particules. La détermination si une particule atteignant le fond se dépose ou remise en suspension dans l'écoulement, de nouvelles conditions d'interaction ont été investiguées. Une autre condition, combinant les deux précédentes, est également utilisée : elle consiste à faire rebondir la particule un nombre de fois fixe ou aléatoire puis à stopper sa trajectoire (dépôt)([157], [37]).

Adamsson *et al.* (2003)[1] ont implémenté dans un code de calcul 3D une condition limite fondée sur le seuillage de la contrainte de cisaillement sur le fond et basé sur la combinaison entre les conditions *trap/stick* et *reflect/rebound*. Lorsque la particule atteint le fond, elle rebondit si la contrainte de cisaillement locale est supérieure au seuil choisi, dans le cas contraire, la particule se dépose, cette condition porte le nom de condition BSS (pour *Bed Shear Stress* en anglais).

Les auteurs ont montré que cette condition était pertinente pour décrire la localisation des dépôts ainsi que l'efficacité de l'ouvrage, seulement pour les faibles vitesses.

La principale difficulté liée à la condition BSS réside dans le choix de la valeur de la contrainte de cisaillement seuil, alors Dufresne et al. (2009) [51], Vosswinkel et al. (2012) [171] et Yan (2013) [185] 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).

Dufresne (2008) [50] a proposé une nouvelle condition basé sur le 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) [50] 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.

Lipeme Kouyi et al. (2010) [105] ont modélisé en 3D l'écoulement dans un bassin de rétention de grande taille et ont mis en évidence 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) [185] a proposé une formule qui prend 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) [50] et est cohérente avec les dépôts observés sur le bassin de rétention par Lipeme Kouyi et al. (2010) [105] et Yan (2013) [185].

Gilles ISENMANN et al (2017) [63] ont déterminé une relation explicite pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil en fonction des propriétés des particules sans nécessiter de calage et implémenter de nouvelles conditions BTKE utilisant l'angle de la paroi pour permettre l'utilisation de ces conditions à des ouvrages présentant des fonds n'étant pas plats.

Dans notre étude on va faire une combinaison entre les deux conditions aux limites la condition BSS et la condition BTKE en utilisant le diagramme de Soulsby (1997) [154] pour calculer la contrainte de cisaillement seuil en fonction des propriétés moyennes des particules (les conditions d'interactions particule – paroi sont détaillées au chapitre 5).

I.3.6.3. Dynamique des particules

I.3.6.3.1. Classification des régimes d'écoulement en suspension

La classification des écoulements multiphasiques (eau –particules solides) est importante, car elle permet de déterminer les influences des particules et de la phase porteuse sur la turbulence et sur elles-mêmes. Dans la littérature, il existe plusieurs méthodes permettant de classer les différents régimes d'écoulement de suspension basées sur la fraction volumique en particules ou sur les échelles de temps caractéristiques. La fraction volumique α en particules est définie par le rapport entre le volume des particules considérées ont une forme sphérique, et le volume total V_t du mélange.

Pour une suspension de particules rigides dispersées dans un fluide porteur on définit les régimes suivant en fonction de α :

- $\alpha \leq 10\%$, la suspension est diluée ;
- $10 < \alpha < 20\%$, la suspension est concentrée ;
- $\alpha > 20\%$, la suspension est très concentrée.

En fonction de la valeur de la fraction volumique différents types d'interactions se produisent :

- Pour les faibles concentrations, ce sont les interactions fluide-particules qui prédominent
- Pour les fortes concentrations ce sont les interactions particules-particules ainsi que les chocs entre les particules qui doivent aussi être pris en compte.

Pour choisir les modèles d'interactions il est très important de connaître non seulement cette classification mais aussi la dynamique des particules qui fait également l'objet de nombreuses études dans les domaines des milieux granulaires.

I.3.6.3.2. Interactions particule-particule

Pour les fortes concentrations ce sont les interactions particules-particules ainsi que les chocs entre les particules qui doivent aussi être pris en compte.

1. Collisions

Les collisions se manifestent lorsque les particules ont une longueur caractéristique très faible.

Deux approches existent pour détecter ce contact. L'approche la plus naturelle est la méthode déterministe : pour chaque paire de particule, la distance qui les sépare lors de leur déplacement est calculée et examinée. L'avantage de cette méthode est d'être la plus prédictive,

mais elle est couteuse. La seconde approche est statistique, il existe de nombreuses façons de la mettre en œuvre. Certains auteurs considèrent des "parcelles", particules fictives représentant plusieurs particules réelles de même taille et même vitesse, puis appliquent une approche déterministe à ces particules fictives ([100], [99]). D'autres auteurs considèrent les interactions entre toutes les particules, mais décident de la collision de manières probabilistes ([33], [114]).

I.3.6.3.3. Interactions hydrodynamiques

La présence des particules au sein du fluide modifie son écoulement, qui, à son tour va agir sur la dynamique des particules. Nous désignons par interaction hydrodynamique les efforts exercés par le fluide sur une particule. Ces interactions traduisent les effets d'une particule sur une autre, transmis par le fluide.

Les particules peuvent interagir à distance par le biais du champ hydrodynamique.

Lorsque la densité des particules est au moins du même ordre de grandeur que la densité du fluide, les effets d'une particule sur l'écoulement local n'est pas négligeables et peut modifier la trajectoire des particules adjacentes [173].

Un problème classique d'interaction hydrodynamique est la sédimentation des sphères de tailles différentes [103].

I.4. Conclusion

Ce premier chapitre permet de faire le point sur les écoulements eau-particules solides dans les ouvrages hydrauliques d'assainissement à surface libre. Les différents travaux menés à ce sujet mettent en évidence la diversité des paramètres qui peuvent influencer le comportement de la phase fluide et de la phase particulaire en écoulements dans les canaux sans obstacles et avec des obstacles. Alors l'objectif de cette étude est étudié le comportement hydrodynamique des écoulements multiphasiques faible et forte concentration dans les ouvrages d'assainissement (conduite cas d'une simple géométrie et décanteur lamellaire cas d'une complexe géométrie). Cet objectif ainsi que les limites d'un certain nombre d'études disponibles dans la littérature ont conditionné la démarche adoptée lors de notre travail.

Les cinq points suivants constituent cinq domaines dans lesquels nous avons particulièrement cherché à élargir la capacité de l'approche Eulérien-Lagrangien utilisés dans le cadre de cette étude.

1. L'aspect tridimensionnel et non permanent

La modélisation numérique 3D de l'écoulement turbulent instationnaire dans un ouvrage hydraulique est nécessaire pour reproduire correctement les profils de vitesses de la phase porteuse sur une section transversale dans les trois configurations d'étude (conduite horizontale, canal avec un et deux obstacles, décanteur lamellaire), un modèle mathématique tridimensionnel instationnaire reposant sur les équations de Navier – Stokes est nécessaire ce dernier ne peut être résolu que numériquement dans le cas des écoulements turbulents multiphasiques. Ces équations aux dérivées partielles sont difficiles à résoudre et coûteuses en temps de calcul.

Afin d'étudier de manière plus fine les phénomènes qui influencent le comportement des particules dans l'écoulement eau et compte tenu des recherches effectuées en matière de simulation lagrangienne, notre choix s'est orienté vers une simulation utilisant l'approche Eulérienne/Lagrangienne faible et forte concentration qui permet la description de ces phénomènes physiques.

2. La surface libre

L'hypothèse de la condition de la symétrie est employée dans les modèles décrivant les écoulements liquide-solide dans les ouvrages de cette étude. (Les détails seront décrits dans le chapitre 3)

3. Comparaison des modèles de turbulence

Pour améliorer la représentation dynamique de l'écoulement en zone pariétale, et pour étudier plus finement la modélisation de la phase porteuse, nous avons testé et comparé les modèles $k-\varepsilon$ -RNG, et le modèle $k-\omega$ -sst. Dans le but de valider les modèles, les résultats obtenus par les deux modèles sont comparés avec des résultats expérimentaux en conduite pour un écoulement monophasique et multiphasique.

4. Etude de la modulation de la turbulence en présence de particules

La prise en compte l'effet des particules sur le comportement du fluide, par l'intermédiaire de termes sources dans les équations moyennées, n'est pas facile. En effet, la modulation de la turbulence dépend à la fois des caractéristiques des particules et de l'écoulement (chapitre IV). Il a été démontré expérimentalement que les petites particules ont tendance à diminuer la turbulence tandis que les grosses particules ont plutôt tendance à augmenter la turbulence.

5. Interaction particule -paroi

Concernant l'approche lagrangienne du transport solide, la question majeure réside dans le choix des conditions d'interaction entre les particules et les parois. Pour traiter le problème nous avons proposé une combinaison entre les deux conditions aux limites la condition BSS et la condition BTKE en utilisant le diagramme de Soulsby (1997) [154] pour calculer la contrainte de cisaillement seuil en fonction des propriétés moyennes des particules.

Dans notre étude on a utilisé un couplage entre l'approche Eulérienne et l'approche Lagrangienne pour de faibles et fortes concentrations et pour des particules solides de diamètre différent entre $30\mu m$ jusqu'à 6 mm. Le modèle est enrichi par des nouvelles lois qui prennent en considération l'interaction entre les particules et les parois.

Nos calculs sont effectués sur trois cas d'application : une conduite horizontale, des canaux avec un et deux obstacles et un bassin de décantation (décanteur lamellaire).

Chapitre II

*Modélisation physique des
écoulements turbulents eau –
particules solides*

II.1. Introduction

Les écoulements fluides –particules font partie de la famille des écoulements à phase dispersée. La prédiction correcte de tels écoulements nécessite de modéliser la physique de chacune des phases. Les propriétés des phases continues et dispersées étant souvent très éloignées, les interactions peuvent être prépondérantes dans le comportement de la phase dispersée tandis que la phase fluide fait preuve de trop d’inertie pour être influencée par celles-ci. Ces écoulements sont alors classés dans la catégorie "one-way coupling", pour lequel le fluide est considéré comme indépendant de la phase particulaire.

Dans notre étude nous traitons deux cas :

- Le cas de faible concentration là où les écoulements appartiennent tous à cette catégorie.
- Le cas de la forte concentration, le fluide et les particules interagissent selon le principe d’action-réaction, raison pour laquelle on parle de "two-way coupling".

La turbulence du fluide est à l’origine, de la traînée, d’un mouvement d’agitation des particules qui se superpose au mouvement d’ensemble. Ce mouvement d’agitation engendre à son tour des vitesses relatives entre deux particules pouvant donner lieu à des collisions. La prise en compte de la turbulence du fluide amène à considérer des phénomènes tels que le caractère aléatoire du champ de sollicitation, ainsi que la diffusion et l’agitation qui en découlent.

Il est donc important d’avoir une représentation physique des caractéristiques de l’écoulement de la phase fluide et de la phase particulaire. La phase fluide sera toujours décrite au travers de champs de grandeurs moyennes, autrement dit en représentation Eulérienne.

II.2. Définitions préliminaires

II.2.1. Définitions des grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire

L’objet de ce paragraphe est de définir les différentes grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire utilisées dans notre étude.

1. Temps caractéristiques

Le choix des pas de temps nécessaires à la résolution des équations du mouvement et du suivi des particules est basé sur 3 temps caractéristiques : temps de relaxation des particules, temps caractéristique de la turbulence, temps de collision entre deux particules. Dans le paragraphe suivant on va définir ces différents temps caractéristiques en tenant compte de la turbulence :

➤ **Temps de relaxation d'une particule**

Dans le cas où la force dominante est la force de traînée, l'équation de la trajectoire d'une particule s'écrit :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u_f - u_p) \quad (\text{II-1})$$

Où τ_p, U_f, U_p désignent respectivement le temps de relaxation de la particule qui représente le temps nécessaire pour que la particule réponde aux sollicitations du fluide, la vitesse instantanée du fluide, la vitesse instantanée des particules.

Dans le cas où $\rho_p \gg \rho_f$, le temps de relaxation vaut :

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{d_p^2 \rho_p}{\mu_f C_D Re_p} \quad (\text{II-2})$$

ρ_p, ρ_f, C_D : Représentent respectivement la masse volumique des particules, la masse volumique du fluide et le coefficient de traînée. Le nombre de Reynolds particulaire Re_p a pour expression :

$$Re_p = \frac{\rho_f \|\bar{u}_p - \bar{u}_f\| d_p}{\mu_f} \quad (\text{II-3})$$

Pour donner une interprétation physique de τ_p , supposons que la vitesse de la particule soit nulle à l'instant initial et que la vitesse du fluide ainsi que le coefficient de traînée restent constants pendant le temps d'intégration. La solution de l'équation (II-1) s'écrit alors sous la forme :

$$u_p = u_f \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (\text{II-4})$$

Ce qui montre que τ_p , représente le temps nécessaire à la particule pour atteindre un pourcentage important de la vitesse du fluide.

Dans le cas des écoulements à faibles Re_p (régime de Stokes), le coefficient de traînée a pour expression :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{II-5})$$

Et le temps de relaxation de la particule s'écrit :

$$\tau_p = \rho_p d_p^2 / 18 \mu_f \quad (\text{II-6})$$

Pour les écoulements à fort Re_p le coefficient de traînée a pour expression :

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) & \text{si } 1 \leq Re_p \leq 1000 \\ 0,44 & \text{si } Re_p > 1000 \end{cases} \quad (\text{II-7})$$

➤ **Echelles de temps intégrales de la turbulence**

L'échelle de temps intégrale Lagrangienne représente le temps de corrélation des fluctuations de vitesse d'une particule, notée T_L .

T_{mE} Est l'échelle mobile Eulérienne qui caractérise le temps de corrélation des fluctuations de vitesse du fluide dans un repère mobile se déplaçant à la vitesse moyenne du fluide. On peut caractériser l'influence de la turbulence du fluide sur le mouvement des particules par :

Le nombre de Stokes (St) est défini comme le rapport du temps de relaxation de la particule τ_p , et d'un temps caractéristique de la turbulence. Il existe plusieurs définitions pour exprimer ce nombre, la plus utilisée dans les calculs est

$$St = \frac{\tau_p}{T_{mE}} = \beta \frac{\tau_p}{T_L} \quad (\text{II-8})$$

β Désigne le rapport entre l'échelle intégrale lagrangienne et l'échelle intégrale mobile eulérienne. β Varie de 0,2 à 0,6 en fonction du type d'écoulement et du niveau de turbulence. Ce coefficient est en accord avec la valeur estimée par les travaux de LES en canal par Rambaud *et al.* (2002) [134].

- Si $St \rightarrow 0$, les particules suivent parfaitement le fluide et vont être influencées par la turbulence de celui-ci.
- si $St \rightarrow \infty$ les particules possèdent une forte inertie et elles ne sont pas affectées par la turbulence.

➤ **l'échelle d'interaction entre une particule et un tourbillon, (t_{cp})**

Si les particules sont petites elles restent à l'intérieur d'un tourbillon durant la vie de ce dernier, et le temps d'interaction est égal à la durée de vie du tourbillon t_e qui peut être déterminée à partir de l'échelle de longueur de dissipation l_e

$$t_e = \frac{l_e}{\frac{2k^{3/2}}{3}} \approx 0.2 \frac{k}{\epsilon} \quad \text{avec } l_e = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\epsilon} \quad (\text{II-9})$$

Le temps d'interaction t_{cp} est généralement plus petit que t_e . ceci est dû au glissement entre particule et le fluide porteur.

Ces différentes échelles de temps permettent de classer les écoulements avec des particules solides :

- Si $\tau_p < t_{cp}$ le mouvement des particules est grandement affecté par la turbulence de la phase porteuse.
- Si $\tau_p > t_{cp}$: la turbulence de la phase continue affecte faiblement et de manière aléatoire, le mouvement des particules dans les suspensions denses, les collisions entre les particules amortissent les interactions entre les particules et la turbulence.

Pour les écoulements peut charger telle que le cas des eaux de ruissellement dans les réseaux d'assainissement, les interactions particules – particules peuvent être négligés et les particules n'ont aucun effet sur cette turbulence, mais peuvent être grandement affecté par les tourbillons, ce type d'interaction est appelé (one way coupling).

Pour une concentration importante le comportement du fluide est influencé par la présence des particules, la turbulence peut être augmentée ou amortie par ces dernières .Le régime où les particules peuvent influencer sur la turbulence du fluide porteur est appelé two way coupling.

➤ **Temps moyen entre deux collisions**

Nous désignons par « temps de collision », l'intervalle de temps moyen entre deux collisions consécutives subies par une même particule. La prise en compte de ce type de collision dans les calculs nécessite un énorme temps de calcul sur des stations de calcul.

2. Fraction volumique

La fraction volumique (grandeur locale) de la phase dispersée α est le rapport entre le volume des N particules ont une forme sphérique et le volume total V_t occupé par le fluide et les particules, elle s'exprime par :

$$\alpha = \frac{N\pi d_p^3}{6V_t} \quad (\text{II-10})$$

La concentration massique s'exprime en fonction de la fraction volumique par :

$$c = \rho_p \alpha_p \quad (\text{II-11})$$

3. Nombre de Reynolds particulaire

En ce qui concerne les particules, la modélisation de toutes les forces et plus précisément la force de traînée provenant de la viscosité et la force de portance due à la rotation dépend fortement du nombre de Reynolds particulaire. (Équation II.3)

Ce nombre de Reynolds particulaire est représentatif de l'écoulement fluide autour de la particule. Pour de faibles Reynolds, l'écoulement autour de la sphère est totalement laminaire pour des nombres de Reynolds particulièrement petits $Re_p < 1$.

Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, il y a apparition de zones de recirculations à l'arrière de la sphère, puis de lâchers tourbillonnaires (équivalents des allées de Von Karman derrière un cylindre), et ce sur une gamme assez large de nombre de Reynolds. Pour des nombres de Reynolds plus grand la couche limite devient turbulente ce qui réduit fortement l'importance des décollements à l'arrière de la sphère et fait chuter la traînée.

4. Taux de chargement

Le taux de chargement représente le rapport entre les débits massiques des particules et de fluide, défini par la relation

$$m = \frac{q_{mp}}{q_{mf}} = \frac{\int_s \alpha_P \rho_P \langle u_P \rangle dS}{\int_s (1-\alpha_P) \rho_f \langle u_f \rangle dS} \quad (\text{II-12})$$

s Étant la section de passage.

5. Echelle de longueur de Kolmogorov

Cette échelle notée η , caractérise la taille des plus petites structures de l'écoulement.

Les équations utilisées pour déterminer la trajectoire des particules au sein de l'écoulement liquide (Chapitre V) sont établies pour des particules de taille inférieure à l'échelle de Kolmogorov.

Echelle de longueur de Kolmogorov η est définie par :

λ_0 : Échelle caractéristique de longueur des plus petits tourbillons.

V : Échelle caractéristique de vitesse des plus petits tourbillons

$\tau_t = \frac{\lambda_0}{V}$: échelle caractéristique de temps des petits tourbillons.

- On définit les autres échelles relatives à la turbulence.
- L_t : échelle caractéristique des grands tourbillons (échelle intégrale).
- $U = \sqrt{k}$ échelle caractéristique de vitesse d'agitation du fluide.

L'analyse dimensionnelle nous permet d'écrire :

- $\mathcal{E} = f(K, L_t)$ où $L_t = f(K, \mathcal{E})$ indépendamment de ν
- et d'autre part : $\lambda_0 = f(V, \mathcal{E})$ indépendamment de K

Chacune de ces deux relations (3 paramètres, 2 unités) peut être ramenée à un seul nombre sans dimension.

$$\frac{L_t \varepsilon}{K^{3/2}} = \text{constante et } \lambda_0 \left(\frac{\varepsilon}{V^3} \right)^{\frac{1}{4}} = \text{constante}$$

Donc

$$\begin{cases} L_t \simeq \frac{K^{3/2}}{\varepsilon} \\ \lambda_0 \simeq \left(\frac{V^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \end{cases} \quad (\text{II-13})$$

L'échelle λ_0 , qui caractérise la taille des tourbillons à partir de laquelle la viscosité agit fortement et empêche la formation d'échelle plus petite λ_0 , est nommée échelle de Kolmogorov (ou petite échelle).

A l'autre extrémité, l'échelle L_t des tourbillons suffisamment énergétique pour avoir une action sur le mouvement moyen est appelée échelle intégrale (ou échelle des grands tourbillons). En éliminant ε dans (II-13), on obtient une estimation de l'étendue du spectre avec :

$$\frac{L_t}{\lambda_0} = \left(\frac{\frac{1}{k^2} L_t}{V} \right)^{\frac{3}{4}} = R_t^{\frac{3}{4}} \quad (\text{II-14})$$

Où : R_t est le nombre de Reynolds turbulent défini par

$$R_t = \frac{\sqrt{k} L_t}{V} \quad (\text{II-15})$$

6. Micro-échelle de longueur de Taylor

La micro-échelle de Taylor notée λ caractérise le comportement à l'origine de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesses du fluide. En turbulence homogène et isotrope, la micro-échelle de Taylor peut être obtenue par la relation (II.16) :

$$\lambda = \sqrt{\frac{10v_f k_f}{\varepsilon_f}} \quad (\text{II-16})$$

Remarque : la taille des particules est relativement proche de l'échelle de Kolmogorov tout en restant inférieure à la micro-échelle de Taylor. Ce qui nous conduit à considérer que les caractéristiques du fluide sont quasi-uniformes au voisinage de la particule [164].

II.3. Modulation de la turbulence pour la phase fluide et la phase particulaire

L'ajout d'une phase dispersée dans un écoulement turbulent modifie les caractéristiques de celui-ci. On observe selon les cas une augmentation ou une diminution de la turbulence, telle

que l'effet de la taille des particules sur la turbulence qui est notamment un point crucial qui commence à être abordé.

La turbulence fait naître dans l'écoulement des mouvements chaotiques qui ont une structure complexe et qui présentent un caractère continu sur une large gamme d'échelles. C'est pourquoi il peut sembler plus habile d'adopter la démarche pragmatique de modéliser la turbulence au travers certains paramètres statistiques pour lequel existe un certain déterminisme statistique. On définit alors le niveau de description de la turbulence en fonction des paramètres choisis pour modéliser celle-ci.

II.3.1. Modèle de Kolmogorov

Pour la phase particulaire notre modèle de turbulence DRW est basé sur les hypothèses du modèle de Kolmogorov

Kolmogorov décrit la turbulence comme un transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites. Le vecteur de ce transfert sont les structures d'échelles médianes, encore appelées échelles inertielles.

La turbulence de Kolmogorov est dite "en cascade" car l'énergie produite par les grandes structures de l'écoulement est transférée de proche en proche aux petites échelles de l'écoulement où celle-ci est dissipée en chaleur par effets visqueux. Le transfert de cette énergie d'agitation par les échelles inertielles se fait quasiment sans pertes ce qui implique que l'énergie dissipée aux petites échelles est égale à l'énergie produite aux grandes échelles.

Le modèle de Kolmogorov permet de quantifier les phénomènes observés. Ce modèle repose sur quelques résultats de la turbulence homogène, mais peut être utilisé avec une bonne précision pour décrire de manière générale presque tous les écoulements turbulents.

➤ Hypothèses pour le modèle de Kolmogorov

Le modèle de Kolmogorov, ([89], [90]) repose sur les hypothèses suivantes :

- La première hypothèse faite par Kolmogorov pour obtenir cette image de cascade est une hypothèse d'isotropie locale du mouvement fluctuant. Il suppose que pour des écoulements à grand nombre de Reynolds la turbulence peut être localement vue comme isotropique, au moins pour des échelles suffisamment petites par rapport aux échelles énergétiques.
- La deuxième hypothèse de Kolmogorov stipule que la viscosité moléculaire influence seulement les échelles dissipatrices. Le comportement des échelles inertielles n'est donc

pas influencé par la viscosité (La viscosité n'influence que les plus petits tourbillons responsables de la majeure partie de la dissipation).

- L'énergie k est portée par les plus grands tourbillons.
- La puissance ε dissipée par les plus petits tourbillons doit provenir des plus grands tourbillons.
- Il existe une rangée spectrale telle que $E(k)$ ne dépend que de k et ε .

Remarque

La première hypothèse de Kolmogorov, nous permettons de considérer que les écoulements turbulents sont localement isotropes et homogènes à petite échelle pour choisir le modèle DRW utilisé dans notre étude. Cette restriction permet de définir de manière univoque les paramètres statistiques représentant la turbulence.

II.3.2. Décompositions de Reynolds pour les écoulements diphasiques

Pour les écoulements diphasiques (à phase particulaire), il est nécessaire de prendre en compte le caractère aléatoire des écoulements turbulents par une décomposition des variables, suivant la somme d'une composante moyenne et d'une composante fluctuante. L'approche statistique utilisée se fonde sur le classique de décomposition de Reynolds (Reynolds [1976]) [138], chaque champ instantané G est considéré comme étant la somme d'un champ moyen \bar{G} et d'un champ de fluctuation aléatoire autour de ce champ moyen φ .

Pour cela nous introduisons deux échelles de temps : l'une est macroscopique t pour les valeurs moyennes et l'autre est microscopique, t' , pour les fluctuations turbulentes.

$$G(t, t') = \bar{G}(t) + \varphi(t') \quad (\text{II-17})$$

La valeur moyenne est défini par la relation :

$$\bar{G}(x, t) = \frac{1}{\delta t} \int_0^{\delta t} G(x, t') dt' \quad (\text{II-18})$$

Où δt est une échelle de temps filtrant les mouvements turbulents (δt est grande devant l'échelle de temps des fluctuations turbulentes mais petite devant l'échelle de temps moyen).

L'application du modèle marche aléatoire discrète (DRW) implique , la valeur moyenne des fluctuations non nulle.

Les équations de mouvements moyennées obtenues par la décomposition de Reynolds comportent une inconnue supplémentaire provenant d'un terme non-linéaire de convection.

Alors un nombre d'inconnues supérieur au nombre d'équations. Il est donc légitime d'examiner comment compléter les équations. Deux voies s'offrent pour cela : soit trouver, à partir des équations de Navier-Stokes, des équations satisfaites par les corrélations ; soit de manière plus empirique, relier le tenseur de Reynolds par une loi phénoménologique aux vitesses moyennes, de nombreuses études ont été menées pour modéliser les tensions de Reynolds à partir de quantités connues (modèles de viscosité turbulente). Dans ce travail de doctorat une étude comparative entre deux modèles de fermeture $k - \varepsilon - RNG$ et $k - \omega - sst$ a été effectuée.

La description d'un écoulement turbulent particulière par l'approche statistique basée sur le modèle de suivi stochastique (marche aléatoire) inclut l'effet des fluctuations de vitesse turbulentes instantanées sur les trajectoires de particules à l'aide de méthodes stochastiques nécessite la connaissance de certaines échelles définies ci-dessous. Les échelles caractéristiques (de temps, de longueur, de vitesse, d'énergie. . .) d'un phénomène sont très utiles pour comprendre phénoménologiquement la physique d'un problème, spécialement en mécanique des fluides. Malheureusement il existe dans les écoulements turbulents, liquide - particule une grande diversité d'échelles, d'une part dues à la turbulence du fluide, et de l'autre à la présence des particules.

II.3.3. Echelles caractéristiques de la turbulence

Les principales échelles caractéristiques de la turbulence du fluide présentées ici proviennent de Hinze (1975) [71].

1. Échelles de longueur

Pour un écoulement homogène isotrope, les échelles de longueur se divisent en deux familles : macroscopiques et turbulentes.

- **Les échelles macroscopiques** caractéristiques de l'écoulement moyen l_f^M , dépendent de la géométrie des écoulements considérés (par exemple la demi-largeur d'un canal plan L_c).
- **l'échelle de longueur intégrale eulérienne** L_F^E est une échelle turbulente provient du tenseur Eulérien d'autocorrélations :

$$\underline{\underline{\mathcal{R}}}_f^E(\underline{x}, t, \underline{r}, s) = \langle \underline{u}'_f(\underline{x}, t) \otimes \underline{u}'_f(\underline{x} + \underline{r}, t + s) \rangle \quad (\text{II-19})$$

La fonction de corrélation longitudinale ainsi que l'échelle de longueur intégrale eulérienne sont définies par :

$$f(\underline{x}, t, r) = \text{trace} (\underline{\underline{\mathcal{R}}}_{ff}^E(\underline{x}, t, \underline{r}, 0)) / \sqrt{4k_f(\underline{x}, t)k_f(\underline{x} + \underline{r}, t)} \quad (\text{II-20})$$

$$L_f^E(\underline{x}, t) = \int_0^{+\infty} f(\underline{x}, t, r) dr \quad (\text{II-21})$$

D'où : $\langle \cdot \rangle$ Opérateur de moyenne sur l'ensemble des réalisations possibles de l'écoulement.

En utilisant la notation \otimes pour le produit tensoriel.

- On caractérise de même les échelles de longueur des plus petits tourbillons à l'aide de la théorie de Kolmogorov (paragraphe II.2.1.5). **L'échelle de longueur de Kolmogorov** est donnée en fonction de la viscosité cinématique et la dissipation

$$\eta_k = \frac{v_f^3}{\varepsilon_f} \quad (\text{II-22})$$

2. Échelles de vitesse turbulente

– **L'échelle de vitesse du mouvement moyen** u_f^M dépend de l'écoulement. Elle est la plupart du temps basée sur la vitesse moyenne.

– **La vitesse de frottement** u_τ peut aussi faire place de vitesse caractéristique dans le cas du canal. Elle est définie à partir de la force de frottement surfacique τ_w appliquée à la paroi par le fluide :

$$\tau_w = \rho_f u_\tau^2 \quad (\text{II-23})$$

3. Échelles de temps

Dans cette partie nous essayons de donner plus de détails sur les échelles de temps vue leurs importance dans notre étude. Concernant la turbulence de la phase porteuse chargée avec des solides, les échelles de temps les plus usitées sont :

L'échelle temporelle intégrale lagrangienne τ_f^L provient du tenseur d'autocorrélations temporelles lagrangiennes $\underline{\underline{\mathcal{R}}}_{ff}^L$. Celui-ci a été introduit pour caractériser la décorrélation des vitesses fluide le long de son trajectoire [180] :

$$\underline{\underline{\mathcal{R}}}_{ff}^L(\underline{x}, t, s) = \langle \underline{u}'_f(\underline{x}_f(t), t) \otimes \underline{u}'_f(\underline{x}_f(t+s), t+s) | \underline{x}_f(t) = \underline{x} \rangle f \quad (\text{II-24})$$

Une relation de type intégrale entre l'échelle temporelle lagrangienne et la fonction d'autocorrélation temporelle

$$\tau_f^L(\underline{x}, t) = \int_0^{+\infty} \underline{\underline{\mathcal{R}}}_{ff}^L(\underline{x}, t, s) ds \quad (\text{II-25})$$

Cette modélisation est très intéressante car elle donne une interprétation proche de la réalité physique au terme τ_f^L . Ce temps peut en effet maintenant s'interpréter comme le temps caractéristique de la "mémoire" de la turbulence le long du mouvement fluides. L'échelle temporelle intégrale lagrangienne peut être modélisé aussi sous forme d'exponentielle de la

fonction d'autocorrélation, mais il est seulement valable pour des temps très courts et pour des nombre de Reynolds tend vers l'infini ([146], [131]).

- **L'échelle de temps du mouvement moyen** τ_f^M peut, par exemple, être basée sur une longueur caractéristique (demi hauteur de canal) et une vitesse caractéristique (vitesse moyenne dans le canal). Dans le cas de la géométrie simple sans obstacle on utilise aussi régulièrement l'échelle de temps définie par

$$\tau_f^M = L_c/u_\tau \quad (\text{II-26})$$

II.4. Description des écoulements particuliers turbulents

II.4.1. Bilan des forces s'exerçant sur une particule dans un écoulement

Lorsqu'une particule se déplace dans un fluide celui-ci exerce sur la surface latérale de la particule des contraintes dont on peut évaluer la force résultante et le moment. On intégrant les contraintes sur la surface de la particule, ainsi, on peut caractériser la trajectoire d'une particule dans le cadre de la mécanique classique grâce au système d'équations suivant :

$$\frac{dx}{dt} = U_p \quad (\text{II-27})$$

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F + m_p g \quad (\text{II-28})$$

Dans le cas d'une particule sphérique, en mouvement dans un champ turbulent. On peut estimer cette force à partir de la vitesse du fluide et de ses gradients à l'endroit où se situe la particule, Pour cela on considère deux hypothèses :

1. Des particules sont suffisamment petites et on utilise le champ de vitesse du fluide non perturbé on néglige la rotation des particules.
2. Des grosses particules on utilisant la force de portance due à la rotation des particules.

✚ La première hypothèse nous permettons de décomposer la force en plusieurs contributions

1. Force de flottabilité ou d'Archimède

La plupart des données concernant les valeurs moyennes de masse volumique pour les particules solides des eaux usée pluviales modélisé dans cette étude ont montré que les particules solides ont une masse volumique entre 1080-3650 kg/m³.

Les particules solides ont une masse volumique supérieure à la masse volumique du fluide, donc la force de flottabilité est issue de l'intégrale du gradient de pression hydrostatique due à la gravité. Elle est calculée à partir de la masse du fluide équivalent m_f

$$f_g = -m_f g \quad (\text{II-29})$$

Où $m_f = m_p \frac{\rho}{\rho_p}$

Pour les particules de même masse volumique que le fluide telle que par exemple les écoulements biologiques la force de flottabilité se compense avec la force de gravité.

2. Force de traînée

Dans la plupart des écoulements fluide/particules, la force de traînée est prépondérante dans l'équation de la trajectoire de la particule. Elle traduit les effets de viscosité dans le cas où la vitesse relative entre le fluide et la particule est constante.

Elle a fait l'objet de nombreuses études. Elles furent premièrement expérimentales ([161], [34]), puis numériques avec le développement des outils de simulation capables de résoudre les équations de Navier/Stokes autour d'une particule ([87], [11], [28]).

Malheureusement ces simulations numériques restent très limitées en terme de gammes de Reynolds particulières, favorisant ainsi une modélisation très empirique de l'influence de la vitesse relative (et donc de Re_p) sur le coefficient de traînée C_D .

Le modèle le plus utilisé pour le coefficient de traînée standard est le modèle semi-empirique développé par Schiller and Nauman(1935) [147] et étendu par Clift et al. (1970) [34]

$$C_D^{std} = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) & \text{si } Re_p \leq 1000 \\ 0.44 & \text{si } Re_p > 1000 \end{cases} \quad (\text{II-30})$$

L'extension de la force de traînée à grands nombres de Reynolds est représentée dans le (Chapitre IV).

Tirée de Crowe et al. (1998)[41] ont développé un modèle basé sur des travaux expérimentaux standard indépendant du nombre de Reynolds particulière Re_p représenté sur la (Figure. II.1).

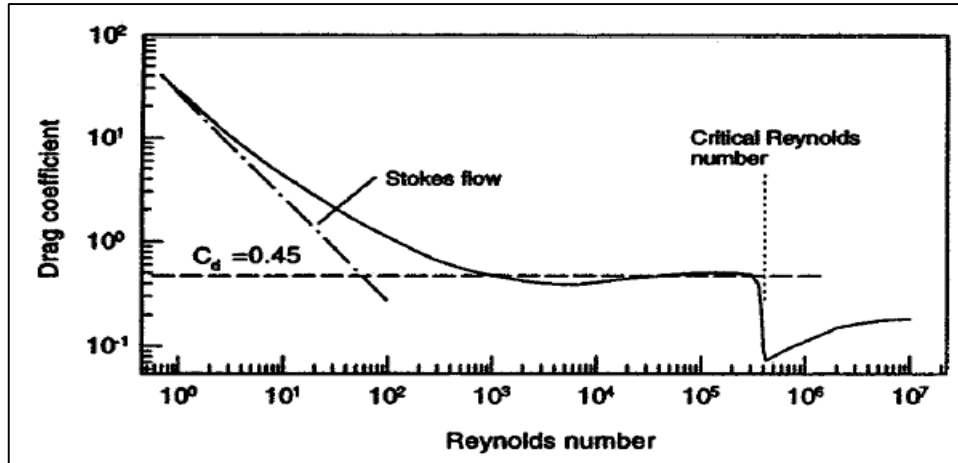


Figure. II. 1 : Courbe du coefficient de traînée standard d'une sphère. (Tirée de Crowe et al. (1998)[41])

L'écoulement non perturbé exerce une force sur la surface de la sphère correspondant à la particule. La force due à la pression du fluide non perturbé est alors :

3. La force due au gradient de pression

Le logiciel Fluent15 propose l'équation du gradient de pression local dans un écoulement et ajoute une force orientée dans la direction du gradient de pression

$$\vec{F} = \frac{\rho}{\rho_p} \vec{u}_p \nabla \vec{u} \quad (\text{II-31})$$

La force due au gradient de pression ne sont pas importantes lorsque la densité du fluide est très inférieure à la densité des particules comme c'est le cas pour les particules liquides / solides dans les flux gazeux, Pour un rapport de densité $\frac{\rho}{\rho_p}$ supérieur à 0.1, telle que le cas de notre étude la force de gradient de pression deviennent significatives et il est recommandé de l'inclure.

4. La force de masse ajoutée

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

La force de masse ajoutée résulte de l'inertie du fluide environnant, elle s'exprime à l'aide du coefficient de masse ajoutée C_A , qui vaut $\frac{1}{2}$ dans le cas d'une sphère.

L'équation proposée par le logiciel fluent 2015 pour calculer la force de masse ajoutée est :

$$F_a = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{d}{dt} (u_f - u_p) \quad (\text{II-32})$$

Remarque

La force due au gradient de pression et la force de masse ajoutée deviennent particulièrement importantes lorsque rapport de densité $\frac{\rho}{\rho_p}$ supérieur à 0.1, il est recommandé alors de les inclure.

5. La force de portance

La force de portance peut être due au déplacement de la particule dans un écoulement cisailé (important près de la paroi), c'est l'effet Saffman et à la rotation de la particule.

Si la particule est animée d'une vitesse de rotation différente de la rotation locale de l'écoulement, une nouvelle force apparaît sur une direction perpendiculaire aux lignes de courant. C'est la force de portance. Cette force qui peut être importante pour des cas où la vitesse de glissement (en translation ou rotation) est non-nulle est encore difficile à exprimer de façon générale dans un écoulement quelconque. De même que la force de masse ajoutée, cette force devient négligeable pour

$$\rho_p \gg \rho_f \quad (\text{II-33})$$

6. 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 instantanée supérieure à la traînée stationnaire (Legendre, 1996). Dans le cas d'un écoulement instationnaire il existe un écart entre la force visqueuse exercée sur la particule et la force qu'exercerait l'écoulement correspondant. Cet écart est dû à un déphasage temporel de la force visqueuse.

Boussinesq, (1885) [20], puis Basset (1888) [14] ont exprimé cette force pour un écoulement de Stokes autour une sphère solide.

$$f_B = 6\rho_f R^2 \sqrt{\pi\nu_f} \int_{-\infty}^t \frac{d}{d\tau} (u_f - u_p) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (\text{II-34})$$

Cette force est négligée dans le cadre de ce travail de doctorat, les travaux de Dufresne (2008) [50] ayant montré qu'elles n'avaient que très peu d'impact sur les trajectoires calculées de plus elle joue un rôle limité sauf dans les cas d'accélération brutale de la particule. De plus, son implémentation est ardue.

7. Effet Saffman

La force de portance de Saffman, ou l'ascenseur dû au cisaillement, peut également être inclus dans le terme de force supplémentaire en tant qu'option dans le logiciel Fluent 15.

La force de portance utilisée :

$$\vec{F} = \frac{2Ku^{1/2}\rho d_{ij}}{\rho_p d_p (d_{ik}d_{kl})^{1/4}} (\vec{u} - u_p) \quad (\text{II-35})$$

Où $k=2.594$ et d_{ij} est le tenseur de déformation. Cette forme de la force de portance est destinée aux nombres de Reynolds à petites particules. Elle est recommandée uniquement pour les particules submicroniques.

Les travaux de Harper et Chang (1968) [70] ont conduit à une expression de la portance pour un mouvement quelconque de la particule, mais pour $Re_p \ll 1$. D'autres travaux ont porté sur l'expression de la force de portance due au cisaillement. Wang *et al.* (1997) [173] ont synthétisé différentes études et proposent une expression de cette force dans les conditions suivantes :

Écoulement stationnaire, profil de vitesse linéaire et gradient de vitesse du fluide perpendiculaire à la vitesse relative des particules. Kurose et Komori (1999) [93] ont montré qu'à Re_p élevés, les forces de portance dues au cisaillement F_{Ls} et à la rotation F_{Lm} ne peuvent plus être simplement additionnées. Ils proposent une corrélation pour la portance dans ce cas.

Par manque d'information fiable concernant la modélisation de cette force. Les travaux de Dufresne (2008) [50] ont également montré que l'impact de la force de portance par effet Saffman était négligeable devant la force de traînée. Là nous décidons de ne pas tenir en compte dans notre modèle.

- ✚ La deuxième hypothèse nous permettons de prendre dans notre étude la force de portance due à la rotation des particules de 5 et 6 mm et leur influence significative sur la trajectoire d'une particule se déplaçant dans un fluide.

8. La portance due à la rotation

F_{RL} : Est mise à l'échelle par un coefficient de portance de rotation C_{RL}

$$F_{RL} = \frac{1}{2} A_p C_{RL} \rho_f \frac{|\vec{U}|}{|\vec{\Omega}|} (\vec{U} \times \vec{\Omega}) \quad (\text{II-36})$$

Où

A_p = Surface de particule projetée

\vec{U} = vitesse relatif fluide – vitesse des particules.

$\vec{\Omega}$ = vitesse angulaire relatif des particules.

Pour le coefficient de portance rotationnelle C_{RL} différentes approches sont disponibles dans la littérature.

- Oesterle et Bui Dinh(1998)[124]:

Le coefficient de portance en rotation dépend à la fois du nombre de Reynolds rotationnel Re_ω et du nombre de Reynolds des particules Re_p

$$C_{RL} = 0.45 + \left(\frac{Re_\omega}{Re_p} - 0.45 \right) \exp(-0.05684 Re_\omega^{0.4} Re_p^{0.3}) \quad (\text{II-37})$$

Cette formulation concorde bien avec les expériences pour les grands nombre de Reynolds des particules Re_p

- Tsuji et al(1985) [163] :

Le coefficient de portance en rotation est défini en fonction du paramètre de spin S comme suit :

$$C_{RL} = 0.4 \quad \text{pour } S \geq 1$$
$$C_{RL} = (0.4 \pm 0.1)S \quad \text{pour } S < 1$$

Le paramètre de spin S est défini comme :

$$S = \frac{|\vec{\omega}_p| d_p}{2|\vec{u}_f - \vec{u}_p|} \quad (\text{II-38})$$

Cette formulation est largement utilisée avec une validité allant jusqu'à

$$Re_p < 1600$$

- Rubinow et Keller(1961) [142] :

Dans cette hypothèse primaire, le coefficient de portance rotationnelle est linéairement proportionnel au paramètre de spin

$$C_{RL} = 2S$$

Ce modèle pourrait être utile à des fins de comparaison ou dans des applications académiques.

Pour les simulations de particules en rotation, on est incluse la force de portance due à la rotation, dans le terme de force supplémentaire dans l'équation de l'équilibre des forces de particules.

- **Hypothèse**

A ces forces utilisées par défaut dans le code de calcul, d'autres, en général moins importantes, peuvent également être prises en compte, parmi lesquelles la force de portance due à la rotation qui a été incluse dans le terme de force supplémentaire

seulement pour le cas des solides de diamètres 5 et 6mm notre premier cas d'étude conduite à géométrie simple.

La force brownienne (pour les particules de taille submicronique), ou bien encore la force due à un éventuel repère en rotation, La force d'histoire de Basset ne sont pas prise en compte dans notre calcul.

Connaissant l'expression de ces forces, le transport lagrangien de chaque particule peut se simuler en résolvant le système d'équations (II-27) et (II-28).

II.5. Effets agissant sur la dispersion des particules

La dispersion des particules solides dans une turbulence homogène et isotrope est influencée par deux effets : l'effet d'inertie et l'effet de croisement de trajectoire auquel est associé l'effet de continuité. Ces effets sont décrits dans la suite de ce paragraphe.

II.5.1. Effet d'inertie

Pour mettre en évidence l'influence de l'inertie, cet effet est calculé en l'absence de toute force extérieure (gravitationnelle) .Plus la particule est lourde et plus elle met de temps à répondre aux sollicitations du fluide (τ_p est grand). Au contraire, plus la particule est moins dense plus elle répond vite aux sollicitations du fluide.

Les particules de forte inertie se dispersent plus vite que les particules fluides. La variation de l'échelle intégrale du fluide par la particule T^* qui traduit l'effet d'inertie doit satisfaire aux deux conditions :

$$\begin{cases} T^* \rightarrow T_L \text{ quand } \tau_p \rightarrow 0 \text{ qui représente le cas des particules de faible inertie} \\ T^* \rightarrow T_{mE} \text{ quand } \tau_p \rightarrow \infty \text{ qui représente le cas des particules de forte inertie} \end{cases}$$

Où T_{mE} :désigne le temps intégral Eulérien dans un référentiel mobile.

Le rapport entre l'échelle temporelle lagrangienne et T_{mE} est donné par le coefficient β tel que

$$\beta = \frac{T_L}{T_{mE}} < 1 \quad \text{(II-39)}$$

II.5.2. Effets de croisement de trajectoire et de continuité

Lorsque le système est soumis à l'action de forces extérieures, il en résulte une vitesse relative moyenne entre les particules et leur environnement fluide, induisant l'effet de croisement de trajectoires et résultant en l'interaction de la particule avec plusieurs structures tourbillonnaires.

L'effet de continuité des particules lourdes se traduit par une anisotropie de la dispersion particulaire. En effet, le coefficient de dispersion des particules lourdes dans la direction perpendiculaire à la vitesse relative moyenne est inférieur à celui que l'on obtient dans la direction parallèle à la vitesse de chute. Csanady (1963) [42] montre que pour les particules lourdes, le rapport entre les coefficients de dispersion tend vers $\frac{1}{2}$.

Ce croisement de trajectoires entraîne une modification de la turbulence ressentie, car une direction de mouvement est privilégiée par rapport aux autres. Le croisement affecte ainsi les temps caractéristiques turbulents ressentis par les particules [153].

Dans cette présente étude l'effet de croisement de trajectoire n'est pas pris en considération.

II.5.3. Concentration préférentielle

Le phénomène de la concentration préférentielle considère que la distribution des particules dans l'écoulement turbulent est inhomogène, puisque certain écoulement particulaire se caractérise par la présence des particules lourdes que le fluide, ont tendance à s'accumuler dans des endroits où la vorticité est faible et le taux de déformation est fort. Inversement les particules plus légères se retrouvent préférentiellement dans les zones de forte vorticité et faible taux de déformation. La (Figure II.2) schématise le principe physique pour différents types de particules. Les particules plus denses que le fluide sont expulsées en périphérie des tourbillons alors que les particules de masse volumique plus faible que le fluide vont s'accumuler dans les zones de forte vorticité.

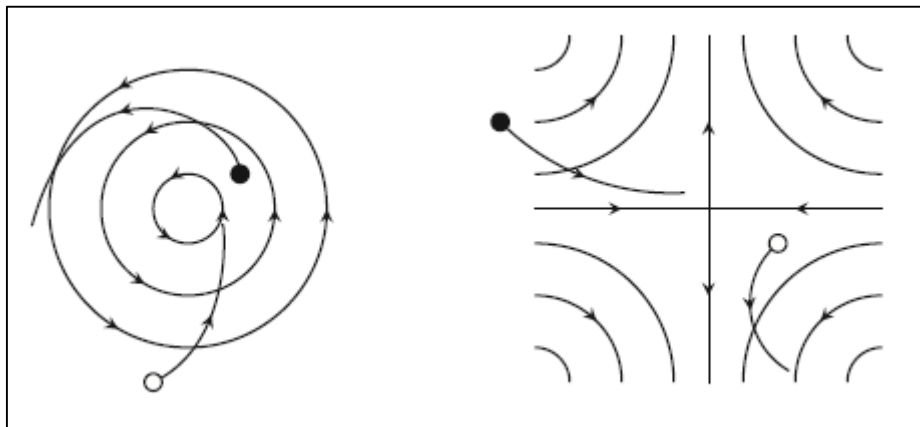


Figure. II. 2 : Trajectoires de particules dans un tourbillon et une zone de déformation pure. Symboles creux pour des particules plus légères que le fluide et symboles pleins pour les plus lourdes [155] [180].

Les concentrations locales peuvent alors devenir très importantes par rapport à la concentration moyenne de la phase dispersée, induisant une augmentation locale de la charge

massique et des interactions hydrodynamiques, ainsi qu'une augmentation locale de la fréquence de collision. La non-prise en compte des interactions hydrodynamiques peut donc ne plus être justifiée dans un écoulement dilué du fait du phénomène de concentration préférentielle.

Hypothèse : Nous avons simplifié notre calcul pour le cas d'un écoulement concentré et chargé avec des grosses particules, on néglige les effets de concentration préférentielle, même si les facteurs de concentration et les densités de particules dans les écoulements de notre étude sont grands et ne permettent pas de continuer à les négliger.

II.6. Couplage unidirectionnel et bidirectionnel

Le mouvement des particules est affecté par le flux, les particules se déplacent à la même vitesse que le fluide environnant (couplage unidirectionnel).

Si le mouvement des particules non seulement affecté par le flux, mais le flux autour de la particule est également affecté par la présence de particules. La réaction majeure est notée dans l'amortissement de la turbulence, alors c'est le couplage bidirectionnel.

Théoriquement on devrait donc toujours considérer un couplage à deux sens fluide \rightleftharpoons particules. Mais les termes de couplage ne sont pas ressentis identiquement par les deux phases car les propriétés de celles-ci sont très éloignées.

II.7. Influence des parois

Les problèmes des écoulements fluide -particule aperçoivent, dans l'interaction entre écoulements turbulents et paroi solide, un concentré de phénomènes de transfert généralement sont :

- De transferts de quantité de mouvement (frottement du fluide et des particules sur la paroi).
- Ou encore de transferts de masse (dépôt des particules).

Une des spécificités de ces écoulements rare en écoulement à grand nombre de Reynolds est l'importance des effets de viscosité. Donc un nombre de Reynolds de turbulence permettant de montrer l'importance relative - pour le fluide - de la diffusion turbulente par rapport à la diffusion moléculaire. Les écoulements pariétaux se classent alors dans la catégorie des écoulements à faible nombre de Reynolds turbulent.

II.8. Influence des parois sur les particules

L'influence des parois sur le comportement des particules est de deux types :

– Il existe premièrement une interaction de type hydrodynamique du fait que l'écoulement du fluide en proche paroi est modifié par la présence de la particule, ce qui se traduit par une modification du coefficient de traînée et par suite l'énergie cinétique turbulente.

– La deuxième influence est due aux rebonds éventuels des particules sur ces parois. Ces interactions ponctuelles obéissent à la même physique que les collisions.

En ce qui concerne les interactions hydrodynamiques, la (Figure II.3) présente l'évolution du coefficient de traînée en fonction de la distance à la paroi [8]. Celle-ci montre que l'influence de la paroi sur l'évolution du coefficient de frottement est faible, et ce quel que soit le nombre de Reynolds particulaire.

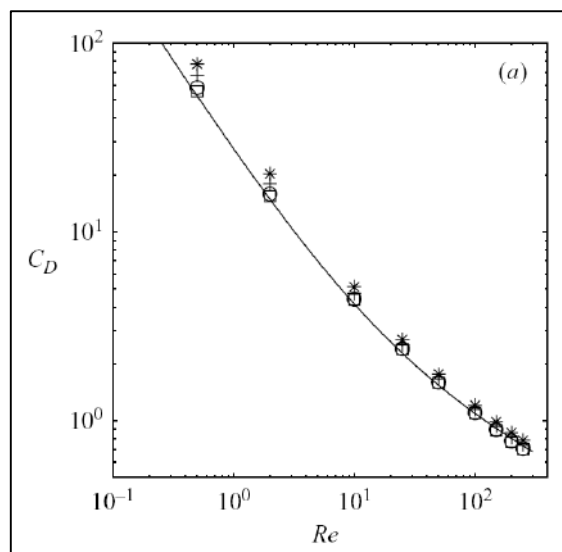


Figure. II. 3 : Influence de la distance à la paroi sur le coefficient de traînée d'une particule isolée pour différents nombre de Reynolds particuliers [8].

Hypothèse : Les interactions hydrodynamiques paroi-particule seront prises en compte dans cette étude.

II.9. Conclusion

Ce chapitre permet de faire le point sur les phénomènes physiques apparaissant dans les écoulements fluide –particules.

Une description physique détaillé de la phase fluide et la phase particulaire est effectuée dans ses aspects les plus pertinents dans le but d'améliorer la modélisation du comportement de la phase particulaire .Les diamètres des particules considérés comme grosses et la masse volumique élevée que celle du fluide avec un rapport de densité supérieur à 0.1 comme premier cas et des petites particules comme deuxième cas.

Sous ces hypothèses l'action du fluide sur les particules se manifeste principalement par la force de traînée associée au poids déjaugé, la force due au gradient de pression et la force de masse ajoutée, pour les particules fines. Pour les grandes diamètres tels que le cas de 5 et 6 mm en plus de toutes ces forces on ajoute la force de portance due à la rotation.

Sous l'effet de la traînée, les particules sont en effet dispersées par la turbulence ou tout simplement convectées par le mouvement moyen du fluide.

L'algorithme de la marche aléatoire, ou modèle stochastique, sera utilisé pour évaluer la vitesse fluctuante à partir de l'énergie cinétique turbulente k et le nombre aléatoire \int , calculer les temps caractéristiques du tourbillon et garder la vitesse fluctuante constante durant le temps d'interaction pour finalement en déduire la vitesse de la particule pendant ce temps d'interaction.

Chapitre III

*Modélisation mathématique
de la phase liquide*

III.1. Introduction

Ce troisième chapitre est consacré à la modélisation mathématique de la phase fluide, nous utilisons l'approche Eulérienne -Lagrangienne qui consiste à résoudre les équations de Navier Stokes moyennées pour la phase liquide en y associant des modèles de fermetures pour les tensions de Reynolds, une attention particulière est portée sur la modélisation des termes de fermeture.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la formulation mathématique proprement dite en tenant compte que l'eau est un fluide newtonien, isotrope, l'écoulement est incompressible. La deuxième partie a pour but de décrire les différents modèles de fermetures qui sont proposés pour les tensions de Reynolds ($k - \varepsilon - RNG$) ; et ($k - \omega - sst$).

La variation de la concentration dans les cas d'étude, nous a conduit à utiliser deux types d'approches, le modèle Eulérien -Lagrangien -DPM et le modèle Eulérien -Lagrangien -DDPM dont les détails seront abordés dans le Chapitre IV.

III.2. Modélisation mathématique de la phase liquide (eau) par l'approche Eulérienne-Lagrangienne

Dans l'approche Eulérienne-Lagrangienne, les particules sont modélisées comme des éléments discrets et les équations de mouvement newtoniennes pour chaque particule individuelle sont résolues avec l'inclusion des effets de collisions des particules et des forces agissant sur les particules.

Le flux de fluide est considéré comme une phase continue décrit par l'équation de Navier-Stokes moyennée. Cette approche est donc un couplage de la dynamique des fluides et de la méthode de phases discrètes.

Dans ce chapitre la modélisation de la phase liquide dans le cadre des deux approches DPM à faible concentration et DDPM à forte concentration est décrite.

III.2.1. Modélisation mathématique de la phase liquide, cas des faibles concentrations

Les fluides sont des substances dont la structure moléculaire offre peu de résistance aux efforts de cisaillement externes ; la plus petite force provoque la déformation d'une particule fluide.

Dans la plupart des cas, le fluide peut être considéré comme un milieu continu, qui peut être traité comme étant différentiable d'un point de vue mathématique. Sur la base de cette

hypothèse, les équations de Navier –Stokes sont les équations de base régissant l’écoulement des fluides.

Ces équations sont déduites des principes fondamentaux de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l’énergie. Les variables qui en découlent dans le cas le plus général sont la masse volumique ρ , les trois composantes de la vitesse u_i , la pression p et la température T du fluide. Ces variables sont toutes fonctions des coordonnées de l’espace et du temps $\varnothing(x, t)$. Nous présentons tout d’abord les équations de base avant de passer aux équations moyennées . Nous choisissons d’exposer les équations une fois les principes de conservation appliquées. Pour plus de détails sur les différentes étapes de constitution de ces équations, il est conseillé de se référer à (White, 1986[177] ; Versteeg et Malalasekera, (2007) [169]

Equation de la conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{III-1}$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S \tag{III-2}$$

Où x_i ($i = 1, 2, 3$) est les coordonnées cartésiennes, u_i les composantes cartésiennes du vecteur vitesse, τ_{ij} : est le tenseur des contraintes visqueuses dont les éléments dépendent du taux de déformation du fluide soumis au champ de vitesse.

S : est un terme source qui comprend l’ensemble des forces volumiques telle que par exemple (gravité, forces de Coriolis, force centrifuge, .etc...)

Lorsque le fluide en écoulement est newtonien : la relation entre les composantes du tenseur des contraintes visqueuses et celles du taux de déformation est linéaire et isotrope sachant que nombreux liquides (comme l’eau) vérifient cette hypothèse.

L’eau est un fluide newtonien dans le cas où la relation (III-3) est linéaire :

$$\tau_{ij} = 2\mu \underbrace{\left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{Déformations Linéaires}} + \mu' \underbrace{\frac{\partial u}{\partial x_k}}_{\text{Déformations volumique}} \delta_{ij} \tag{III-3}$$

Où δ_{ij} Est le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ quand $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ quand $i \neq j$).

μ' : Est la deuxième viscosité volumétrique moléculaire.

Peu de choses sont connues sur cette deuxième viscosité dynamique dans la mesure où son effet est peu important en pratique. Pour un fluide compressible une bonne approximation de $\dot{\mu}$ soit donnée par la relation : $\dot{\mu} = -\frac{2}{3} \mu$ [148].

Pour un écoulement incompressible ce terme est négligeable puisqu'elle n'intervient pas dans l'équation de continuité.

- **Hypothèses simplificatrices**

- ✓ Les deux forces ; de Coriolis et la force centrifuge dues à la rotation de la terre sur elle-même seront négligés devant la force de gravité puisque notre étude va s'intéresser aux écoulements dans les petits domaines (les canaux découverts) [130]. Finalement le terme des forces de volume (terme source) se réduit à $S = g_i$; où les g_i sont les composantes du vecteur de la gravité.
- ✓ On néglige l'influence du vent dans les canaux avec des obstacles.
- ✓ La masse volumique est constante.
- ✓ L'eau est un fluide newtonien et isotrope.
- ✓ L'écoulement est incompressible en outre si nous considérons la viscosité dynamique moléculaire μ constante alors nous pouvons utiliser :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$$

Cette approximation est valide puisque nous allons approcher des écoulements de fluide turbulent dans lesquels le transport moléculaire est négligeable par rapport au transport turbulent.

En se plaçant dans le cadre de ces hypothèses certaines simplifications peuvent être apportées aux équations précédentes. Nous arrivons finalement à l'écriture suivante des équations en coordonnées cartésiennes

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-4})$$

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta(u) + g_x \quad (\text{III-5})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \Delta(v) + g_y \quad (\text{III-6})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta(w) - g_z \quad (\text{III-7})$$

Où la viscosité cinématique du fluide $\nu = \frac{\mu}{\rho}$

III.2.2. Les écoulements turbulents

La plupart des écoulements rencontrés en ingénierie sont turbulents. Il est donc naturel de s'intéresser à la turbulence et de son traitement par différentes méthodes afin de prendre en compte les phénomènes physiques.

Comme l'explique Wilcox(1988) [178], un modèle de turbulence idéal devra capturer au mieux les enjeux physiques de l'écoulement, permettant d'en tirer une analyse tout en minimisant la complexité du modèle. Il existe donc différentes manières de modéliser la turbulence de manière plus ou moins complexe et avec des coûts informatiques plus ou moins élevés en fonction de l'exactitude des résultats voulus. Cependant il n'existe pas de modèle absolu. Parmi les approches les plus connues que nous avons déjà détaillées dans le premier chapitre :

— L'approche moyennée de Reynolds (Reynolds Averaged Navier-Stokes ou RANS en anglais) propose de décomposer les variables de l'écoulement en une partie moyenne et une partie fluctuante avant de les injecter dans les équations de Navier-Stokes qui seront moyennées avant d'être résolues.

La méthode repose sur les statistiques de la turbulence en ayant recourt à des valeurs moyennes. Cette approche est la plus répandue étant donné son faible coût numérique. C'est l'approche que nous retenons.

III.2.2.1. Equation pour un écoulement turbulent

III.2.2.1.1. Description statistique des écoulements turbulents

Une description statistique des écoulements turbulents s'impose lorsqu'on cherche à caractériser leur dynamique et surtout à identifier les propriétés ayant un certain degré d'universalité qui sont nécessaires à l'élaboration de toute théorie physique. On va rappeler des principaux outils mathématiques utilisés pour obtenir cette description. La théorie des probabilités et de la statistique ne seront pas rappelées. On fera simplement ici l'hypothèse que les champs physiques associés à un écoulement turbulent sont suffisamment réguliers et possèdent toutes les propriétés requises pour que les outils mathématiques soient valides (convergence des statistiques).

1. Moyenne d'ensemble et corrélations

On considère des variables muettes $G_i(x, t)$, ($i = 1, N$) qui représentent les variables physiques associées à un écoulement turbulent($P, U_i, \dots \dots$).

On fait l'hypothèse fondamentale que les fluctuations turbulentes sont telles que les variables G_i peuvent être assimilées à des variables aléatoires, et qu'en conséquence tous les outils statistiques usuels sont pertinents.

Afin de caractériser $G_i(x, t)$ on considère tout d'abord sa moyenne, définie comme une moyenne d'ensemble \bar{G}_i :

$$\bar{G}_i(x, t) = \lim_{p \rightarrow \infty} \frac{1}{p} (\sum_{k=1,p} G_i^{(k)})(x, t) \quad \text{(III-8)}$$

Ou $G_i^{(k)}$: la k-nième réalisation indépendante

Pour caractériser les fluctuations de G_i autour de \bar{G}_i on utilise la variance :

$$\overline{\hat{G}_i \hat{G}_i}(x, t) = \lim_{p \rightarrow \infty} \frac{1}{p} (\sum_{k=1,p} [G_i^{(k)}(x, t) - \bar{G}_i(x, t)][G_i^{(k)}(x, t) - \bar{G}_i(x, t)]) \quad \text{(III-9)}$$

Une analyse plus fine du champ fluctuant est obtenue en mesurant les corrélations en deux points (x et $y = x + r$) et en deux temps (t et $\hat{t} = t + \tau$)

$$\hat{G}_i \hat{G}_i(x, y, t, \hat{t}) = \overline{\hat{G}_i(x, t) \hat{G}_i(y, \hat{t})} \quad \text{(III-10)}$$

$$= \overline{\hat{G}_i(x, t) \hat{G}_i(x + r, t + \tau)}$$

$$= \overline{\hat{G}_i \hat{G}_i}(x, r, t, \tau)$$

$$= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{p} (\sum (G_i^k(x, t) - \bar{G}_i(x, t))(G_i^k(y, \hat{t}) - \bar{G}_i(y, \hat{t}))) \quad \text{(III-11)}$$

On peut généraliser ce type d'analyse en définissant le moment d'ordre q en N_x points et N_t temps de \hat{G}_i (i fixé)

$$\pi(\overline{\hat{\Phi}_i(x_n, t_j)})^{pL}$$

Avec les contraintes suivantes :

$$\sum P_L = q, \quad P_L > 0 \quad \forall L$$

$$n = 1, N_x$$

$$j = 1, N_t$$

2. Décomposition de Reynolds

Dans son article fondateur de 1884 Osborne Reynolds propose de décomposer chaque variable associée à un champ turbulent comme la somme de sa moyenne et de sa fluctuation équation (II-17) et (II-18) (Chapitre II).

L'opérateur de moyenne est un opérateur générique qui doit vérifier les propriétés suivantes (parfois appelées axiomes de Reynolds).

1. Conservation des constantes :

$$\bar{1} = 1$$

2. Linéarité :

$$\overline{G_1 + G_2} = \overline{G_1} + \overline{G_2}$$

$$\overline{(G + h)} = \overline{G} + \overline{h}$$

3. Commutativité avec la différence en espace et en temps :

$$\frac{\partial \bar{G}}{\partial x_k} = \overline{\frac{\partial G}{\partial x_k}} \quad (k = 1, 3)$$

$$\frac{\partial \bar{G}}{\partial t} = \overline{\frac{\partial G}{\partial t}}$$

4. Structure de projecteur :

$$\bar{\bar{G}} = \bar{G}$$

5. La valeur moyenne d'un produit $g \cdot h$ n'est pas le produit des valeurs moyennes :

$$\overline{(Gh)} = \overline{G} \overline{h} + \overline{G'h}$$

$$\overline{(G \cdot h)'} = \overline{G} \overline{h'} + \overline{G'h}$$

- Les propriétés sont trivialement vérifiées par la moyenne d'ensemble introduite plus haut.

III.2.2.1.2. Équations moyennées (Reynolds)

La résolution directe des équations de Navier –Stokes ne peut se faire que pour des cas simple et des nombre de Reynolds relativement faibles. Elle nécessite de plus une puissance de calcul considérable. Une alternative consiste à s'intéresser aux quantités moyennes (vitesses, pressions, ..) et à obtenir des équations vérifiées par ces quantités (à priori plus facile à résoudre). On applique pour cela l'opérateur moyen d'ensemble aux équations du mouvement en pratiquant une décomposition de Reynolds sur les inconnues du problème. Les nouvelles équations obtenues sont qualifiées du terme « moyennées » par opposition aux équations de mouvement dites « instantanées ». Donc on a pour un mouvement d'un fluide Newtonien incompressible instationnaire régi par un système d'équations de Navier-Stockes, en utilisant la convention d'Einstein pour la notation mathématique, le système s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} + g_i \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (\text{III-12})$$

Lorsque l'écoulement est turbulent on introduit dans l'équation précédente la décomposition :

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + \dot{u}_i \\ p &= \bar{p} + p' \end{aligned}$$

Et on lui applique l'opérateur moyen. Compte tenu des propriétés (2), les termes linéaires se retrouveront à l'identique dans l'équation de la vitesse moyenne. Seul le terme non linéaire de la dérivée particulaire pose quelque difficulté.

On applique la décomposition de Reynolds et on moyenne,

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} &= 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 &\Rightarrow \frac{\partial(\bar{u}_i + \dot{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial(\overline{\bar{u}_i + \dot{u}_i})}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_i} &\stackrel{\text{bleu}}{\neq} 0 \Rightarrow \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 &\quad (\text{L'incompressibilité de l'écoulement moyen}) \end{aligned} \quad (\text{III-13})$$

Le terme non linéaire dans l'équation (III-12)

$$\begin{aligned} (\bar{u}_j + \dot{u}_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + \dot{u}_i)}{\partial x_j} &= \frac{\partial(\bar{u}_j + \dot{u}_j)(\bar{u}_i + \dot{u}_i)}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial[\bar{u}_j \bar{u}_i + \bar{u}_j \dot{u}_i + \dot{u}_j \bar{u}_i + \dot{u}_j \dot{u}_i]}{\partial x_j} \end{aligned}$$

Appliquant l'opérateur moyen, on a :

$$\overline{\dot{u}_j \bar{u}_i} = \bar{\dot{u}_j} \cdot \bar{u}_i = 0 \quad \text{mais en revanche} \quad \overline{\dot{u}_i \dot{u}_j} \neq 0$$

On reporte ce terme à droite pour laisser la dérivée particulaire en suivant la vitesse moyenne. Les équations de Navier Stocks moyennées, appelées équations de Reynolds s'écrivent donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k \partial x_k} - \left(\frac{\partial \dot{u}_i \dot{u}_j}{\partial x_j} \right) + g_i \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (\text{III-14})$$

Ces équations moyennées sont identiques à celles appliquées aux valeurs instantanées (équation (III-12)), à ceci près qu'elles comportent une inconnue supplémentaire provenant d'un terme non-linéaire de convection. Ce terme qui a un caractère clairement tensoriel, est le tenseur des contraintes turbulentes, ou tenseur de Reynolds : la partie fluctuante de l'écoulement n'intervient dans la détermination de l'écoulement moyen que par ces contraintes. Le facteur $\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j}$ est appelé corrélation (on dit aussi «corrélation d'ordre 2») des vitesses.

Posons $R_{ij} = \overline{\dot{u}_i \dot{u}_j}$ c à d :

$$R = \begin{bmatrix} \dot{u}\dot{u} & \dot{u}\dot{v} & \dot{u}\dot{w} \\ \dot{u}\dot{v} & \dot{v}\dot{v} & \dot{v}\dot{w} \\ \dot{u}\dot{w} & \dot{v}\dot{w} & \dot{w}\dot{w} \end{bmatrix} \quad \text{(III-15)}$$

Ecrivant l'équation de Navier-Stocks sous la forme vectorielle, avec σ le tenseur des contraintes :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \text{grad}) \vec{u} = \frac{1}{\rho} \text{div}(\sigma) + g \quad \text{(III-16)}$$

On obtient (III-14) sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \text{grad}) \bar{u} = \frac{1}{\rho} \text{div}(\bar{\sigma} - \rho R) + g \\ \text{div}(\bar{u}) = 0 \end{cases} \quad \text{(III-17)}$$

R: est la moyenne du produit extérieur des vecteurs fluctuations de vitesse, $R = \overline{\dot{U} \otimes \dot{U}}$

En plus de la valeur moyenne des contraintes de pression et de la viscosité, il apparaît donc une nouvelle contrainte (R) appelée «tension de Reynolds».

- Lois de comportement traduisant l'aspect non-Newtonien du mouvement moyen :

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \dot{\tau}_{ij} & \text{loi de Newton} \\ \neq \\ \sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij} + R_{ij} & \text{Aspect non - newtonien} \end{cases} \quad \text{(III-18)}$$

A. Problème de la fermeture

Les équations (III-14) concernent un nombre d'inconnues supérieur au nombre d'équations. Deux voies s'offrent pour la fermeture : soit trouver, à partir des équations de Navier-Stokes, des équations satisfaites par les corrélations ; soit de manière plus empirique, relier le tenseur de Reynolds par une loi phénoménologique aux vitesses moyennes .Cette

question, à laquelle aucune des deux réponses envisagées n'est totalement satisfaisante constitue le problème de fermeture.

A.1. Equation d'évolution des corrélations

Pour obtenir une équation satisfaite par les corrélations, en introduisant la décomposition de Reynolds dans les équations instantanées et en soustrayant les équations moyennes correspondantes puis on multiplie l'équation de \hat{u}_i par \hat{u}_j et réciproquement on somme et on moyenne

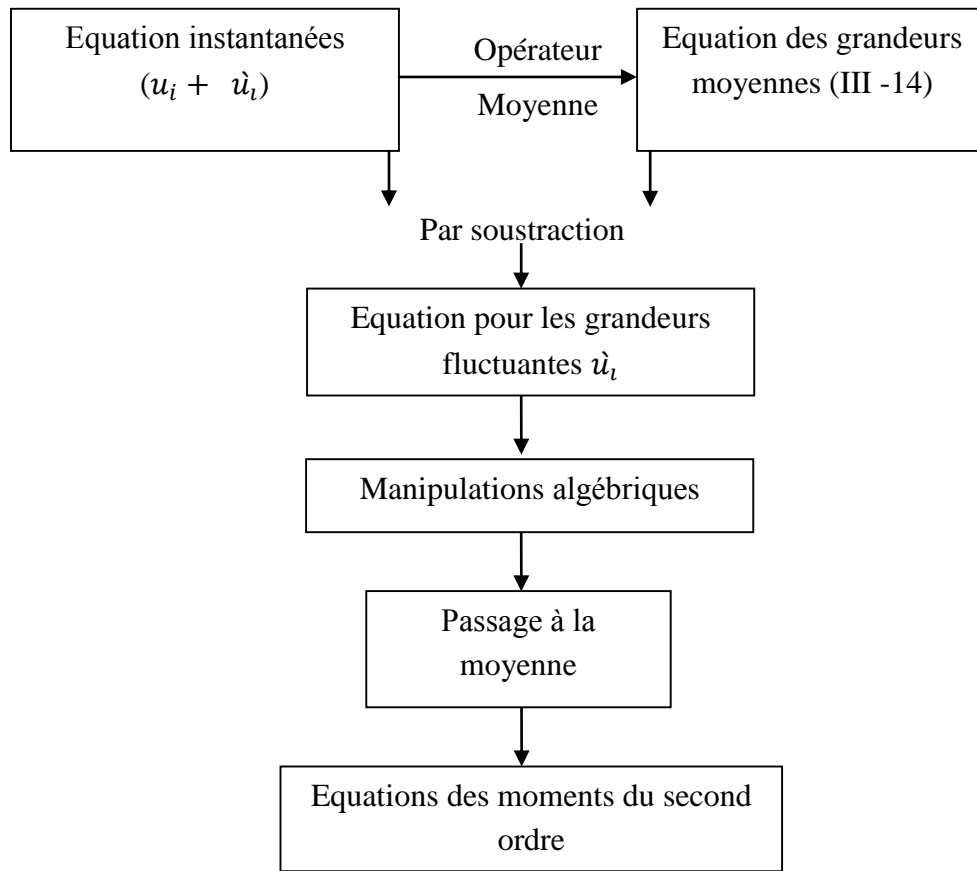


Figure. III. 1 : Schéma Itératifs Pour Obtenir L'équation D'évolution Des Corrélations

Détails des calculs

On part de l'équation :

$$\rho \left[\frac{\partial(u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial P}{\partial x_i} = g_i + \mu \Delta u_i \tag{III-19}$$

Pour $u_i = \bar{u}_i + \hat{u}_i$ et $u_j = \bar{u}_j + \hat{u}_j$ et $P = \bar{P} + \hat{P}$ on à :

$$\rho \left(\frac{\partial(\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i + \hat{u}_i)(\bar{u}_j + \hat{u}_j)}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} = g_i + \mu \Delta \bar{u}_i + \mu \Delta \hat{u}_i \tag{III-20}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_i \dot{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \dot{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial \dot{P}}{\partial x_i} = g_i + \mu \Delta \bar{u}_i + \mu \Delta \dot{u}_i - \rho \frac{\partial (\dot{u}_i \dot{u}_j)}{\partial x_j} \quad (\text{III-21})$$

Et on à l'équation (III-14)

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} = g_i + \mu \Delta \bar{u}_i + \dot{\sigma}_{ijj}$$

Pour
$$\dot{\sigma}_{ij} = -\rho \left(\frac{\partial \dot{u}_i \dot{u}_j}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III-22})$$

Nous soustrayons (III-21) - (III-14), il vient :

$$\rho \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \dot{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \dot{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \dot{P}}{\partial x_i} = \mu \Delta \dot{u}_i - \rho \frac{\partial (\dot{u}_i \dot{u}_j)}{\partial x_j} - \dot{\sigma}_{ijj} \quad (\text{III-23})$$

En utilisant l'équation (III-23), il est possible de construire les équations pour les corrélations doubles $\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j}$ donc on peut écrire symboliquement (III-14)

Sous la forme :
$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = f(\bar{U}, \bar{P}, \overline{\dot{U} \otimes \dot{U}})$$

Avec la même symbolique, l'équation sur la corrélation double s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{\dot{U} \otimes \dot{U}}}{\partial t} = f(\bar{U}, \overline{\dot{U} \otimes \dot{U}}, \overline{\dot{U} \dot{P}}, \overline{\dot{U} \otimes \dot{U} \otimes \dot{U}}) \quad (\text{III-24})$$

Le système d'équations ci-dessus n'est pas fermé car il est apparu de nouvelles inconnues c'est-à-dire que chaque corrélation d'ordre m fait apparaître dans son équation d'évolution des nouvelles corrélations d'ordre $m + 1$.

On a affaire à une suite infinie d'équations et pour résoudre le problème, on est contraint d'introduire une modélisation, appelée « fermeture ».

Pour trouver l'équation d'évolution du tenseur de Reynolds en tenant compte de :

$$\text{div } \dot{U} = 0$$

Ecrivons l'équation (III-23) pour deux indices différent i (soit E_i) et K (soit E_k) et formons les deux combinaisons $\dot{u}_i E_k + \dot{u}_k E_i$ et on moyenne :

$$\dot{u}_k E_i = \rho \left[\frac{\partial \dot{u}_i \dot{u}_k}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \dot{u}_j \dot{u}_k)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\dot{u}_i \bar{u}_j \dot{u}_k)}{\partial x_j} \right] + \dot{u}_k \frac{\partial \dot{P}}{\partial x_i} = \mu \dot{u}_k \Delta \dot{u}_i - \rho \frac{\partial (\dot{u}_i \dot{u}_j \dot{u}_k)}{\partial x_j} - \dot{u}_k \dot{\sigma}_{ijj} \quad (\text{III-25})$$

$$\dot{u}_i E_k = \rho \left[\frac{\partial \dot{u}_i \dot{u}_k}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_k \dot{u}_j \dot{u}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\dot{u}_j \bar{u}_k \dot{u}_i)}{\partial x_j} \right] + \dot{u}_i \frac{\partial \dot{P}}{\partial x_k} = \mu \dot{u}_i \Delta \dot{u}_k - \rho \frac{\partial (\dot{u}_k \dot{u}_j \dot{u}_i)}{\partial x_j} - \dot{u}_i \dot{\sigma}_{ijj} \quad (\text{III-26})$$

On somme (III-25) et (III-26) et on moyenne, après quelques calculs simples (et tenant compte de $(\nabla \cdot \mathbf{U}) = 0$) l'équation de transport des tensions de Reynolds s'écrit comme suit :

$$\rho \left[\frac{\partial(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_k})}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_k})}{\partial x_j} \right] = \left[\underbrace{-\rho \left(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j} \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_j} + \overline{\dot{u}_k \dot{u}_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \right)}_{P_{ij}} \right] +$$

$$\left[\underbrace{-\rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{(\dot{u}_i \dot{u}_j \dot{u}_k)} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\dot{P} \dot{u}_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\dot{P} \dot{u}_i} \right)}_{\tau_{ij}} \right] + \left[\underbrace{\overline{\dot{P} \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \dot{u}_k}{\partial x_i} \right)}}_{\phi_{ij}} \right] - \underbrace{2\mu \left(\frac{\partial \overline{\dot{u}_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\dot{u}_k}}{\partial x_j} \right)}_{\varepsilon_{ij}} +$$

$$\mu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \left(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_k} \right) \quad \text{(III-27)}$$

On peut écrire (III-27) sous la forme suivante :

$$\rho \underbrace{\left[\frac{\partial(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_k})}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_k})}{\partial x_j} \right]}_{(1)} =$$

$$-\rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{(\dot{u}_i \dot{u}_j \dot{u}_k)} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\dot{P} \dot{u}_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\dot{P} \dot{u}_i} \right) \right] + \mu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \left(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_k} \right) \quad \text{(a)}$$

$$-\rho \left(\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j} \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_j} + \overline{\dot{u}_k \dot{u}_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \right) + \left[\left(\overline{\dot{P} \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_k}} \right) + \left(\overline{\dot{P} \frac{\partial \dot{u}_k}{\partial x_i}} \right) \right] \quad \text{(b)} \quad \text{(III-28)}$$

$$-2\mu \left(\overline{\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \dot{u}_k}{\partial x_j}} \right) \quad \text{(c)}$$

$$C'à d (1) = a + b + c$$

En dehors du membre de gauche dans l'équation (III-27) qui représente le transport par le mouvement moyen et du dernier terme à droite qui représente la diffusion moléculaire cette équation comprend quatre termes nouveaux qu'il va falloir interpréter.

Il est habituel de classer les termes du second membre de (III-28) en trois catégories(a), (b), (c) :

- (a) - Représente des termes de diffusions : ces termes se caractérisent par la simple différentiation des grandeurs concernées dans une direction d'espace et si l'écoulement est adjacent à une zone non turbulente, leur contribution totale est nulle dans le bilan de l'équation.
- (b) - Représente des termes de production (positive ou négative, elle peut comprendre aussi bien des termes « sources » que des termes « puits » cette

production est due d'abord à une contribution de l'écoulement moyen qui intervient ses dérivées $\partial \overline{u_k} / \partial x_j$ c'est-à-dire par son cisaillement ; celui-ci représente la part essentielle de la production de turbulence. Une 2^{ème} contribution est due à la corrélation pression – déformation du milieu : on peut dire que cette contribution s'annule pour $\nabla \cdot \hat{u}_l = 0$.

(c) - Représente une destruction par dissipation visqueuse.

Remarque

Sur un plan plus strictement mathématique l'équation (III-28) ne fournit pas d'information supplémentaire .Cette équation fait apparaître de nouvelles inconnues :

- Corrélations triples $\overline{\hat{u}_i \hat{u}_j \hat{u}_k}$
- Corrélation pression- vitesse $\overline{\hat{u}_{ij} \frac{\partial P}{\partial x_j}}$
- Corrélation gradient de vitesse $\overline{\frac{\partial \hat{u}_i \hat{u}_j}{\partial x_i x_i}}$

Le problème de fermeture est alors repoussé et reste entier.

A.2. Energie cinétique du mouvement turbulent

Soit q^2 la densité massique d'énergie cinétique du mouvement fluctuant et soit K sa valeur moyenne (densité volumique moyenne d'énergie cinétique turbulente) :

$$q^2 = \frac{1}{2} \hat{u}_i \hat{u}_i \quad , \quad k = \overline{q^2} \tag{III-29}$$

En sommant les trois composantes diagonales $(i = 1, j = 1) + (i = 2, j = 2) + (i = 3, j = 3)$ on obtient l'énergie cinétique du mouvement fluctuant et le terme Φ_{ij} de l'équation (III-27) s'annule grâce à : $\nabla \cdot \hat{U} = 0$.

Prenons la valeur moyenne de la moitié de la trace de l'équation de R_{ij} (III-27) il vient :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = - \underbrace{\overline{\hat{u}_i \hat{u}_j \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j}}}_{(P)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{2} \overline{\hat{u}_i \hat{u}_i \hat{u}_j} + \frac{1}{\rho} \overline{\hat{u}_j \hat{P}} \right]}_{(diff_t)} - \underbrace{v \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_l} \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_l} \right)}_{(\varepsilon)} + v \Delta k \tag{III-30}$$

On reconnaît à gauche, la dérivée particulière en suivant le mouvement moyen. On peut donner pour les autres termes les interprétations suivantes :

P : « production » d'énergie turbulente ou plus exactement transfert d'énergie entre l'écoulement moyen et fluctuant.

$Diff_t$: « diffusion turbulente » ce terme est une redistribution spéciale de l'énergie du mouvement fluctuant $\dot{h} = \sum_{i=1}^3 (\frac{1}{2} \dot{u}_i^2) + \dot{p}$.

Grace à l'incompressibilité on peut aussi écrire ce terme : $Diff_t = -\frac{1}{\rho} \dot{u}_j \frac{\partial(\dot{h})}{\partial x_j}$

$v\Delta k$: « Diffusion moléculaire » redistribution spatiale due au mouvement brownien

ε : Dissipation d'énergie du mouvement turbulent (transformée en chaleur) ce terme est toujours négatif car :

$$\varepsilon = \nu \sum_i \sum_j \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2$$

Remarque

L'équation (III-30) montre donc :

- Que l'énergie turbulente est produite (aux dépens de l'énergie de l'écoulement moyen) dans les zones où il y a un gradient de vitesse moyenne.
- Que cette énergie peut être transportée d'un point à l'autre (terme $Diff_t$ et terme $u_i \frac{\partial k}{\partial x_i}$ qui représente le transport par la vitesse moyenne)
- Qu'elle est dissipée à cause de l'effet de la viscosité (terme ε).

A.3. Bilan des équations et des inconnues

Sur un plan plus strictement mathématique l'équation du tenseur de Reynolds ne fournit pas d'information supplémentaire. Cette équation comporte en effet en second membre des corrélations d'ordre 3 qui sont elles-mêmes de nouvelles inconnues.

Si répétant l'opération, on cherche des équations satisfaites par ces dernières, on introduit des corrélations d'ordre de plus en plus élevé : en fait c'est le caractère artificiel de la décomposition de Reynolds qui introduit un nombre d'inconnues supérieur au nombre d'équations. Il s'agit de problème de fermeture des équations.

Inconnues à calculer	Equations disponibles	Nombre d'équations	Inconnues supplémentaires	Nombre total d'inconnues
Champ de vitesse moyen $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ Pression(1)	(1) continuité (3) N, S moyennée	4	Tension de Reynolds $\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j}$ (06) $\frac{\overline{\dot{u}\dot{u}}}{\dot{v}\dot{v}}, \frac{\overline{\dot{u}\dot{v}}}{\dot{v}\dot{w}}, \frac{\overline{\dot{u}\dot{w}}}{\dot{w}\dot{w}}$	10



- Champ de vitesse moyen $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ - Pression (1) - Tension de Reynolds $\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j}$ $\frac{\overline{\dot{u}\dot{u}}}{\dot{v}\dot{v}}, \frac{\overline{\dot{u}\dot{v}}}{\dot{v}\dot{w}}, \frac{\overline{\dot{u}\dot{w}}}{\dot{w}\dot{w}}$ (6)	(1) continuité (3) Navier-S moyennée (6) Equation des tensions de Reynolds	10	- Corrélation triples $\overline{\dot{u}_i \dot{u}_j \dot{u}_k}$ - Corrélation pression–vitesse - Corrélation gradient de vitesse	35
--	---	----	--	----

Tableau. III. 1 : Les problèmes de fermetures des équations

Le système compte beaucoup d'inconnues notamment à cause de la présence des termes de corrélation triple. Il est donc nécessaire de modéliser les inconnues supplémentaires à l'aide des lois complémentaires n'introduisant pas de nouvelles inconnues.

Avant de passer à la suite, revenons sur la définition de la viscosité turbulente. Au vu de la manière dont elle est définie, il s'agit d'une propriété de l'écoulement et non du fluide comme la viscosité moléculaire. Considérer μ_t comme constante n'est donc pas correct. D'autres inconvénients accompagnent malheureusement cette hypothèse d'une viscosité turbulente pour modéliser le tenseur de Reynolds. Cette modélisation se fait au moyen d'un seul scalaire, ce qui revient à réduire la complexité de la turbulence en lui prêtant un caractère isotropique.

Pour être plus rigoureux, μ_t aurait pû être exprimé sous la forme d'un tenseur lui aussi. Malgré ses défauts, le modèle de viscosité turbulente sera utilisé ici dans toutes les simulations numériques sur le sujet, car elle permet d'obtenir des résultats rapides et acceptables.

Le problème revient donc à modéliser cette viscosité turbulente. Dans notre étude, nous avons utilisé les modèles $k - \varepsilon - RNG$ et $k - \varepsilon - sst$.

III.2. 2.1.3. Modèle k-ε standard

Le modèle $k - \varepsilon$ élaboré par Jones et Launder en 1974 [96] est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, à savoir qu'il existe une analogie entre l'action des forces visqueuses et les contraintes de Reynolds dans l'écoulement moyen. Le modèle $k - \varepsilon$ est un modèle à deux équations. Ce modèle est ainsi un modèle introduisant deux nouvelles grandeurs, l'énergie cinétique turbulente par unité de masse, k , définie dans l'équation (équation III-33) et son taux de dissipation par unité de masse, ε , défini plus loin dans l'équation (équation III-34).

Le sens physique de l'énergie cinétique turbulente peut aisément être compris, k représente en effet l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse. La deuxième grandeur, ε , est plus délicate à comprendre physiquement. Elle exprime le fait que la dissipation de l'énergie cinétique turbulente est principalement causée par le travail des plus petites structures turbulentes.

La dérivation du modèle repose sur l'hypothèse que le flux est totalement turbulent. De plus, le modèle néglige l'effet de la viscosité moléculaire.

Le modèle k-ε standard repose sur l'hypothèse que l'effet de la turbulence peut être représenté par une viscosité turbulente.

$$-\rho u'_i u'_j = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (\text{III-31})$$

Où, μ_t est la viscosité turbulente, k est l'énergie cinétique turbulente par unité de masse :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'_x u'_x} + \overline{u'_y u'_y} + \overline{u'_z u'_z} \right) \quad (\text{III-32})$$

Dans la description la plus simple, la turbulence peut être caractérisée par deux paramètres :

- Énergie cinétique turbulente, k .
- La dissipation visqueuse de l'énergie de turbulence, ε

L'équation simplifiée proposée pour ε est calquée sur celle de k avec les mêmes types de mécanismes de production, diffusion et destruction, la forme est donnée dans (équation III-33) et (équation III-34) :

Taux de variation de k ($\text{ou } \varepsilon$) + Transport de k (ε) par convection = Transport de k (ε) par diffusion + Taux de production de k (ε) - Taux de destruction de k (ε).

Le système $k - \varepsilon$ s'écrit donc :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (\text{III-33})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III-34})$$

Où

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k} L = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III-35})$$

C_u : est une constante. Les deux grandeurs k et ε seront déterminées en chaque point par des équations de transport locales.

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{III-36})$$

- Les constantes (C_u , σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$, $\varepsilon_{\varepsilon 2}$, σ_k) qui apparaissent dans ce modèle sont déterminées en se référant à des données expérimentales pour les écoulements simples (turbulence en décroissance libre, écoulement en canal,...), ces valeurs sont obtenues soit de façon directe, soit par une procédure d'optimisation basée sur des comparaisons des calculs issus du modèle -----> expériences. c_u Est le lien de proportionnalité entre la viscosité turbulente et le rapport K^2/ε . σ_k et σ_ε sont les nombres de Prandtl (également appelés nombres de Schmidt) ; ils relient les diffusivités des grandeurs k et ε à la viscosité turbulente. Quant à $c_{\varepsilon 1}$, $c_{\varepsilon 2}$ ces deux constantes interviennent respectivement dans les taux de production et de destruction de ε .
- Le tableau rassemble différents coefficients des modèles proposés par différents auteurs [74] :

Auteurs	C_u	σ_k	σ_ε	C_{ε_1}	C_{ε_2}
Hanjalic (1970)	0,07	1,00	1,09	1,45	2,00
Jones et Laucher (1972)	0,09	1,00	1,30	1,55	2,00
Laucher <i>et al.</i> (1972)	0,09	1,00	1,30	1,44	1,92
Bradshaw <i>et al.</i> (1981)	0,09	1,00	1,30	1,45	1,90
Yakhot Orszag (1986)	0,08	0,72	0,72	1,06	1,72
Hwang et Chiang (1995)	0,09	0,87	0,82	1,23	1,92

Tableau. III. 2 : Différentes valeurs proposées pour les coefficients du modèle $k - \varepsilon$ [74].

- Les valeurs les plus courantes recommandées par Launder et Spalding (1974) [97] :

$$[C_u = 0,09, \sigma_\varepsilon = 1,3, c_{\varepsilon_1} = 1,44, c_{\varepsilon_2} = 1,92, \sigma_k = 1]$$

- **Domaine de validité et pertinence du modèle standard $k - \varepsilon$**

Le principal avantage du modèle de turbulence $k-\varepsilon$ est qu'il s'agit d'un modèle simple (Seulement deux équations de fermeture) qui a fait l'objet d'une large validation. Ses inconvénients est qu'il échoue à reproduire très finement le champ de vitesse. Selon les valeurs des constantes empiriques qui sont utilisées dans le modèle $k - \varepsilon$ on trouve, des résultats de calcul peuvent différer, ce qui constitue la faiblesse de ce modèle.

Plus récemment, des fonctions d'amortissement ont été introduites dans l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et dans la relation liant la viscosité turbulente à k et ε . Ces fonctions d'amortissement permettent le calcul du champ de vitesse jusqu'à la paroi, on parle alors de modèle $k-\varepsilon$ "à bas nombre de Reynolds". Cependant, ces corrections ne sont pas universelles et sont obtenues, là encore, à partir de configurations bien spécifiques.

Toujours concernant la formulation standard, il en existe des variantes adaptées à certaines situations. Nous citerons le modèle que nous avons utilisé dans notre étude $k-\varepsilon$ - RNG, ce modèle introduit un terme supplémentaire dans l'équation de transport de ε pour prendre en compte l'effet du brassage (*swirl*) sur la turbulence. Le modèle $k-\varepsilon$ - RNG est ainsi mieux adapté que la version standard pour les écoulements tourbillonnants.

III.2. 2.1.4. Modèle $k - \varepsilon - RNG$

Un nouveau modèle, basé sur une technique statistique différente des techniques statistiques classiques appelée la théorie des groupes de renormalisation, est apparue ces dernières années. Appelé modèle $k-\varepsilon$ -RNG [181], il est similaire en forme au modèle $k-\varepsilon$ standard mais il comprend les améliorations suivantes :

- Le modèle RNG introduit un terme supplémentaire dans l'équation de transport de ε pour améliorer la précision des écoulements soumis à des contraintes rapides.
- L'effet du tourbillon sur la turbulence est inclus dans le modèle RNG, améliorant la précision des écoulements tourbillonnants.
- La théorie de la RNG fournit une formule analytique pour les nombres de Prandtl turbulent, alors que le modèle $k-\varepsilon$ standard utilise des valeurs constantes, définies par l'utilisateur.
- Bien que le modèle $k-\varepsilon$ standard ne soit applicable que dans le cas d'une turbulence pleinement développée, la théorie de la RNG fournit une formule analytique à la dérivée partielle de la viscosité effective qui tient compte l'effet de faible nombre Reynolds. L'utilisation efficace de cette caractéristique dépend toutefois d'un traitement approprié de la région proche de la paroi.

Ces caractéristiques font un modèle plus précis et fiable pour une large gamme des écoulements que le modèle $k-\varepsilon$ standard.

III.2. 2.1.4.1. Equations de transport pour le modèle $k-\varepsilon$ - RNG

Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ -RNG est dérivé à partir des équations instantanées de Navier-Stokes, en utilisant une technique mathématique appelée « groupe de renormalisation » des méthodes (RNG) .La principale différence vient des constantes qui ne sont plus déterminées expérimentalement mais calculées théoriquement. Dans les équations de transport (équation (III-37)) pour l'énergie cinétique et (équation (III-38)) pour la dissipation, il y aura des termes et fonctions supplémentaires. En conséquence, les équations de transport du modèle $k - \varepsilon$ -RNG, sont données par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (III-37)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (III-38)$$

Dans ces équations :

G_K : Représente la production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyens, elle est modélisée d'une manière identique que le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ standard

Ce terme peut être défini comme

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (\text{III-39})$$

Evaluer G_k de manière cohérente avec l'hypothèse de Boussinesq,

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (\text{III-40})$$

Où S est le module du tenseur du taux de déformation moyen, défini comme

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (\text{III-41})$$

Remarque : pour les grands nombre de Reynolds on remplace μ_{eff} dans (équation (III-37)) par μ_t

G_b : Est la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la flottabilité, ce terme n'est pas pris en considération dans notre étude.

Y_M : Représente la contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible au taux de dissipation global, les écoulements de notre étude sont incompressibles alors ce terme lui aussi n'est pas pris dans notre étude.

- La différence principale par rapport au modèle $k - \varepsilon$ standard consiste dans la méthode de calcul de la viscosité turbulente. Pour le modèle $k - \varepsilon$ - RNG, la viscosité est calculée avec l'équation suivante :

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_v}} d \hat{\nu} \quad (\text{III-42})$$

$$\hat{\nu} = \frac{\mu_{eff}}{\mu}$$

$$C_v \approx 100$$

L'équation (III-42) est intégrée pour décrire clairement, comment le transport de la turbulence varie effectivement, par rapport au nombre de Reynolds en permettant ainsi le traitement des cas des écoulements à petites valeurs du nombre de Reynolds et même des écoulements au voisinage des parois. Pour les grands nombres du Reynolds, l'équation (III-42) se réduit à la même forme que dans le cas du modèle $k - \varepsilon$ standard et la viscosité turbulente de $\hat{\nu} = \mu_t$ calculé par l'équation (III-35), avec $C_\mu = 0.0845$ (équation (III-35)), il est intéressant de

noter que cette valeur est très proche de la valeur empirique déterminée de 0,09 utilisé dans le modèle $k - \varepsilon$ standard.

- La deuxième différence principale par rapport au modèle $k - \varepsilon$ standard est représentée par le terme supplémentaire R_ε dans l'équation de transport ε (équation (III.38) défini par la formule :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \theta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (\text{III-43})$$

Où

$$\eta = Sk / \varepsilon, S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (\text{III-44})$$

Avec

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III-45})$$

η_0 et θ sont les constantes du modèle, alors les valeurs de ces constantes proposé par ANSYS Fluent 15 sont $\eta_0 = 4.38$ et $\theta = 0.012$.

Les effets de ce terme dans l'équation de transport ε du modèle $k - \varepsilon$ -RNG peuvent être observés plus clairement en réorganisant l'équation (III-38), le troisième et quatrième terme du côté droit de l'équation (III-38) peuvent être unis, dans un seul terme, l'équation résultante peut être réécrite comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III-46})$$

Où $C_{2\varepsilon}^*$ est donné par :

$$C_{2\varepsilon}^* \equiv C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \theta \eta^3} \quad (\text{III-47})$$

Dans notre étude le terme de la génération de l'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité G_b dans l'équation (III-46) est négligeable.

Dans les régions à vitesse relativement faible de la déformation ($\eta < \eta_0$) le terme R_ε à une contribution positive, donc $C_{2\varepsilon}^*$ devient plus grand que $C_{2\varepsilon}$. En conséquence, pour des tensions faibles et modérées de l'écoulement principal, le modèle $k - \varepsilon$ -RNG tend à avoir des résultats comparables, dans la plupart des cas, au modèle $k - \varepsilon$ standard. De l'autre côté, à grandes vitesses de variation des valeurs de déformations, ($\eta > \eta_0$) le terme R_ε à une

contribution négative. La valeur $C_{2\varepsilon}^*$ est faible, par rapport à $C_{2\varepsilon}$. Comparé au modèle $k - \varepsilon$ standard, de petites destructions de ε , conduisent à l'accroissement des valeurs de ε , en réduisant celles de k et probablement celles de la viscosité effective. Comme conséquence, dans les écoulements forcés, rapides, le modèle $k - \varepsilon$ -RNG conduit à une viscosité de moindre turbulence que celle donnée par le modèle $k - \varepsilon$ standard. De cette façon, le modèle $k - \varepsilon$ RNG est beaucoup plus sensible à l'effet de passage rapide et de courbure de la ligne de courant, par rapport au modèle $k - \varepsilon$ standard, ce qui explique les performances meilleures de ce modèle pour différentes catégories d'écoulement.

Les constantes du modèle $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ dans l'équation (III-46) ont des valeurs dérivées analytiquement par la théorie du RNG. Ces valeurs, utilisées par défaut dans ANSYS Fluent 15 $C_{\varepsilon 1} = 1.42$, $C_{\varepsilon 2} = 1.68$

Les nombres de Prandtl effectifs inverses α_k et α_ε sont calculés en utilisant la formule suivante dérivée de manière analytique par la théorie du RNG :

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (\text{III-48})$$

Où $\alpha_0 = 1.0$ dans la limite du nombre élevé de Reynolds $\left(\frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \ll 1 \right) \alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1.393$

Le modèle RNG peut être aussi associé à une loi de paroi par des corrections du type bas nombre de Reynolds. Pour des calculs à haut nombre de Reynolds, $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1,393$. Dans le cas de calculs à bas nombre de Reynolds, une variation de α_k et α_ε est prise en compte selon la relation implicite (III-37) et (III-38).

La viscosité effective, μ_{eff} est donnée par la relation (III-49). Elle combine les viscosités moléculaire et turbulente

$$\mu_{eff} = \mu \left(1 + \sqrt{\frac{C_\mu k}{\mu \sqrt{\varepsilon}}} \right)^2 = \mu \left(1 + \sqrt{\frac{\mu_t}{\mu}} \right)^2 \quad (\text{III-49})$$

III.2.2.1.5. Modèle de turbulence $k - \omega$ -sst

Le modèle $k - \omega$ -sst (Shear Stress Transport) a été élaboré par Menter (1994) [111] pour combiner d'une manière efficace le modèle $k - \omega$, robuste et précise, dans la zone proche paroi avec le modèle $k - \varepsilon$ adapté en champ éloigné. Une fonction de mélange est adoptée pour combiner entre ces deux modèles.

Pour réaliser cette combinaison, le modèle $k - \varepsilon$ est converti par la formule $k - \omega$.

Le modèle $k - \omega$ -sst est similaire au modèle $k - \omega$ standard, mais comporte aussi des améliorations supplémentaires :

- Les deux modèles, $k - \omega$ standard et $k - \varepsilon$ transformé sont multipliés par une fonction de combinaison, et puis, ils sont additionnés ; on a vu que la fonction de combinaison doit être dans la zone de proche paroi, ce qui met en marche le modèle $k - \omega$ standard et elle doit avoir une valeur nulle à la distance de surface, ce qui entraîne le modèle $k - \varepsilon$ transformé.
- La définition de la viscosité turbulente a été changée pour justifier le transport de la pression turbulente de cisaillement.
- Les constantes de modélisation sont différentes.

Ces traits rendent le modèle $k - \omega$ -sst plus précis et recommander pour une catégorie plus large des écoulements comparé au modèle $k - \omega$ standard.

Parmi ces modifications on compte aussi l'adjonction d'un terme de diffusion transversale, dans l'équation ω et une fonction de combinaison, qui conduisent à un comportement adéquat des équations du modèle, dans la zone de proche paroi et aussi dans les zones éloignées.

L'équation k de l'énergie cinétique turbulente correspondante et l'équation de la fréquence turbulente ω sont obtenues pour former les équations de transport du modèle $k - \omega$ -sst pour un écoulement instationnaire, incompressible sont les suivantes.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\partial k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k + Y_k + S_k \quad (\text{III-50})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\partial \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_\omega + Y_\omega + S_\omega \quad (\text{III-51})$$

Dans ces équations \tilde{G}_k : Représente la production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyens, \tilde{G}_ω : Représente la génération de la fréquence de dissipation ω

\tilde{G}_k et \tilde{G}_ω sont exprimées par

$$G_K = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (\text{III-52})$$

$$\tilde{G}_\omega = \frac{\omega}{k} G_k \quad (\text{III-53})$$

Γ_k et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω , Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω due à la turbulence, S_k et S_ω sont des termes sources définis par l'utilisateur.

Les diffusivités effectives pour le modèle sont données par :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad \text{(III-54)}$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad \text{(III-55)}$$

Où σ_k et σ_ω sont les nombres de Prandtl turbulents pour le modèle définis avec les expressions (III-56), (III-57)

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2}} \quad \text{(III-56)}$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1-F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad \text{(III-57)}$$

Les deux modèles de la turbulence $k - \omega$ standard et $k - \omega$ BSL ne tiennent pas compte du transport de la contrainte de cisaillement turbulente. Cela se traduit par une surestimation de la viscosité des tourbillons. Le comportement de transport correct peut être obtenu par un limiteur à la formulation de la viscosité turbulente :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, a_1 \omega\right]} \quad \text{(III-58)}$$

Où : S est le pourcentage d'accroissement de la tension, et α^* est un coefficient de la viscosité turbulente qui induit une correction pour les petits nombres de Reynolds.

Le coefficient α^* est défini ainsi :

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right) \quad \text{(III-59)}$$

Où les constantes du modèle sont exprimées en :

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6, \alpha_0^* = \frac{\theta_i}{3}, \theta_i = 0.072$$

A remarquer : pour les grands nombres de Reynolds

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$$

Les fonctions de mélange, F_1, F_2 sont exprimés par les formules :

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad \text{(III-60)}$$

Avec :

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right] \quad (\text{III-61})$$

Le terme D_{ω}^+ , de la relation (III-61) s'exprime par l'équation (III-62)

$$D_{\omega}^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (\text{III-62})$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (\text{III-63})$$

Avec :

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (\text{III-64})$$

Où : y est la distance jusqu'à la surface suivante et D_{ω}^+ représente la composante positive du parcours de la diffusion du terme D_{ω}

$$D_{\omega} = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{III-65})$$

Les constantes du modèle $K - \omega$ -sst sont présentées dans le tableau suivant :

$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{\omega,2}$	$\theta_{i,1}$	$\theta_{i,2}$	a_1
1.176	1.0	2.0	1.168	0.075	0.0828	0.31

Tableau. III. 3 : Constantes du modèle k- ω -sst

Bilan

Les modèles pertinents pour reproduire le champ de vitesses et la turbulence ont été décrits dans les paragraphes précédents ; la littérature a montré le modèle le plus utilisé est le modèle $k - \varepsilon$. Il présente l'avantage d'être simple et relativement peu consommateur de temps de calculs. Par contre sa précision est limitée, ce qui induit une marge d'erreurs sur les résultats qui varie suivant les écoulements. Le modèle des tensions de Reynolds est lui plus précis mais aussi beaucoup plus lourd en termes de temps de calcul.

Le choix du modèle $k - \omega$ -sst et $k - \varepsilon - RNG$ se justifie d'une part par la qualité des résultats du modèle k- ε 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.

III.3. Traitement des parois

Le but des lois de paroi est de fournir une solution pour l'écoulement en proche paroi que l'on viendrait substituer à la solution fournie par le modèle de turbulence utilisé.

Dans la théorie, le domaine réel dans lequel se développe l'écoulement devrait être rétréci d'une certaine distance d par rapport aux parois. La zone qui s'étend sur cette distance d à partir de la paroi sera la zone sur laquelle seront imposées les solutions des lois de paroi. Le reste du domaine réduit sera alors soumis au modèle de turbulence avec de nouvelles conditions limites adaptées.

Pratiquement, d est souvent très petite ce qui fait qu'on effectue la simulation sur le domaine non modifié par soucis de simplicité.

Les lois de paroi sont fondées sur des hypothèses qui ne sont pas toujours vérifiées : l'hypothèse d'un cisaillement constant dans la couche interne ainsi que l'hypothèse d'assimiler un écoulement en proche paroi à celui d'une couche limite unidimensionnelle. De plus, chaque loi se base sur la définition d'une distance par rapport à la paroi, or dans un problème multidimensionnel, l'évaluation de cette distance peut se révéler ardue (en présence de coins par exemple ou la présence de plusieurs surfaces).

Bilan

Dans notre étude nous avons utilisé les deux modèles à faible et à grand nombre de Reynolds $k - \varepsilon - RNG$ $k - \omega$ -sst, Ce dernier combine les avantages des deux approches $k - \varepsilon$ et $k - \omega$, car il inclut une fonction de mélange F_1 qui passe de $k - \omega$ dans les zones proches paroi (faible nombre de Reynolds) à $k - \varepsilon$ dans flux libre (écoulement pleinement développés), la littérature a prouvé que le modèle $k - \omega$ -sst est capable de décrire parfaitement la couche limite, près des parois ([63], [185]).

Si nous utilisons les lois de paroi semi empiriques et le modèle $k - \omega$ -sst, nous ne profiterons pas de la résolution précise dans les zones près paroi avec ce modèle car nous n'utiliserons effectivement que le modèle $k - \varepsilon$

III.4. Modélisation de la surface libre

La surface libre constitue l'interface entre l'eau et l'air est un paramètre clé lors de la modélisation de l'hydrodynamique dans les ouvrages de rétention des eaux pluviales. Si dans des cas où le niveau d'eau est horizontal la surface libre peut être représentée comme une surface symétrique ou une paroi de glissement sans contrainte de cisaillement, un modèle bi

phasique s'avère indispensable dans les cas où la surface libre présente une pente non nulle ou bien lorsque le niveau d'eau est inconnu.

Dans ce travail de thèse, une étude comparative entre les deux conditions est effectuée, afin de vérifier qu'il n'y a pas une grande différence dans les résultats de simulations obtenues par les deux conditions dans les canaux horizontaux, dont l'objectif est réduire le temps de calcul.

1. Condition de symétrie (imperméable)

Cette condition stipule qu'il n'y a pas d'écoulement à travers l'interface et que les variables juste à l'extérieur du domaine (variables virtuelles) sont égales aux variables juste à l'intérieur du domaine, d'où le nom de symétrie. En termes mathématiques, cette condition se traduit par des gradients normaux au plan de symétrie nuls pour toutes les variables. Cette condition est souvent utilisée pour modéliser la surface libre dans les ouvrages à faible pente. Le principal avantage de cette méthode est qu'elle ne requiert pas de modèle biphasique, ce qui permet de ne pas augmenter le temps de calcul. En revanche, le niveau précis de l'eau doit être connu a priori car il ne s'agit pas d'un résultat de simulation.

2. Model volume of fluid (VOF)

Au début de 1975, Hirt et Nichols [73] ont proposé le modèle VOF qui est adapté dans le cas d'une surface libre pentue. Il peut de plus être utilisé lorsque le niveau d'eau est inconnu. Ce modèle peut modéliser plusieurs fluides non miscibles en résolvant une seule équation de quantité de mouvement et suivi la fraction volumique de chacun des fluides dans tout le domaine.

Dans la méthode VOF, une fraction volumique variable de chaque phase, α_q est introduite dans la cellule de calcul

Cette nouvelle variable étant régie par l'équation (III-66).

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + U \frac{\partial \alpha_q}{\partial x} + V \frac{\partial \alpha_q}{\partial y} + W \frac{\partial \alpha_q}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-66})$$

Dans une cellule, les trois conditions suivantes sont possibles

- $\alpha_q = 0$ la cellule est vide (pour un q^{ème} fluide)
- $\alpha_q = 1$ la cellule est pleine (pour un q^{ème} fluide)
- $0 < \alpha_q < 1$ La cellule contient l'interface entre le q^{ème} fluide et un ou plusieurs autres fluides.

Sur la base de la valeur locale de α_q , les propriétés et les variables appropriées seront affectées à chaque volume de contrôle du domaine. L'interface de suivi (s) entre les phases est réalisée par la solution d'une équation de continuité pour la fraction volumique d'une ou plusieurs des phases. Pour la $n^{\text{ième}}$ phase, l'équation de la fraction volumique est écrite sous la forme de l'équation (III-66) (Dans chaque volume de contrôle, les fractions de volume de toutes les phases totalisent l'unité), comme indiqué dans l'équation (III-68).

$$\frac{1}{\rho_p} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) \right] = \sum_{p=1}^n (m_{pq} - m_{qp}) \quad (\text{III-67})$$

$$\sum_{p=1}^n \alpha_q = 1 \quad (\text{III-68})$$

Où m_{qp} est le transfert de masse de la phase q à la phase p et m_{pq} est le transfert de masse de la phase p à la phase q .

Les propriétés figurant dans les équations de transport sont déterminées par la présence des phases dans chaque volume de contrôle. En général, pour un système à n phases, la densité de la fraction volumique prend la forme suivante :

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (\text{III-69})$$

Toutes les autres propriétés (par exemple la viscosité) sont calculées par l'équation (III-70). Dans notre étude, un système à deux phases, une phase d'air et une phase d'eau, la viscosité dynamique moyenne μ est calculée par la fraction d'eau α_w et la viscosité dynamique de l'eau μ_w et la viscosité dynamique de l'air μ_a :

$$\mu = \alpha_w \mu_w + (1 - \alpha_w) \mu_a \quad (\text{III-70})$$

Finalement, les équations de Navier Stokes ne sont alors plus résolues pour la seule phase eau, mais pour une combinaison volumique des phases eau et air. Le modèle VOF constitue ainsi un modèle Pseudo diphasique.

En chaque cellule du domaine, les propriétés du fluide sont calculées en tenant compte des fractions volumiques en eau et en air, comme écrit dans les équations (III-69) et (III-70). Ici, ρ est la masse volumique du fluide ; μ , sa viscosité dynamique ; ρ_w et μ_w sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique de l'eau ; ρ_a et μ_a , respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air.

$$\rho = \alpha_w \rho_w + (1 - \alpha_w) \rho_a$$

$$\mu = \alpha_w \mu_w + (1 - \alpha_w) \mu_a$$

Dans la partie eau, α_w est égal à 1 alors que dans la partie air, α_w est égal à 0. La surface libre est quant à elle définie par $\alpha_w = 0.5$. La surface libre physique étant constituée par une surface infiniment fine, des méthodes existent pour éviter la diffusion de la fraction volumique en eau, par exemple le schéma de reconstruction géométrique (Fluent, 2015).

Après des essais préliminaires, nous avons choisi d'utiliser la condition de symétrie pour la surface libre dans les canaux et la conduite.

III.5. Modélisation mathématique de la phase liquide, cas des fortes concentrations

III.5.1. Équations gouvernantes

Dans la formulation standard du modèle multiphasique lagrangien, l'hypothèse est que la fraction volumique de la phase discrète est suffisamment faible : elle n'est pas prise en compte lors de l'assemblage des équations de phase continue. La forme générale des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement est donnée dans l'équation (III-71) et l'équation (III-72)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = S_{DPM} + S_{autres} \quad (III-71)$$

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V V) = -\nabla P + \nabla \cdot \tau + \rho g + F_{DPM} + S_{autres} \quad (III-72)$$

Pour surmonter cette limitation du modèle lagrangien multiphasique, la fraction volumique de la phase particulaire est introduite en étendant l'équation (III-71) et l'équation (III-72) à l'ensemble d'équations suivantes :

$$\frac{\partial \alpha_p \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p V_p) = \sum_{q=1}^N S_{autres}^{PHASE} + S_{DPM} \quad (III-73)$$

$$\frac{\partial \alpha_p \rho_p V_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p V_p V_p) = -\alpha_p \nabla P + \alpha_p \nabla \cdot \tau + \alpha_p \rho g + \alpha_p F_{DPMEXPLICIT} + \alpha_p S_{DPMEXP} \quad (III-74)$$

La formulation DDPM est basée sur des équations similaires à celles de l'approche multi-fluide. De plus, l'équation de mouvement des particules est résolue pour chaque parcelle et les propriétés des parcelles sont projetées sur la grille eulérienne. Cela fournit une vitesse moyenne des solides et une fraction volumique dans chaque cellule de la grille. Les équations de continuité et d'impulsion de la phase solide ne sont donc pas résolues dans le cadre Eulérien. Les interactions particule-particule sont déterminées par le KTGF sur la grille Eulérienne et sont réintroduites dans l'équation du mouvement comme source.

Ici l'équation (III-73) est l'équation de conservation de masse pour une phase individuelle p et l'équation (III-74) est l'équation de conservation de la quantité du mouvement correspondante.

III.6. Conclusion

Cette étude mathématique a pour but de décrire les modèles disponibles pour simuler l'écoulement liquide dans les ouvrages hydrauliques à surface libre. Il n'y a véritablement que deux points d'incertitude qui devront être investigués par la suite.

Le premier point concerne le maillage. Comme pour tout travail de modélisation numérique, il faut en effet d'abord effectuer une analyse de la grille de calcul.

Le second point concerne le modèle de turbulence. La détermination de l'écoulement repose sur la solution numérique des équations de Reynolds, par rapport au besoin du modèle de transport solide.

Chapitre IV

*Modélisation mathématique
du transport des particules
solides*

IV.1. Introduction

Le transport solide dans un écoulement liquide constitue un écoulement bi phasique, où la phase particulaire représente les particules et la phase continue est le fluide dans lequel les particules se meuvent. Ce chapitre vient donc compléter le précédent en introduisant une phase des particules solides dans l'écoulement. L'approche Euler-Lagrange est utilisée pour présenter les caractéristiques du suivi Lagrangien des particules solides. Une description de l'équation permettant de calculer la trajectoire d'une particule solide en tenant compte les différentes interactions, sera présentée dans ce chapitre.

- Pour les faibles concentrations nous avons utilisé l'approche Eulérienne-Lagrangienne DPM. Les fortes concentrations sont décrites par l'approche Eulérienne-Lagrangienne DDPM
- La dernière partie de ce chapitre s'intéresse au couplage particules- paroi et particules-particules.

IV.2. Modélisation multiphasique

Le mouvement d'un ensemble de particules dans un fluide peut être modélisé par différentes approches. Ces approches présentent chacune leurs avantages et inconvénients (les détails sont décrits dans le Chapitre I)

- Le transport d'une **concentration**
- L'approche **Euler-Euler**
- 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.

Le (tableau IV.1) résume les avantages et les inconvénients des approches de la modélisation des écoulements multiphasiques.

(VOF)	(Eulérien- Eulérien)	(Lagrangien-Eulérien)
(+) précision	(+) simplicité	(+) adapté aux particules solides
(+) peu de modélisation	(+) peu couteux en calcul	(+) trajectoires des particules
(-) mise en œuvre complexe (suivi d'interface)	(-) beaucoup de modélisation pour les termes sources	(-) modélisation des forces nécessaire
(-) couteux en calcul	(-) beaucoup de modélisation pour le colmatage	(-) le cout dépend du nombre de particules

Tableau. IV. 1 : Comparaison des méthodes de modélisation des écoulements multiphasique

L'approche Euler-Lagrange est retenue, car elle présente un bon compromis entre le coût de calcul, la complexité de modélisation et la qualité des résultats. Les méthodes LE classiques considèrent les particules comme ponctuelles, et elles sont seulement valables lorsque la seconde phase occupe un volume faible devant la phase principale, donc elle ne prend pas toujours en compte les collisions entre les particules, leur adhérence sur les surfaces solides ou la formation d'agrégats.

Notre étude a pour objet d'étudier la répartition des vitesses de la phase liquide et des particules solides en tenant compte de l'effet de la concentration des particules solides (faible et forte concentration) sur le comportement hydrodynamique de la phase liquide, ce qui nous a conduit à utiliser un modèle de suivi des particules pour les faibles concentrations Euler-Lagrange DPM et Euler- Lagrange DDPM pour les fortes concentrations .

IV.2.1. Influence de la concentration sur le choix du modèle lagrangien

La concentration de la phase dispersée est une caractéristique fondamentale des écoulements fluide -solide. Les travaux antérieurs tels que le travail de Boris Arcen en (2006) [9], dans son étude « simulation numérique directe du comportement et de la dispersion de particules solides en écoulement non homogène », montrent qu'il y a trois zones pour la vitesse moyenne longitudinale des particules :

- pour $0 < y^+ < 5$, les vitesses moyennes longitudinales des particules sont identiques quelle que soit leur inertie. De plus, ces vitesses ne sont que très légèrement inférieures à la vitesse du fluide, ce qui implique que les particules suivent assez bien le mouvement du fluide dans la sous-couche visqueuse,

- pour $5 < y^+ < 50$, quelle que soit l'inertie des particules, leur vitesse moyenne est plus faible que celle du fluide,
- pour $50 < y^+ < 185$, les vitesses moyennes des particules sont plus élevées que celle du fluide.

Ce comportement typique des particules solides a déjà été remarqué par Narayanan, et al (2003) [119], grâce à la simulation par D.N.S d'un écoulement fluide -solide dans un canal ouvert. Ils ont montré aussi que dans la première tranche proche de la paroi une diminution de 10% de la concentration pour les particules ayant la plus grande inertie. Cette diminution est accompagnée par une augmentation de la concentration au-dessous de cette zone. Mis à part cela, il est à remarquer que la concentration en proche paroi atteint des valeurs 50 fois supérieures à la concentration moyenne dans le canal. Il est par conséquent clair qu'un écoulement fluide -solide peut être dilué globalement mais pas localement.

Notre étude a pour objet de prendre la variation de la concentration des particules solides dans le choix de l'approche multiphasique DPM et DDPM, qui est malheureusement liée au pourcentage de présence des particules dans une cellule, c'est-à-dire le volume occupé par le solide ce qui nous a conduit à utiliser plusieurs approches dans notre étude.

Pour faire le meilleurs choix du modèle multiphasique il faut estimer le pourcentage de présence des particules dans une maille.

Bilan

Le choix de l'une des approches Lagrangienne proposée DPM et DDPM est basé sur le taux de présence de la deuxième phase :

Pour une fraction volumique $\alpha_p : 0.05 \leq \alpha_p \leq 0.12$ on utilise le modèle DPM Pour $\alpha_p \geq 0.12$ on utilise le modèle DDPM

Sur la base des résultats cités précédemment on peut conclure d'une part que le choix de l'un des modèles Lagrangien est un choix globale n'est pas local et d'autre part l'effet de la concentration locale de la phase dispersée est introduit dans les approches DPM et DDPM par une correction de la force de traînée en tenant compte, de la fraction volumique instationnaire.

IV.3. Approche Eulérienne-lagrangienne

Selon cette approche, le fluide est décrit de façon Eulérienne donc les équations de Navier-Stokes sont toujours résolues pour la phase fluide (Chapitre III). La seconde phase, elle est traitée de façon discrète alors que l'équation du mouvement de Newton est utilisée pour

modéliser le mouvement de la phase particulaire en suivant un grand nombre de particules, d'où le nom de suivi de particules (*DPM*) généralement donné à l'approche Eulérienne - Lagrangienne.

Le nombre de particules suivies doit être suffisamment grand pour que les résultats soient statistiquement significatifs.

La trajectoire de chaque particule est calculée à partir d'un bilan des forces agissant sur celle-ci [110]. L'influence de la phase particulaire sur la phase fluide est négligée pour les particules de verre de concentration 5% et 10% dans la conduite, ainsi que dans le décanteur lamellaire de la station de traitement puisque les eaux de ruissellement sont relativement peu chargées, alors les interactions entre les particules sont rares et les forces dynamiques du fluide sont celles qui gouvernent le transport des particules ([50], [185]). L'approche « one-way » apparaît donc comme étant suffisante pour modéliser le transport des particules solides dans la conduite à géométrie simple et les canaux avec des obstacles tels que le décanteur lamellaire pour les faibles concentrations.

La principale hypothèse de cette approche est que la seconde phase occupe un volume faible devant la phase principale.

IV.3.1. Approche Eulérienne –Lagrangienne, modèle DPM

Dans le modèle de phase discrète lagrangienne qui constitue une partie du modèle Euler-Lagrange, l'interaction particules-particules peut être incluse à l'aide du modèle à éléments discrets (DEM) ou négligée dans la simulation, Ce qui réduit le temps de calcul et l'approche devient beaucoup plus simple. Cette méthode nécessite que la phase discrète ait une fraction volumique faible, tandis que la charge massique peut être élevée. Les trajectoires des particules sont calculées individuellement à des intervalles spécifiés pendant le calcul de la phase fluide. Cela rend le modèle approprié pour la modélisation des écoulements peu chargés de particules, mais inadapté à la modélisation de mélanges liquide-liquide, de lits fluidisés ou de toute autre fraction.

Chaque particule est suivie séparément, de sorte que pendant le post-traitement, on peut voir le mouvement d'une particule particulière dans l'espace et dans le temps.

Les limites du modèle

1. La formulation utilisée suppose que la seconde phase est suffisamment diluée, écoulement peu chargé telle que le cas des eaux de ruissellement pour que les interactions particules-particules et les effets de la fraction volumique des particules sur

la phase liquide soient négligeables. En pratique, ces problèmes impliquent que la phase discrète doit être présente à une fraction volumique assez faible, généralement inférieure à 10-12%. Par contre le chargement en masse de la phase discrète peut dépasser largement ce pourcentage.

Les fortes concentrations locales des particules solides provoquent une coalescence et une collision, ces phénomènes peuvent être inclus dans le modèle DPM en le couplant avec le modèle à éléments discrets, DEM.

2. Lorsque nous utilisons le modèle DPM avec le modèle Eulérien multiphasique, les particules suivies dépendent de la phase primaire pour calculer le transfert de traînée, de chaleur et de masse. De plus, tous les termes sources associés à DPM sont appliqués à la phase principale.
3. Le modèle de phase discrète lagrangienne à particules stables convient aux écoulements dans lesquels les particules sont injectées dans un écoulement de phase continue avec une condition d'entrée et de sortie bien définie. Le modèle Lagrangien ne modélise pas efficacement les écoulements dans lesquels les particules sont suspendues indéfiniment dans la phase continue, l'exemple des suspensions solides au sein de systèmes fermés tels que les cuves agitées, les cuves de mélange ou les lits fluidisés.

IV.3.1.1. Equation du mouvement des particules solides

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 de la particule. Dans notre procédure de calculs, les particules, supposées parfaitement sphériques, indéformables, sont suivies une à une dans la conduite et le bassin de décantation.

Celui-ci repose sur la résolution du système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p \quad (\text{IV-1})$$

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \sum \vec{F}_i \quad (\text{IV-2})$$

$$\text{où } m_p = \pi \rho_p d_p^3 / 6$$

\vec{F}_i L'ensemble des forces agissant sur la particule,

$$I_p \frac{d\vec{\Omega}_p}{dt} = \vec{T} \quad (IV-3)$$

I_p Le moment d'inertie d'une sphère

$$I_p = m_p d_p^2 / 10$$

$\vec{\Omega}_p$: Le vecteur vitesse de rotation et \vec{T} le couple agissant sur la particule.

Les solutions analytiques de ces équations pour les différentes forces et le couple ne sont valables que pour les faibles nombre de Reynolds particulaire (régime de Stokes).

Pour évaluer de façon satisfaisante les trajectoires des particules, le modèle doit prendre en compte les différentes interactions subies par la particule suivie (les chocs inter particulaires et les chocs avec la paroi).

L'équation qui régit le mouvement instationnaire d'une particule sphérique au sein d'un fluide visqueux au repos a été développée indépendamment par Basset, Boussinesq et Ossen appelée (équation BBO). L'expression développée par ces trois auteurs a été ensuite étendue par Gatignol (1983) [60] et Maxey et Riley (1983) [110] au cas d'une particule sphérique, en mouvement turbulent.

L'équation est présentée sous la forme :

$$m_p \frac{dU_{pi}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{m_p C_D}{d_p} (U_{fi} - U_{pi}) \|\vec{U}_f - \vec{U}_p\| + m_f \frac{DU_{fi}}{Dt} + C_A m_f \left(\frac{DU_{fi}}{Dt} - \frac{dU_{pi}}{dt} \right) + 9 \sqrt{\frac{\rho_f \mu_f}{\pi}} \frac{m_p}{\rho_p d_p} C_H \int_{-\infty}^t \frac{DU_{fi}}{D\tau} \frac{dU_{pi}}{D\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{(t-\tau)}} + m_p g_i \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) + F_i \quad (VI-4)$$

Où $D(\cdot)/Dt$ et $d(\cdot)/dt$ désignent respectivement les dérivées particulaires fluide et les dérivées particulaires solides. Les différents termes de la relation (VI-4) désignent en partant de la gauche vers la droite : la force de traînée rendant compte des frottements visqueux et des contraintes de pression à la surface, la masse déplacée, la masse virtuelle liée à l'accélération du fluide dans le sillage de la particule et la force de Basset, relative à l'histoire de la particule, la gravité et les autres forces F_i . Magnaudet et al (1995) [107] ont été les premiers à proposer les fonctions empiriques C_A et C_H qui représentent respectivement le coefficient de masse ajoutée et le coefficient de Basset. Cette formulation ne tient pas compte de la portance relative aux effets de cisaillement du champ fluide et de la rotation de la particule. Dans le cas des écoulements liquide-solide, le rapport de la masse volumique des particules et du fluide est (typiquement $\rho / \rho_p > 0.1$). Les forces de masse ajoutée ainsi que la force liée au gradient de

pression sont incluses. Cependant, la force de Basset, relative à l'histoire de la particule n'est pas prise en compte dans nos calculs.

IV.3.1.2. DPM approche

Compte tenu les remarques faites précédemment, l'équation du mouvement d'une particule (VI.4) s'écrit :

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_{gravité} + \vec{F}_{trainée} + \vec{F}_{autres} \quad (IV-5)$$

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = F_D (\vec{u} - \vec{u}_p) + \frac{\vec{g} \cdot (\rho_p - \rho)}{\rho_p} + \vec{F} \quad (IV-6)$$

Ici , \vec{F} , les forces additionnelles .

Le terme de gauche dans l'équation (IV-6) correspond à l'accélération de la particule. Le premier terme de la partie droite correspond à la force massique de traînée qui a été décrit dans le chapitre 2 et qui sera détaillé en fonction de nos cas d'études, le deuxième terme de la partie droite de l'équation (IV-6) correspond au poids déjaugé de la particule, définis dans le chapitre 2, la force due à la gravité réduite de la poussée d'Archimède liée au fluide environnant. Il s'exprime sous la forme suivante :

$$F_g = m_p g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right)$$

Le troisième terme, F correspond à des forces additionnelles, parmi lesquelles la force de masse ajoutée, F1 qui a été défini dans (le Chapitre II) sous forme de l'équation (II-40), est simplifiée dans l'équation (IV-7) et la force due au gradient de pression F2 équation (II-39), sera simplifiée dans l'équation (IV-8).

$$\vec{F}_1 = C_{vm} \frac{\rho}{\rho_p} \left(\vec{u}_p \nabla \vec{u} - \frac{d\vec{u}_p}{dt} \right) \quad (IV-7)$$

$$F_2 = \left(\frac{\rho}{\rho_p} \right) \left(u_{px} \frac{\partial u}{\partial x} + u_{py} \frac{\partial u}{\partial y} + u_{pz} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (IV-8)$$

Où C_{vm} le facteur de masse virtuel =0.5.

Bilan

Pour le cas des particules solides de diamètres 5 et 6 mm, en plus de toutes les forces citées précédemment, la force de portance due à la rotation, équation (II-36), sera incluse dans le terme de la force supplémentaire.

A. Modélisation de la force de traînée

L'extension de la force de traînée à grands nombres de Reynolds est basée sur l'introduction du coefficient de traînée C_D défini par :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho_f}{2} V_R^2 S} \quad (\text{IV-9})$$

Où la surface de la particule $S = \frac{\pi d_p^2}{4}$, et $V_R = u_f - u_p$ la norme de la vitesse relative entre le fluide et la particule, où F_D est la norme de la force de traînée, ρ_f la masse volumique du fluide, u_f et u_p les vitesses du fluide et de la particule respectivement.

Pour une particule sphérique la force de traînée s'exprime de la manière suivante :

$$F_D = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{m_p}{d_p} C_D (u_f - u_p)(u_f - u_p) \quad (\text{IV-10})$$

Le coefficient de traînée est une fonction du nombre de Reynolds particulaire dont la définition est rappelée dans l'équation (IV-11)

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p (u_f - u_p)}{\mu_f} \quad (\text{IV-11})$$

La dépendance du coefficient de traînée d'une particule sphérique en fonction du nombre de Reynolds particulaire est représentée dans le tableau (IV.2) et sur les (Figures (IV.1) et (IV.2) basés sur les résultats expérimentaux cités par Schlichting (1965) [148]. A partir de cette dépendance on peut identifier trois modèles selon les caractéristiques de l'écoulement autour de la particule.

- Pour les faibles nombre de Reynolds particulaire ($Re_p \leq 0.1$), le coefficient de traînée total est exprimé par la loi de Stokes, dans l'équation (IV.12).

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{IV-12})$$

- Dans la zone de transition ($1 < Re_p < 1000$) les effets inertiels commencent à devenir importants. L'écoulement autour de la particule est perturbé et la traînée devient non linéaire. La loi de Stokes sous-estime la force de traînée pour les grands nombre de Reynolds particulaire. Schiller et Nauman(1935), [147] ont proposé une expression du coefficient de traînée, comme indiqué dans l'équation (II-38)).
- Plusieurs expressions sont disponibles dans le code de calcul Ansys Fluent15 dont celle l'expression de Morsi & Alexander (1972) [116], adaptée pour faible et grand nombre de Reynolds particulaire, elle est écrite dans l'équation (IV-13)

Les corrélations les plus utilisées dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse pour les particules solides de diamètres 5 et 6 mm (cas d'une conduite) ($4478 \leq Re_p \leq 22393$) et les particules solides de diamètres 30 à $890\mu\text{m}$ (cas des canaux avec des obstacles) ($9 \leq Re_p \leq 267$) sont les suivantes :

$$C_D = \frac{k_1}{Re_p} + \frac{k_2}{Re_p^2} + k_3 \quad (\text{IV-13})$$

Les constantes empiriques k_1 , k_2 et k_3 sont choisies en fonction du nombre de Reynolds particulaire le tableau (IV.2)

Re_p	k_1	k_2	k_3
$Re_p < 0.1$	24	0	0
$0.1 < Re_p < 1$	22,73	0,0903	3.69
$1 < Re_p < 10$	29,167	-3,889	1,122
$10 < Re_p < 100$	46,5	-116,67	0,6167
$10^2 < Re_p < 10^3$	98,33	-2778	0,3644
$10^3 < Re_p < 5.10^3$	148,62	$-4,75 \cdot 10^4$	0,357
$5.10^3 < Re_p < 10^4$	-490,546	$57,87 \cdot 10^4$	0,46
$10^4 < Re_p < 5.10^4$	-1662,5	$5,4167 \cdot 10^6$	0,5191

Tableau. IV. 2 : Valeurs des constantes empiriques pour la corrélation de Morsi et Alexander (1972) [116]

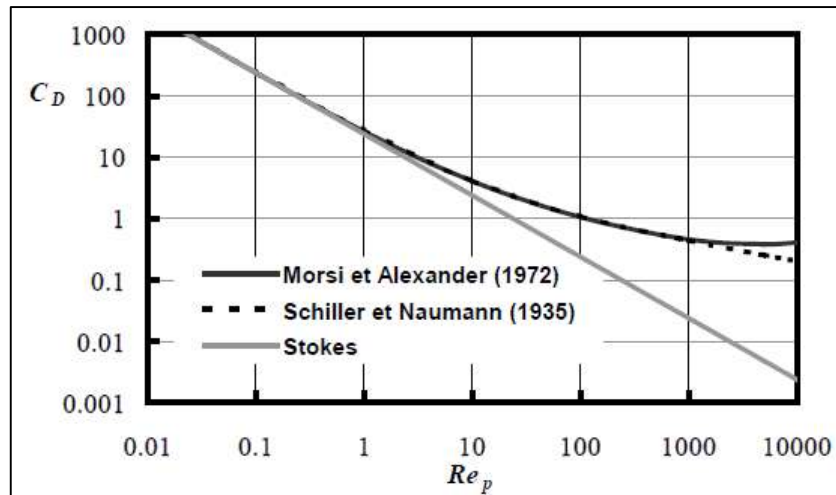


Figure. IV. 1 : Variation du coefficient de traînée pour les différentes corrélations [164]

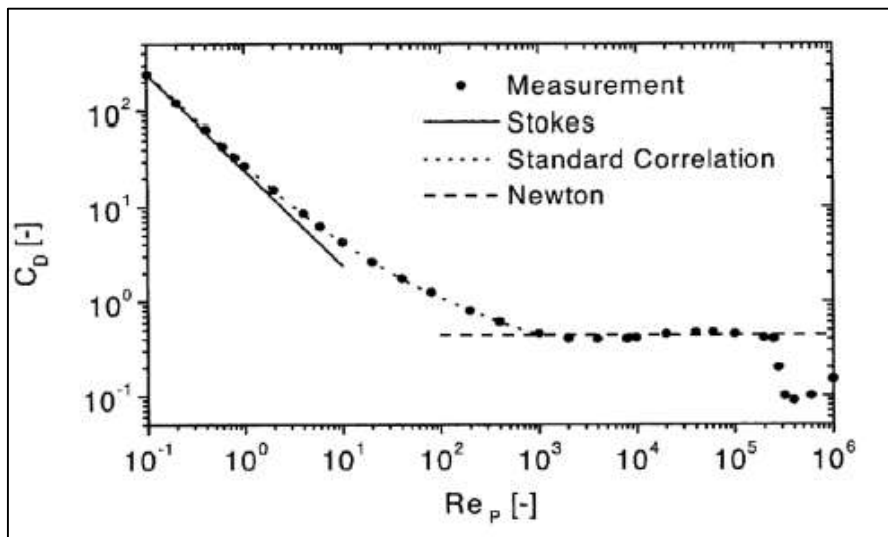


Figure. IV. 2 : Coefficient de traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds particulaire, d'après ERCOFTAC (2008) [56]

Bilan

Dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse, les corrélations de Morsi et Alexander (1972) sont équivalentes. Des modifications de ce coefficient sont proposées en tenant compte de différents effets tels que : concentration élevée de particules, voisinage d'une paroi.

1.1. Concentration en particules

La présence des particules solides avec des diamètres différents, 5 et 6mm dans le cas d'une conduite à géométrie simple, avec des concentrations qui varient entre 0% à 20%, et les matières en suspension de 30–890 μm dans le cas des canaux avec des obstacles, au sein de

l'écoulement, peut conduire à une modification de la force de traînée d'une part et à la variation de la fraction volumique d'autre part.

Dans cette étude nous avons étudié l'influence de la variation de la concentration volumétrique représenté par la fraction volumique α_p sur le calcul du coefficient de trainée et par conséquent la force de trainée qui est considérée comme la force dominante dans cette étude.

On va résoudre d'abord l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{\partial \alpha_p}{\partial t} + \vec{u} \nabla \alpha_p = 0$$

Les valeurs de α_p sont injectés dans la relation (IV-14) proposée par Di Felice (1994)[46], cité par Michaelides (2003)[112], et Valérie Chagras (2004)[164]

$$\frac{C_D}{C_{D0}} = (1 - \alpha_p)^{-k} \quad (\text{IV-14})$$

$$k = 3.7 - 0.65 \exp \left[-\frac{(1.5 - \ln Re_p)^2}{2} \right] \quad (\text{IV-15})$$

La (figure IV.3) illustre la variation du terme correctif de la traînée en fonction de Re_p pour différentes fractions volumiques α_p . Pour des valeurs de α_p de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} , le terme correctif est constant et il est de l'ordre de l'unité et ceci quel que soit le Re_p . Par contre, dès que α_p atteint la valeur 10^{-1} , ce terme varie et ceci même à faible Re_p . Pour un nombre de Reynolds particulaire de l'ordre de 0,5, $\frac{C_D}{C_{D0}}$, il peut atteindre la valeur 1,45, C_{D0} est le coefficient de traînée évalué par la loi standard.

Dans notre étude les matières en suspensions qui ont un diamètre 30–890 μm ont une fraction volumique $\alpha_p(x, y, z, t) < 10^{-3}$ ainsi que les particules solides de 5mm, pour le maillage chois,i ont un pourcentage de présence entre 0.00465 à 0.00954, le terme correctif de la traînée est presque de l'ordre de l'unité ce terme peut donc être négligé et le coefficient de traîné est calculé par les corrélations de Morsi et Alexander (1972) [116].

Pour les particules solides qui ont un diamètre de 6 mm, leur pourcentage de présence dans une maille varie entre 8.04% à 23.70 % alors $\alpha_p(x, y, z, t)$ varie et ceci même à faible Re_p donc les corrélations de Morsi et Alexander(1972) [116], doivent être corrigées par le terme correctif de l'équation (IV-14).

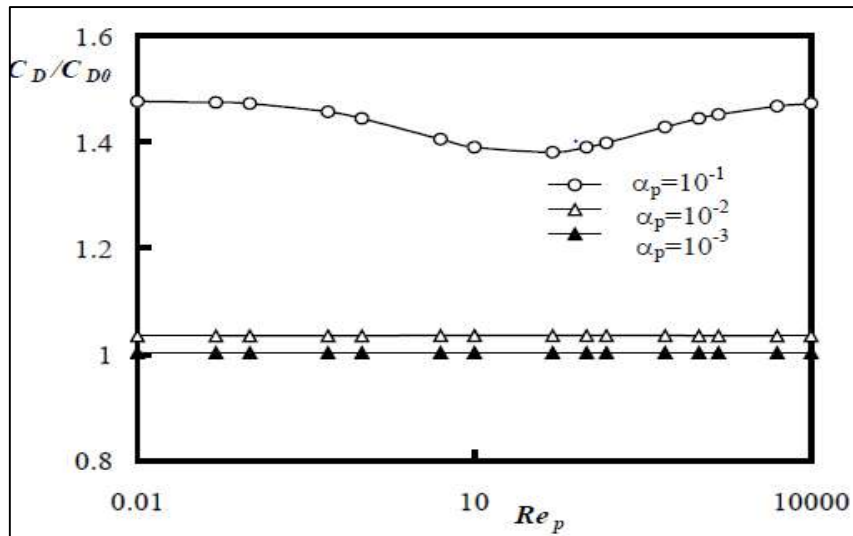


Figure. IV. 3 : Influence de la fraction volumique sur le coefficient de traînée [164]

2. Voisinage de la paroi

La corrélation de Morsi et Alexander (1972) [116], (équation (IV-13)) est valable pour une particule sphérique se déplaçant dans un écoulement libre, par conséquent, elle ne permet pas de prendre en compte l'interaction entre l'écoulement perturbé et la paroi. Cette interaction produit une augmentation du coefficient de traînée qui dépend de la distance entre la particule et la paroi la plus proche et de la direction de la trajectoire de la particule.

La solution analytique de cet effet de paroi n'est valable qu'à faibles nombres de Reynolds de la particule $Re_p \ll 1$, Brenner (1961) [23], a considéré que le mouvement est perpendiculaire à la paroi, Goldman *et al.* (1967) [64], a considéré que le mouvement des particules est parallèle à la paroi.

Rizk et Elghobashi (1985) [140], ont synthétisé ces deux phénomènes en donnant les relations suivantes :

Pour un mouvement parallèle à la paroi, l'expression devient :

$$\frac{c_1}{c_{D0}} = C_{\parallel} = \left[1 - \frac{9}{16} \left(\frac{d_p}{2h} \right) + \frac{1}{8} \left(\frac{d_p}{2h} \right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{d_p}{2h} \right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{d_p}{2h} \right)^5 \right]^{-1} \quad (IV-16)$$

Pour un mouvement perpendiculaire à la paroi :

$$\frac{c_1}{c_{D0}} = C_{\perp} = \left[1 + \frac{9}{8} \left(\frac{d_p}{2h} \right) + \left[\frac{9}{8} \left(\frac{d_p}{2h} \right) \right]^2 \right] \quad (IV-17)$$

Où h représente la distance entre le centre de la particule et la paroi et d_p le diamètre de la particule.

Ces expressions ne sont valables que pour $Re_p < 1$. Dans le cas de nos simulations, le nombre de Reynolds de la particule dépasse 1, donc cette condition n'est pas respectée.

IV.4. Prise en compte de la dispersion turbulente des particules

La dispersion des particules due à la turbulence dans la phase fluide peut être prédite en utilisant le modèle de suivi stochastique ou le modèle de nuage des particules.

- ❖ Le modèle de suivi stochastique inclut l'effet des fluctuations instantanées de la vitesse de turbulence sur les trajectoires des particules grâce à l'utilisation des méthodes stochastiques.

Chaque tourbillon est caractérisé par

- Une fluctuation de vitesse aléatoire distribuée gaussienne $ú, \acute{v}, \acute{w}$,
- Une échelle de temps (durée de vie tourbillonnaire), τ_e
- Une échelle de longueur (taille de tourbillon), L_e
- ❖ Le modèle de nuage de particules suit l'évolution statistique d'un nuage de particules autour d'une trajectoire moyenne. La concentration de particules dans le nuage est représentée par une fonction de densité de probabilité gaussienne (PDF) sur la trajectoire moyenne. Pour le suivi stochastique, un modèle est disponible pour tenir compte de la génération ou de la dissipation de la turbulence dans la phase continue.

IV.4.1. Le caractère turbulent et l'écoulement du fluide

La vitesse du fluide \vec{u} dans la définition de la force de traînée dans l'équation (IV-6) correspond à la vitesse instantanée. Utiliser la vitesse moyenne du fluide, à la place de sa vitesse instantanée, reviendrait à négliger l'influence de la turbulence sur le mouvement de la particule. 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.

Pour modéliser le transport des particules solides dans les ouvrages d'assainissement en tenant compte de l'effet de la turbulence sur le mouvement de la particule, il faut évaluer la dispersion turbulente des particules, comme illustré sur la (Figure IV.4).

Le degré de dispersion des particules dans un écoulement turbulent dépend des paramètres suivants :

- La forme et la taille des particules,
- La vitesse de chute libre des particules,

- La densité relative des particules dans l'eau,
- La turbulence de l'écoulement.

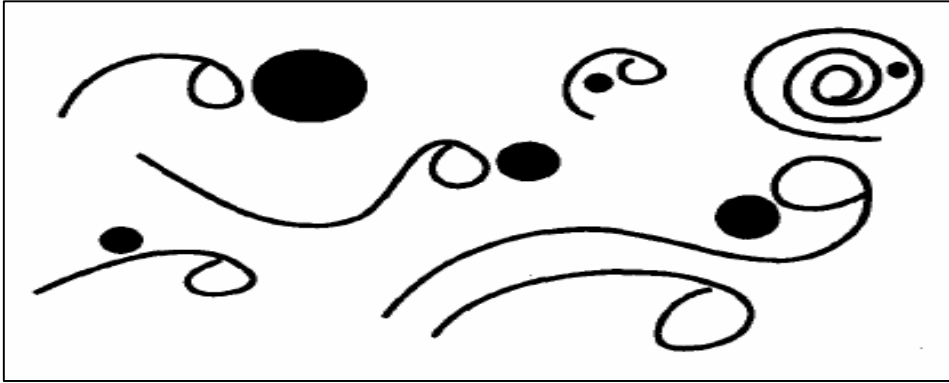


Figure. IV. 4 : Le mouvement de particules dans un écoulement turbulent [152]

IV.4.2. Dispersion turbulente

Lorsque les particules sont introduites dans l'écoulement turbulent, elles sont dispersées par les fluctuations turbulentes du fluide. L'addition de particules peut augmenter ou diminuer la turbulence du liquide, affectant ainsi le comportement de l'écoulement moyen.

Alors, la prévision de la dispersion turbulente des particules utilise le concept de l'échelle de temps lagrangienne de la particule. Dans le cas d'une particule se déplaçant exactement de la même façon que le fluide porteur, l'échelle de temps lagrangienne de la particule devient l'échelle de temps lagrangienne du fluide. Il s'agit ainsi de la durée de décorrélation de la vitesse du fluide avec elle-même lorsqu'on suit le mouvement de la particule. Cette échelle de temps permet de quantifier la durée des structures turbulentes autour de la particule.

La fonction d'autocorrélation lagrangienne est définie dans l'équation (IV.18) dans le cas d'une turbulence stationnaire, elle doit logiquement être égale à 1 lorsque la variable de temps, s , est égale à 0. Mais pour une turbulence instationnaire s est variable.

$$R_L(s) = \frac{\overline{\dot{u}(t)\dot{u}(t+s)}}}{\overline{\dot{u}^2}} = \frac{\overline{\dot{u}(0)\dot{u}(S)}}}{\overline{\dot{u}^2}} \quad (\text{IV-18})$$

L'échelle de temps lagrangienne est définie à partir de la fonction d'autocorrélation lagrangienne, comme écrit dans l'équation (IV-19)

$$T_L = \int_0^\infty \frac{\overline{\dot{u}(t)\dot{u}(t+s)}}}{\overline{\dot{u}^2}} ds \quad (\text{IV-19})$$

Une loi exponentielle, définie dans l'équation (IV-20)

$$R_L(S) = \exp\left[-\frac{|S|}{T_L}\right] \quad (\text{IV-20})$$

La diffusivité (exprimée en m^2/s), qui intervient dans les équations de convection-diffusion, est définie dans l'équation (IV-21). Ici, σ_t Le nombre de Schmidt turbulent (également appelé nombre de Prandtl).

$$\Gamma = \frac{v_t}{\sigma_t} \quad (\text{IV-21})$$

En 3D, la matrice de diffusivité est ainsi donnée par les termes de type $\overline{u_i u_j} T_L$ (Ansys Fluent, 2015).

En 1D, la diffusivité est égale à $\overline{u^2} T_L$. Ainsi, plus l'échelle de temps lagrangienne est grande, plus la dispersion turbulente des particules est importante.

Cette échelle de temps peut être approchée comme :

$$T_L = C_L \frac{K}{\varepsilon} \quad (\text{IV-22})$$

Où C_L est la constante lagrangienne à déterminer car il n'est pas connue. En faisant correspondre la diffusivité des particules $\overline{u_i u_j} T$ au taux de diffusion scalaire prédit par le modèle de turbulence $\frac{v_t}{\sigma}$, le nombre de Schmidt turbulent, σ_t , est plus un paramètre de calage qu'une constante physique. Les auteurs ont déterminé une valeur moyenne de σ_t égale à 0.6 avec un écart type de 0.31. Selon eux, cette grande variabilité est en partie due aux incertitudes de mesures, mais aussi à la variabilité physique de ce paramètre.

On peut obtenir pour le modèle k-ε et ses variantes

$$T_L = 0.15 \frac{K}{\varepsilon} \quad (\text{IV-23})$$

Et le modèle de contrainte de Reynolds (RSM)

$$T_L = 0.30 \frac{K}{\varepsilon} \quad (\text{IV-24})$$

Pour le modèle $k - \omega - stt$ utilisé dans notre étude, on remplace $\varepsilon = 0.09K\omega$ dans l'équation (IV-22).

IV.4.3. Suivi stochastique

Dans l'approche du suivi stochastique, pour prédire la dispersion turbulente des particules on intègre les équations de la trajectoire des particules individuelles, au lieu d'utiliser la vitesse moyenne, en utilisant la vitesse instantanée du fluide $\bar{u} + \acute{u}(t)$ le long du trajet des particules

pendant l'intégration. En calculant la trajectoire pour un nombre suffisant de particules (appelées "nombre d'essais"), les effets aléatoires de la turbulence sur la dispersion des particules peuvent être inclus

Parmi les méthodes stochastiques, le code de calcul Ansys Fluent 15 propose le modèle de marche aléatoire discrète (DRW) pour déterminer cette vitesse instantanée du fluide. Dans ce modèle les composantes fluctuantes de la vitesse sont des fonctions discrètes constantes dans le temps. Leur valeur aléatoire est maintenue constante sur un intervalle de temps donné par la durée de vie caractéristique des tourbillons.

Le modèle DRW peut donner des résultats non physiques si l'écoulement est fortement inhomogène, dominés par la diffusion. Le DRW montrera aussi une tendance à se concentrer dans les régions à faible turbulence. En plus, ce modèle est incapable de prédire l'interaction entre les parois, et les particules ayant un diamètre inférieur à quelques microns en raison de la turbulence.

IV.4.3.1. Le modèle de marche aléatoire discrète

Ce modèle consiste à simuler l'interaction d'une particule avec une succession de tourbillons turbulents en phase fluide [65].

Les vitesses fluctuantes $\acute{u}, \acute{v}, \acute{w}$ pendant la durée de vie du tourbillon sont échantillonnées en supposant qu'elles obéissent à une distribution de probabilité gaussienne, de sorte que :

$$\acute{u} = \int \sqrt{\overline{u'^2}} \quad (\text{IV-25})$$

Où \int est un nombre aléatoire normalement distribué, et le reste du côté droit est la valeur locale des fluctuations de vitesse. Puisque l'énergie cinétique de la turbulence est connue à chaque point du flux, les valeurs des composantes fluctuantes peuvent être définies (en supposant une isotropie) [186].

Pour les modèles isotropes $k - \omega$, $k - \epsilon$ et leurs variantes

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\overline{v'^2}} = \sqrt{\overline{w'^2}} = \sqrt{2K/3} \quad (\text{IV-26})$$

Alors

$$u' = \int \sqrt{\frac{2k}{3}}$$

Les vitesses fluctuantes \hat{v}, \hat{w} sont construites de la même façon.

La durée de vie caractéristique des tourbillons est définie comme une constante, comme dans l'équation (IV-27) ou bien à partir d'une variable aléatoire r , comme dans l'équation (IV-28)

$$\tau_e = 2T_L \tag{IV-27}$$

Où T_L est donné par l'équation (IV-22), en général l'équation (IV.23) par défaut ou comme une variation aléatoire sur T_L :

$$\tau_e = -T_L \ln(r) \tag{IV-28}$$

Où r est un nombre aléatoire uniforme supérieur à zéro et inférieur à 1 et T_L donnée par l'équation (IV-23), L'option de calcul aléatoire de τ_e donne une description plus réaliste de la fonction de corrélation.

Concernant la taille caractéristique des tourbillons, une hypothèse couramment employée est de dire qu'elle est égale à l'échelle de Kolmogorov, c'est-à-dire la taille des plus petits tourbillons. Pour le modèle de turbulence k-ε, et ces variantes la taille caractéristique des tourbillons est exprimée par l'équation (IV-29)

$$L_e = (C_\mu)^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \tag{IV-29}$$

Cette taille caractéristique permet de déterminer la durée de traversée du tourbillon par la particule, exprimée dans l'équation (IV-30).

Le temps de traversée des particules est défini comme

$$t_{cross} = -\tau \ln \left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau_p |u - u_p|} \right) \right] \tag{IV-30}$$

Où τ_p est le temps de relaxation des particules, et $|u - u_p|$ est l'ampleur de la vitesse relative.

La particule est supposée interagir avec le tourbillon de la phase fluide pendant la plus petite des deux durées (durée de vie du tourbillon, durée de traversée du tourbillon). Quand ce temps est atteint, cela signifie soit que le tourbillon s'est dissipé, soit que la particule est sortie du tourbillon. Un nouveau tourbillon est alors généré au moyen d'un nouveau nombre aléatoire, f , comme écrit dans l'équation (IV-25).

- **Utilisation du modèle DRW**

Les seules entrées requises pour le modèle DRW sont la valeur de la constante d'échelle de temps lagrangienne C_L (voir les équations (IV-22) et (IV-23)) et le choix de la méthode

utilisée pour prédire la durée de vie des tourbillons. Nous pouvons choisir d'utiliser une valeur constante ou une valeur aléatoire en sélectionnant l'option appropriée pour chaque injection.

IV.4. 3.2. Equations prises en compte par le code de calcul

Dans notre étude on a simulé la dispersion des particules dans un écoulement turbulent par la méthode stochastique appelée souvent modèles de marche aléatoire DRW (random walk models).

Les équations prises en compte par Fluent (2015) sont résumées dans le tableau (IV.1). La durée de vie et la taille du tourbillon sont calculées en renseignant la constante de temps lagrangienne, C_L . Il s'agit de l'unique paramètre du modèle. La valeur 0.15 est recommandée pour C_L dans le cas du modèle de turbulence k-ε est ces variantes (k-ε-RNG). Dans le cas de k-ω – SST, la valeur de C_L est calculée par

$$T_L = C_L \frac{K}{0.09K\omega}$$

Grandeur du tourbillon	Expression mathématique
Vitesse fluctuante selon x	$u' = \int_1 \sqrt{\frac{2k}{3}}$
Vitesse fluctuante selon y	$v' = \int_2 \sqrt{\frac{2k}{3}}$
Vitesse fluctuante selon z	$w' = \int_3 \sqrt{\frac{2k}{3}}$
Durée de vie	$\tau_e = 2C_L \frac{k}{\varepsilon}$
Taille (Administrator, 2007)	$L_e = \frac{C_L}{1.225} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$
Durée de traversée	$t_{cross} = -\tau \ln \left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau u - u_p } \right) \right]$

Tableau. IV. 3 : Le tourbillon caractéristique dans Ansys Fluent15

IV.5. Modèle de phase discrète dense DDPM

Des efforts considérables ont été consacrés à l'étude de l'écoulement liquide-solide à faible concentration (écoulement chargé avec des fractions volumiques inférieure à 12%), dans les ouvrages d'assainissement, mais les études des écoulements liquides -solides fortement chargés dans ces ouvrages étaient moins nombreuses,

À cet effet, un modèle Eulérien-Lagrangien, DDPM a été utilisé pour simuler l'écoulement liquide-solide à forte concentration dans les configurations de notre étude où les deux modèles isotrope $k - \varepsilon - RNG$ et le modèle $k - \omega - sst$ ont été utilisés pour modéliser la turbulence de la phase liquide.

Ce modèle a donc pour surmonter la limitation du modèle multiphasique Lagrangien DPM et de réduire le temps de calcul. Ce nouveau modèle a pour but de représenter un nombre important de particules prend en compte les collisions entre les particules par l'introduction de la théorie cinétique de l'écoulement granulaire (KTGF).

1. Avantages

- 1) Il prédit des détails plus précis pour les écoulements liquides et le transport particulaire ;
- 2) La distribution des tailles est modélisée dans la formulation lagrangienne ;
- 3) Il prend en considération les interactions des particules.

2. Hypothèses

- 1) La trajectoire d'une particule est prédite en intégrant l'équation d'équilibre des forces s'exerçant sur une particule dans la référence Lagrangienne.
- 2) Les équations de Navier-Stokes sont résolues pour les phases fluides dans la référence Eulérienne.
- 3) Pour le calcul des interactions des particules, la position des particules est d'abord cartographiée sur la grille eulérienne et les interactions sont calculées sur la grille eulérienne, puis les termes d'interaction calculés sont exprimés sur les positions des particules.

Dans les versions antérieures de code de calcul Fluent13, un inconvénient du modèle DDPM était qu'il ne donne pas la concentration réelle de particules. Par conséquent, le modèle n'avait qu'une applicabilité limitée aux écoulements proches du régime dense. Pour surmonter la limite, un traitement spécial de l'équation de la quantité de mouvement des particules en introduisant

la fraction volumique des particules qui dépasse une certaine limite. Ainsi, l'interaction entre les particules est prise en considération sans recours au modèle de collision (DEM).

IV.5.1. Modélisation mathématique de la phase continue

Les équations de DDPM sont similaires à celles du DPM traditionnel, où une parcelle présentant beaucoup de particules identiques en densité est suivie dans le cadre lagrangien.

Les collisions entre les particules dans le modèle DDPM est considéré à travers un modèle de sphère dure ou un modèle de sphère molle.

Les équations de conservation pour la phase continue présentées dans le Chapitre III (équation (III-73), (III-74)) sont simplifiées et présentées si dessous :

Conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f \rho_f) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_f \rho_f \vec{u}_f) = 0 \quad (\text{IV-31})$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f \rho_f \vec{u}_f) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_f \rho_f \vec{u}_f \vec{u}_f) = -\alpha_f \nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}_f + \vec{\tau}_f'') + \alpha_f \rho_f \vec{g} - \sum_i^n K_{DPMi} (\vec{u}_f - \vec{u}_p) - \sum_i^n \vec{F}_p \quad (\text{IV-32})$$

Où u_f est le vecteur de vitesse, $\vec{\tau}_f''$ est le tenseur des contraintes de cisaillement, p est l'indice de phase solide et K_{DPMi} est le coefficient d'échange interphasique dû à la traînée calculée pour la fraction volumique de solides dans la trame Eulérienne. La force de masse virtuelle est importante lorsque le rapport de la masse volumique de la phase dispersée à la phase continue se rapproche de l'unité. En ce qui concerne le système solide-liquide à forte concentration, la force de masse virtuelle est incluse dans cette étude, \vec{F}_i

$$\vec{F} = 0.5 \alpha_f \rho_f \left(\frac{d\vec{u}_f}{dt} - \frac{d\vec{u}_p}{dt} \right) \quad (\text{IV-33})$$

L'interaction entre la phase liquide et la phase solide dans le modèle DDPM peut être étudié, par trois lois, Gidaspow (1994) [62], Syamlal et al. (1993) [158] et Wen et Yu (1966) [176]. Les études antérieures ont montré que les résultats concernant le débit massique et les distributions des particules avec les modèles de Gidaspow [62] et Wen et Yu [176] sont presque identiques, mais considérablement différent avec les résultats du modèle Syamlal et O'Brien [158]. De ce fait, le modèle de Gidaspow [62] est adopté dans nos calculs.

Le modèle de trainer de Gidaspow (1994) [62] est présenté dans l'équation (IV-34)

$$K_{DPMi} = \begin{cases} \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_p \alpha_f \rho_f |\vec{u}_f - \vec{u}_p|}{d_{pi}} \alpha_f^{-2.65}, & \alpha_f > 0.8 \\ 150 \frac{\alpha_p (1 - \alpha_f) \mu_f}{\alpha_f d_{pi}^2} + 1.75 \frac{\rho_f \alpha_p |\vec{u}_f - \vec{u}_p|}{d_{pi}}, & \alpha_f \leq 0.8 \end{cases} \quad (IV-34)$$

Où le coefficient de trainé est calculé par les corrélations de Morsi et Alexander(1972) [116] (équation (IV-13)) corrigée par le terme correctif (équation (IV-14)) , concernant le nombre de Reynolds particulaire présenté dans la relation (IV-15),il est calculé par la formule ci dessous

$$Rep_i = \frac{d_{pi} \rho_f \alpha_f |\vec{u}_f - \vec{u}_p|}{\mu_f} \quad (IV-35)$$

Le tenseur de déformation de la phase liquide est basé sur l'hypothèse de Newton et exprimé comme suit

$$\vec{\tau}_f'' = -\frac{2}{3} (\rho_f k_f + \rho_f \nu_{t,f} \nabla \cdot \vec{U}_f) \vec{I} + \rho_f \nu_{t,f} (\nabla U_f + \nabla \vec{U}_f^T) \quad (IV-36)$$

IV.5.2. Modèle mathématique pour la phase dispersée

Pour la phase dispersée, l'accélération à une seule particule peut être obtenue avec le modèle DDPM. L'équilibre des forces est décrit ainsi :

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = f_{Dp} (\vec{u}_f - \vec{u}_p) + \vec{g} \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_i} \right) + \vec{f}_x + \vec{f}_{interaction,p} \quad (IV-37)$$

Le premier terme du côté droit représente la force de traînée agissant sur une particule individuelle, où u_f la vitesse de la phase fluide et u_p la vitesse de la particule

f_{Dp} Est défini dans la relation ci-dessous

$$f_{Dp} = \frac{\mu_f}{\rho_p d_{pi}^2} \frac{18 C_{Dp} Re_{pi}}{24} \quad (IV-38)$$

Remarque

Lorsque le système hétérogène est composé d'un nombre infini de particules, il n'est pas possible de résoudre ces équations pour toutes les particules. Par conséquent, ces particules sont rassemblées en une parcelle dont la particule de référence à un diamètre spécifique. Ensuite, le terme d'échange de moment K_{DPMi} ou un autre terme source lié à la particule de référence est calculé en multipliant le nombre de particules dans la parcelle [22].

\vec{f}_x Est la force de masse virtuelle :

$$\vec{f}_x = C_{vm} \frac{\rho_f}{\rho_p} \left(\frac{d\vec{u}_f}{dt} - \frac{d\vec{u}_p}{dt} \right) \quad (IV-39)$$

Où C_{vm} est le facteur de masse virtuel avec une valeur par défaut de 0,5.

Le dernier terme $\vec{f}_{interaction,i}$ représente l'accélération supplémentaire agissant sur une seule particule provenant de l'interaction entre les particules, qui est calculé à partir du tenseur de contrainte de KTGF.

$$\vec{f}_{interaction,p} = -\frac{1}{\rho_p} \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_i \quad (IV-40)$$

IV.5.3. Interaction particule -particule

Les collisions provoquent des changements brusques des trajectoires des particules, donc des conséquences sur la concentration et sur la vitesse.

Dans les écoulements diphasiques confinés, deux types de collisions peuvent jouer un rôle non négligeable sur le comportement de la phase particulaire : les collisions particules - paroi (rarement négligeables) et les collisions particule-particule (qui peuvent être parfois négligeables).

Les collisions particules-particules et particules-paroi sont plus nombreuses dans un écoulement en conduite horizontale, où les particules ont tendance à s'accumuler au fond de la conduite, que dans un écoulement en conduite verticale. Cette augmentation de particules dans la partie inférieure de la conduite conduit donc à une fréquence de collision plus élevée.

Alors :

Le terme $\overrightarrow{f_{interaction,p}}$ modélise l'accélération supplémentaire agissant sur une particule, résultant d'une interaction interparticulaire. Il est calculé à partir du tenseur de contraintes donné par la théorie cinétique des écoulements granulaires KTGF (équation IV-40)

Supposons que la phase continue et la phase solide ont un comportement d'un fluide newtonien, alors ce tenseur des contraintes est exprimé comme suit

$$\bar{\bar{\tau}}_i = -\alpha_p p_p + \alpha_p \mu_p (\nabla \vec{u}_p + \nabla \vec{u}_p^T) + \alpha_p (\lambda_p - \frac{2}{3} \mu_p) (\nabla \cdot \vec{u}_p) \bar{\bar{I}} \quad (IV-41)$$

1. La pression des solides

La pression des solides p_p est composée d'un terme cinétique et d'un second terme dû aux collisions de particules :

$$p_p = p_{p,kin} + p_{i,col} = \alpha_i \rho_i \Theta_i + 2\rho_i (1 + e_{ii}) \alpha_i^2 g_{ii} \Theta_i \quad (IV-42)$$

Où : e_{ii} est le coefficient de restitution pour les collisions de particules, g_{ii} est la fonction de distribution radiale, et θ_i est la température granulaire. ANSYS Fluent15 utilise une valeur par défaut de 0.9 pour le coefficient de restitution e_{ii} , la température granulaire θ_i est proportionnelle à l'énergie cinétique du mouvement des particules fluctuantes.

- **La fonction de distribution radiale**

La fonction de distribution radiale est un facteur de correction qui modifie la distance entre les grains lorsque la phase granulaire solide devient dense. Cette fonction peut également être interprétée comme la distance non dimensionnelle entre les sphères :

$$g_{ii} = \frac{s+d_p}{s} \quad (\text{IV-43})$$

Où s est la distance entre les particules.

2. Contraintes de cisaillement des solides

Le tenseur des contraintes solides contient des viscosités en cisaillement et globale λ_p provenant de l'échange des impulsions de particules dues à la translation et à la collision.

La viscosité de cisaillement des solides est composée de trois viscosités : la viscosité collisionnelle, cinétique et la partie frictionnelle optionnelle

$$\mu_p = \mu_{p,col} + \mu_{p,skin} + \mu_{p,fr} \quad (\text{IV-44})$$

2.1. Viscosité collisionnelle

La partie collisionnelle de la viscosité de cisaillement est modélisée comme suit :

$$\mu_{p,col} = \frac{4}{5} \alpha_p \rho_p d_p g_{ii} (1 + e_{ii}) \left(\frac{\Theta_p}{\pi} \right)^{1/2} \alpha_p \quad (\text{IV-45})$$

2.2. La viscosité cinétique

L'expression facultative suivante de Gidaspow et al(1994) [62]

$$\mu_{p,kin} = \frac{10 \rho_p d_p \sqrt{\Theta_p \pi}}{96 \alpha_p (1 + e_{ii}) g_{ii}} \left[1 + \frac{4}{5} g_{ii} \alpha_s (1 + e_{ii}) \right]^2 \alpha_p \quad (\text{IV-46})$$

2.3. Viscosité Frictionnelle

Dans un écoulement dense à faible cisaillement, où la fraction volumique secondaire pour une phase solide est proche de la limite de compactage, la contrainte est principalement due à

la friction entre les particules. La viscosité due au cisaillement des solides calculée par ANSYS Fluent15 ne permet pas, de tenir compte de la friction entre les particules par défaut,

Si la viscosité par frottement est incluse dans le calcul, ANSYS Fluent15 qui utilise l'expression de Schaeffer

$$\mu_{p,fr} = \frac{p_p \sin \phi}{2 \sqrt{I_{2D}}} \quad (IV-47)$$

Où p_p est la pression des solides, ϕ est l'angle de la friction interne et I_{2D} est le deuxième invariant du tenseur des contraintes déviatoriques. Il est également possible de faire choisir entre viscosité de frottement constante ou donner une valeur. Dans cette étude nous la viscosité frictionnelle est négligée.

2.4. Viscosité globale

La viscosité en vrac des solides représente la résistance des particules à la compression et à la dilatation. Elle est calculée par la formule de Lun et al (guide théorique Fluent) [6]

$$\lambda_p = \frac{4}{3} \alpha_p \rho_p d_{pi} g_{ii} (1 + e_{ii}) \sqrt{\frac{\Theta_p}{\pi}} \quad (IV-48)$$

La viscosité globale est définie par défaut sur une valeur constante de zéro, Il est également possible de sélectionner la formule de Lun et al.

En négligeant la compression et la dilatation des particules, la viscosité globale est prise égale à zéro dans cette étude.

3. La fraction volumique solide

La fraction volumique solide dans une cellule numérique donnée peut être obtenue comme suit :

$$\alpha_p = \frac{n_i n_{parcel,i} V_i}{V_{cell}} \quad (IV-49)$$

Où n_i est le nombre de particules dans une seule parcelle, $n_{parcel,i}$ est le nombre de parcelles dans la cellule, V_i est le volume d'une particule spécifique et V_{cell} est le volume de la cellule. La fraction volumique des particules solides calculée est renvoyée à la grille eulérienne pour obtenir la fraction volumique de liquide. Pour augmenter la stabilité numérique et réduire la dépendance au maillage, le coefficient de traînée, la fraction volumique des particules et les composantes de la vitesse des particules, ont été moyennés entre les cellules de mailles voisines [22].

IV.5.4. Modèles de turbulence

Le code de calcul ANSYS Fluent15 propose deux méthodes pour modéliser la turbulence des écoulements multiphasiques par le modèle Eulérien-DDPM.

- modèle de turbulence de mélange.
- le modèle de turbulence dispersée.

Le choix de l'un de ces modèles dépend de l'importance de la turbulence en phase secondaire. Dans cette étude le modèle de turbulence dispersée a été utilisé, malgré que ce dernier exige que les phases secondaires sont diluées ou lorsque le modèle granulaire est utilisé, en déduit que le modèle est applicable lorsqu'il existe une phase continue primaire et que les autres phases sont des phases secondaires dispersées.

IV.5.4.1. Le modèle de turbulence dispersée

Le modèle à viscosité turbulente est utilisé pour calculer les quantités moyennes fluctuantes

Où \vec{U}_f est la vitesse pondérée en phase.

La viscosité turbulente $\mu_{t,f}$ s'écrit en fonction de l'énergie cinétique turbulente de la phase f :

$$\mu_{t,f} = \rho_f C_\mu \frac{k_f^2}{\varepsilon_f} \quad (\text{IV-50})$$

Le temps caractéristique des tourbillons turbulents énergétiques est défini comme :

$$\tau_{t,f} = \frac{3}{2} C_\mu \frac{k_f}{\varepsilon_f} \quad (\text{IV-51})$$

Où ε_f est le taux de dissipation et $C_\mu = 0.09$

L'échelle de longueur des tourbillons turbulents est :

$$L_{t,f} = \sqrt{\frac{3}{2} C_\mu} \frac{k_f^{3/2}}{\varepsilon_f} \quad (\text{IV-52})$$

Les équations de transport utilisées dans nos calculs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f \rho_f k_f) + \nabla \cdot (\alpha_f \rho_f \vec{U}_f k_f) = \nabla \cdot \left(\alpha_f \left(\mu_f + \frac{\mu_{t,q}}{\sigma_f} \right) \nabla k_f \right) + \alpha_f G_{k,f} \\ - \alpha_f \rho_f \varepsilon_f + \alpha_f \rho_f \Pi_{k_f} \end{aligned} \quad (\text{IV-53})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f \rho_f \varepsilon_f) + \nabla \cdot (\alpha_f \rho_f \vec{U}_f \varepsilon_f) = \nabla \cdot \left(\alpha_f \left(\mu_f + \frac{\mu_{t,f}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_f \right) + \alpha_q \frac{\varepsilon_f}{k_f} (C_{1\varepsilon} G_{k,f} - C_{2\varepsilon} \rho_f \varepsilon_f + \alpha_f \rho_f \Pi_{\varepsilon_f}) \quad (\text{IV-54})$$

Ici, les termes

Π_{kf} Et $\Pi_{\varepsilon f}$ sont des termes sources pouvant être inclus pour modéliser l'influence des phases dispersées sur la phase continue f

$G_{k,f}$ Est la production d'énergie cinétique turbulente. Tous les autres termes ont la même signification que la monophasique.

IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la modélisation du transport solide. L'approche Euler-Lagrange a été retenue pour suivre la trajectoire des particules solides.

Celle-ci pose trois difficultés :

- la vision conceptuelle de la turbulence,
- les modifications du coefficient de traînée liée à l'influence de la concentration élevée de particules, et le voisinage d'une paroi,
- Les interactions particules- particules (collision)

En raison du caractère turbulent de l'écoulement, un modèle stochastique est introduit pour générer une succession de tourbillons dans lesquels se déplace la particule injectée. Cette approche repose sur une vision conceptuelle de la turbulence. La seule constante de ce modèle qui devra être investiguée est la constante de temps lagrangien, CL.

Après la dispersion turbulente, la deuxième difficulté du suivi lagrangien est la modification du coefficient de trainée en tenant compte de la variation de la concentration des particules solides sans prendre en considération l'effet de paroi.

Deux modèles Lagrangien DPM et DDPM sont utilisées dans cette étude pour traiter le problème de l'effet de la concentration sur le comportement hydrodynamique de l'écoulement. Le choix de l'un des modèles Lagrangien est un choix global, le modèle DDPM a pour but de surmonter la limite du modèle lagrangien multiphasique DPM et traiter le problème des interactions particules –particules (collision).

Chapitre V

*Modélisation numérique de la
phase liquide et du transport
solide*

V.1. Introduction

Ce chapitre, s'intéresse à décrire la méthode des volumes finis utilisée dans le code de calcul numérique de dynamique des fluides, pour discrétiser et convertir les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. Le maillage, les conditions initiales et aux limites retenues pour le passage du domaine physique au domaine numérique seront discutés dans la première partie de ce chapitre, consacrée à la phase porteuse (eau), et dans la deuxième partie au transport solide

V.2. Écoulement (eau)

V.2.2. Méthode des volumes finis

Cette méthode est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. La technique des volumes de contrôle consiste dans l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle.

Un maillage constitué de volumes de contrôle, également appelés cellules ou mailles, est construit. Chaque variable présente alors une valeur en chacun de ces volumes de contrôle. Les liens entre ces variables découlent de la discrétisation des équations aux dérivées partielles.

V.2.2.1. Maillage

La génération du maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse numérique, vu l'influence de ses paramètres sur la solution calculée. La génération d'une très bonne qualité de maillage est essentielle pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et significatif. La spécification du maillage dépend de la complexité de la géométrie et du code de simulation utilisé.

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement, dont la qualité influe directement la précision des calculs. Un nombre de mailles insuffisant fera diverger les calculs ou sera responsable d'une diffusion numérique trop importante. Il faut trouver un compromis entre le nombre de mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement de la discrétisation du domaine de calcul.

La construction du maillage concerne non seulement le nombre de mailles mais aussi leur taille et leur forme. Typiquement, on densifie le maillage dans les zones où de forts gradients sont attendus. Inversement, dans les zones où les gradients attendus sont faibles, des mailles

plus grandes peuvent être utilisées. Quant à la forme des mailles, les mailles hexaédriques sont privilégiées. Cependant, dans le cas de géométries aux formes complexes, il n'est pas toujours possible d'utiliser de telles mailles. Des mailles tétraédriques peuvent alors, par exemple, être utilisées.

V.2.2.2. Discrétisation des équations aux dérivées partielles

Les équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement peuvent toutes être réécrites sous la forme générique équation (V-2) à travers une équation de transport d'une variable ϕ ([58], [169]). Considérons l'équation de transport d'un scalaire ϕ . Elle prend la forme générale de l'équation (V-1) où ; ρ , la masse volumique ; u , le vecteur vitesse ; et S_ϕ , le terme source du scalaire ϕ .

Les équations peuvent s'écrire sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho\phi u_j) = \text{div}(\Gamma \cdot \text{grad}(\phi)) + S_\phi \quad (\text{V-1})$$

$$\text{C a d:} \quad \underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\phi u_j)}_1 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x_j})}_2 + \underbrace{S_\phi}_3 \quad (\text{V-2})$$

Convection = diffusion + source

Où les quatre termes représentent respectivement l'accélération temporelle, l'accélération due à la convection, la diffusion et un terme source. ϕ Est une variable générique.

Ces équations sont intégrées sur un volume de contrôle DV et leur forme intégrale devient alors :

$$\iiint_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \oint \rho\phi \vec{u} \cdot \vec{dA} = \oint \Gamma_\phi \text{grad}(\phi) \cdot \vec{dA} + \iiint_V S_\phi dV \quad (\text{V-3})$$

D'où \vec{A} , le vecteur normal à la surface ; Γ_ϕ , le coefficient de diffusion du scalaire ϕ ; .

Cette même équation discrétisée prend la forme écrite dans l'équation (V-4). Ici, N_{faces} est le nombre de faces du volume de contrôle ; Φ_f la valeur de Φ sur la face f , $\rho_f u_f \cdot A_f$, le flux massique à travers la face f ; A_f , le vecteur aire de la face f ; et V , le volume de contrôle.

$$\frac{\partial\rho\phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{u}_f \cdot \Phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_f \text{grad}(\phi_f) \cdot A_f + S_\phi V \quad (\text{V-4})$$

A. Discrétisation spatiale

La première étape de la discrétisation spatiale est la transformation des intégrales de volumes de l'équation en intégrales de surface en s'appuyant sur le théorème de Gauss., Fluent (2015) stocke les variables au centre des cellules par défaut. Cependant, dans l'équation (V-4) les variables au niveau des faces sont requises. Un schéma d'interpolation à partir des valeurs centrales est alors nécessaire. Pour le second terme de la partie gauche de l'équation (V-4) Fluent (2015) utilise un schéma amont, c'est-à-dire que la valeur sur la face Φ_f provient de la valeur amont (selon le sens de la vitesse \mathbf{u}).

Pour un schéma amont du premier ordre, la valeur de la variable sur la face f est égale à la valeur Φ au centre de la cellule amont, comme écrit dans l'équation (V-5)

$$\Phi_f = \Phi \quad (\text{V-5})$$

Pour un schéma amont de deuxième ordre, la valeur de Φ_f est calculée selon l'équation (V-6)

Ici, \mathbf{r} est le vecteur de déplacement entre le centre de la cellule amont et la surface.

$$\Phi_f = \Phi + \text{grad}(\Phi) \cdot \vec{r} \quad (\text{V-6})$$

D'autres schémas sont disponibles dans le code de calcul Fluent 15, parmi lesquels le schéma de discrétisation *power-law* qui calcule la valeur sur la face à partir d'une équation monodimensionnelle de convection-diffusion, le schéma QUICK qui consiste en une moyenne pondérée du deuxième ordre, *etc.* Pour le terme de diffusion, c'est-à-dire le premier terme de la partie droite de l'équation (V-4), un schéma centré du deuxième ordre, comme écrit dans l'équation (V-7), est utilisée pour éviter la diffusion numérique. Ici, Φ_1 et Φ_2 sont respectivement les valeurs de la variable aux centres des cellules adjacentes à la face f ; r_1 et r_2 , les vecteurs déplacements entre les centres des cellules adjacentes et la face f .

$$\Phi_f = \frac{1}{2}(\Phi_1 + \Phi_2) + \frac{1}{2}(\text{grad}(\Phi_1) \cdot \vec{r}_1 + \text{grad}(\Phi_2) \cdot \vec{r}_2) \quad (\text{V-7})$$

B. Discrétisation temporelle

Dans notre étude nous avons utilisé le schéma implicite qui présente l'avantage qu'il est stable indépendamment du pas de temps Δt , mais il nécessite l'inversion d'une matrice

Le premier terme de l'équation (V-4), est une dérivée temporelle. En utilisant la forme générique de l'équation (V-8), on peut discrétiser temporellement au premier ordre ou au deuxième ordre, comme écrit respectivement dans les équations (V-9) et (V-10). Ici, $n + 1$

représente l'instant $t + \Delta t$; n , l'instant t ; et $n - 1$ l'instant $t - \Delta t$.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = F(\Phi) \quad (\text{V-8})$$

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi) \quad (\text{V-9})$$

$$\frac{3\Phi^{n+1} - 4\Phi^n + \Phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\Phi) \quad (\text{V-10})$$

Une fois choisi l'ordre de la discrétisation du terme de gauche dans l'équation (V-8), il faut choisir la méthode d'évaluation de $F(\Phi)$:

- soit à l'instant t (schémas explicites) : $F(\Phi)^n$
- soit à l'instant $t+\Delta t$ (schéma implicite) : $F(\Phi)^{n+1}$

V.2.2.3. Couplage pression – vitesse

Fluent propose trois méthodes de couplage pression-vitesse : SIMPLE, SIMPLEC et PISO.

L'algorithme SIMPLE (*semi-implicit method for pressure-linked equations*) a été proposé par Patankar et Spalding (1972) [128], cité dans Versteeg et Malalasekera, (2007) [169], pour assurer la liaison correcte entre la pression et la vitesse en utilisant la disposition de la grille décalée. Van Doormal et Rithby (1984) [165], ont proposé l'algorithme SIMPLEC (SIMPLE-consistant), cet algorithme suit les mêmes étapes que l'algorithme SIMPLE avec une petite variation de manipulation des équations permettant aux équations de correction de vitesse SIMPLEC d'omettre des termes moins significatifs que ceux omis dans SIMPLE. L'algorithme PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) proposé par Issa (1986) [80], cité dans Versteeg et Malalasekera, (2007) [169], est une procédure de calcul de la vitesse-pression développée pour le calcul non itératif des écoulements instationnaires compressibles. Il a été adapté avec succès pour la solution itérative des problèmes de stabilité [169]. Les calculs en régime permanent utilisent généralement SIMPLE ou SIMPLEC, tandis que PISO est recommandé pour les calculs instables et les maillages fortement asymétriques.

V.2.3. Conditions initiales et aux limites

Tous les problèmes numériques sont définis en termes de conditions initiales et de conditions limites. Pour résoudre le système d'équations décrivant l'écoulement du fluide, il est important de spécifier correctement et comprendre leur rôle dans l'algorithme numérique. Dans les problèmes instables, les valeurs initiales de toutes les variables des écoulements doivent être spécifiées à tous les points de solution dans le domaine d'étude.

Les principales conditions aux limites utilisées pour une modélisation numérique des ouvrages hydraulique sont les suivantes :

- entrée,
- sortie,
- mur,
- symétrie (déjà abordée dans la prise en compte de la surface libre).

V.2.3.1. Condition limite en entrée

En modélisation hydraulique, la vitesse d'entrée ou le débit entrant est souvent utilisée comme condition limite en entrée ([50], [171], [1]). En général, on choisit une vitesse uniforme sur toute la section d'entrée.

Cette distribution ne correspondant pas à la réalité physique. Une longueur suffisamment grande (typiquement une longueur de conduite au moins égale à six fois son diamètre) [50] ; doit être choisie de telle sorte qu'à l'entrée proprement dite dans l'ouvrage, le profil de vitesse soit uniforme. Condition vérifiée pour nos ouvrages d'étude. La condition limite pression d'entrée est recommandée pour la simulation du canal avec une surface libre si VOF est impliquée. Les simulations les plus précises ne peuvent être obtenues qu'en fournissant des valeurs d'entrée mesurées pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation ε .

Pour le modèle de turbulence k - ε - RNG, on peut choisir par exemple l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation, ou encore le diamètre hydraulique et l'intensité turbulente (rapport de l'énergie cinétique turbulente sur le carré d'une vitesse de référence). Généralement on utilise une intensité turbulente comprise entre 1% et 6% et la longueur caractéristique L de l'ouvrage d'étude (diamètre équivalent du tuyau). Dans le modèle k - ε et ses variantes l'équation (V-11) est recommandée par Fluent15, ici, Re est le nombre de Reynolds défini selon l'équation (V-12), où U est la vitesse imposée sur la face d'entrée et D_h le diamètre hydraulique, lorsque U est la vitesse d'entrée.

$$I = 0.16Re^{-1/8} \quad (V-11)$$

$$Re = \frac{\rho U D_h}{\mu} \quad (V-12)$$

$$k = \frac{2}{3}(UI)^2 \quad (V-13)$$

$$\varepsilon = \frac{2}{3}C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \quad (V-14)$$

$$l = 0.07L \quad (\text{V-15})$$

Il est également nécessaire de renseigner les grandeurs turbulentes k et ε/ω pour le deuxième modèle que nous avons appliqué dans notre étude $k - \omega - sst$. 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 :

$$l = C_\mu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (\text{V-16})$$

Une approximation couramment utilisée est :

$$l \approx 0.07D_h \quad (\text{V-17})$$

L'intensité turbulente I est définie par la relation :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{U} \quad (\text{V-18})$$

Elle est généralement estimée à partir de la relation :

$$I \approx 0.16ReD_h^{\frac{1}{8}} \quad (\text{V-19})$$

Avec Re_{D_h} le nombre de Reynolds défini à l'équation (V-12) calculé en prenant la vitesse uniforme U calculée en entrée comme vitesse caractéristique et D_h comme longueur caractéristique. Les valeurs de k , ω et ε sont ensuite estimées à partir des relations suivantes :

$$k = \frac{3}{2}(UI)^2 \quad (\text{V-20})$$

$$\omega = C_\mu^{-0.25} \frac{\sqrt{k}}{l} \quad (\text{V-21})$$

$$\varepsilon = C_\mu^{0.75} \frac{k^{1.5}}{l} \quad (\text{V-22})$$

V.2.3.2. Condition limite en sortie

Deux types de conditions aux limites de sortie sont souvent utilisés dans la modélisation hydraulique : pressure outlet et outflow.

La condition aux limites de pression de sortie impose une pression sur toute la face de sortie (en général la pression atmosphérique). Avec la condition limite de pression de sortie,

toutes les autres quantités de flux sont extrapolées à partir du domaine intérieur (cas de la géométrie simple).

La condition limite outflow: Impose un débit de sortie égal au débit d'entrée, pour modéliser l'écoulement à certains points où les détails de la vitesse et de la pression de l'écoulement ne sont pas connus. Cette condition ne peut être utilisée que dans les cas suivants :

- La modélisation des écoulements compressible ;
- Pressure inlet condition d'entrée ;
- Pour les écoulements multiphasiques (Eulérien, mixture, VOF);
- La modélisation des écoulements instationnaires avec une densité variable, même si l'écoulement est incompressible.

Lorsque le modèle VOF est utilisé, on choisit généralement pour le toit du maillage une condition de type pressure outlet, ceci afin d'imposer la pression atmosphérique dans la phase air.

V.2.3.3. Condition aux parois

Pour les murs de l'ouvrage, la condition *wall* impose un flux normal à la surface égal à zéro.

V.2.4. Conditions initiales

Les conditions initiales jouent un rôle très important, non seulement en ce qui concerne le temps de calcul, mais également concernant la convergence vers la solution physique avec précision. Le processus de calcul étant itératif, il faut imposer une « solution » de départ à partir de laquelle les itérations vont débiter. Si la solution initiale est très éloignée de la solution physique recherchée, alors le temps de calcul nécessaire pour y parvenir sera très important

L'initialisation hybride utilise les méthodes d'interpolation des limites pour initialiser efficacement la solution en se basant uniquement sur la configuration de la simulation. Cela signifie qu'on n'a pas besoin de fournir une entrée supplémentaire pour l'initialisation. Cette méthode peut améliorer la robustesse de la convergence dans de nombreux cas.

V.2.5. Algorithme de résolution

Dans notre étude nous avons utilisé l'algorithme SIMPLE pour le système des équations discrétisées, Le schéma représentatif de ce processus itératif est décrit par la (figure. V.1)

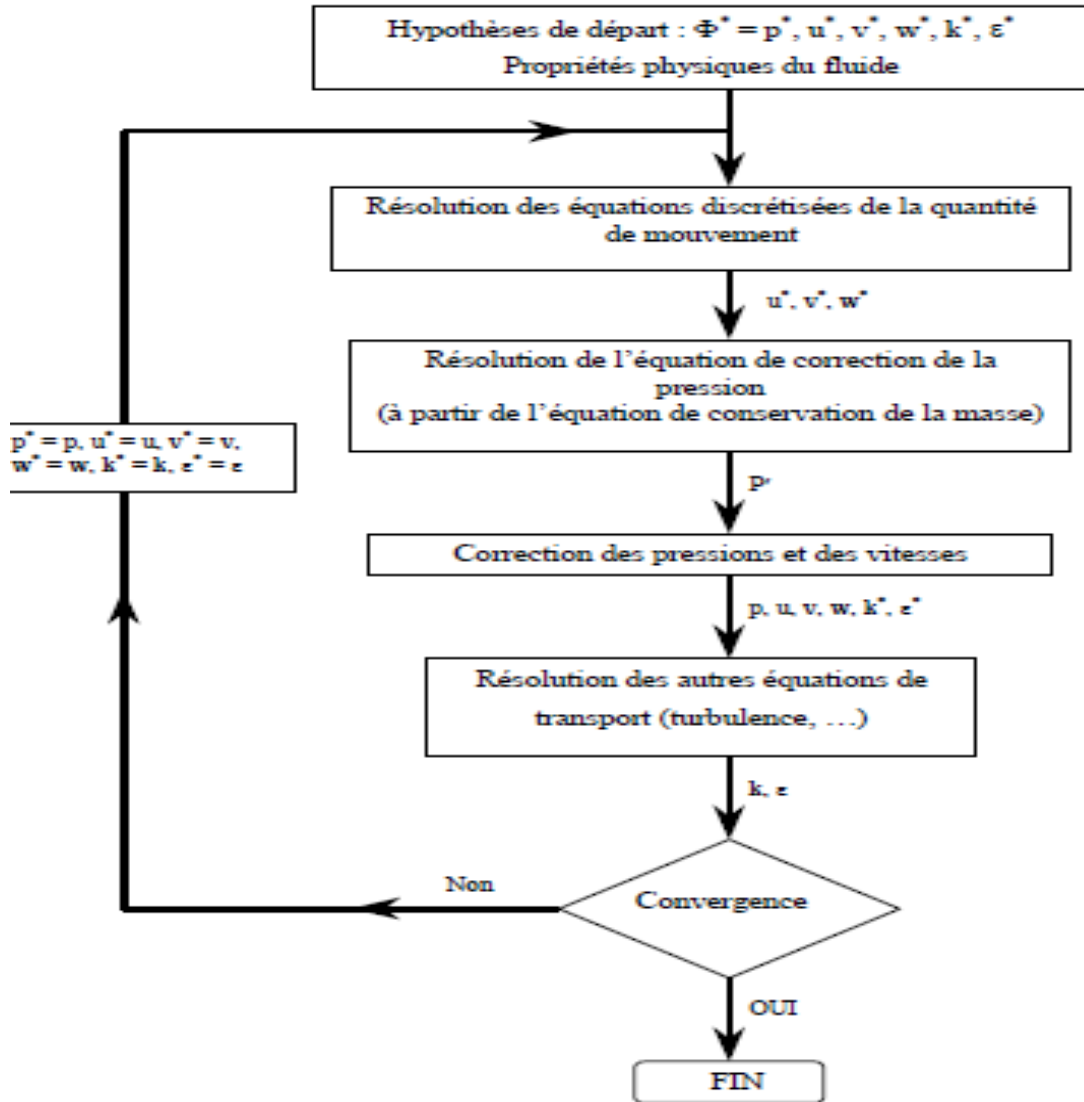


Figure. V. 1 : L'algorithme SIMPLE. D'après Fluent (2015).

V.2.6. Contrôle de convergence

L'équation de conservation d'une variable Φ dans la maille P peut s'écrire selon l'équation (V-23). Ici, c_P est le coefficient du centre de la maille ; c_{nb} , les coefficients d'influence des mailles voisines ; b , la contribution constante du terme source.

$$c_P \Phi_P = \sum_{nb} c_{nb} \Phi_{nb} + b \quad (\text{V-23})$$

Le résidu de l'équation (V-23) s'écrit alors selon l'équation (V-24)

$$R^\Phi = \sum_{cells P} \left| \sum_{nb} c_{nb} \Phi_{nb} + b - c_P \Phi_P \right| \quad (\text{V-24})$$

Le résidu de l'équation de conservation de la masse s'écrit selon l'équation (V-25)

$$R^c = \sum_{cells P} |\text{taux de création massique dans la cellule P}| \quad (\text{V-25})$$

On considère que le calcul a convergé lorsque les résidus sont inférieurs à une valeur seuil (10^{-6}) et surtout s'ils sont stabilisés et qu'ils n'évoluent plus significativement.

V.2.6.1. Coefficient de sous relaxation

Un coefficient de sous relaxation doit être affecté à chaque équation. Un coefficient trop grand provoquera la divergence du calcul alors qu'un coefficient trop faible augmentera énormément le temps de convergence. Typiquement, plus le calcul présente des risques de divergence (multiples équations, discrétisation au 2ème ordre, forts gradients, *etc.*), plus on choisira des coefficients de sous relaxation faibles.

V.3. La phase particulaire

V.3.1. Intégration numérique de la trajectoire des particules

La trajectoire d'une particule de diamètre d et de masse volumique ρ_p est déterminée numériquement en résolvant deux équations successivement. La première intégration concerne le calcul de la vitesse de la particule connaissant la somme des forces agissant sur celle-ci, La seconde intégration concerne le lien entre vitesse et position

On peut récrire l'équation (IV-6) Chapitre IV sous la forme suivante :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{u-u_p}{\tau_p} + f \quad (\text{V-26})$$

Le terme f comprend toutes les forces autres que la traînée, τ_p le temps de relaxation de la particule,

La seconde intégration concerne le lien entre vitesse et position, écrit dans l'équation (IV-1)

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p$$

Les équations (V-26), (IV-1) du modèle à phase discrète sont décrites par des équations différentielles ordinaires (ODE) par opposition au flux continu qui s'exprime sous la forme d'équations aux dérivées partielles (EDP). Par conséquent, le modèle DPM utilise ses propres mécanismes numériques et schémas de discrétisation, qui sont complètement différents des autres éléments numériques utilisés dans ANSYS Fluent15, qui peuvent être résolues analytiquement ou numériquement

La solution analytique devient inefficace pour des pas de temps importants ou lorsque la particule n'est pas en équilibre dynamique avec la phase fluide [50].

V.3. 1.1. Schémas numériques

L'équation (V-26) peut être discrétisée selon trois schémas

- un schéma d'Euler implicite

$$\frac{u_p^{t+1} - u_p^t}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_p} (u^t - u_p^{t+1}) + f^t \quad (\text{V-27})$$

- un schéma trapézoïdal.

$$\frac{u_p^{t+1} - u_p^t}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_p} (u^* - u_p^*) + f^t \quad (\text{V-28})$$

u^* Et u_p^* s'expriment selon les équations (V-29) et (V-30)

$$u^* = \frac{1}{2} (u^t + u^{t+1}) \quad (\text{V-29})$$

$$u_p^* = \frac{1}{2} (u_p^t + u_p^{t+1}) \quad (\text{V-30})$$

Pour les deux cas l'équation (IV-1) est intégrée de façon trapézoïdale

$$x_p^{t+1} = x_p^t + \frac{1}{2} \Delta t (u_p^t + u_p^{t+1}) \quad (\text{V-31})$$

V.3.2. Pas de temps lagrangien

Le pas de temps pour le suivi lagrangien est choisi 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.

On peut dire que le pas de temps Δt d'intégration est contrôlé au moyen d'une échelle d'espace, L , le pas de temps est calculé au moyen de l'équation (V-32)

$$\Delta t = \frac{L}{u_p + u} \quad (\text{V-32})$$

Le pas de temps est calculé au moyen de l'équation (V-33)

$$\Delta t = \frac{\Delta t^*}{\lambda} \quad (\text{V-33})$$

λ est un facteur d'échelle d'espace

Dans ce cas, Δt^* est une estimation de la durée de traversée de la cellule du maillage par la particule.

Remarque

On définit également un nombre de pas de temps maximum. Si la particule considérée est toujours au sein de l'écoulement après ce nombre de pas de temps, sa trajectoire est considérée

comme incomplète (*incomplete*). Ceci évite une boucle infinie, par exemple si une particule est bloquée dans une recirculation.

V.3.3. DPM Conditions aux limites

Les principes de base de la trajectoire des particules au sein d'un écoulement fluide sont exposés dans les chapitres précédents. Afin de mettre en œuvre une simulation, Un traitement particulier est nécessaire aux limites du domaine.

V.3.3.1. Etat initial des particules

Les entrées primaires requises pour les calculs de la phase discrète sont les conditions initiales qui définissent la position de départ, la vitesse, la densité, le diamètre et d'autres paramètres pour chaque injection, ainsi que les effets physiques agissant sur l'écoulement des particules, ces particules sont définies comme une particule inerte.

Les conditions initiales requises dépendent du type d'injection, En général, on utilise une injection surface sur la section d'entrée de l'ouvrage.

La distribution granulométrique des particules a été estimée de deux manières : soit par un diamètre moyen représentant toutes les tailles de particules ; ou, par l'utilisation de la fonction de distribution de Rosin-Rammler, dans notre étude nous avons traité deux cas le cas des particules solides ont le même diamètre 5 et 6mm, et le cas d'une granulométrie étendue définis au moyen d'une distribution de Rosin-Rammler (1933)

La distribution Rosin-Rammler est exprimée comme suit :

$$Y_d = \exp \left[- \left(\frac{d}{\bar{d}} \right)^n \right] \quad (\text{V-34})$$

Où, d est le diamètre de la particule, Y_d la fraction massique de diamètre supérieur à d . \bar{d} et n sont les deux paramètres de ce modèle, respectivement un diamètre « moyen » et la dispersion

Prendre les logarithmes deux fois pour supprimer l'exposant donne :

$$\log \left(\log \left(\frac{100}{Y_d} \right) \right) = n \log d - n \log \bar{d} + \log(\log e) \quad (\text{V-35})$$

Où e est la nature constante

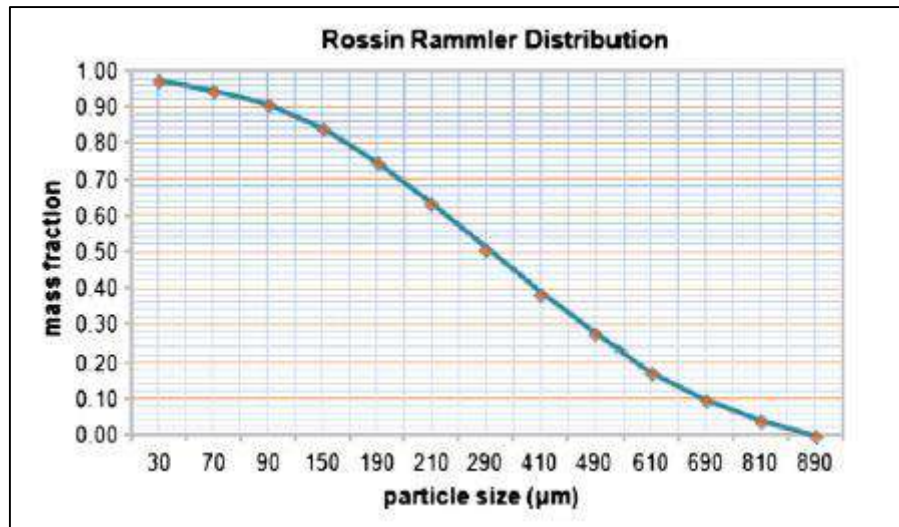


Figure. V. 2 : Gamme de diamètres de particules pour la distribution de Rosin-Rammler.

Class	Gamme de taille de particule (µm)	Mean particle size (µm)	Mass fraction	d	Y_d	n
1	10-30	20	0.025	30	0.975	1.504524
2	30-70	50	0.027	70	0.948	1.835608
3	70-90	80	0.038	90	0.91	1.755707
4	90-150	120	0.067	150	0.843	2.119042
5	150-190	170	0.094	190	0.749	2.076975
6	190-210	200	0.114	210	0.635	1.586513
7	210-290	250	0.125	290	0.51	2.262864
8	290-410	350	0.123	410	0.387	-0.3032
9	410-490	450	0.112	490	0.275	0.730257
10	490-610	550	0.101	610	0.174	0.982546
11	610-690	650	0.077	690	0.097	1.224182
12	690-810	750	0.057	810	0.04	1.371499
13	810-890	850	0.04	890	0	0
		345.3846154	1			1.428876

Tableau. V. 1 : Caractéristiques de l'échantillon pour la distribution de Rosin-Rammler [160]

V.3.3.2. Les types d'injections

Avant de suivre les particules, celles-ci doivent être ajoutées dans le domaine de l'écoulement sous forme d'une injection. Plusieurs types d'injection sont disponibles pour répondre aux différents problèmes des écoulements particuliers

Les types d'injection les plus couramment utilisés sont les suivants :

Unique : Une seule particule est injectée ;

Groupe : Injection d'un groupe de particules ;

Cône (seulement en 3d) : injection d'un groupe de particules formant un cône ;

Surface : injection d'un groupe de particules sur toute la surface ;

Fichier : injection spécifique définie par un fichier

Dans cette étude, il est supposé que le sédiment est complètement développé et homogène sur toute la surface. Nous utilisons donc des injections de surface.

V.3.3.3. DPM Condition aux limites à l'entrée et à la sortie

L'interaction entre la particule et la limite physique doit être traitée pour représenter le mouvement des particules et déterminer leur trajectoire. Le calcul de cette dernière commence lorsqu'une particule entre dans le domaine de l'écoulement à l'entrée, et se termine lorsqu'une particule quitte le domaine d'écoulement à une sortie, la condition aux limites "échappé"(escaped) est utilisée pour l'entrée et la sortie du domaine de calcul ;

V.3.3.4. Condition limite sur le fond et les murs

La mise en mouvement d'une particule peut être décrite par trois variables adimensionnelles :

- Le nombre de Shields θ :

$$\theta = \frac{\tau}{(\rho_p - \rho)gd_p} \quad (\text{V-36})$$

Où τ est la contrainte de cisaillement, ρ la masse volumique de fluide porteur, ρ_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 (V-37), fait intervenir la vitesse de frottement u^* (équation (V-38)) comme vitesse caractéristique et le diamètre de la particule comme longueur caractéristique. Ce nombre caractérise la turbulence au niveau de la particule

$$Re^* = \frac{\rho u^* d_p}{\mu} \quad (\text{V-37})$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (\text{V-38})$$

Le diagramme de Shields, présenté sur la (Figure. V. 3), représente en abscisse le nombre de Reynolds particulaire et en ordonnée la contrainte de cisaillement adimensionnelle θ . Le diagramme met en évidence une bande correspondant à la mise en mouvement des particules. Dans la partie inférieure de 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.

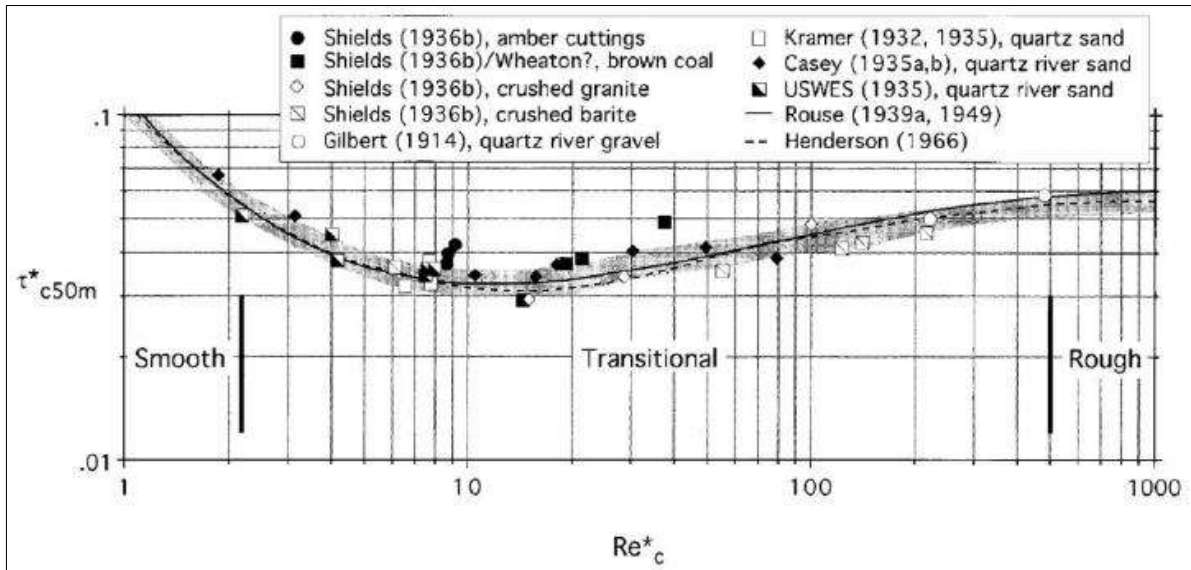


Figure. V. 3 : Diagramme de Shields [26]

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) [182] et Van Rijn (1984) [166] ont proposé l'utilisation du diamètre adimensionnel d^*

$$d^* = \left(\frac{Re^{*2}}{\theta} \right)^{\frac{1}{3}} = d_p \left[\frac{\rho(\rho_p - \rho)g}{\mu^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (V-39)$$

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 θ en fonction du diamètre adimensionnel d^* (relation (V-40))

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.

$$\theta = 0.22d^{*-0.9} + 0.06 \times 10^{-7.7d^{*-0.9}} \quad (V-40)$$

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 (V-41)) corrigeant le diagramme de Shields pour les faibles valeurs de d^* (Figure (V.4)).

$$\theta = \frac{0.3}{1+1.2.d^*} + 0,055.(1 - e^{-0,022.d^*}) \quad (\text{V-41})$$

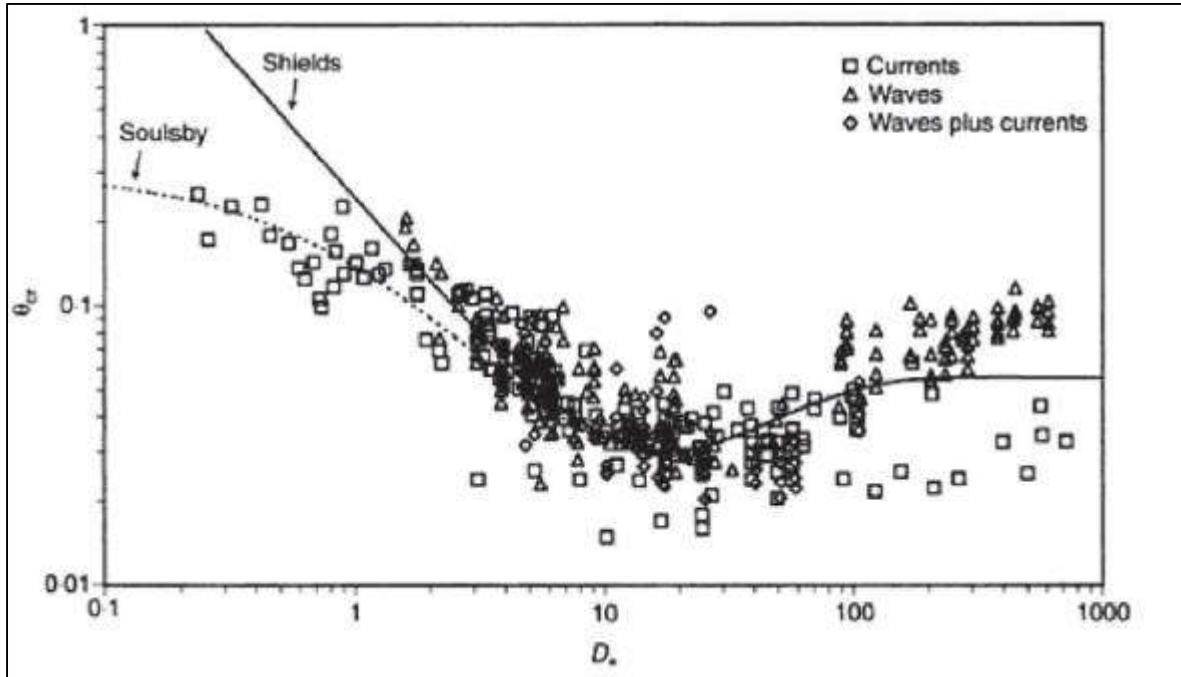


Figure. V. 4 : Contrainte critique de mise en mouvement de Shields (1936) [151] et après modification de Soulsby (1997) [154] pour les particules fines.

Il faut noter 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) [154] est par contre valable pour des diamètres adimensionnels de l'ordre de 0,2.

V.3. 3.4.1. Création de nouvelles conditions d'interaction particule/paroi

Deux conditions sont disponibles dans les codes de calcul :

Reflect : la particule atteignant la paroi rebondit selon une loi de choc. Les coefficients de restitution normale et tangentielle permettent de déterminer la quantité de mouvement de la particule après le choc. *Reflect* est également adaptée au fond des ouvrages lorsqu'aucune particule ne se dépose pas. La condition *reflect* ne prenant pas en compte le dépôt, elle est adaptée aux surfaces sur lesquelles aucune particule ne se sédimente. C'est cette condition qu'on utilise en général sur les parois verticales des ouvrages ou encore sur la surface libre lorsque cette dernière est une limite du domaine de calcul (condition de symétrie)

Trap : la trajectoire de la particule est stoppée et la particule est rapportée comme déposée

(*trapped*). La condition *trap*, prend en compte le dépôt. Elle est adaptée au fond des ouvrages lorsque les dépôts sont répartis sur toute la surface. En revanche, lorsqu'il y a des zones préférentielles de dépôt, cette condition aboutit à de mauvais résultats [156].

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 ([51], [171], [1]).
- La condition BTKE, correspondant au seuillage de l'énergie cinétique turbulente sur le fond ([51], [185]).

La principale difficulté liée aux conditions BSS et BTKE réside dans le choix des valeurs de la contrainte de cisaillement seuil τ_s et de l'énergie cinétique turbulente seuil k_s . Dufresne et al. (2009) [51] ; Vosswinkel et al. (2012) [171]; et Yan (2013) [185]) 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). Dans notre étude en nous sommes appuyés sur la formulation proposée par Soulsbay (1997) [154] qui est valable pour les grand et les petits particules.

Le paragraphe suivant s'attache à l'implémentation de nouvelles conditions d'interaction particule /paroi basée sur le couplage des deux conditions BSS et BTKE.

1. La première étape : calcule la contrainte de cisaillement seuil

La condition BSS se base sur la comparaison de la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi τ_w avec une contrainte seuil calculée pour chaque particule τ_s . La valeur seuil τ_s est déduite du diagramme de Shields. La contrainte critique adimensionnelle θ , définie dans l'équation (V-36), est calculée à partir d'une expression analytique de la courbe de Soulsby (1997) [154], équation (V-41) en fonction du diamètre adimensionnel de la particule.

2. La deuxième étape : consiste à exploiter les contraintes de cisaillements calculés pour calculer l'énergie cinétique turbulente seuil

D'après Pope et al. (2006) [132], la contrainte de cisaillement peut s'exprimer comme une fonction linéaire de l'énergie cinétique turbulente k seuil par la relation suivante :

$$\tau = \rho \cdot C \cdot k \quad (\text{V-42})$$

Où C : est une constante égale à 0,20.

On peut résumer les étapes de calcul comme suit :

- Une *masse* volumique est choisie pour calculer le diamètre d^* (équation (V-39)). Ce choix est nécessaire pour réaliser les étapes suivantes.
- Plusieurs diamètres adimensionnels d^* sont calculés.
- La contrainte de cisaillement seuil τ_s est calculée pour chaque d^* des particules de grands diamètres à partir de la relation (V-36), et les formulations de la courbe de Shields initiale (V-40). Pour les particules de petits diamètres la contrainte de cisaillement seuil τ_s est modifiée par Soulsby équation (V-41), qui représente la valeur choisie pour calculer la force de cisaillement correspondante.
- Connaissant la contrainte de cisaillement critique calculée, une estimation de l'énergie cinétique turbulente k_s , est faite à partir de la relation (V-42) pour chaque d^* . Cette énergie cinétique est considéré comme une énergie cinétique seuil, après on compare cette dernière avec l'énergie cinétique turbulente alors :
 - Pour $k < k_s$, l'utilisation de la condition *trap*
 - Pour $k \geq k_s$, l'utilisation de la condition *reflect*.

V.3. 4. Stratégies de solution pour la phase discrète

Pour l'approche Euler-Lagrange, deux méthodes de couplage entre la phase continue et la phase discrète sont utilisées : la modélisation DPM non couplée et couplée

1. Couplage unidirectionnel

Avec l'approche non couplée (*one-way coupling*) les modèles de phase discrets peuvent être prédits sur la base d'un champ d'écoulement de phase continue fixe, dans lequel les effets de la phase discrète sur la phase continue ne sont pas pris en compte. Le schéma est montré dans la (Figure. V. 5).

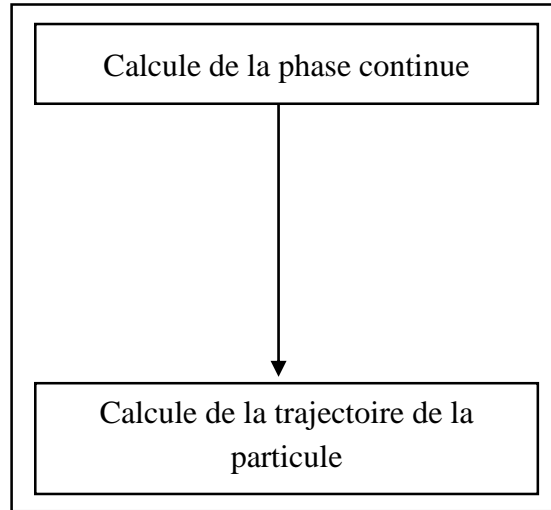


Figure. V. 5 : Schéma de DPM découplé

2. Couplage bidirectionnel

Dans l'approche couplée (two-way coupling) la phase continue et la phase discrète interagissent les unes avec les autres. Cela signifie que l'influence de la phase discrète sur la phase continue est prise en compte. Le couplage bidirectionnel est réalisé en résolvant alternativement les équations de phase discrète et continue jusqu'à ce que les solutions des deux phases cessent de changer.

L'échange de masse et de quantité de mouvement de la particule entre la phase continue et la phase discrète sont décrits qualitativement dans la (Figure. V.7). L'influence de la phase discrète sur la phase continue est réalisée en intégrant les termes sources dans la phase continue. L'échange de masse entre la phase continue et la phase discrète est exprimé comme suit :

$$M_c = \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} \quad (\text{V-43})$$

Où Δm_p est la masse perdue dans la cellule de contrôle, $m_{p,0}$ est la masse initiale de particule, $\dot{m}_{p,0}$ est le débit massique initial des particules injectées.

Le transfert de quantité de mouvement de la phase continue à la phase discrète est calculé par l'équation suivante lorsqu'il traverse chaque volume de contrôle.

$$\Delta M = \sum \left(\frac{18\mu C_D Re_p}{24\rho_p d} (u_p - u) + F_{other} \right) \dot{m}_p \Delta t \quad (\text{V-44})$$

Dont :

F_{other} = autres forces d'interaction

Δt = pas de temps

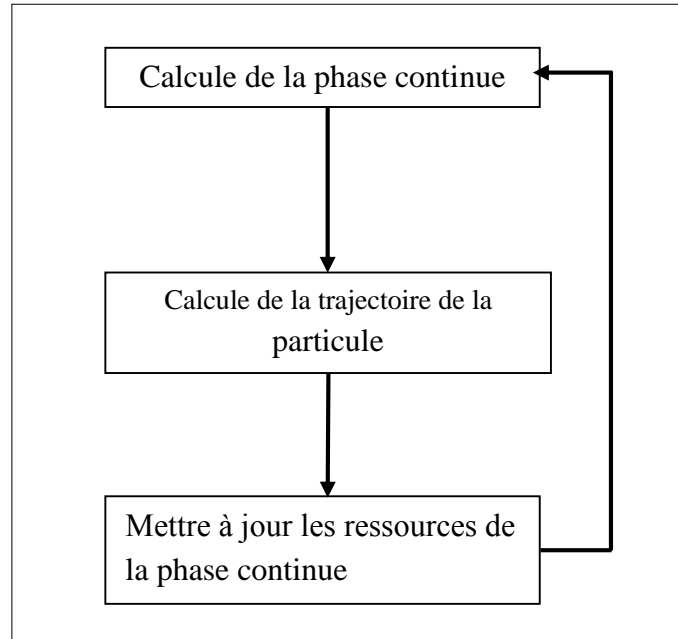


Figure. V. 6 : Schéma de l'approche du couplage bidirectionnel DPM

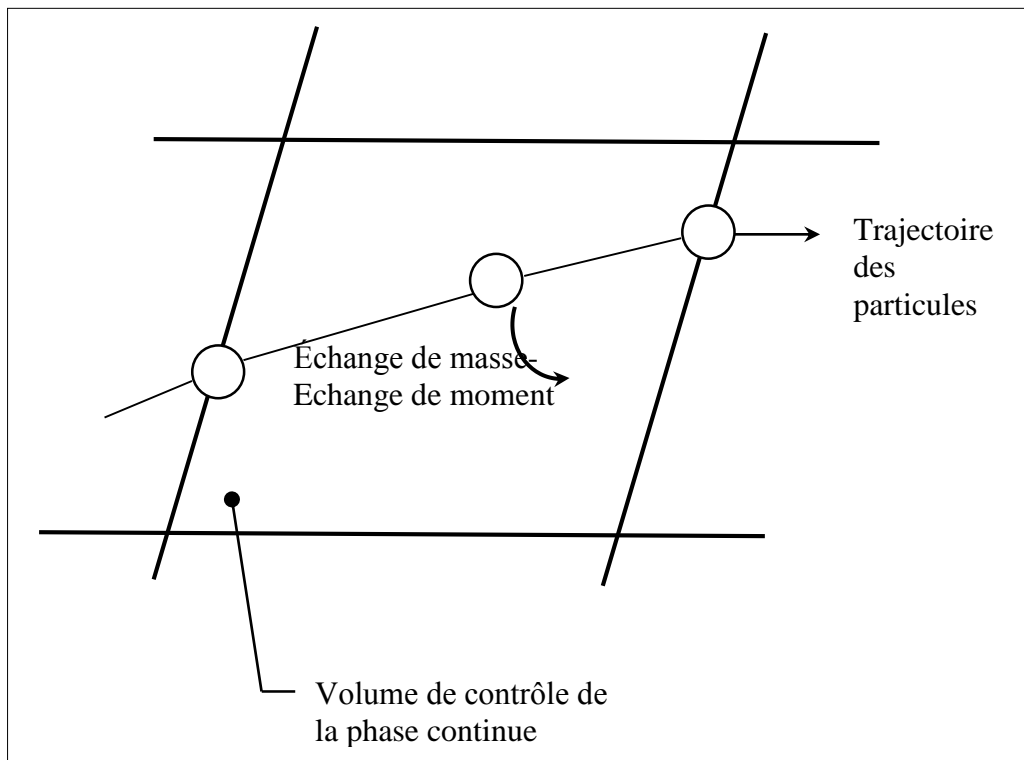


Figure. V. 7 : Transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre la phase discrète et la phase continue (Fluent, 2011b)

REMARQUE

Le modèle DPM bidirectionnel néglige les interactions inter particulaires. Pour prendre en considération les interactions particule- particule il faut le couplé avec le modèle DEM.

Pour les fortes concentrations nous avons employé le modèle DDPM au lieu d'utiliser le modèle DPM –DEM pour réduire le temps de calcul. Concernant le modèle DDPM nous avons gardé les mêmes conditions aux limites du modèle DPM et pour prendre les interactions inter particulaires nous avons pris le modèle de la phase discrète granulaire.

V.4.Conclusion

L'un des éléments les plus importants de la modélisation numérique du transport des particules solides utilisant l'approche Eulérienne- Lagrangienne est le traitement des conditions limites au fond de l'ouvrage c'est-à-dire l'interaction entre la particule et la paroi. Aucun modèle général traitant ce problème n'est mis encore en application. A cette fin nous avons donc essayé de développer les conditions aux limites appropriées, Une relation explicite pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente seuil en fonction de la contrainte de cisaillement est améliorée par la formule de Soulsbay qui prend en considération les propriétés des particules. Celle-ci ne nécessite plus de coefficient d'ajustement. Une nouvelle condition BTKE a été implémentée sur la base de cette relation permettant le calcul d'une valeur seuil pour chaque particule en fonction de ses propriétés.

Chapitre VI

Résultats et discussion

VI.1. Introduction

Ce chapitre s'intéresse dans sa première partie à la comparaison des résultats simulés avec les données expérimentales dans une conduite dans le cas d'une géométrie simple sans obstacle ,ce cas d'étude est simple et très répandu pour tester l'approche choisie Euler –Lagrange (DPM) et (DDPM) . Cette comparaison concerne d'abord l'écoulement (monophasique), ensuite l'écoulement diphasique (la phase particulaire), en variant la concentration des particules solides et la vitesse de mélange. Elle a pour but d'examiner :

- Le maillage, préalable indispensable à toute modélisation numérique,
- Le modèle de turbulence nécessaire pour reproduire les écoulements expérimentaux,
- La vérification de la précision des modèles numériques , DPM et DDPM choisis pour traiter l'effet de la concentration et les propriétés des particules solides sur le choix des modèles numériques d'une part, et la répartition du champ de vitesse d'autre part, les résultats ont été comparés aux données expérimentales fournies par le laboratoire de dynamique des fluides de Paris(Dyn-Fluid- ENSAM de Paris) ([137], [143]). Les résultats de simulation sont parfaitement superposables aux résultats expérimentaux.

La dernière partie de notre étude a pour objet d'augmenter la validité du modèle numérique. Nous optons pour un canal à géométrie plus complexes. A cet effet nous considérons le cas d'un ouvrage réel en l'occurrence le décanteur lamellaire de la station de traitement du barrage de Tingad wilaya de Batna.

Concernant le premier test nous avons uniquement besoin de vérifier et de tester les modèles numériques DPM et DDPM, avec des diamètres des particules inférieures à la taille de la maille capable de reproduire correctement le comportement dynamique de l'écoulement et le transport particulaire. En revanche pour les derniers tests nous avons utilisé une gamme des particules solides de diamètres différents.

Les calculs du décanteur lamellaire qui sont effectués en 3D sont en adéquation avec la littérature y afférente. Néanmoins, ces résultats illustrent bien le potentiel des méthodes numériques développées en vue de réaliser des applications.

VI.2. Nature et position du problème

VI.2.1. Configurations expérimentales

VI.2.1.1. Application du modèle a une conduite horizontale

Le modèle numérique mis en place, en s'inspirant des configurations expérimentales réalisées à l'ENSAM de Paris ([137], [143]) est ajustable à l'écoulement en conduite horizontale. La configuration utilisée correspond au schéma représenté sur (les figures (VI.1, VI.2)). Cette dernière montre la géométrie du domaine de calcul et le problème physique. La boucle d'essai contient un premier tuyau horizontal rigide et transparent de diamètre interne $D = 100$ mm et 10 m de longueur dans lequel circule le mélange liquide / solide. Le retour se produit dans un tuyau flexible en PVC souple renforcé avec une bobine en acier, de diamètre interne $D = 100$ mm et de longueur totale $L = 20$ m. Ce tuyau de retour suit d'abord un angle de 180° sur l'horizontale, puis une montée, une descente et une ascension dans un plan vertical. La présente étude se concentre sur le tuyau horizontal, une longueur considérée comme suffisante grande (plus de $50D$) pour que le flux pleinement développé se produise. (Les détails de l'installation d'essai se trouvent dans F. Ravelet et al ([137], [143])).

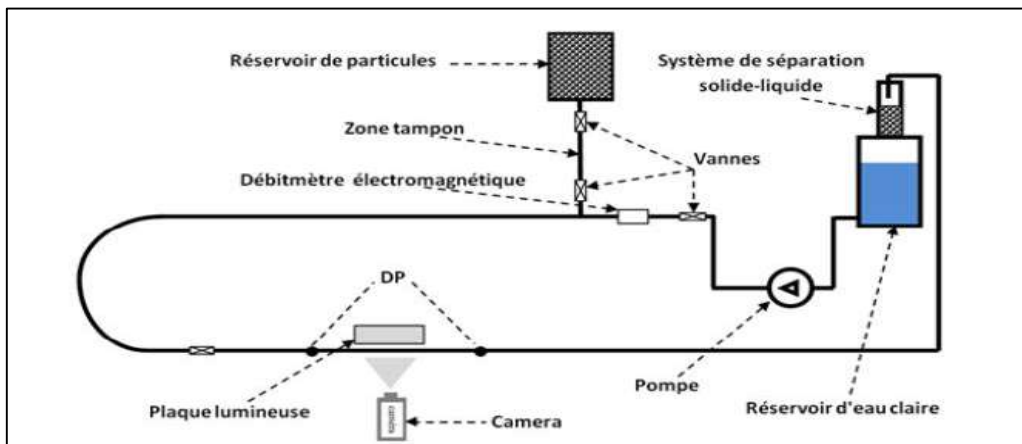


Figure. VI. 1: Schéma du montage expérimental ([137], [143]).

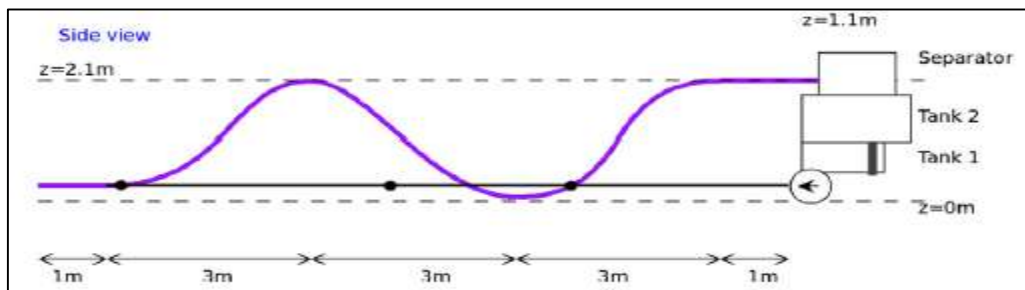


Figure. VI. 2: Croquis de la boucle de test. Vues de dessus et de côté ([137], [143]).

VI.2.1.2. Caractéristiques des solides

Des solides de différentes tailles et masses spécifiques sont utilisés. Les caractéristiques physiques et géométriques sont résumées dans le (tableau. VI.1), Les particules sont des perles de verre et d'alumine de forme sphérique, les solides réels qui sont utilisés du point de vue d'une application réelle ont des formes irrégulières. L'eau est considérée comme une phase porteuse continue transportant des particules de billes de verre et de perles d'alumines (et entre dans le tuyau avec une vitesse moyenne de mélange dans la plage de 1 à 5 m/s)

Les simulations sont réalisées pour des particules de tailles $d = 5, 6$ mm et une concentration de $C=0\%$ à 20% , et une masse volumique $\rho=2500$ kg/m³, 3650 kg/m³ (les propriétés physiques de la phase porteuse et des phases dispersées sont donnés au (tableau. VI.1).

Types	Des billes de verre	Perles d'alumine	eau
Diamètre (mm)	5 	6 	
Masse volumique kg /m ³	2500	3650	998.2
Viscosité (N s / m ²)	0.001003	0.001003	0.001003

Tableau. VI. 1 : Caractéristiques physiques des billes calibrées et des différents mélanges ([137], [143]).

VI.2.1.3. Les quantités mesurées

Le travail expérimental qui a été effectué dans le laboratoire de dynamique des fluides de Paris (Dyn-Fluid- ENSAM de Paris) ([137], [143]) a pour objet de mesurer la perte de charge dans la partie horizontale de la boucle d'essai. Ils ont varié la concentration et la vitesse d'écoulement du mélange pour des caractéristiques constantes de la conduite (longueur, diamètre).

Les paramètres de contrôle naturels, sont les débits volumiques liquides Q_l (m³/s) et les débits volumiques solides Q_s (m³/s)

L'ensemble de paramètres choisis pour présenter les résultats sont la vitesse de mélange v et le transport ou la concentration C_{vm} :

$$v = \frac{Q_l + Q_s}{A}$$

$$C_{vm} = \frac{Q_s}{Q_s + Q_e}$$

Avec :

A : la section transversale du tuyau.

v : Cette vitesse de mélange est une moyenne volumétrique des vitesses de chaque phase.

Concernant la concentration C_{vm} , ne coulent pas avec la même vitesse que l'eau, à cause de leur grande taille et du grand rapport de densité - en d'autres part il y a est une vitesse de glissement non négligeable. En outre, la concentration volumétrique est un paramètre clé dans la modélisation.

VI.2.2. Configurations numérique

L'écoulement est simulé au moyen du logiciel Fluent (2015) qui résout les équations de Reynolds par la méthode des volumes finis. Pour prendre en compte l'influence de la turbulence sur le champ moyen de la vitesse, un modèle de turbulence est nécessaire. Nous avons utilisé et comparé les modèles $k - \varepsilon - RNG$ et $K - \omega - SST$.

- La première étape concerne la récupération des données nécessaires au calcul, telles que les caractéristiques de la géométrie ainsi que la création du maillage.
- Les équations de transport de la dynamique pour un écoulement monophasique sont résolues par la méthode des volumes finis (description détaillée au chapitre 5) et les résultats sont stockés.
- Pour débiter le suivi lagrangien, il faut connaître le type d'injection pour préciser la position et les vitesses linéaires initiales des particules.
- Connaissant les caractéristiques d'une particule (position, vitesses) à un instant donné t , les caractéristiques instantanées du fluide au voisinage de la particule sont déterminées à partir du modèle de dispersion qui utilise les résultats issus du modèle eulérien, décrit au chapitre 3 et 4. Toutes les grandeurs provenant de ce modèle sont des grandeurs moyennes. Pour effectuer le suivi dynamique, il est nécessaire de connaître les grandeurs instantanées. Ces grandeurs sont décomposées en grandeurs moyennes provenant du modèle Eulérien (chapitre 3), et en grandeurs fluctuantes provenant du modèle de dispersion, décrit au chapitre 4.
- Les caractéristiques de la particule à l'instant suivant, $t + \Delta t$, sont alors évaluées en considérant son mouvement sans collision le cas du modèle DPM.
- Le traitement des collisions particules/particules est basé sur l'utilisation du modèle DDPM couplé avec le modèle de la phase granulaire,

Alors la procédure générale pour résoudre les écoulements instationnaires chargés avec des particules solides de faible concentration est décrite ci-dessous :

1. Créez les injections en phase discrète.
2. Initialisez le champ de l'écoulement de la phase continue.
3. On fixe le temps de simulation et le pas du temps.

Les positions des particules seront mises à jour au fur et à mesure que la solution avance dans le temps. Pour un calcul couplé, les positions sont réitérées dans chaque pas de temps.

Toutes ces étapes sont répétées jusqu'à l'obtention de la trajectoire complète d'une particule au sein de la géométrie considérée. Un traitement statistique est ensuite effectué sur l'ensemble des particules suivies.

Pour des raisons de temps de calcul qui est vraiment long lorsqu'on prend les collisions en considération presque une semaine pour chaque cas de calcul. Le nombre de particules simulées est inférieur au nombre de particules réellement présentes dans l'écoulement le cas des fortes concentrations $C=20\%$. Cependant, statistiquement, le comportement des particules injectées est bien représentatif du comportement de l'ensemble des particules réelles. En moyennant, dans chaque cellule, les caractéristiques instantanées des particules suivies.

VI.2.2.1. Du domaine physique au domaine numérique

Les domaines de calcul de notre étude sont illustrés par (les figures (VI.3, VI.4, VI.5 et VI.6)) l'un permettant d'obtenir un écoulement fortement turbulent c'est la conduite horizontale, l'autre permettant l'étude de l'influence d'un groupe d'obstacles sur la modélisation des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds.

Les hypothèses utilisées pour résoudre les équations dynamiques sont les suivantes :

- L'écoulement est instationnaire tridimensionnel
- L'écoulement est turbulent et incompressible
- Les particules sont supposées parfaitement sphériques et indéformables ;
- Les particules ont un diamètre identique, le premier cas de notre étude des particules de grandes tailles $d=5$ et 6 mm ;
- Pour le deuxième cas un mélange non homogène de diamètres $d=30-890$ μm .

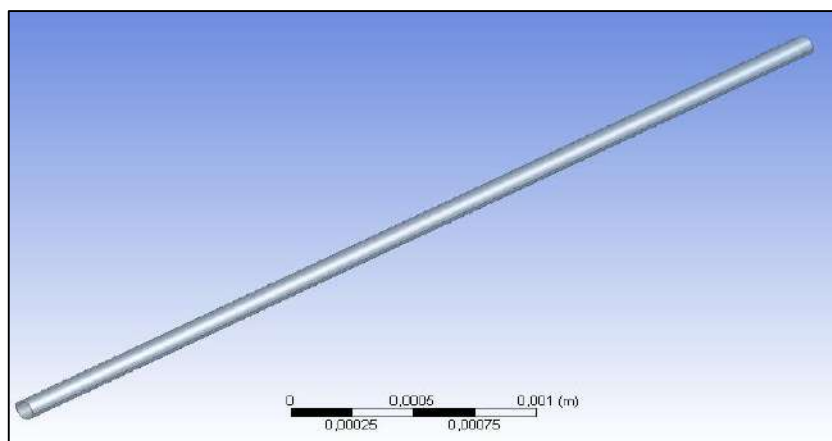


Figure. VI. 3: Géométrie de la conduite

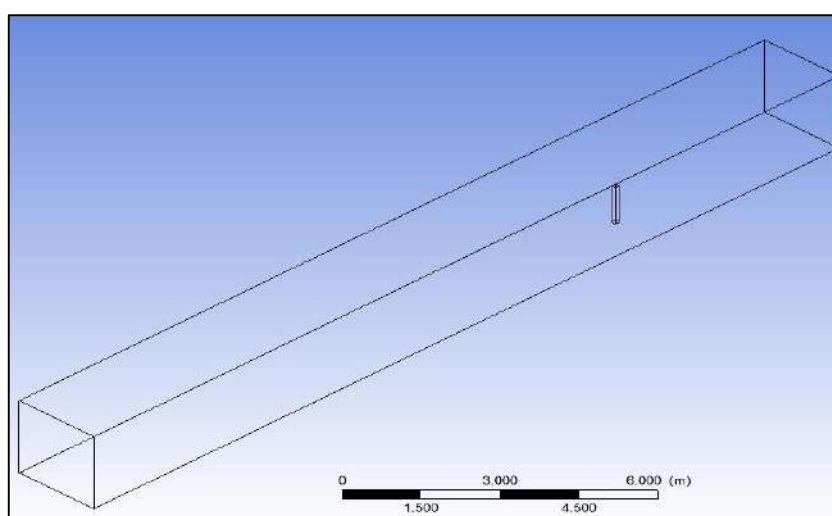


Figure. VI. 4: Géométrie du canal avec un obstacle

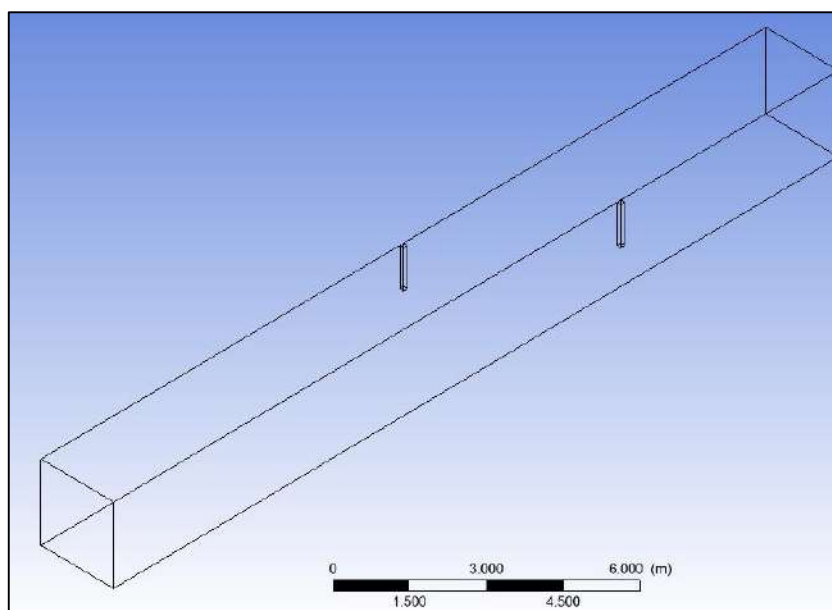


Figure. VI. 5: Géométrie du canal avec deux obstacles

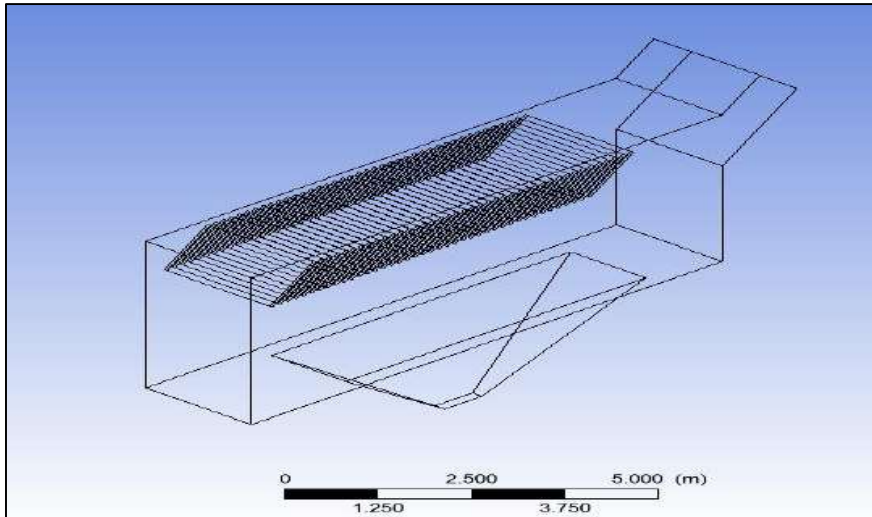


Figure. VI. 6: Géométrie du décanteur lamellaire

VI.2.2.2. Maillage

La géométrie du modèle a été réalisée sur le post processeur Gambit, ainsi que le maillage qui doit tenir compte à la fois des spécificités de la géométrie et des caractéristiques de l'écoulement dans des régions particulièrement intéressantes : à proximité du fond, des changements brusques de géométrie, et des organes d'entrée et de sortie. La densité de maillage variable, aide à mieux approcher ces zones. Le temps nécessaire pour le calcul, en général long sur des stations de calcul, dépend directement du maillage, du nombre d'éléments de volume et de leur forme. Plus la forme des éléments de volumes est régulière, plus l'intégration des équations est rapide. Ces deux contraintes sont souvent en contradiction avec le besoin de simuler l'écoulement de manière précise. Le compromis se situe à l'échelle où le raffinement n'améliore plus de façon significative le résultat du calcul.

Nous choisissons d'utiliser un maillage différent pour chacun des domaines de calcul, pour ce faire, on doit déterminer les paramètres optimaux et choisir une stratégie de maillage qui répond à nos objectifs, parmi ces paramètres, on peut citer

- Le nombre de mailles ;
- La taille des mailles (concentration des mailles) ;
- La forme de la maille

La conduite constitue le premier domaine de calcul est maillé à l'aide d'un maillage hybride (Figures (VI. 7, VI.8)), le maillage qui a été choisi a fait l'objet d'une étude de sensibilité. Quatre maillages ont été testés : (114784 mailles, taille (0.01)), (455272 mailles, taille (0.006)), (709586 mailles, taille (0.005)) et (876706 mailles, taille (0.004)).

Pour le décanteur lamellaire et les canaux avec des obstacles, on densifie le maillage dans les zones où de forts gradients sont attendus. Inversement, dans les zones où les gradients sont probablement faibles, des mailles plus grandes peuvent être utilisées. Concernant la forme, on privilégie les mailles hexaédriques. Cependant, dans le cas de géométries complexes, de telles mailles ne sont pas toujours utilisables ; des cellules tétraédriques peuvent alors, par exemple, être utilisées. Pour obtenir des résultats de simulation corrects, le maillage doit être construit avec le plus grand soin. En général, on constate que les résultats n'évoluent plus de façon significative au-delà d'un certain nombre de mailles. Construire un maillage plus fin n'est donc pas nécessaire, si la concordance avec les expériences est malgré tout mauvaise, il faut, non pas affiner le maillage, mais modifier le choix des modèles. On a considéré que l'information est plus pertinente avec le maillage hybride, pour un pas uniforme $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.01$, (figures (VI.9, VI.10, VI.11)).

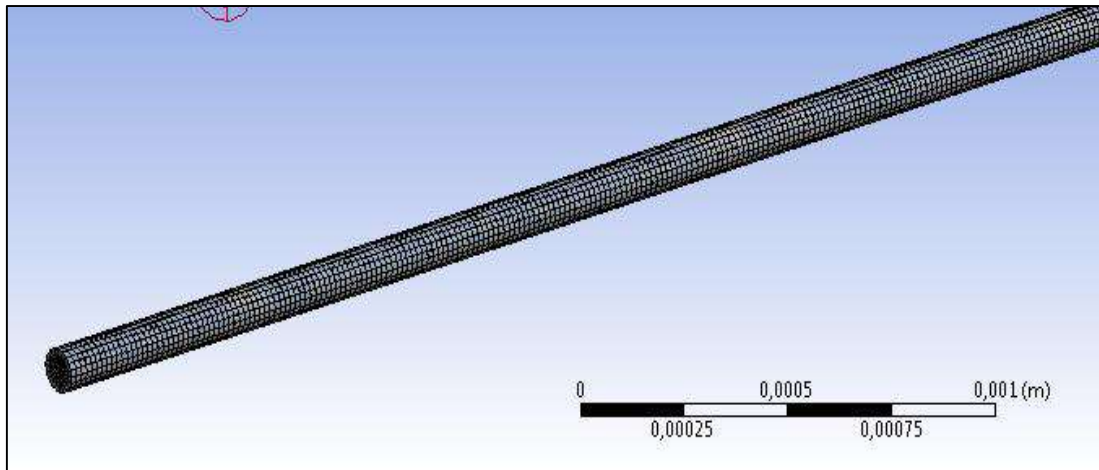


Figure. VI. 7: Maillage 3D de la conduite

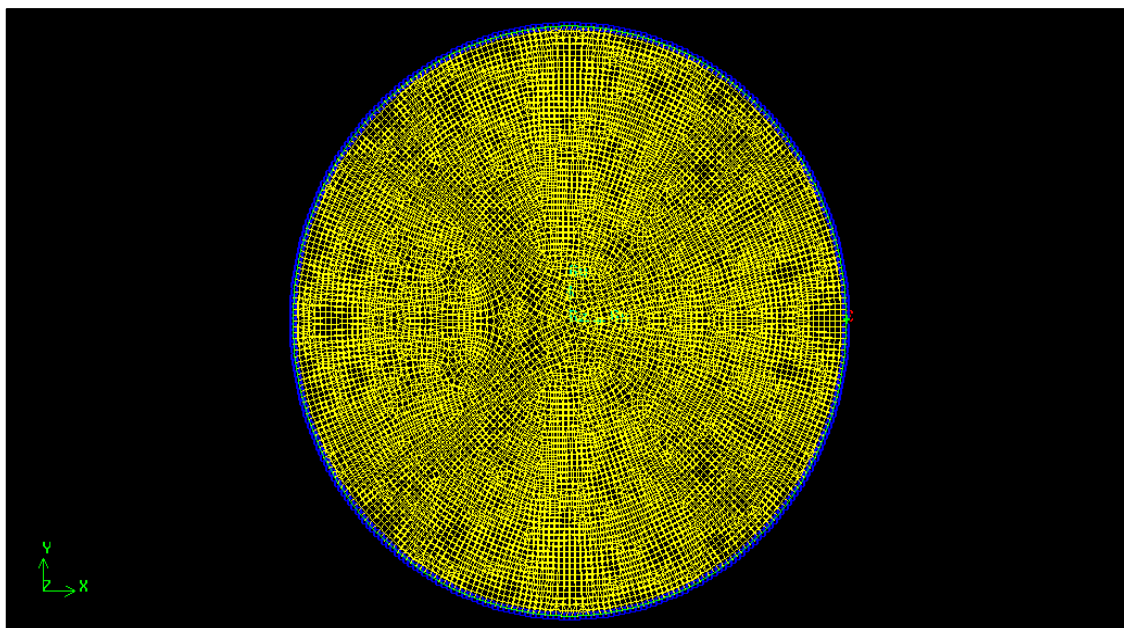


Figure. VI. 8: représentation la densité de maillage (455272mailles, taille (0.006))

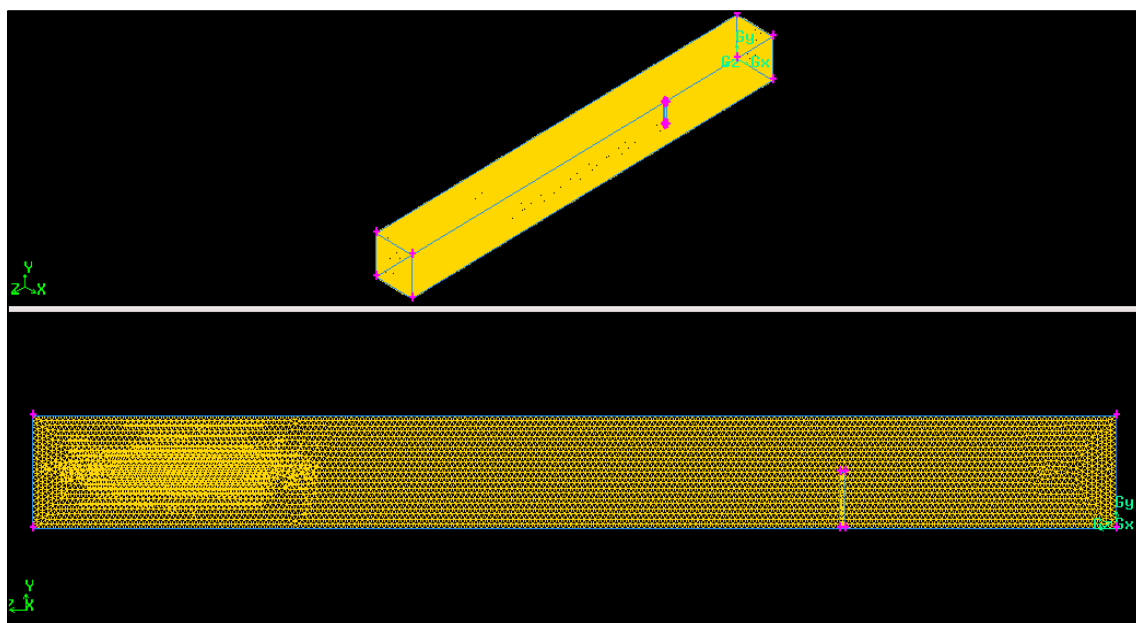


Figure. VI. 9: Le maillage 3D du canal avec un seul obstacle

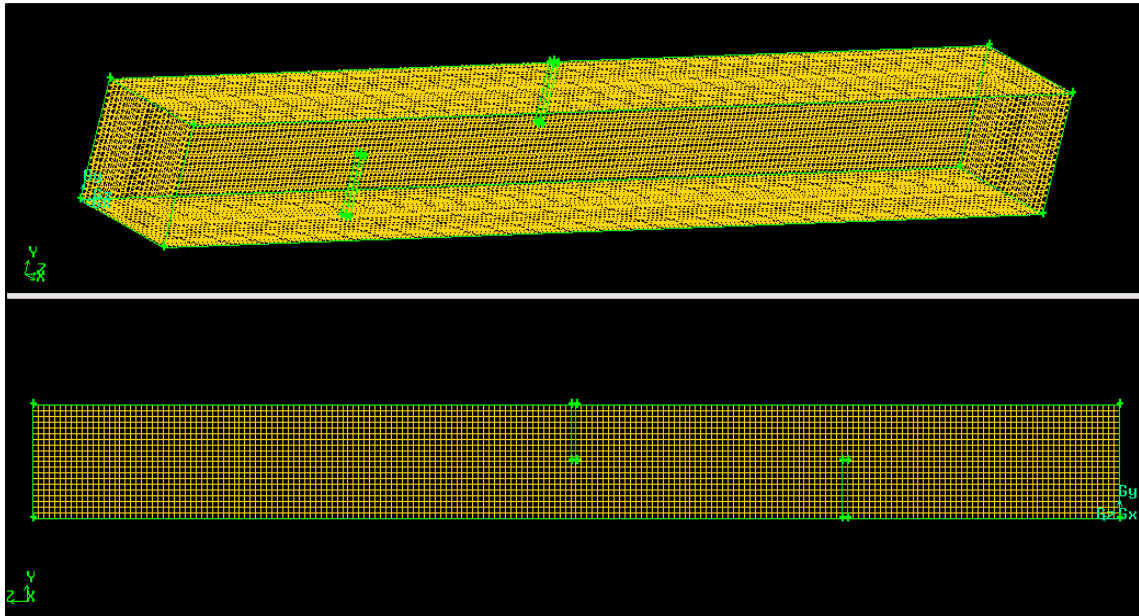


Figure. VI. 10: Le maillage 3D du canal avec deux obstacles

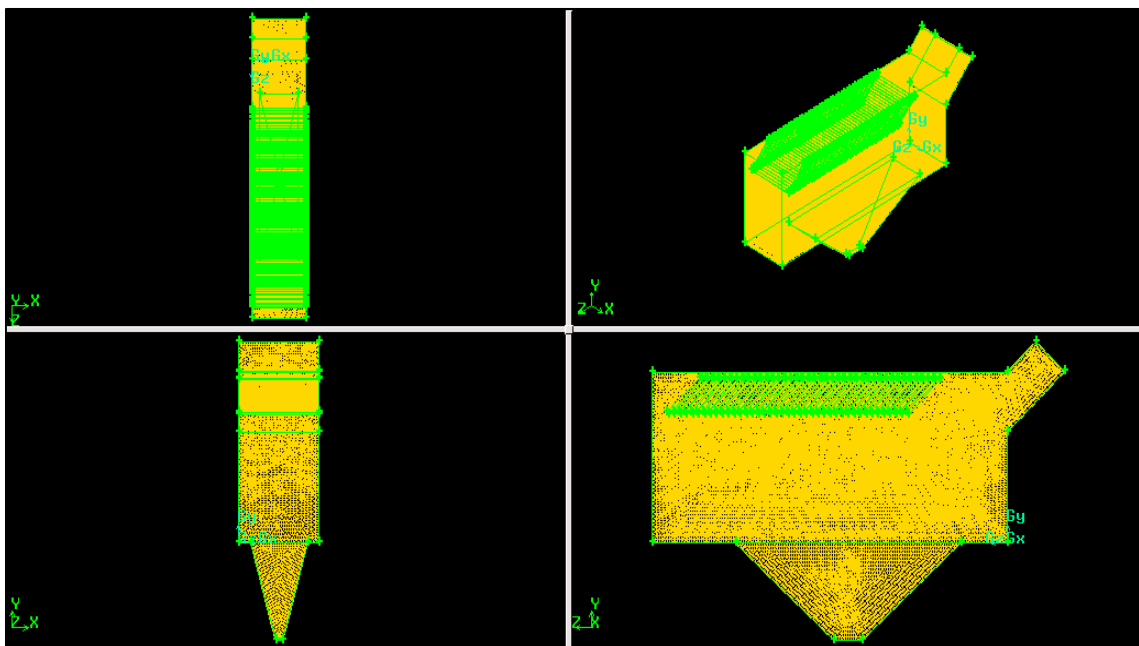


Figure. VI. 11: Le maillage 3D du décanteur lamellaire

VI.2.2.3. Conditions initiales et coefficients de sous-relaxation

Les conditions initiales représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation, elles s'appliquent sur des surfaces du domaine de calcul. La déclaration de ces dernières se fait après avoir chargé les volumes maillés sous Fluent 15 nous imposons pour l'ensemble des simulations des vitesses initiale transversale non nulle à l'entrée de la conduite (le premier domaine de calcul) 1, 2, 3, 4, 5 m/s. Pour les autres domaines de calculs les

simulations sont effectuées seulement pour une vitesse imposée à l'entrée de chaque domaine de calcul $v=1\text{m/s}$.

Afin d'obtenir la stabilité numérique, nous utilisons des coefficients de sous-relaxation qui, après avoir été déterminés par optimisation numérique, prennent les valeurs suivantes :

0,2 Pour les variables décrivant la dynamique de l'écoulement en présence de particules ; 0,8 pour le gradient de pression.

Lorsque la convergence est atteinte pour les composantes de vitesse, le gradient de pression est en fait calculé pour garantir l'équilibre avec les forces de frottement à la paroi et les forces exercées par le fluide sur les particules. Partant de ce nouveau gradient de pression, les composantes de vitesses sont ensuite recalculées. Une procédure itérative assure la convergence de l'ensemble des variables dynamiques.

VI.2.2.4. Pas de temps d'intégration

L'ensemble du suivi lagrangien, décrit aux chapitres 4 et 5, nécessite la résolution d'un système de 6 équations à 6 inconnues (3 composantes de positions de la particule, 3 composantes de vitesses,). Le principe de ce suivi est le suivant : l'ensemble des caractéristiques de la particule à l'instant $t + \Delta t$ est calculé à partir des données équivalentes au pas de temps précédent. Le temps doit être choisi de façon à capter tous les événements subis par la particule au cours de son parcours. De façon classique, les études de (Desjonquères (1987)) [44] ont montré que le temps d'intégration doit vérifier une condition du type

$$\Delta t = \min\left(\frac{\tau_p}{10}, \frac{T_L}{5}\right)$$

VI.3. Résultats et discussions

VI.3.1. Cas de l'eau pur pour une conduite horizontale (cas d'une simple géométrie)

VI.3.1.1. Validation du modèle en monophasique

Avant de se lancer dans des calculs assez compliqués et demandant des temps de calculs importants nous nous sommes intéressés dans un premier temps à valider le modèle numérique pour une concentration négligeable des particules solides avec des données expérimentales.

Protocol

Les mesures expérimentales des pertes de charges qui serviront de référence de la validation des résultats numériques sont fournies par le laboratoire Dyn -fluid ENSAM, ([137], [143]) Paris.

Notre simulation a été effectuée pour cinq différentes vitesses d'écoulement, $v=1, 2, 3, 4, 5 \text{ m/s}$.

1. Les conditions aux limites du domaine pour la phase liquide

- la vitesse d'entrée
- la pression à la sortie (est prise égale à la pression atmosphérique P_{atm}).
- les parois (la condition de non glissement, vitesse nulle).

1. Modèles de turbulence

Les premières simulations ont été réalisées avec les modèles de fermeture $k - \omega - sst$. Les résultats obtenus avec ce dernier seront également comparés, dans la suite de l'étude avec le modèle $k - \varepsilon - RNG$.

1. L'intervalle de temps pour chaque itération de calcul ainsi le nombre d'itérations à réaliser 3000 pour un pas de temps égale 0,01 S.
2. Initialiser le calcul et définir le degré de précision de la solution qui est fixé à 10^{-6} .

Remarque

L'utilisation des modèles de turbulence nécessite le calcul de certains paramètres de turbulence comme conditions aux limites du domaine d'étude, les formules utilisées sont extraites du manuel d'utilisation du code de calcul Fluent 15 qui sont décrites dans le chapitre 5.

En effet la rapidité de la convergence des calculs dépend des valeurs données initialement à l'ensemble de ses paramètres.

VI.3.1.1.1. Tests de sensibilité en conduite horizontale

1. Sensibilité au maillage

Diverses densités de maillage ont été testées afin de déterminer le meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. Les tests ont été effectués en comparant les profils de vitesses simulées entre eux, l'indépendance du résultat a été remarquée pour le maillage (455272 mailles, taille (0.006)). Ce dernier ne présente pas une grande différence lors de la comparaison du champ de vitesse avec le maillage (709586 mailles, taille (0.005)), (Figure. VI. 12) et alors le maillage (455272 mailles, taille (0.006)). (Figure. VI. 8), a été sélectionné pour toutes les simulations afin d'équilibrer le temps de calcul et la précision d'une part et d'autre part pour assurer que la taille de la maille est supérieure 10 fois la taille de la particule voir (tableau. VI. 2).

Il faut noter aussi que plus le nombre de mailles est important, plus le nombre de particules à injecter au sein de la conduite (pour obtenir un traitement statistique) est important et plus le temps de calcul croît également.

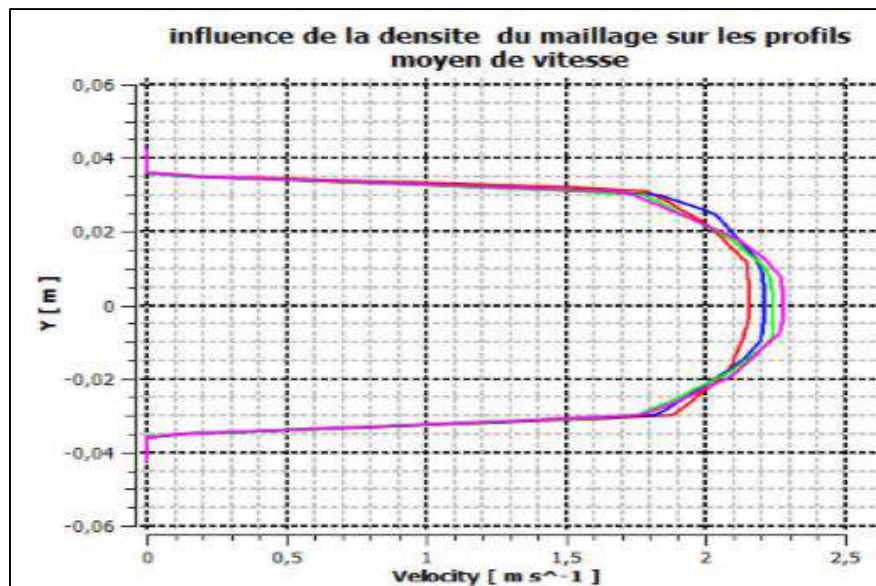


Figure. VI. 12: Influence de la densité du maillage sur les profils de vitesse à une distance de 2.5m%, tracés selon un diamètre vertical (pour une vitesse de 2 m/s imposée à l'entrée de la conduite) (ligne rouge le maillage avec un pas 0.01, ligne bleu le maillage avec 0.006, ligne verte le maillage avec 0.005, ligne rose le maillage avec 0.004)

Pas du Maillage	Volume de la maille minimal	Volume de la maille maximal	Volume de la particule de diamètre 5mm	Volume de la particule de diamètre 6mm	La fraction volumique (5mm)	La fraction volumique (6 mm)
0.004	1.5593×10^{-9}	7.36978×10^{-8}	6.541×10^{-8}	0.113×10^{-6}	4.1948 à 0.8875	7.2468 à 1.5332
0.005	3.2152×10^{-8}	8.446973×10^{-7}	6.541×10^{-8}	0.113×10^{-6}	2.034 à 0.077436	3.5145 à 0.1337
0.006	4.64×10^{-7}	1.414×10^{-6}	6.541×10^{-8}	0.113×10^{-6}	0.1409 à 0.04639	0.2435 à 0.08
0.01	5.4321×10^{-6}	2.6442×10^{-5}	6.541×10^{-8}	0.113×10^{-6}	0.01204 à 0.002473	0.0208 à 0.004273

Tableau. VI. 2 : Le pourcentage de la présence de la particule dans une cellule en fonction de son diamètre

2. Sensibilité au modèle de turbulence

Les modèles de turbulence testés sont :

- Le modèle $k - \varepsilon - RNG$
- Le modèle $k - \omega - SST$

Les résultats expérimentaux souhaités concernant le champ de vitesse et la turbulence ne sont pas disponible, les résultats des gradients de pressions obtenues par les deux modèles de turbulence $k - \varepsilon - RNG$ et $k - \omega - sst$ seront donc comparés entre eux et par rapport aux

profils du gradient de pression mesuré pour une vitesse moyenne imposée à l'entrée de la conduite de $v = 1$ à 5 m/s. Pour les deux cas nous avons utilisé le maillage choisi (455272 mailles, taille (0.006), d'après (la figure. VI. 13) qui représente la superposition des profils du gradient hydraulique expérimental aux profils simulés, on peut conclure que les deux modèles donnent des simulations de profils du gradient hydraulique quasi –similaires.

On constate que les profils du gradient hydraulique sont correctement produit par la simulation numérique pour toute les vitesses surtout avec le modèle $k - \omega - sst$, les résultats y afférents sont satisfaisants.

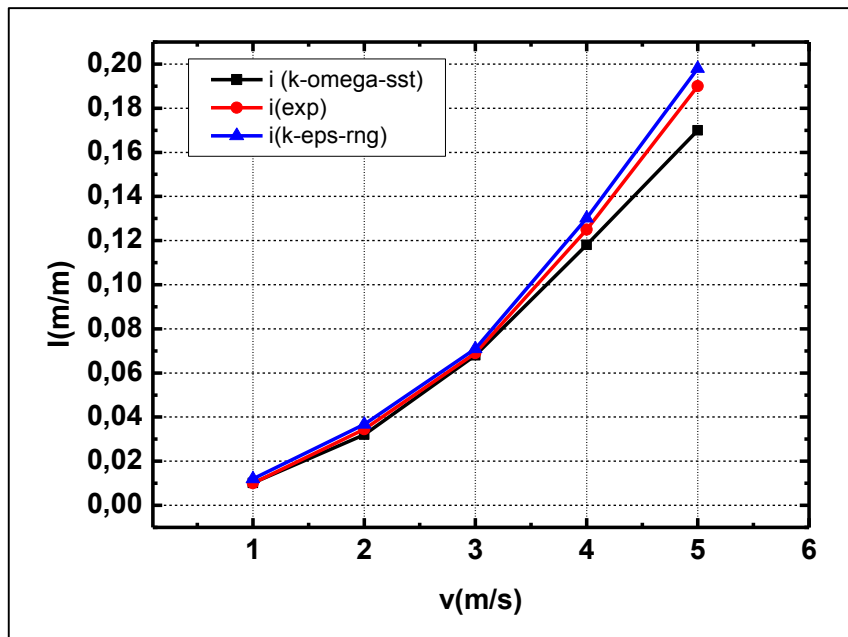


Figure. VI. 13 :Gradient hydraulique mesuré et simulé pour l'eau pure

Bien que ces observations montrent que les profils du gradient hydraulique sont correctement produits par la simulation numérique pour toutes les vitesses surtout avec le modèle $k - \omega - sst$, elles fournissent encore une preuve suffisante pour la validation du modèle. Ces résultats sont améliorés par un choix plus judicieux du modèle de turbulence et des caractéristiques du maillage.

VI.3.1.2. Simulation du champ d'écoulement

Dans cette partie, nous avons cherché à représenter les champs de vitesse, de pression et de turbulence à l'entrée et à la sortie de la conduite à différentes distances axiales ($Z=1, 2, 3, 4$ m) pour des vitesses de mélanges $v = 1, 2, 3, 4, 5$ m/s.

Pour qu'on puisse faire des comparaisons qualitatives avec la littérature spécialisée.

VI .3.1.2.1.Champs de vitesse

Nous représentons dans (les figures (VI.14 à VI.24)) la répartition des contours de vitesses de l'écoulement au voisinage des parois et à différentes distances de la conduite avec le modèle $k - \omega - sst$ et pour des vitesses de mélange moyennes imposées à l'entrée de la conduite $v = 1, 2, 3, 4, 5 \text{ m/s}$. On peut vérifier l'influence de la distance sur l'écoulement, la connaissance du champ de vitesse à différentes distances de la conduite, nous donne une idée initiale sur les zones de l'écoulement fortement turbulent, et spécifiquement la localisation des zones de dépôts des particules qui limiteront à long terme le bon fonctionnement des réseaux d'assainissement.

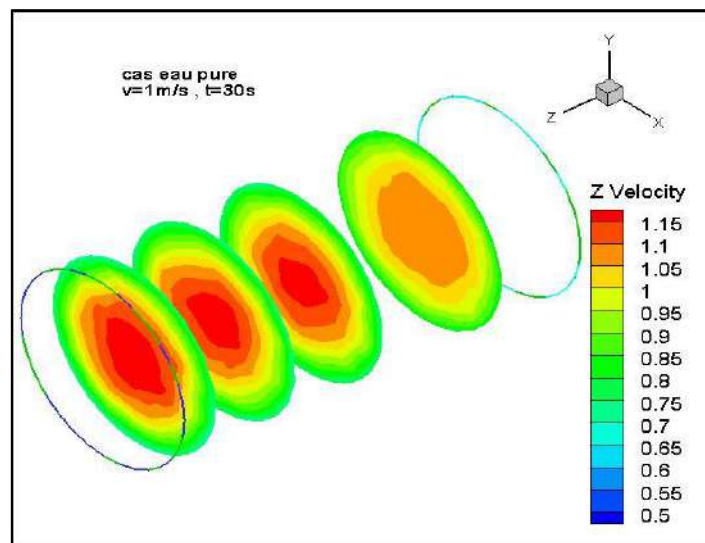


Figure. VI. 14: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances dans un plan orthogonal (z plan) ($v=1\text{m/s}$)

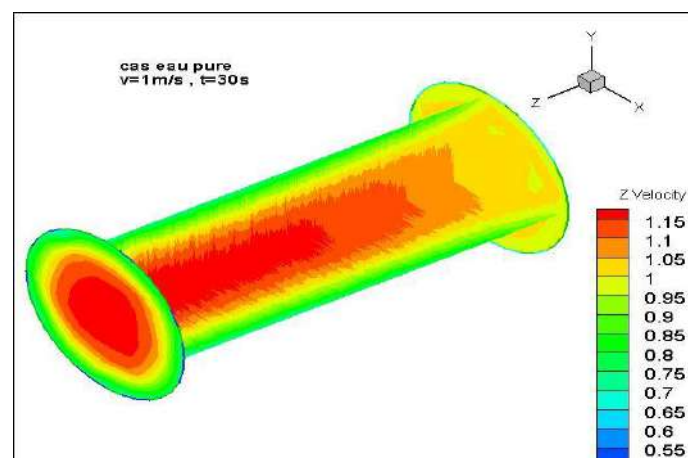


Figure. VI. 15: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans les deux plan médian perpendiculaire et parallèle à l'écoulement et à l'entrée et à la sortie de la conduite ($v=1\text{m/s}$)

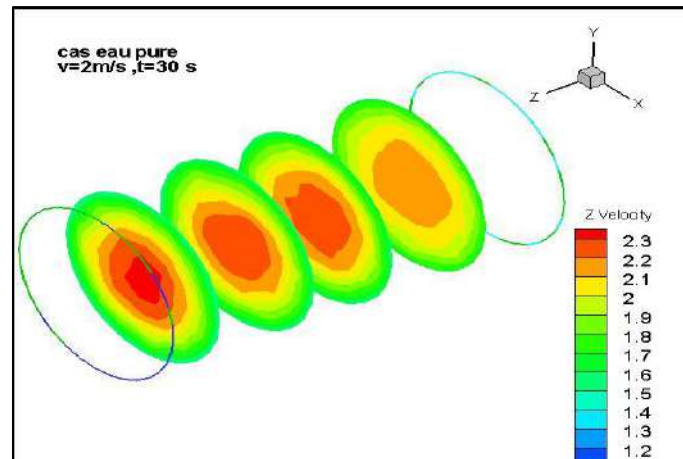


Figure. VI. 16: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances dans un plan orthogonal (z plan) ($v=2\text{m/s}$)

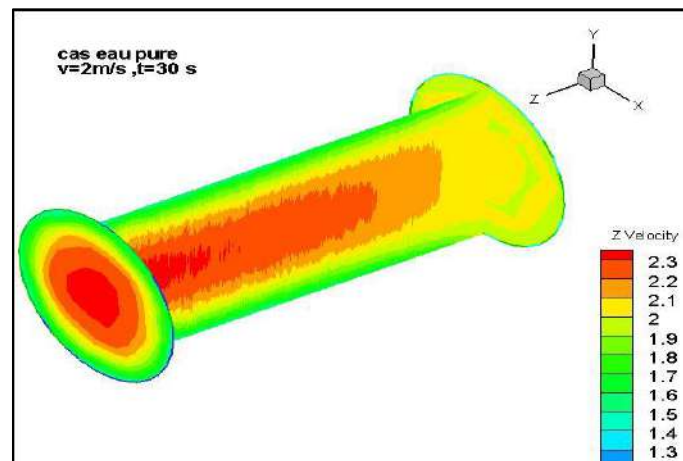


Figure. VI. 17: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans un plan médian perpendiculaire à l'écoulement et à l'entrée et à la sortie de la conduite ($v=2\text{m/s}$)

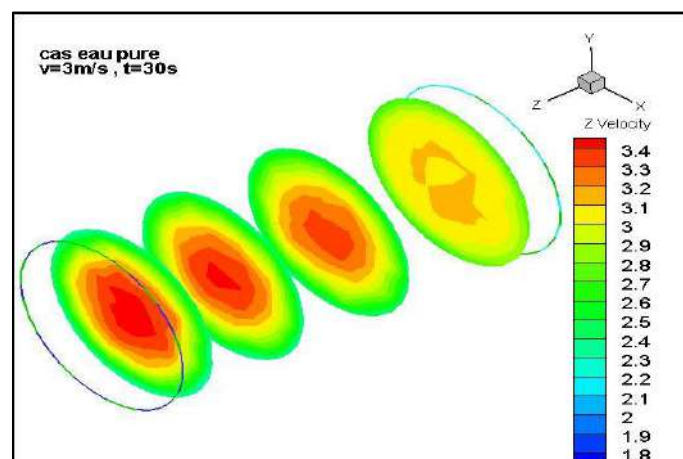


Figure. VI. 18: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances dans un plan orthogonal (z plan) ($v=3\text{m/s}$)

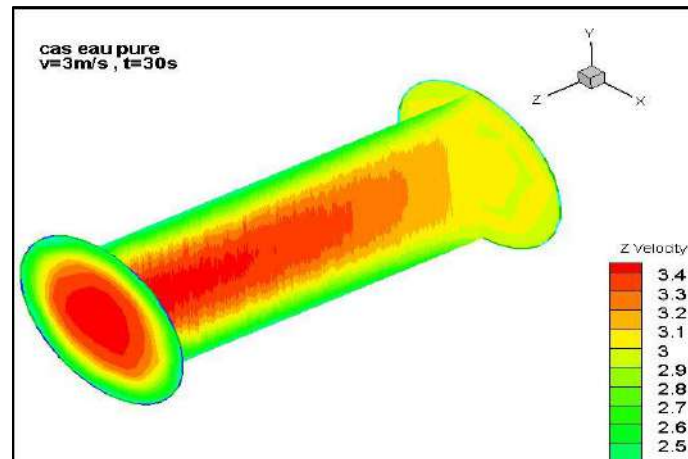


Figure. VI. 19: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans un plan médian perpendiculaire à l'écoulement, à l'entrée et à la sortie de la conduite ($v=3\text{m/s}$)

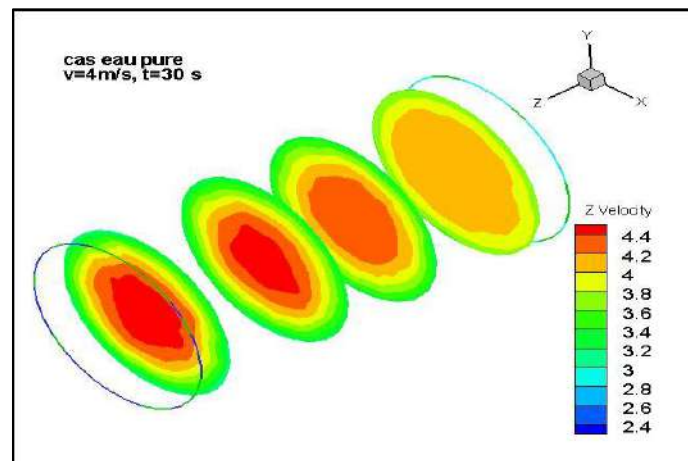


Figure. VI. 20: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) à différentes distances axiales dans un plan orthogonal (z plan) ($v=4\text{m/s}$)

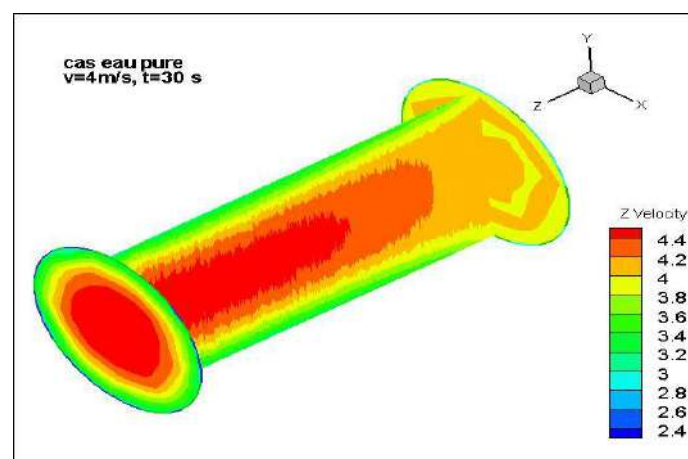


Figure. VI. 21: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans un plan médian perpendiculaire à l'écoulement, à l'entrée et à la sortie de la conduite ($v=4\text{m/s}$)

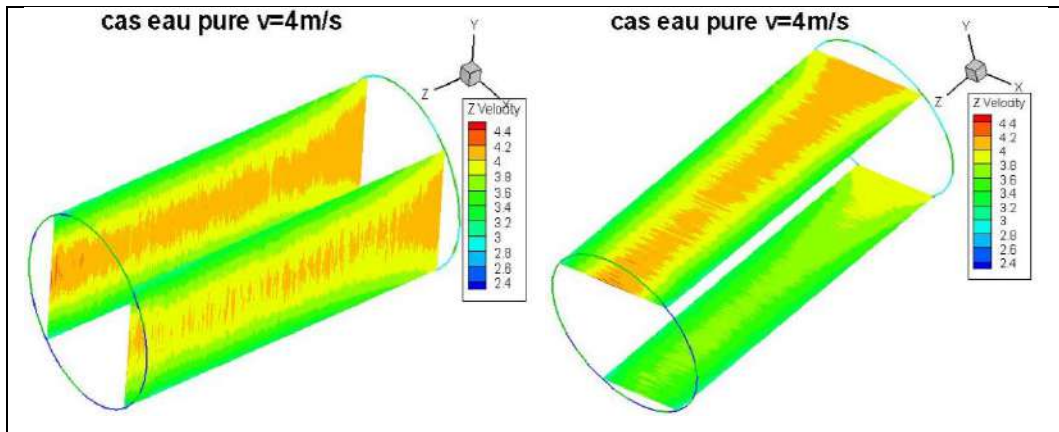


Figure. VI. 22: Représentation de la distribution des contours de vitesses en (m/s) dans les plans près de la paroi, perpendiculaire et parallèle à l'écoulement

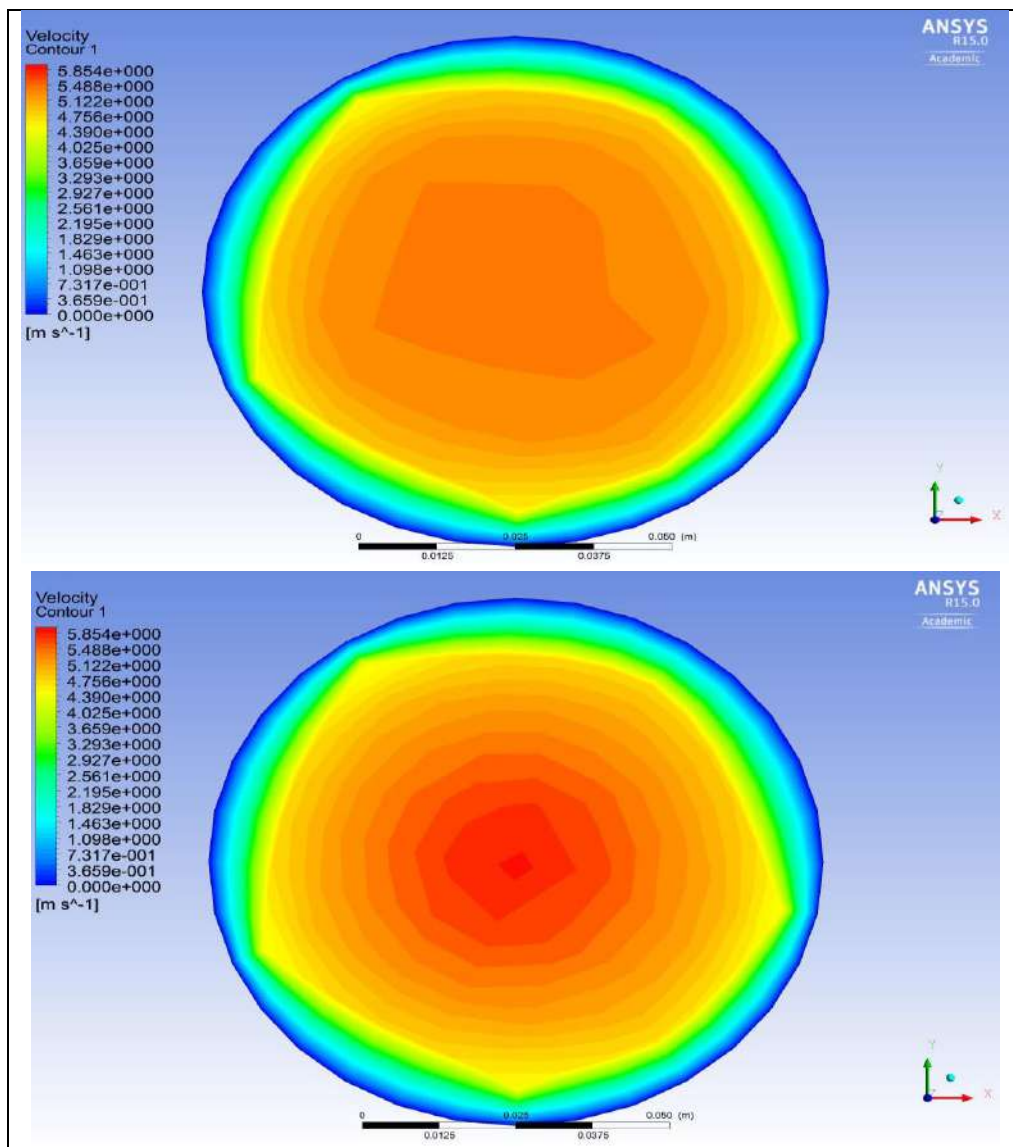


Figure. VI. 23: Représentation des contours de vitesses respectivement à une distance de 1m et 2 m pour v=5m/s

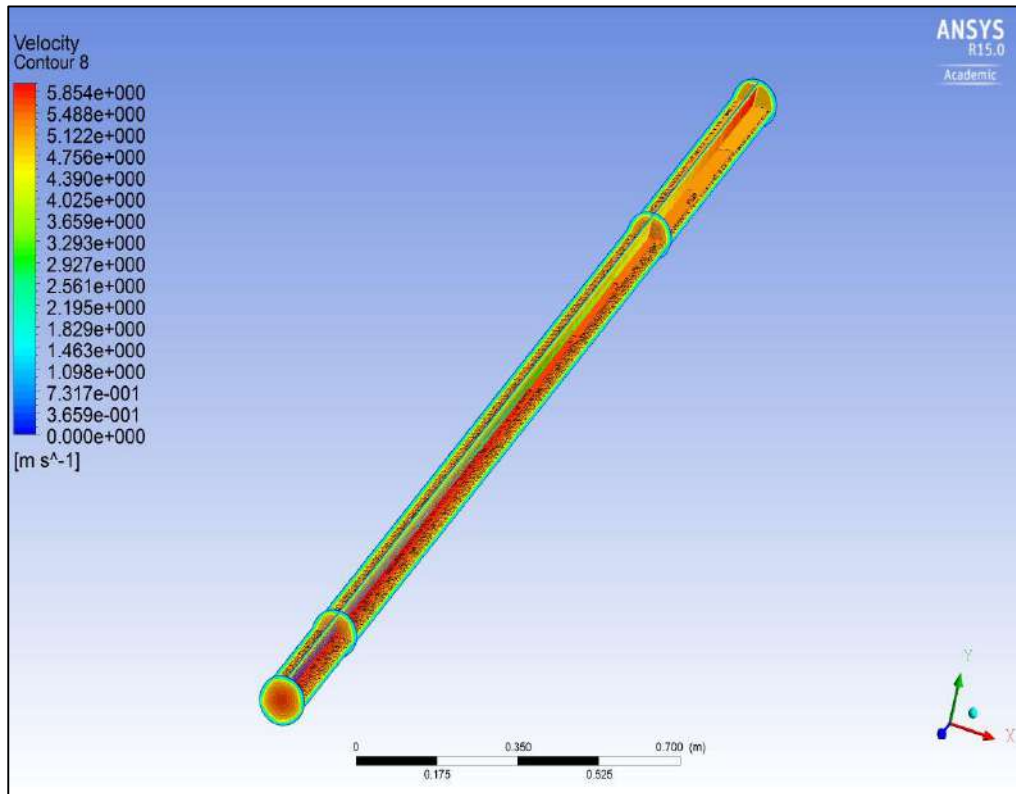


Figure. VI. 24: Représentation des contours de vitesses à l'entrée et dans les deux plans parallèles et perpendiculaires au sens de l'écoulement pour $v=5\text{m/s}$

Dans (la figure. VI. 25) la vitesse axiale est maximale dans l'axe central du tuyau. Un examen plus attentif du profil tracé selon un diamètre vertical (Y), révèle que la vitesse près de la paroi du tuyau est presque statique et proche de zéro. Ceci est dû à la forte contrainte de cisaillement visqueuse dans la couche limite et à l'application d'une condition limite sans glissement sur le mur. Cette couche provoque le ralentissement progressif par frottement des particules du fluide dans la couche adjacente. Pour compenser cette réduction de la vitesse, la vitesse du fluide à la section médiane du tuyau augmente pour maintenir le débit massique constant à travers le tuyau. Par conséquent, plus en nous dirigeant radialement vers le centre de la conduite, nous observons que la vitesse axiale augmente et atteint une valeur plus élevée. En général, le profil de vitesse en monophasé est symétrique par rapport à l'axe du tuyau et la densité du liquide reste constante sur la section transversale de la conduite ce qui correspond pleinement à la littérature spécialisée [38]. Dans la présente étude, la symétrie peut être observée dans le profil des vitesses pour les faibles vitesses de 1,0 m/s et les vitesses élevées 5,0 m/s.

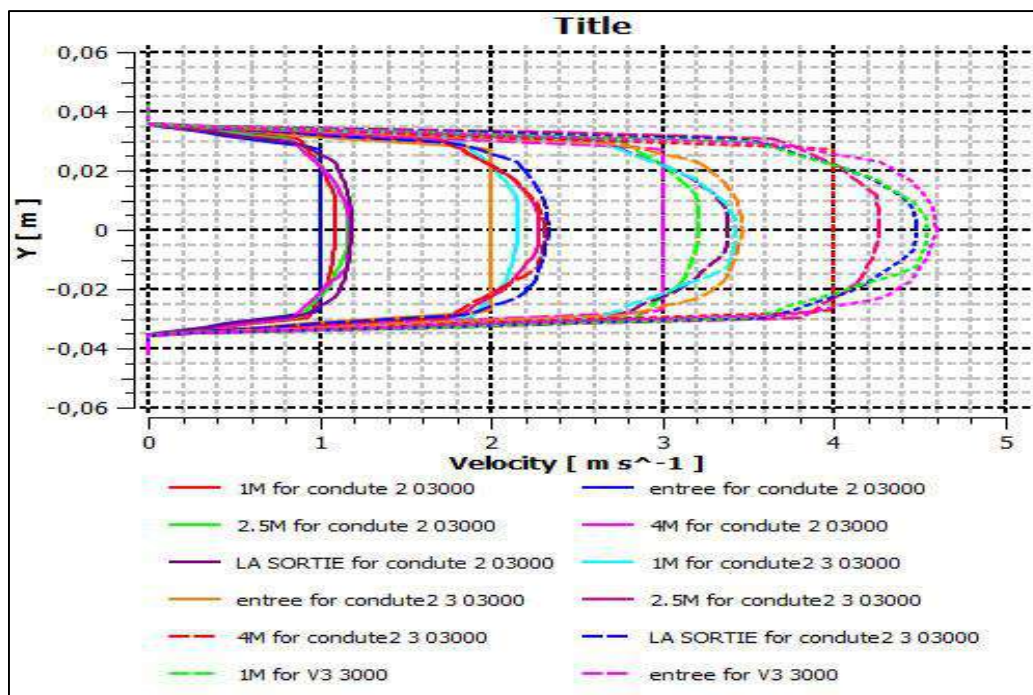


Figure. VI. 25: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances (l'entrée et la sortie de la conduite, $Z= 1\text{ m}, 2.5\text{ m}, 4\text{ m}$) pour les vitesses 1, 2, 3,4 m/s en 3000 itérations

VI .3.1.2.2.Distribution des pressions

Les figures (IV. 26 à IV.30) qui illustrent la distribution des pressions le long de la conduite pour des vitesses $v = 1, 2, 3, 4$ et 5 m/s , nous montrent presque la linéarité de la grandeur scalaire de pression le long de la conduite, ainsi que le montre clairement le profil de pression avec un léger gradient négatif dans le sens de l'écoulement. Ce gradient est dû au développement de la couche limite sur les parois de la conduite.

La symétrie peut aussi être observée dans le cas de la distribution de la pression, analogue aux profils de vitesse.

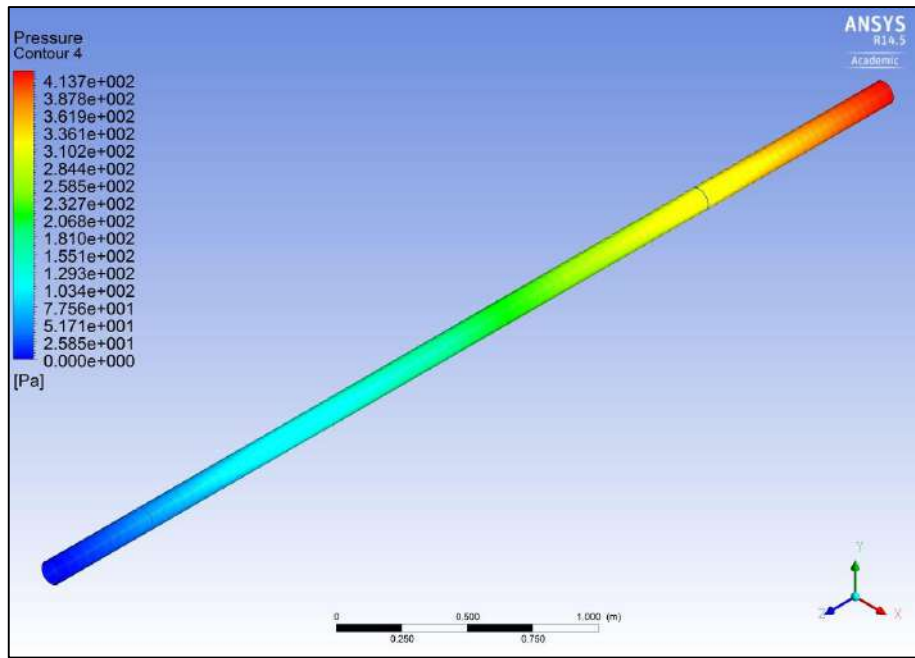


Figure. VI. 26: Représentation des contours de pression en (Pa) pour $v=1\text{m/s}$

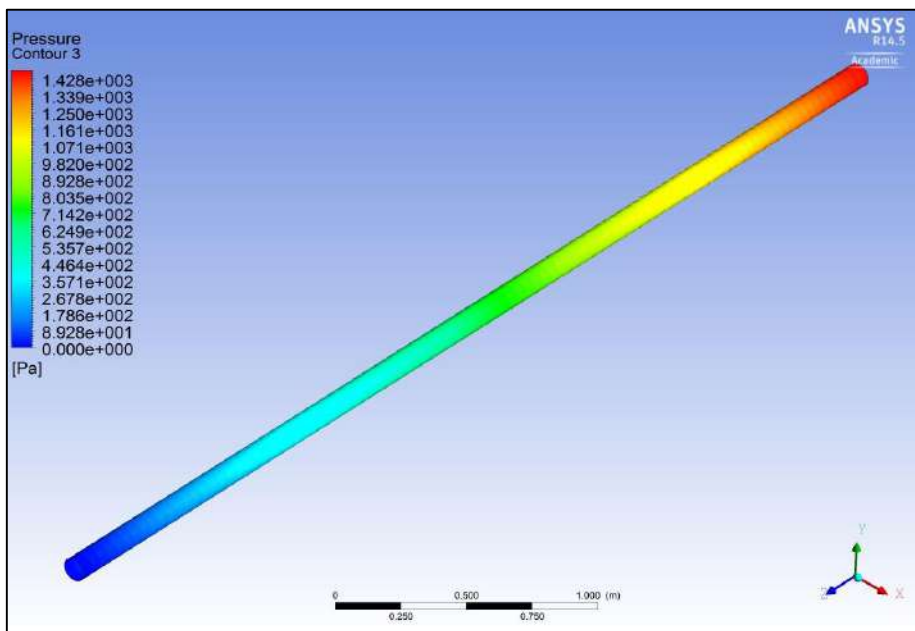


Figure. VI. 27: Représentation des contours de pression (Pa) pour $v=2\text{m/s}$

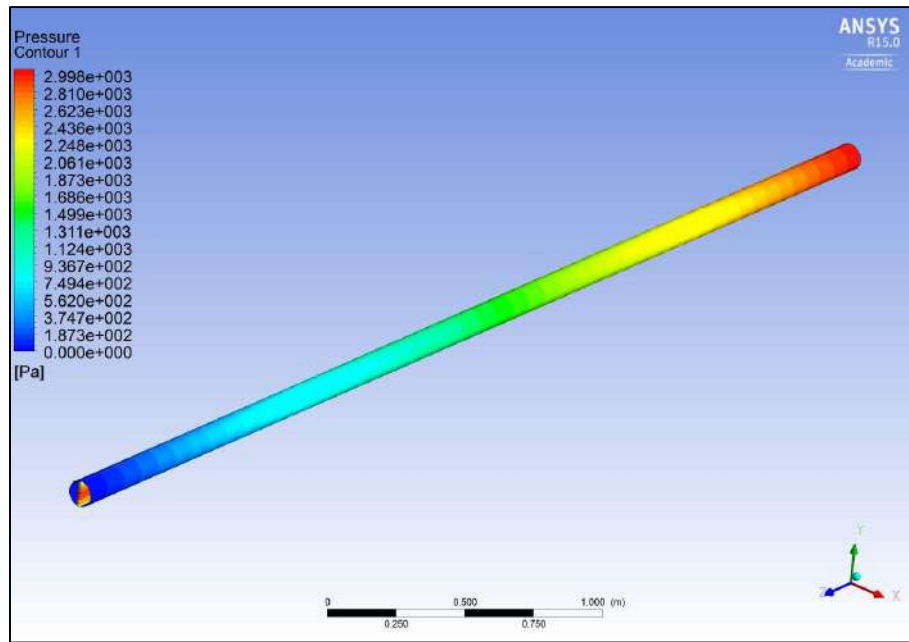


Figure. VI. 28: Représentation des contours de pression en (Pa) pour $v=3\text{m/s}$

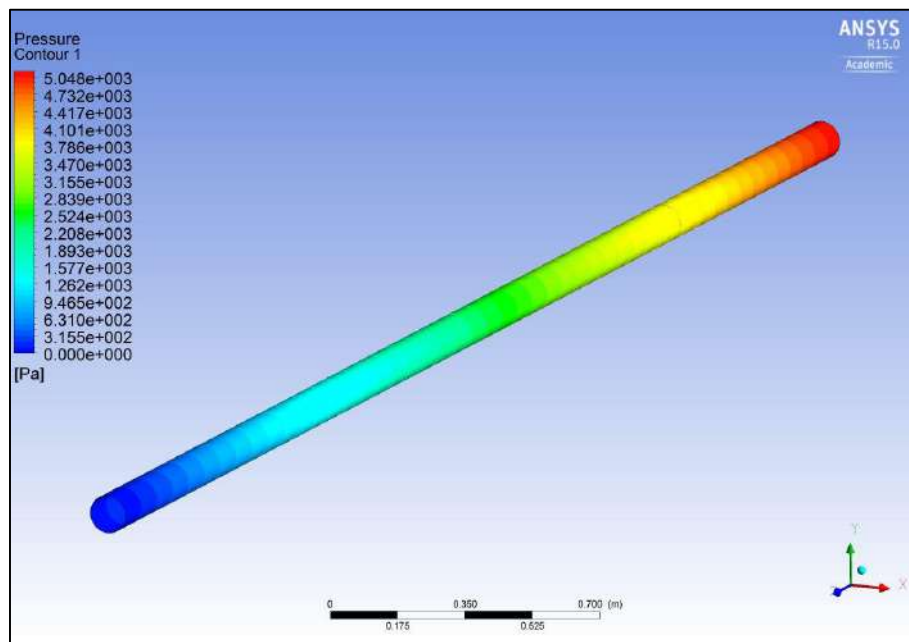


Figure. VI. 29: Représentation des contours de pression en (Pa) pour $v=4\text{m/s}$

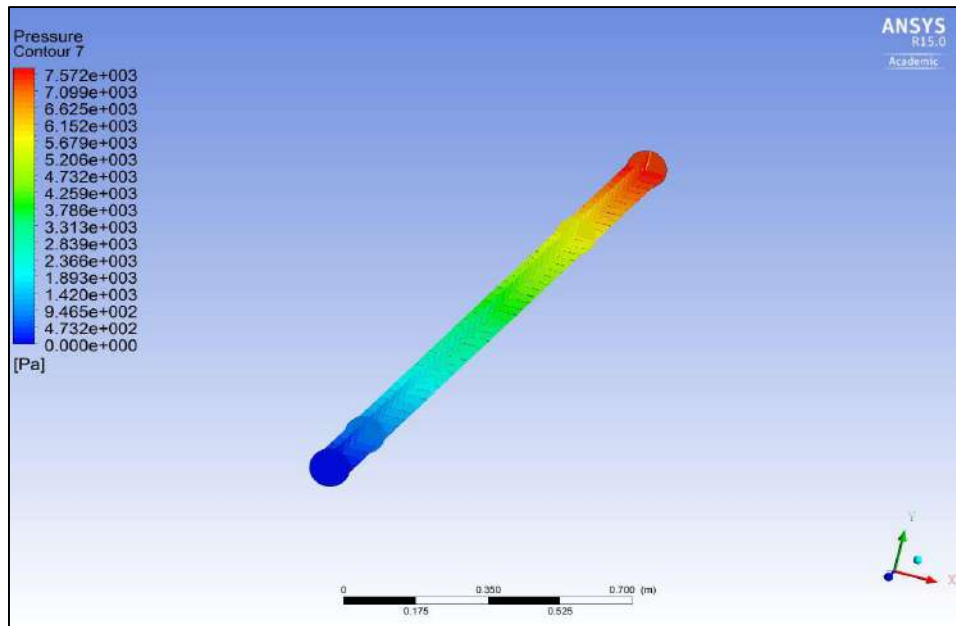
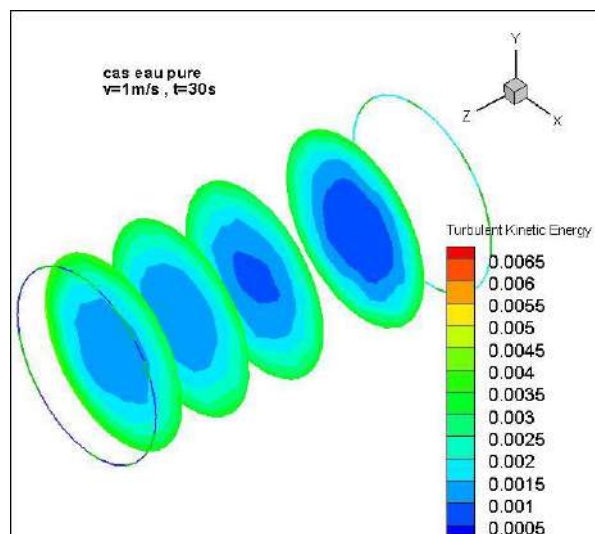


Figure. VI. 30: Représentation des contours de pression à l'entrée et dans les deux plans parallèles et perpendiculaires au sens de l'écoulement pour $v=5\text{m/s}$

VI .3.1.2.3.Champs de turbulence

La variation de l'énergie cinétique, qui résulte du terme source (différence entre le terme productif et le terme dissipatif) est montrée dans la (Figure. VI.31). A travers cette dernière on peut voir que l'allure de l'énergie cinétique, apparaît acceptable en le comparant avec l'allure de la vitesse. Concernant la (Figure. VI.32), les grandes valeurs de dissipations sont localisées au niveau de la couche limite, ceci s'explique par la diminution de la vitesse près de la paroi.



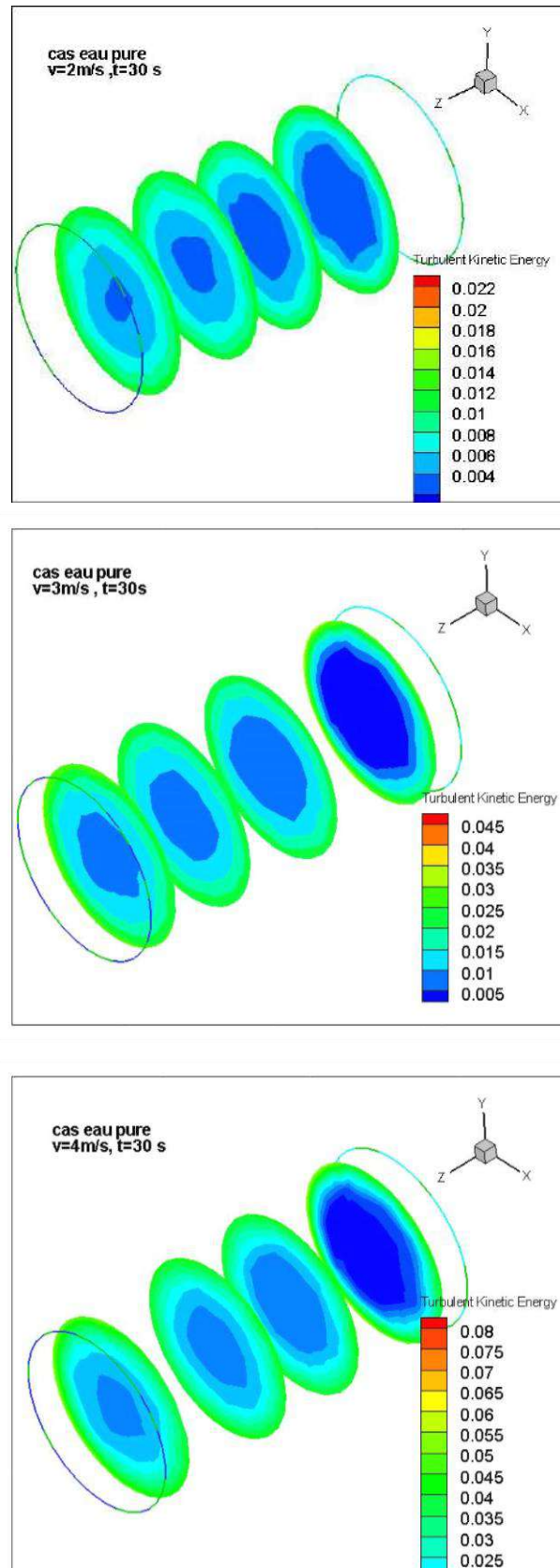


Figure. VI. 31: Distribution de l'énergie cinétique turbulente en (m^2/s^2) à différentes distances axiales et pour différentes vitesses d'entrée (cas eau pure)

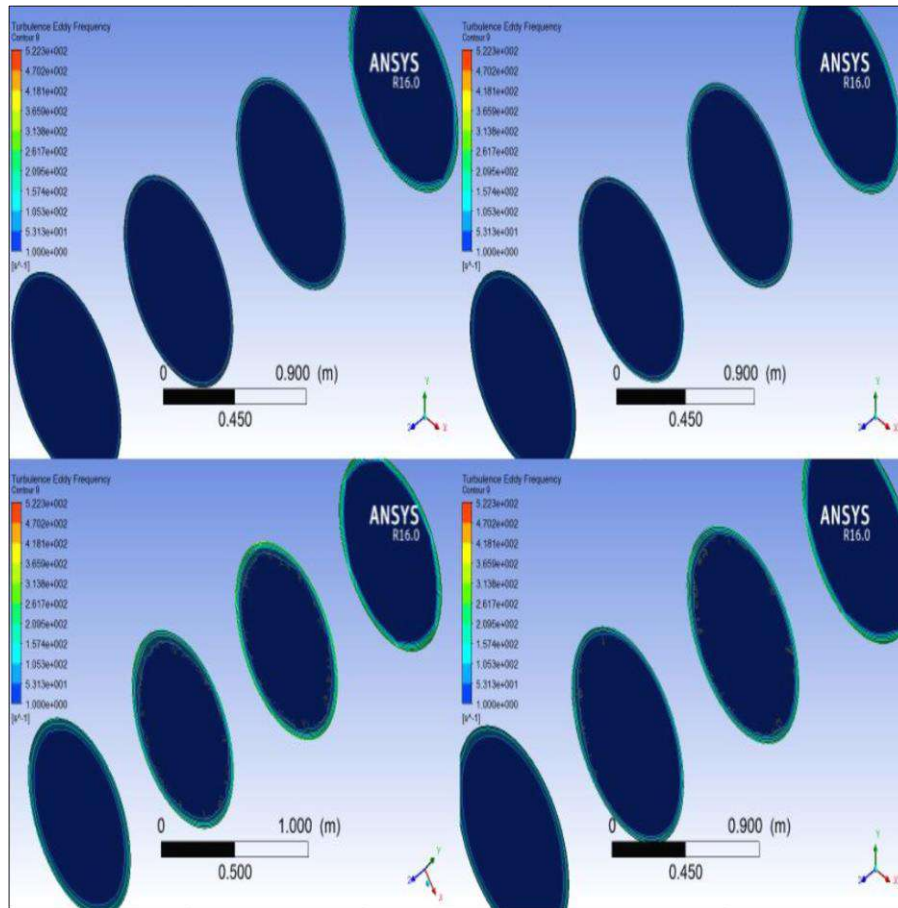


Figure. VI. 32 : Distribution de la dissipation d'énergie en (m^2/s^3) (cas eau pure).

VI.3.1.3. Conclusion

L'objectif de cette partie est la vérification des méthodes numériques utilisées qui résolvent les équations de Navier-Stokes de façon satisfaisante, et leur implémentation. Nous avons mis en évidence la capacité du logiciel Ansys Fluent 15 à modéliser un écoulement turbulent monophasique dans une conduite horizontale à pente faible. La confrontation des profils des gradients hydrauliques simulés avec les résultats expérimentaux du laboratoire Dynfluid ([137], [143]) nous a permis de valider le modèle numérique adapté $k - \omega sst$. Une étude sérieuse concernant le maillage nous a révélé qu'une densité moyenne de mailles (455272 mailles) est suffisante pour représenter correctement les profils de vitesse. L'emploi des mailles plus fines, si elles n'ont qu'une influence minimale sur les résultats, augmente en revanche considérablement le temps de calcul. De même, l'application des modèles de turbulence isotrope donne des résultats très satisfaisants.

VI.3.2. Transport particulaire pour une conduite horizontale

De nombreuses simulations ont été réalisées, permettant d'effectuer des tests de sensibilité, en particulier dans la deuxième partie de ce chapitre qui propose d'étudier les influences successives suivantes :

- Influence des propriétés des particules : nos simulations ont permis de tester la sensibilité des résultats décrivant l'écoulement à certains paramètres caractéristiques des particules tels que le diamètre des particules et leur masse volumique ;
- Influence de la concentration des particules solides sur la répartition de la vitesse et le gradient hydraulique de l'écoulement ;
- Pour les fortes concentrations la simulation avec le modèle lagrangien DDPM permet de tester l'influence des collisions des particules/particules sur la trajectoire de ces mêmes particules.

Pour l'ensemble des simulations réalisées, les caractéristiques du modèle sont rappelées ici.

- Approche eulérienne-lagrangienne (DPM et DDPM) ;
- Modèle $k - \varepsilon - RNG$ et le modèle $K - \omega - sst$ pour la dynamique (turbulence) de la phase fluide.
- Modèle de dispersion basé sur un modèle stochastique de marche aléatoire du premier ordre (DRW) ;
- Prise en compte des collisions particules/particules.

Le nombre de particules choisi est 455272 pour une division de 0.006.

1. Variables d'entrée

Avant d'entamer les simulations, il est nécessaire de fournir les paramètres suivants pour l'ensemble des particules pour une injection surface :

- Le type d'injection surface ;
- La vitesse initiale de la particule ;
- La masse volumique, le débit massique, le diamètre de la particule ;
- Conditions aux limites pour les particules

Le comportement d'une particule au contact d'une paroi est mal connu et sa simulation exacte est difficile, de ce fait nous avons proposé une condition aux limites devant traiter ce problème par le couplage entre la condition basée sur la contrainte de cisaillement BSS et la condition basée sur l'énergie cinétique turbulente BTKE [51], en tenant compte du diamètre de la particule et sa masse volumique, les détails sont été exposés dans le chapitre 5 .

A l'entrée et à la sortie on a appliqué la condition « échapper » (ESCAPE) qui considère que la particule n'appartient plus au domaine physique.

2. Paramètres des simulations

Dans cette partie, on va suivre la trajectoire des particules injectée de même densité, de même vitesse initiale et de même diamètres qui sont distribuées de façon homogène à l'entrée de la conduite.

Le tableau (**Annexe 1**) résume les différents paramètres d'entrée pour les différentes concentrations des particules solides.

Concernant les paramètres de calcul

- Pas de temps 0.01 s
- Nombre de pas de temps 3000
- Nombre maximum d'itérations/pas de temps 100

VI.3.2.1. Vérification numérique du modèle DPM et DDPM en conduite horizontale

Afin de valider les résultats obtenus en utilisant le modèle DPM et DDPM où les particules solides sont modélisées comme des particules de forme sphérique, une comparaison en termes de gradient hydraulique est faite avec les résultats expérimentaux de Salah et al(2016) [143] et Ravelet et al(2013) [137], donc un rapprochement dans les valeurs du gradient hydraulique a été observé par rapport aux résultats expérimentaux.

VI .3.2.1.1. Etude de la perte de charge dans un écoulement particulaire

1. Conditions expérimentales

Les données expérimentales disponibles dans les travaux de Salah et al(2016) [143] et Ravelet et al(2013) [137], concernent la perte de charge en variant la vitesse d'entrée, le diamètre de la particule et la concentration des particules solides. Les pertes de charges sont exprimées en gradients hydrauliques (mètres de colonnes d'eau par mètre de la conduite) par l'équation suivante :

$$I = \frac{\Delta P}{\rho_l g L}$$

Le nombre de Reynolds est de l'ordre de 10^5 , donc le régime est turbulent.

Les résultats sont reportés sur les (Figures VI.33 à VI.40), représentent les profils de comparaison du gradient hydraulique entre l'expérimental et la simulation numérique obtenus par les deux modèles de turbulence.

Pour la validation du champ de vitesse et l'énergie cinétique turbulente, l'exercice s'avère plus difficile compte tenu du manque de données expérimentales concernant les deux phases eau –solide dans une conduite horizontale.

Toutefois, nous essayerons de comparer qualitativement nos résultats numériques avec la littérature spécialisée ([164], [166], [170], [38]).

2. Effet de la vitesse de mélange et la concentration des particules de verre et de l'alumine

Les simulations ont été effectuées pour un temps assez long pour avoir un écoulement statistiquement stable, dans la station de calcul du laboratoire Dyn –Fluid (ENSAM de Paris).

Les simulations numériques sont effectuées pour les particules solides de l'alumine de 6mm de diamètre et les particules de verre de $d= 5\text{mm}$, les effets de la concentration et la vitesse de mélange sur le gradient hydraulique sont présentés dans les (Figures (VI.33 à VI.38)).

Ces figures montrent bien que le gradient hydraulique en présence des particules solides est toujours supérieur que la perte de charge pour l'eau pure (Figure (VI. 13)), lorsqu'il y a une augmentation de la vitesse moyenne de mélange, la perte de charge dans la conduite s'amplifie. Ceci est conforme à l'équation classique de la perte de charge dans un conduit. Cependant, l'augmentation de la perte de charge est marginale pour les faibles vitesses de mélange. L'augmentation du gradient hydraulique pour la particule de 6 mm (Figures (VI.33, VI.34, VI.35, VI.36)) est négligeable pour les vitesses moyennes inférieures à 2 m / s, mais pour les vitesses supérieures à 2 m/s, elle est assez importante. Ceci est dû à l'augmentation de la viscosité effective du fluide lors de l'addition de particules solides. Par conséquent, l'écoulement chargé avec des solides qui est régi par divers phénomènes complexes n'est pas si simple. Comme mentionné précédemment, l'introduction de particules solides dans l'écoulement entraîne une modification de la turbulence de l'écoulement liquide due à l'interaction particule -liquide. Il convient de mentionner qu'avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement, les particules solides se dispersent à un taux plus élevé et interagissent davantage avec la paroi du tuyau. Cela entraîne également une chute de pression importante pour une vitesse d'écoulement et une concentration élevées. Il convient d'ajouter que les résultats de simulation obtenus avec le modèle de turbulence $k - \omega - sst$ sont très proches des résultats obtenus expérimentalement par Ravlet et al (2013) et salahe et al (2016) ([137], [143]), et aussi compatibles avec la littérature spécialisée, cependant relativement divergents par rapport au modèle de turbulence $k - \varepsilon - RNG$.

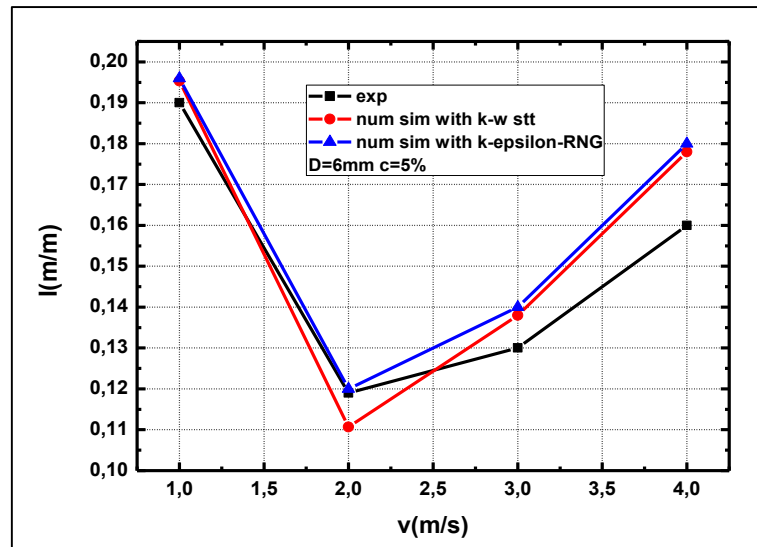


Figure. VI. 33: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration 5 %)

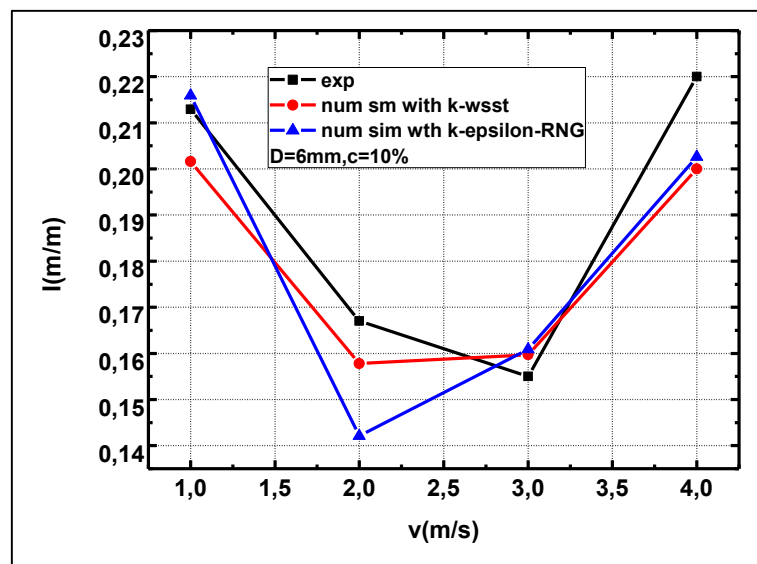


Figure. VI. 34: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration de l'alumine 10%)

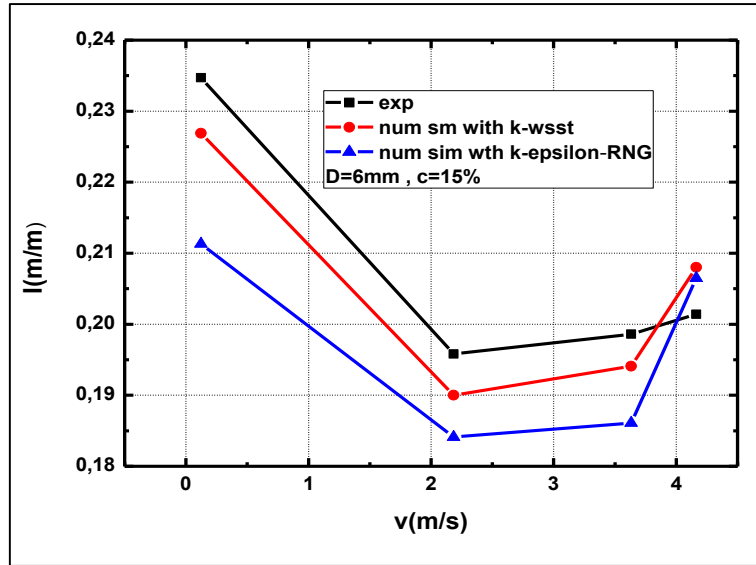


Figure. VI. 35: profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration de l'alumine 15 %)

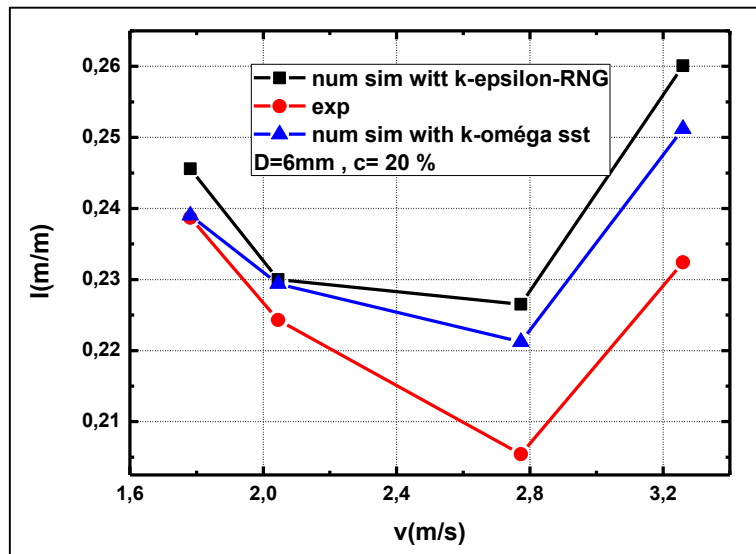


Figure. VI. 36: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DDPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration de l'alumine 20 %)

Les (Figures (VI. 37, VI. 38)) montrent une évolution typique du gradient hydraulique en fonction de la vitesse de mélange pour les billes de verre de 5mm, à une concentration de 5% et 10%. Lorsque la vitesse augmente encore, les billes sont maintenues en suspension, et les courbes de pertes de charges suivent la tendance de la courbe de l'eau pure.

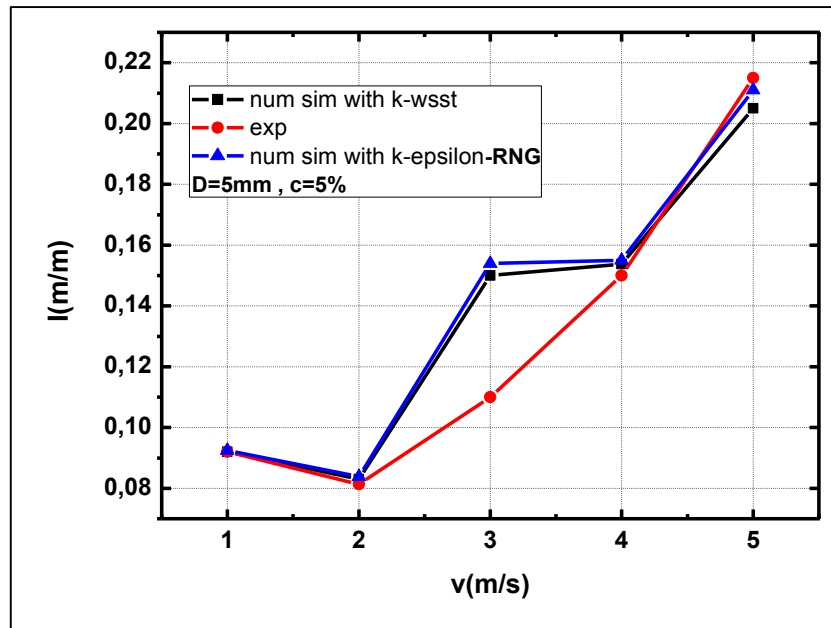


Figure. VI. 37: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration des particules de verre 5%)

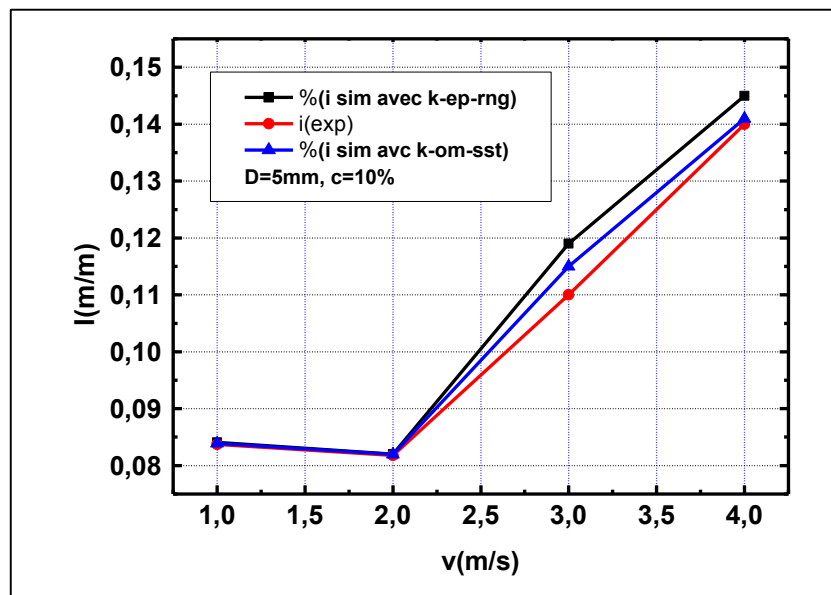


Figure. VI. 38: Profil de comparaison du gradient hydraulique simulé par le modèle DPM et les résultats expérimentaux ([137], [143]) en fonction de la vitesse de mélange (effet de la concentration des particules de verre 10%)

3. Influence des propriétés des particules

Dans cette partie nous nous proposons d'étudier l'influence des propriétés des particules telles que la masse volumique et la taille des particules sur le gradient hydraulique.

Sur les (Figures (VI. 39, VI. 40)) ,sont portées les résultats numériques de la chute de pression pour les deux types de solides (alumine et verre) de tailles différentes de 5 et 6mm de diamètre et de masse volumique différente 2500 kg/m^3 et 3650 kg/m^3 ,on remarque que la densité augmente sévèrement les pertes de pression, les résultats obtenues numériquement sont identiques à ceux de Ravlet et al (2013)et salahe et al (2016) ([137], [143]).

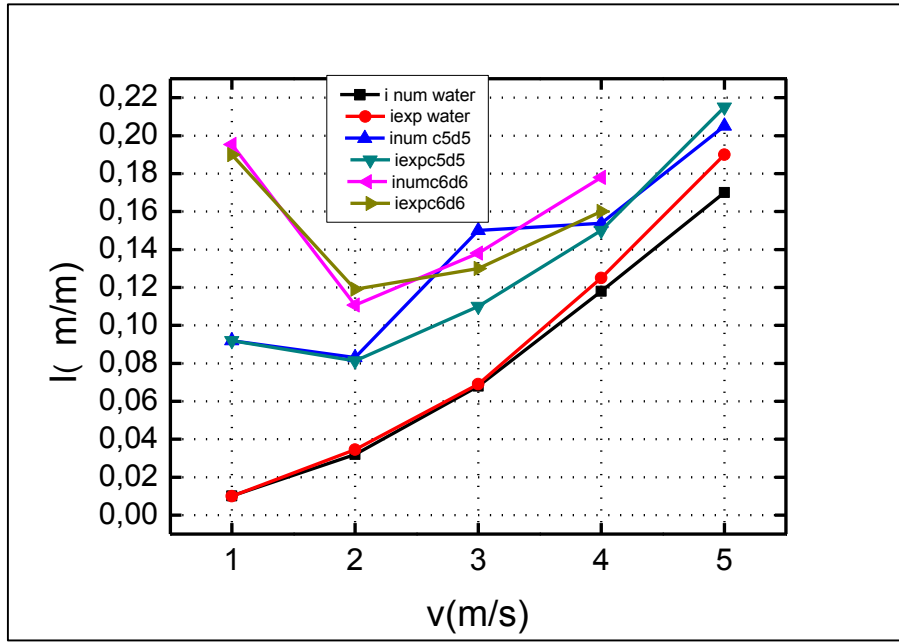


Figure. VI. 39: gradient hydraulique en fonction de la vitesse de mélange pour les effets de densité pour une concentration 5% des particules solides de verre et d'alumine.

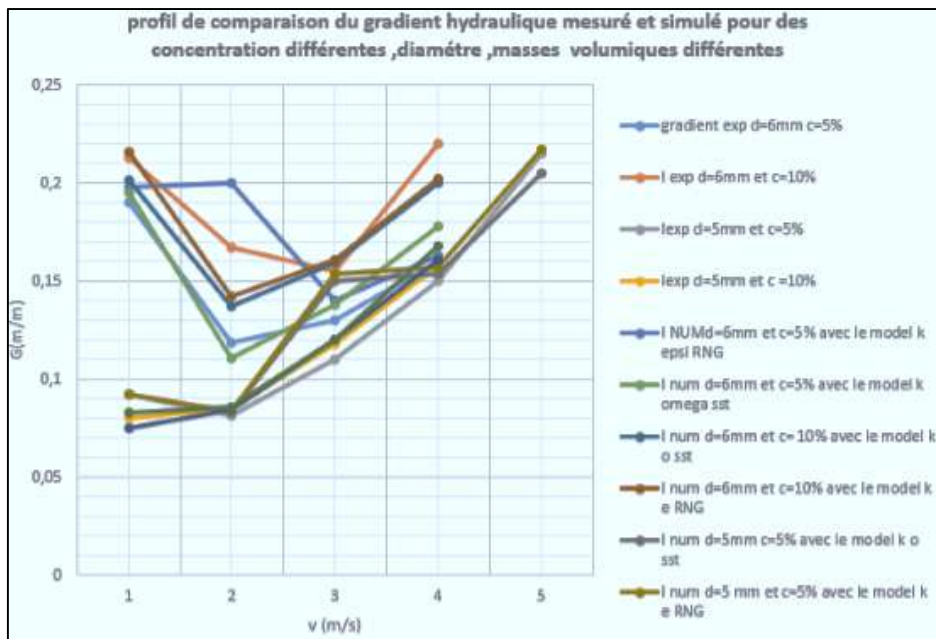


Figure. VI. 40: Effet des propriétés des particules densité et diamètres

VI .3.2.1.2. Champ des vitesses dans le conduit

VI .3.2.1.2.1.Phase liquide

L'examen le plus approfondi des profils de vitesse tracés selon un diamètre vertical, (Figures (VI. 41, VI. 42, VI. 43)), ainsi que les figures représentant les contours de vitesse de la phase liquide pour un écoulement non homogène (présence de particules), (Figure (VI. 45)) révèle que la vitesse à côté de la paroi de la conduite est presque nulle , en variant la vitesse de mélange et la concentration volumique des particules à l'entrée de la conduite. Cela est dû à la forte contrainte de cisaillement dans la couche limite et à l'application de conditions aux limites sans glissement sur le mur. Cette couche provoque un ralentissement progressif des particules du fluide dans la couche adjacente en raison de la friction. Pour compenser cette réduction de vitesse, la vitesse du fluide à la section médiane du tuyau augmente pour maintenir le débit massique à travers la conduite constant.

Nous pouvons aussi remarquer pour la particule de 6 mm de diamètre (Figure(VI. 45)) une augmentation de la vitesse axiale et que sa valeur est supérieure à la vitesse moyenne de la phase particulaire (Figure (VI. 58)).

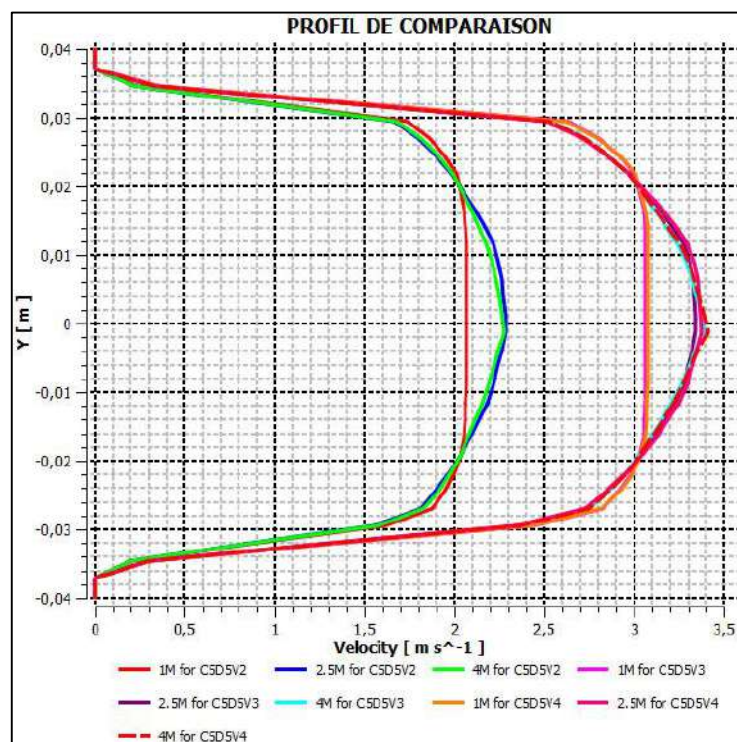


Figure. VI. 41: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales $Z= 1,2.5$ et 4 m pour différentes vitesse de mélange ($v= 2, 3, 4$ m/s) et pour une concentration de 5 % en 30S

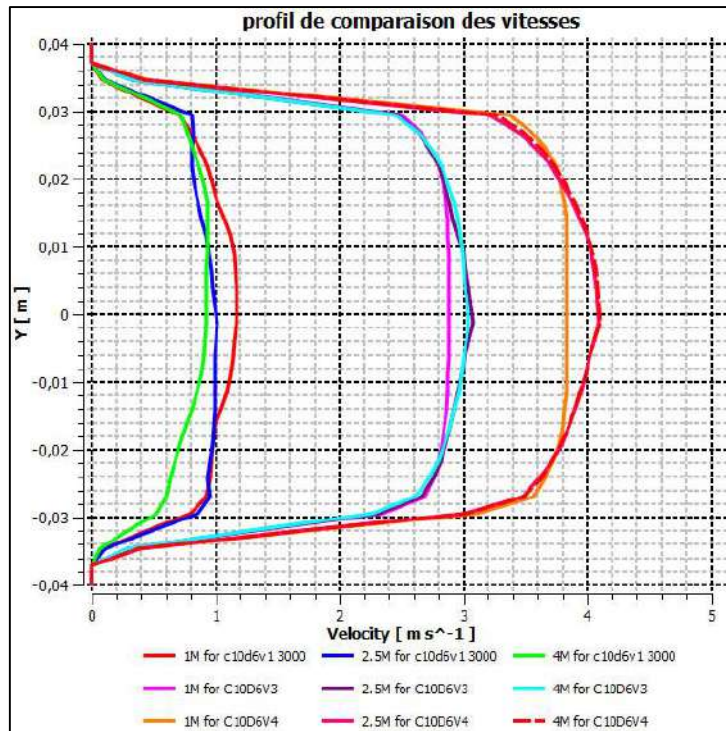


Figure. VI. 42: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales Z= 1,2.5 et 4 m pour différentes vitesse de mélange (v=1, 3, 4 m/s)et pour une concentration de 10 % en 30 S

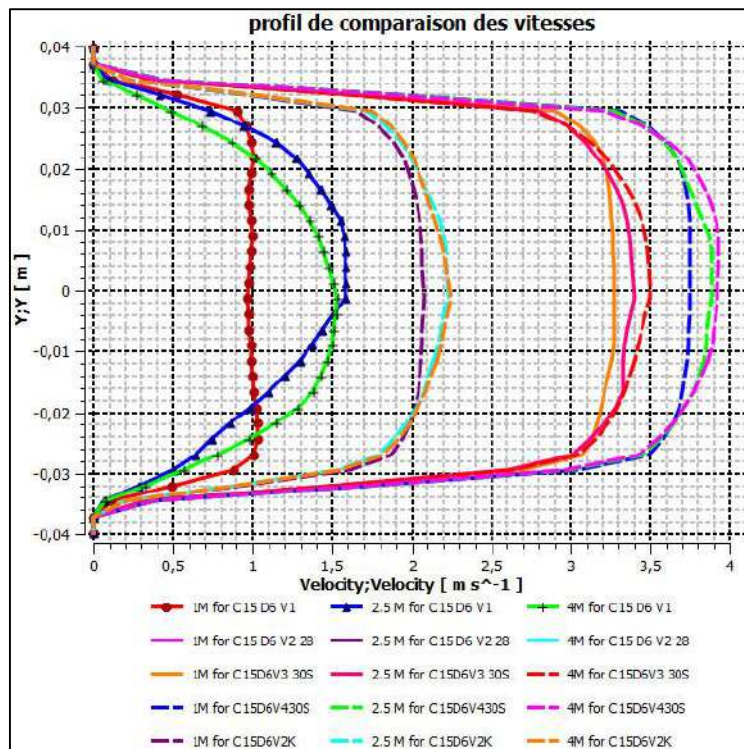


Figure. VI. 43: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales Z= 1,2.5 et 4 m pour différentes vitesse de mélange (v=1, 2, 3,4 m/s) et pour une concentration de 15 % en 30S

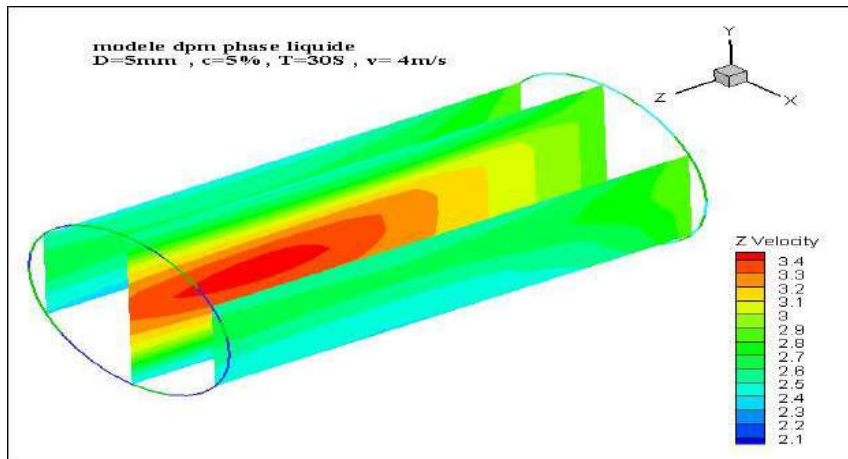


Figure. VI. 44: Représentation des contours de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plans perpendiculaire (prés des parois, médian), ($d=5\text{mm}$, $c=5\%$)

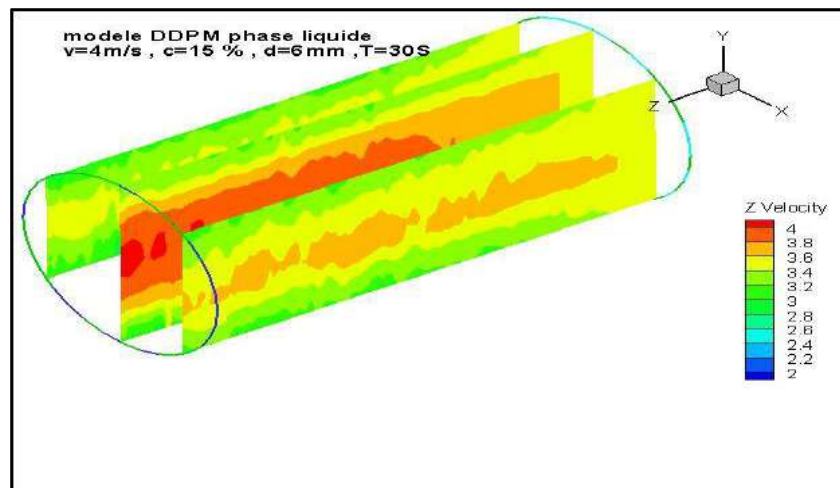
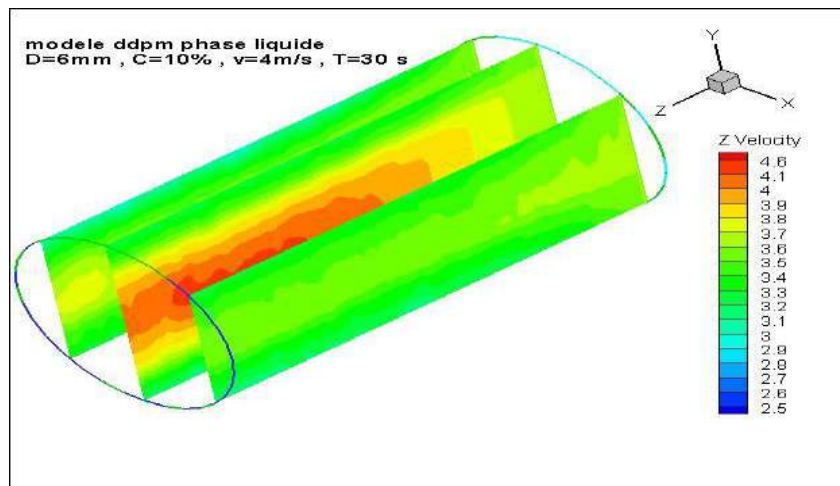


Figure. VI. 45: Représentation des contours de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plans (prés des parois, médian), ($d=6\text{mm}$, $c=10,15\%$)

1.Effet de la présence des particules sur le champ de vitesse de l'écoulement liquide

La (Figure (VI. 46)) a montré l'influence des particules d'alumines sur le profil des vitesses de la phase liquide en comparaison avec celui de l'eau pure, ce profil est tracés selon un diamètre vertical à différentes distances axiales en variant la vitesse mélange. Les résultats des modèles Eulérien –Lagrangien (DPM et DDPM) montrent que lorsque nous nous déplaçons radialement vers le centre de la conduite surtout pour les grandes vitesses,nous enregistrons une augmentation de la vitesse axiale. Nous pouvons aussi remarquer , le profil des vitesses en monophasé est symétrique par rapport à l'axe central de la conduite et la densité du liquide reste constante sur la section transversale de la conduite ce qui est en adéquation avec la littérature spécialisé [38],tandis que le profil de vitesse de l'écoulement liquide en présence des particules présente une légère dissymétrie dans la direction horizontale mais présente un gradient plus élevé dans la direction verticale .

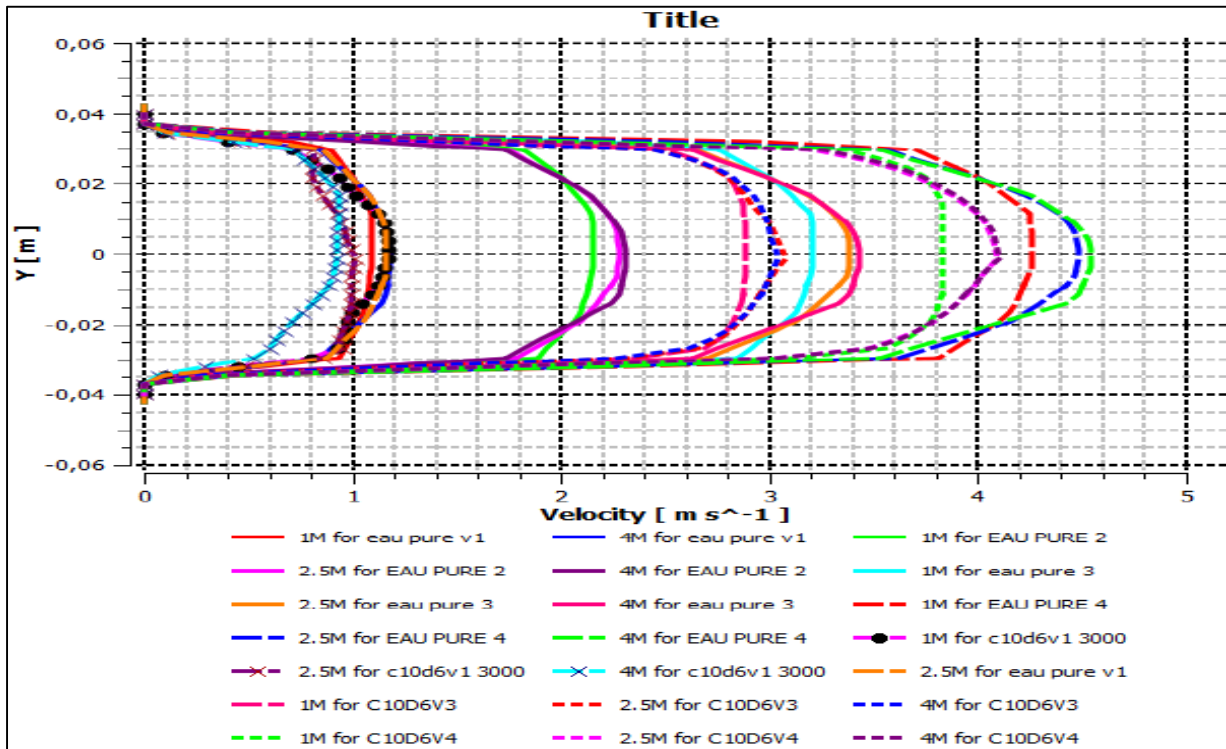


Figure. VI. 46: Représentation des comparaisons des profils de vitesse à différentes distances axiales Z= 1,2.5 et 4 m pour différentes vitesse de mélange et pour une concentration de 10 % en 30S

La présence des billes de verre de 5 mm, à une concentration de transport de 5% affecte légèrement l'écoulement, comme l'indique les (Figures (VI.41, VI.47 et VI.48)). L'augmentation de la vitesse entraine la mise en suspension des billes de verre, les courbes de la vitesse suivent la tendance de la courbe de l'eau claire.

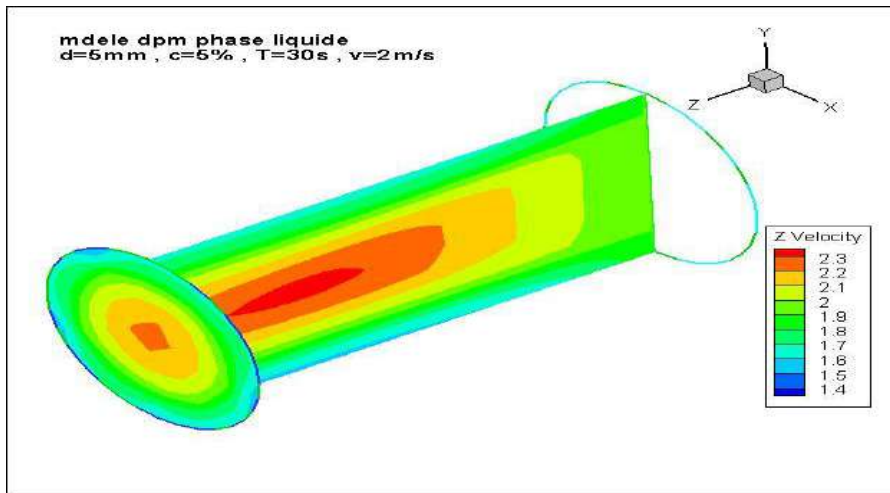


Figure. VI. 47: Distribution de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plan (sortie, médian perpendiculaire) $v=2\text{m/s}$

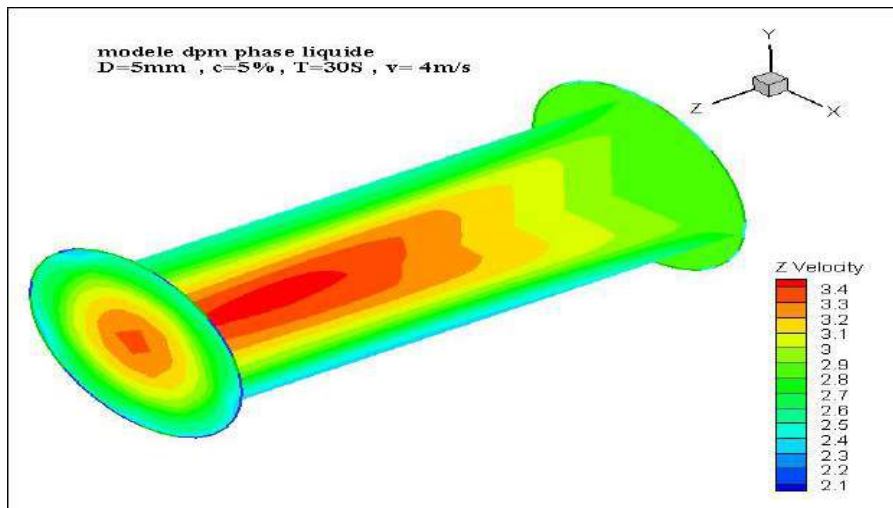


Figure. VI. 48: Distribution de la vitesse de la phase liquide en m / s à différents plan (entrée, sortie, médian, parallèle et perpendiculaire) $v=4\text{m/s}$

Les (Figures (VI. 49, VI. 50, VI. 51)) montrent les distributions des vitesses axiales à l'entrée, la sortie et à différentes distances horizontales du tuyau pour des vitesses moyennes du mélange variant de : $v = 1$ à 4 m/s et pour différentes concentrations volumiques solides allant de: $C = 5, 10$ à 15% . On observe que pour tout les cas, la présence des particules entraîne une augmentation de la vitesse axiale dans le sens de l'écoulement pour atteindre une valeur maximale au centre et un ralentissement dans la partie inférieure de la conduite par le fait du dépôt des particules dans cette zone.

Cependant, les profils des vitesses deviennent symétriques à mesure que la vitesse augmente en raison de la turbulence accrue qui entraîne un mélange complet des particules fluides et solides, pour des concentrations et des vitesses plus élevées.

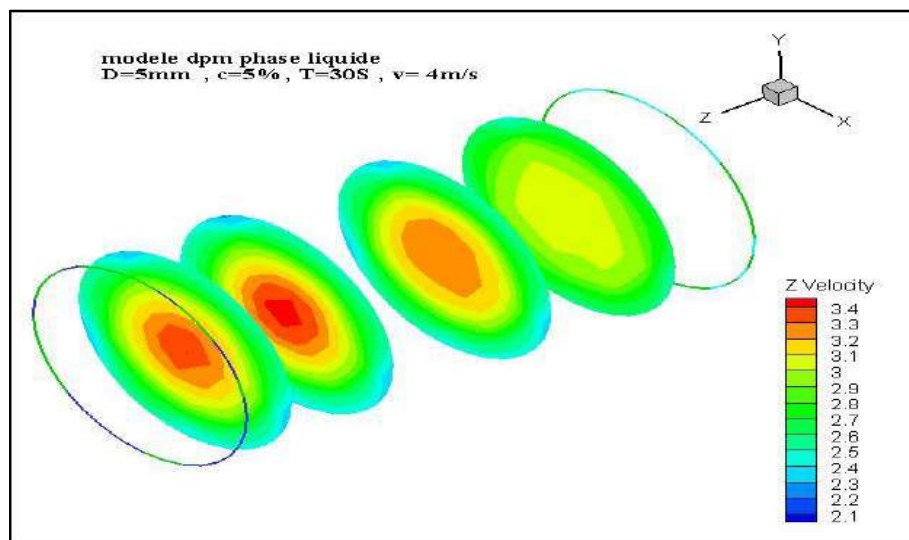
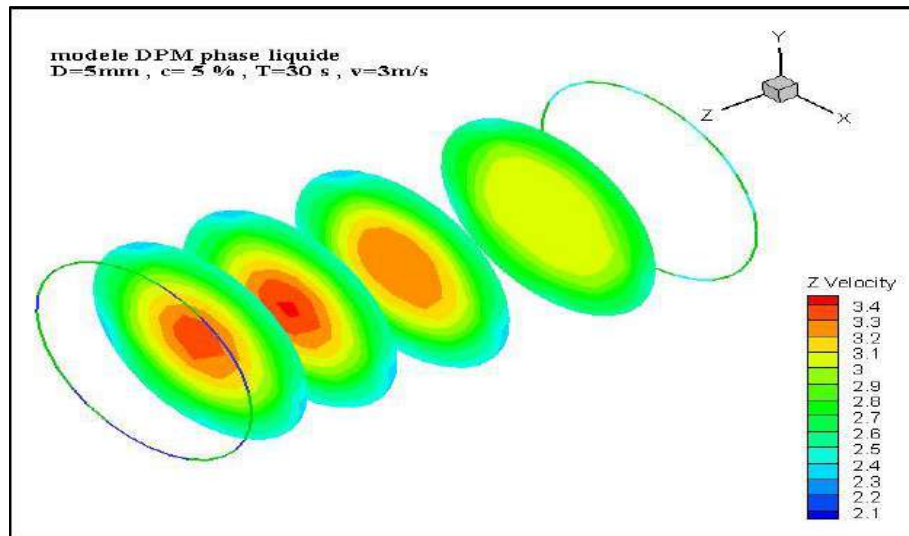
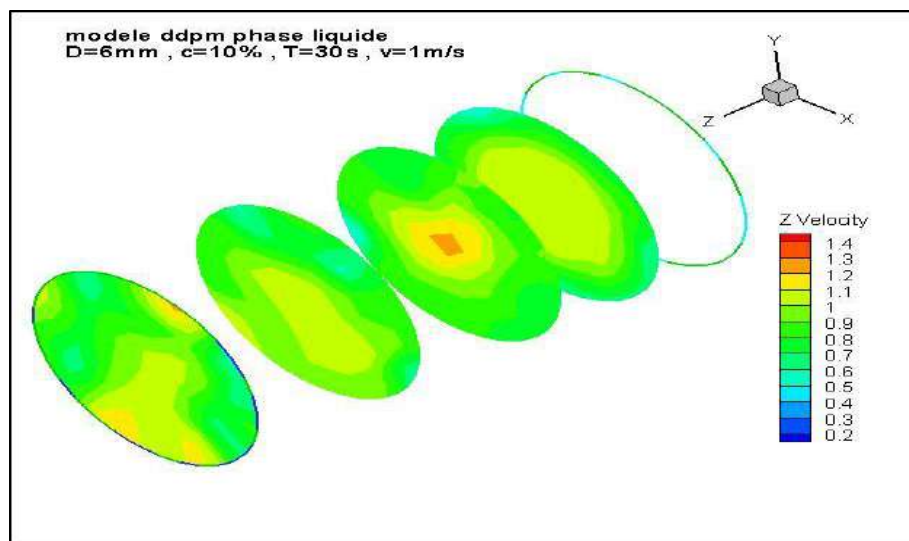


Figure. VI. 49: Distribution de la vitesse axiale de la phase liquide en m/s à différentes distances axiales pour différentes vitesses de mélange($d=5\text{mm}$ et $c=5\%$).



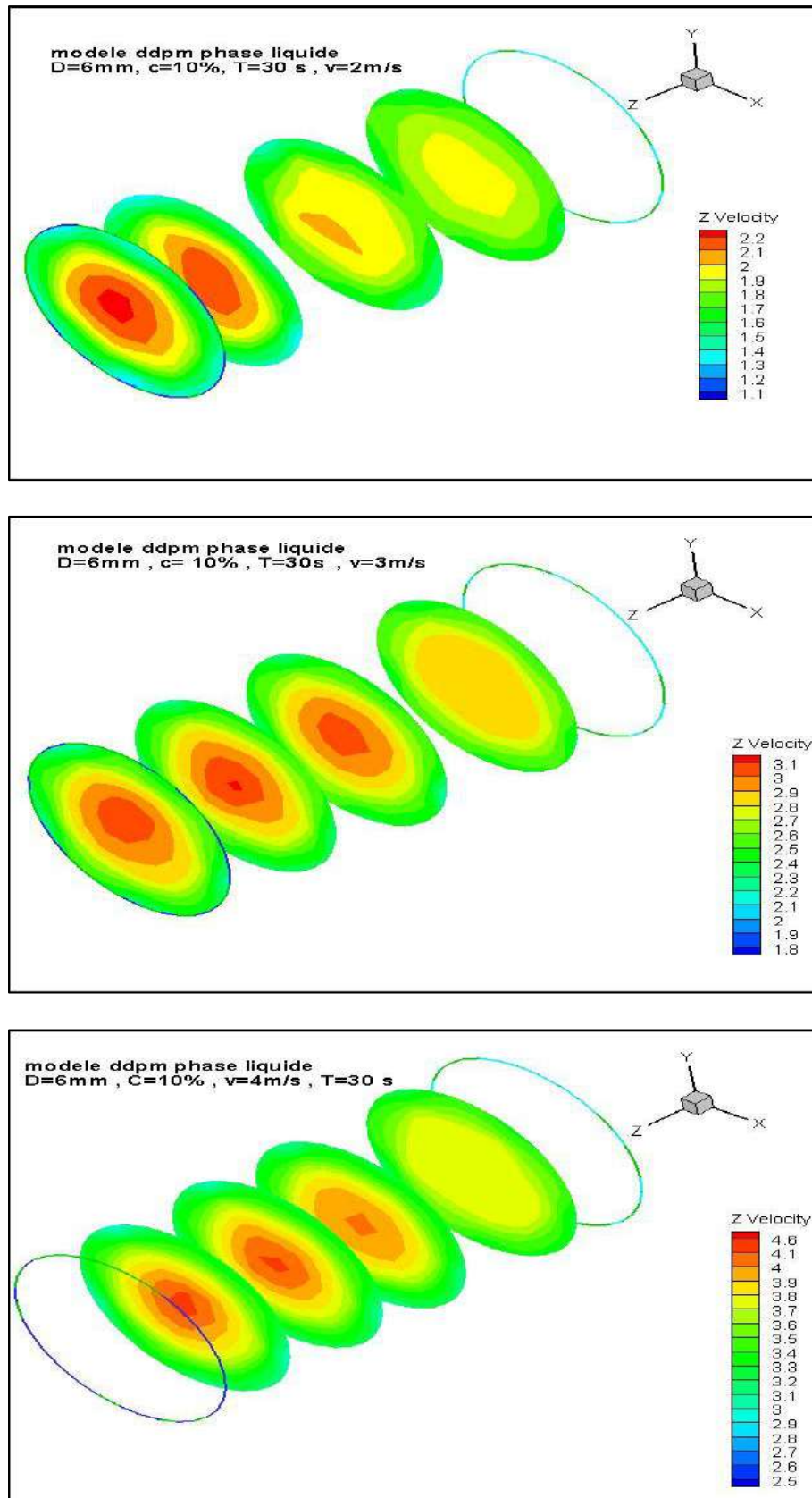
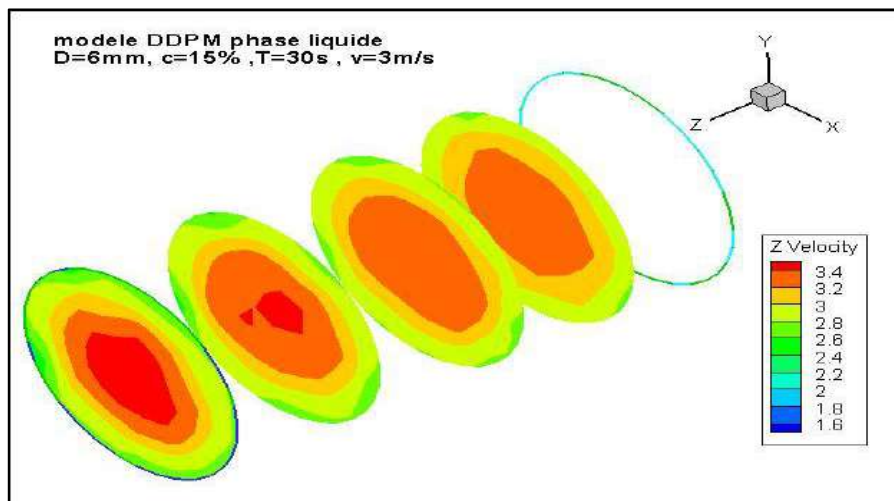
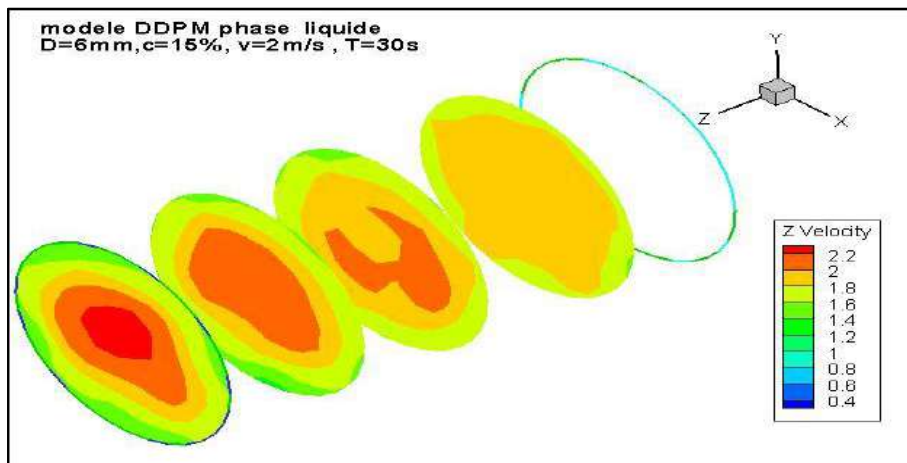
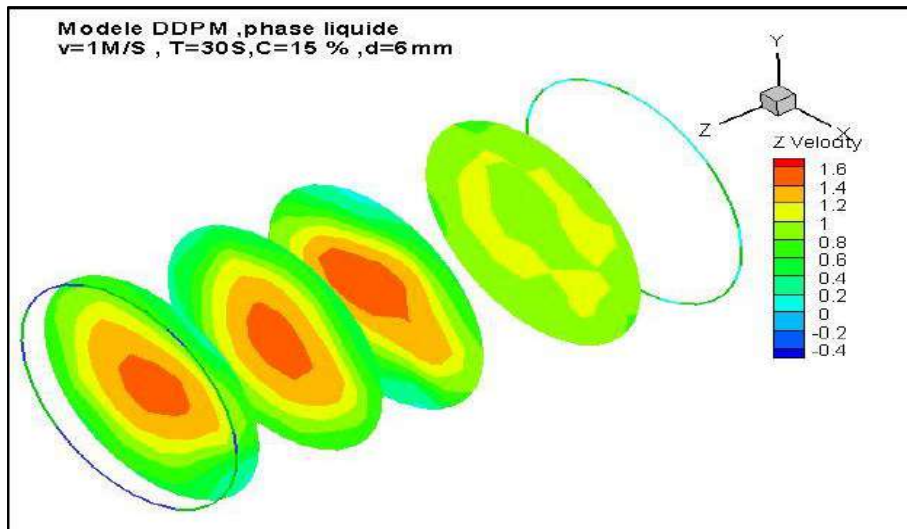


Figure. VI. 50: Distribution de la vitesse axiale en m/s de la phase liquide à différentes distances axiales de la conduite pour différentes vitesses de mélange ($d=6\text{mm}$ et $c=10\%$).



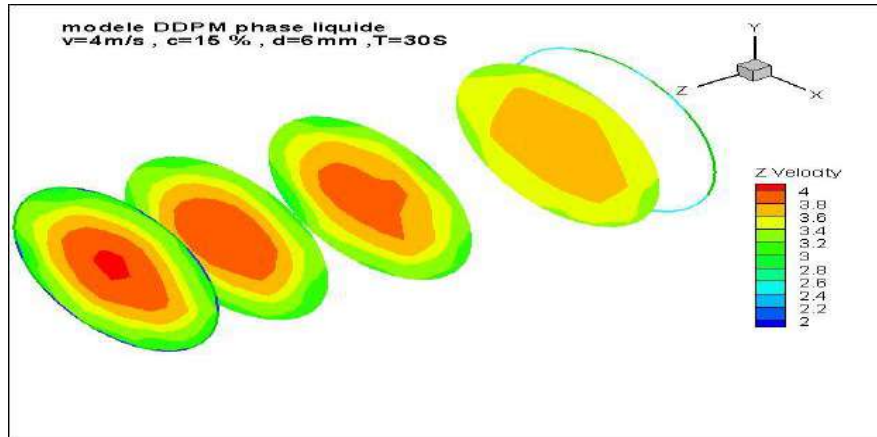


Figure. VI. 51: Distribution de la vitesse axiale en m/s à différentes distances axiales $Z=1, 2.5, 3, 4$ m et à la sortie de la conduite pour différentes vitesses ($d=6$ mm et $c=15\%$)

Pour les écoulements dans les tuyaux horizontaux à faible vitesse de mélange des régimes d'écoulements superposés sont observés, dont le sous-jacent est chargé de billes compactes pour former une zone de dépôt où les vitesses sont figées, (Figures (VI. 52, VI. 53)). Plus la vitesse de mélange diminue, plus les solides ont tendance à se déposer tel que le cas de la concentration de 20%. Dans les différentes parties de la conduite horizontale des régimes d'écoulements différents sont observés tel que le régime avec une couche stationnaire de solides au repos au fond de la conduite. Ces résultats de la concentration de 20% sont particulièrement identiques aux résultats obtenus expérimentalement par Ravlet et al (2013) [137], et salah et al (2016) [143] et Yamaguchi et al(2011) [183], et autres ([121], [47], [48]). Ces régimes d'écoulements sont donc caractérisés par une chute de pression importante causée par une diminution de la section de passage entraînant une augmentation de la vitesse de la phase liquide dans la partie proche de la paroi supérieure (Figures (VI. 52, VI. 53, VI. 54)).

Dans la partie sus-jacente, au dessus de la couche de dépôt de la conduite le débit est très instable et le temps de transit nécessaire pour atteindre un régime établie est très long, de l'ordre de vingt minutes le temps typique, pour qu'un solide traverse l'ensemble de la canalisation pendant 30 s.

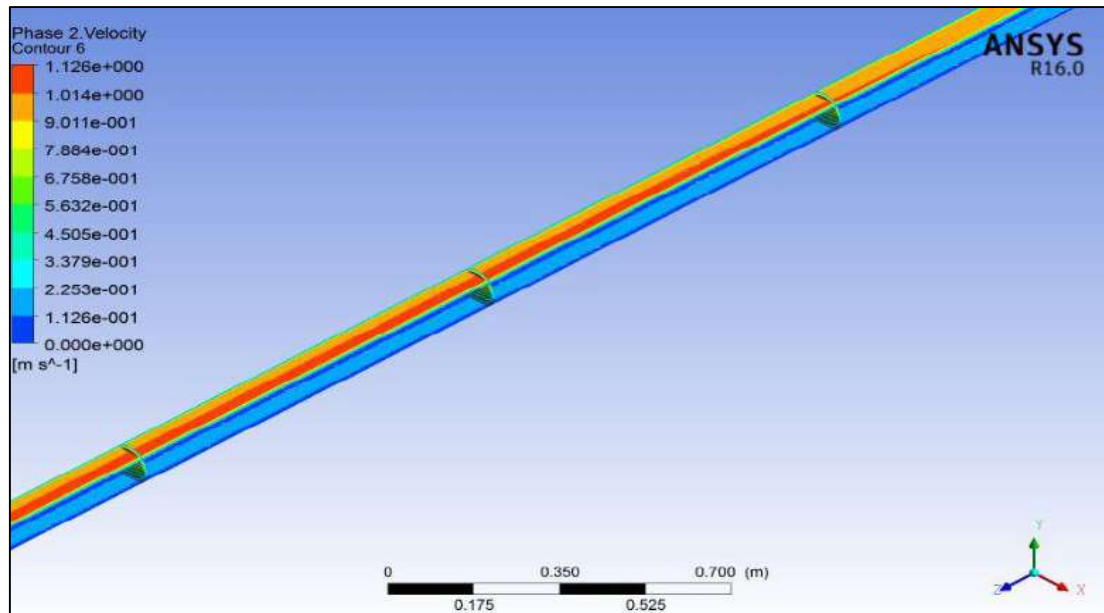


Figure. VI. 52: Distribution de la vitesse en m/s au plan près des parois pour une vitesse de mélange 1 m/s pour la particule de 6mm et la concentration de 20%

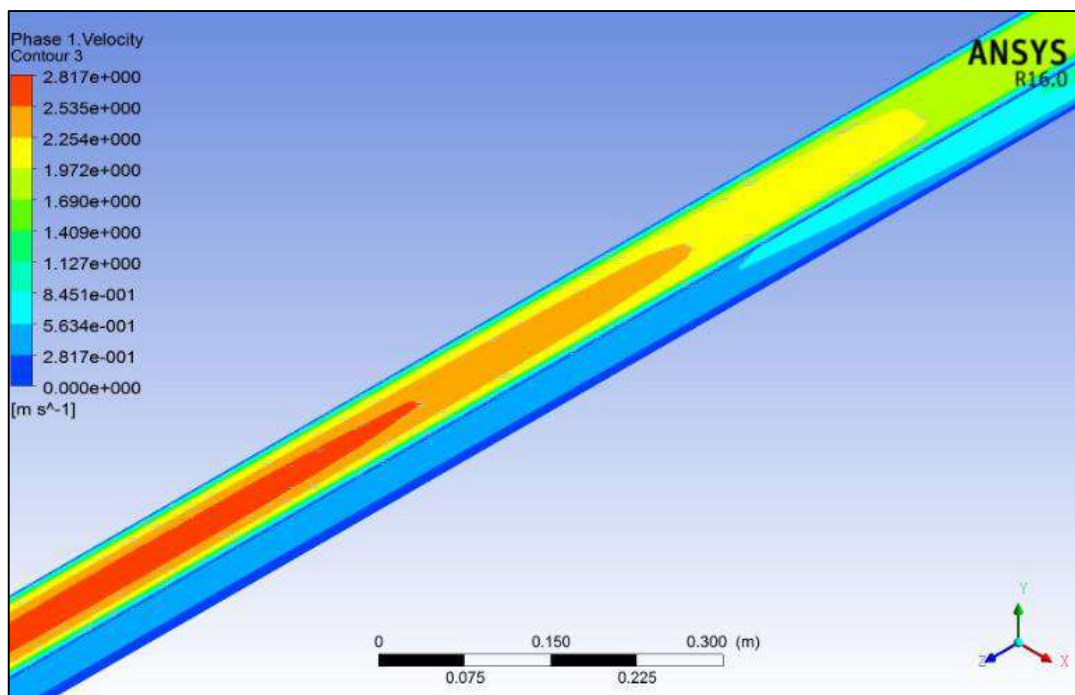


Figure. VI. 53: Distribution des vitesses en m/s au plan près des parois pour une vitesse de mélange 2m/s pour la particule de 6mm et la concentration de 20%

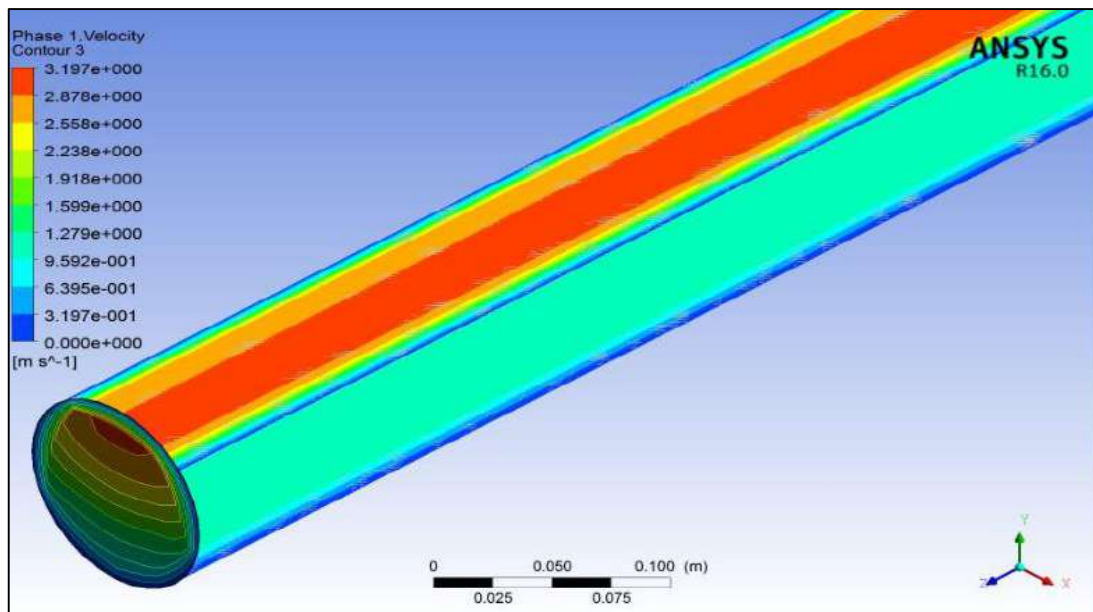


Figure. VI. 54: Distribution de la vitesse en m/s au plan près des parois et à la sortie de la conduite pour une vitesse de mélange 3m/s pour la particule de 6mm et la concentration de 20%

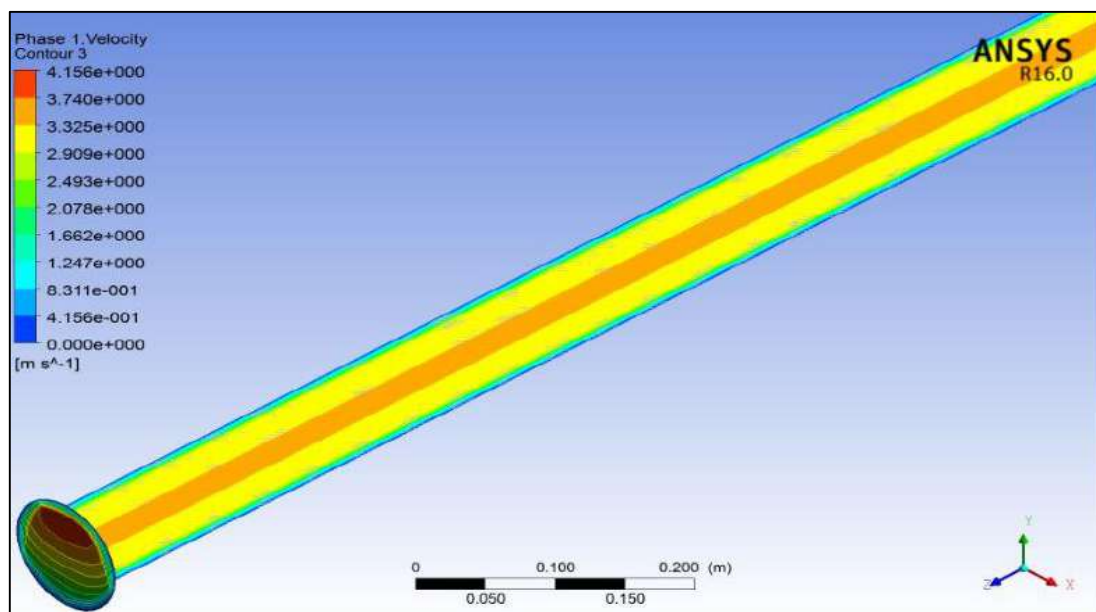


Figure. VI. 55: Distribution de la vitesse en m/s au plan médian parallèle à l'écoulement et à la sortie de la conduite pour une vitesse de mélange 4m/s pour la particule de 6mm et la concentration de 20%

2. Effet de la concentration des particules sur le champ de vitesse liquide

Dans cette partie nous avons étudié l'influence de la concentration des particules sur le champ de vitesse de la phase liquide. Les profils de comparaison sont tracé pour les simulations

réalisées avec un mélange eau- particules d'alumines de diamètre $d=6\text{mm}$. A cet effet deux concentrations ont été choisies soit : $C=10\%$, $C=15\%$.

Les profils de vitesse tracés selon un diamètre vertical, à différentes distances dans le sens de l'écoulement (1,2.5 et 4 m), (Figure (VI.56)) sont fortement influencés par la concentration et la vitesse de l'écoulement .Les profils de vitesse deviennent symétriques avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement et la concentration des particules solides en régime turbulent, ce dernier est responsable du mélange intégral des particules fluides et solides. La forte concentration a été modélisée avec le modèle DDPM pour une vitesse de glissement nulle.

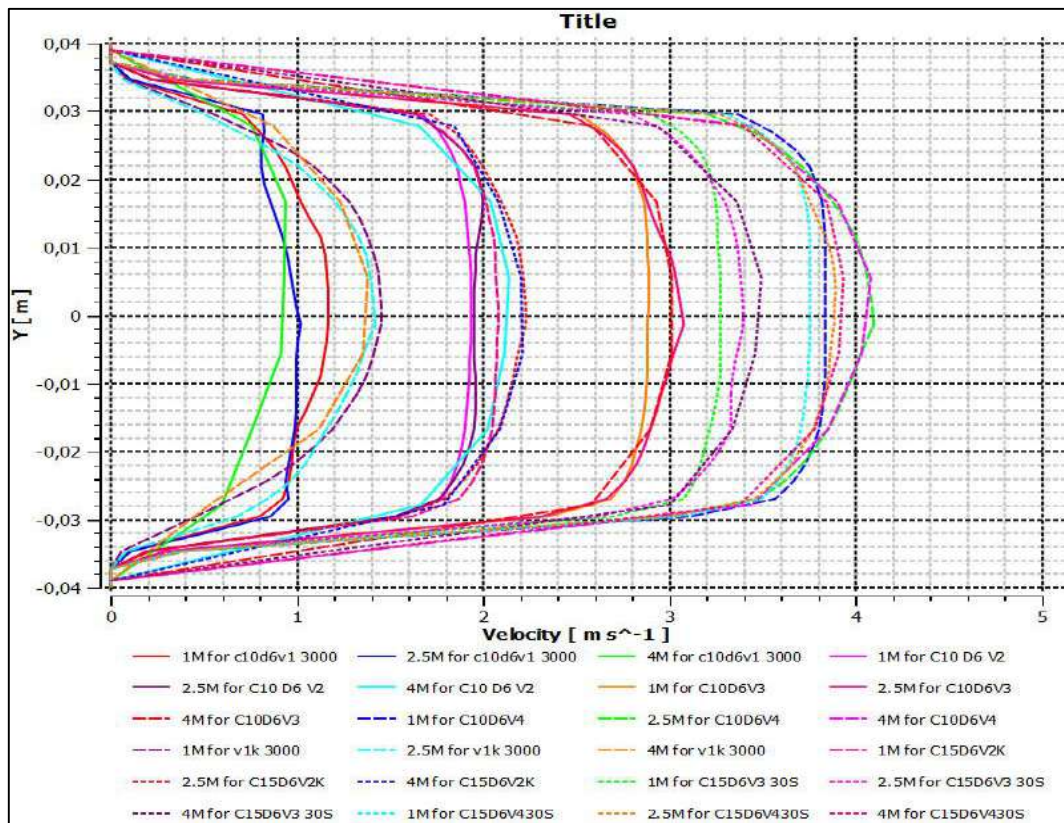


Figure. VI. 56: Comparaisons des profils de vitesse de la phase liquide pour des concentrations $C= 10\%$ et $C=15\%$ à différentes distances axiales ($Z= 1,2.5$ et 4 m) et pour différentes vitesse de mélange à $t=30\text{s}$

VI .3.2.1.2.2.La phase particulaire

Les (Figures (VI. 57 à VI. 59)) montrent l'influence des particules sur l'écoulement moyen de la phase particulaire dans la conduite. La vitesse de la phase particulaire dans la partie inférieure de la conduite diminue en présence des particules de grands diamètres avec une forte concentration. Ce comportement est dû au fait ; les particules sont influencées par la gravité et la distribution des particules sur toute la section n'est pas uniforme. Pour les faibles vitesses de

l'ordre de 1m/s (figure (VI. 57)), le niveau de turbulence n'est pas suffisamment élevé, les particules ont tendance à s'accumuler dans le fond de la conduite. Les simulations numériques effectuées reproduisent de manière qualitative le caractère dissymétrique des vitesses moyennes de la phase particulaire dans la conduite, comme elles montrent un dépôt des particules dans la partie inférieure de la conduite (Figure (VI. 59)).

Les résultats montrent aussi que l'injection de particules solides avec une concentration 10% et une vitesse de mélange $v=4$ m/s au sein de l'écoulement conduit à une augmentation de la turbulence qui entraîne un mélange des particules fluides et solides (figure(VI. 58)).

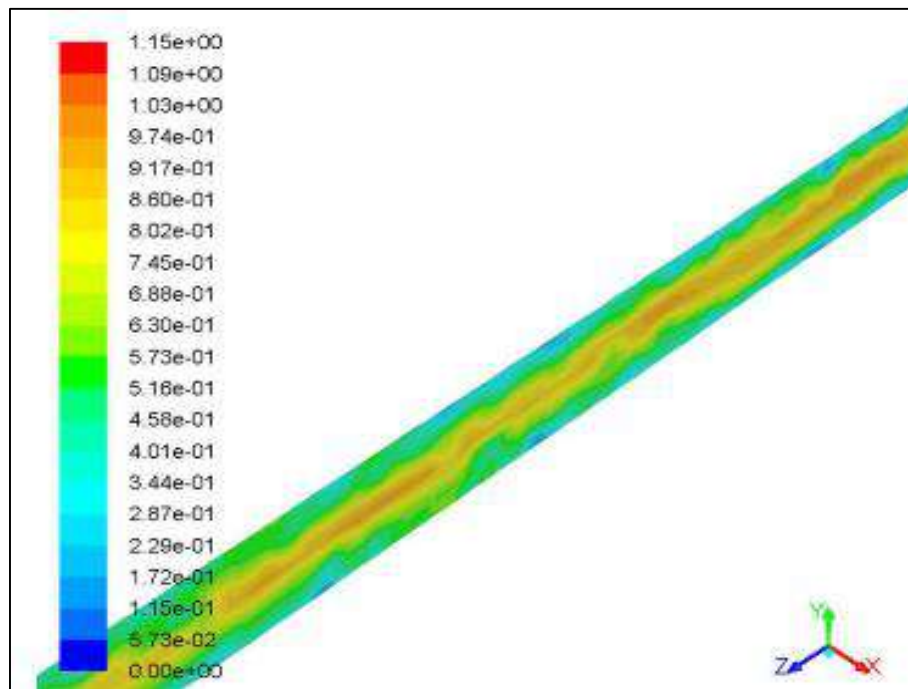


Figure. VI. 57: Distribution de la vitesse en m/s au plan médian perpendiculaire à l'écoulement pour une vitesse de mélange 1 m/s et une concentration de 10% pour la particule de d=6mm

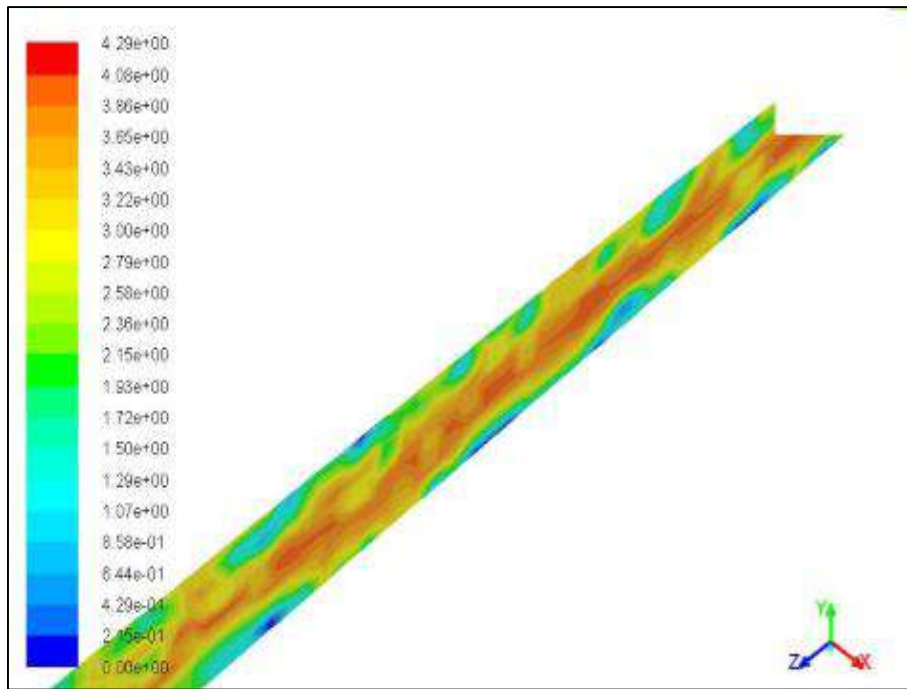


Figure. VI. 58: Distribution de la vitesse en m/s au plan médian perpendiculaire à l'écoulement pour une vitesse de mélange 4 m/s et une concentration 10% pour la particule de $d= 6\text{mm}$

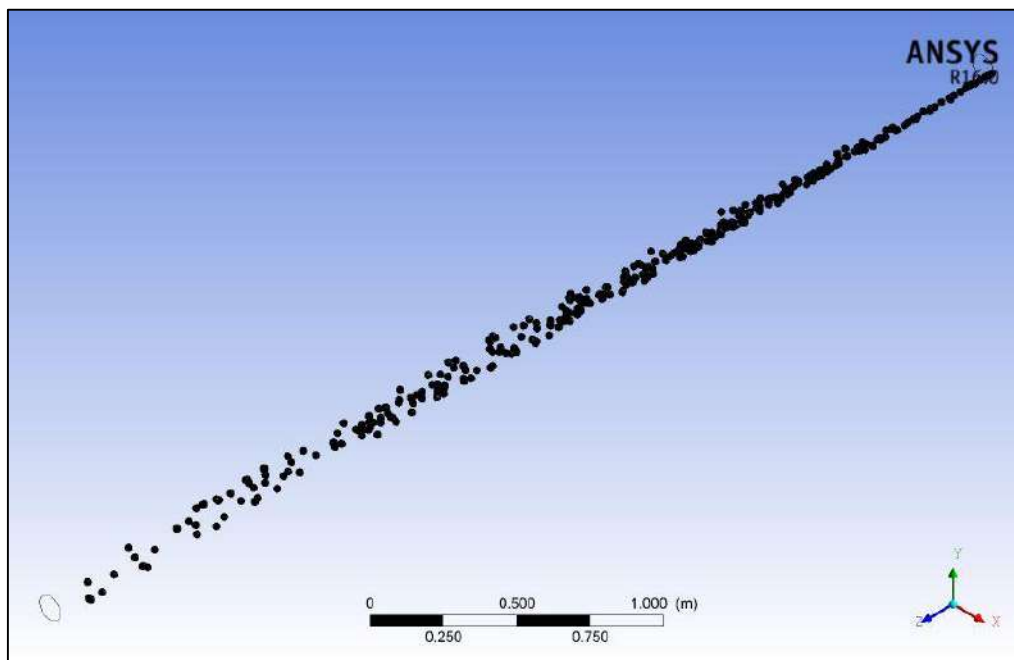


Figure. VI. 59: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine $d=6\text{mm}$, $C=10\%$, $t=30\text{s}$

1. Effet de la condition d'interaction particule/païoi sur les trajectoires des particules

En fin de simulation, la trajectoire des particules solides est calculée pour chacune des conditions aux limites fixées pour le fond de la conduite. (Les détails sont abordés dans le chapitre 5 de présente thèse).

Les (Figures (VI. 60 à VI. 62)) illustrent la trajectoire des particules solides de diamètre $d= 6\text{mm}$, de concentration $C= 15\%$, de masse volumique ($\rho = 3650 \text{ kg/m}^3$), et de vitesse de mélange 1m/s . La trajectoire est calculée en tenant compte de la condition païoi /particule proposée par Ansys Fluent. 15.

Sur ces figures, on peut distinguer que cette condition ne permet pas de reproduire correctement les dépôts sur le fond de la conduite.

La condition BSS Soulsby couplée avec la condition BTKE (Figures (VI. 63, à VI.66)) permet une bonne représentation des zones de dépôt sur le fond de la conduite pour la vitesse $v=1\text{m/s}$, malgré une légère tendance à surestimer les zones chargées de particules. Nous pouvons observer aussi les particules solides de masse volumique élevée ont tendance à s'accumuler dans le fond de la conduite entraînant par voie de conséquence une influence sur la dynamique de l'écoulement, comme cela a été décrit dans les paragraphes précédents.

A. Condition limite proposée par le logiciel

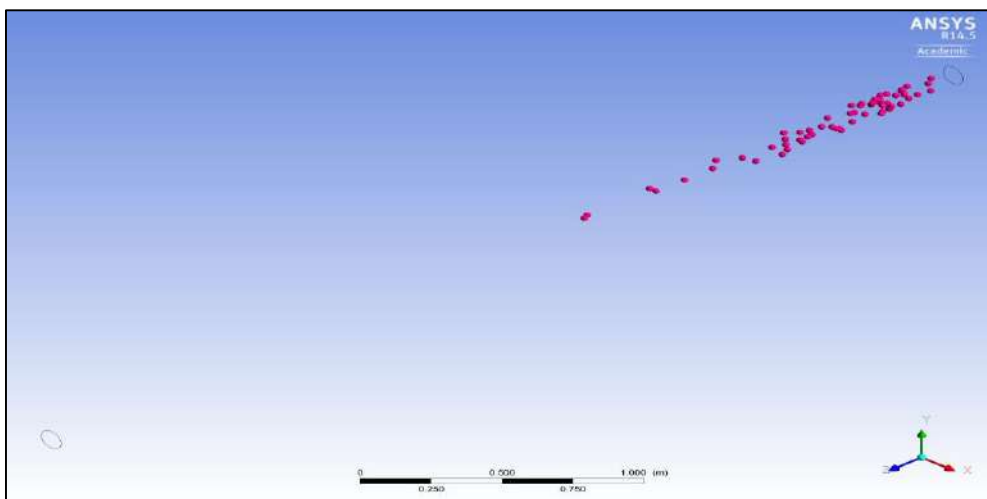


Figure. VI. 60: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 10 s pour une vitesse $v= 1 \text{ m/s}$

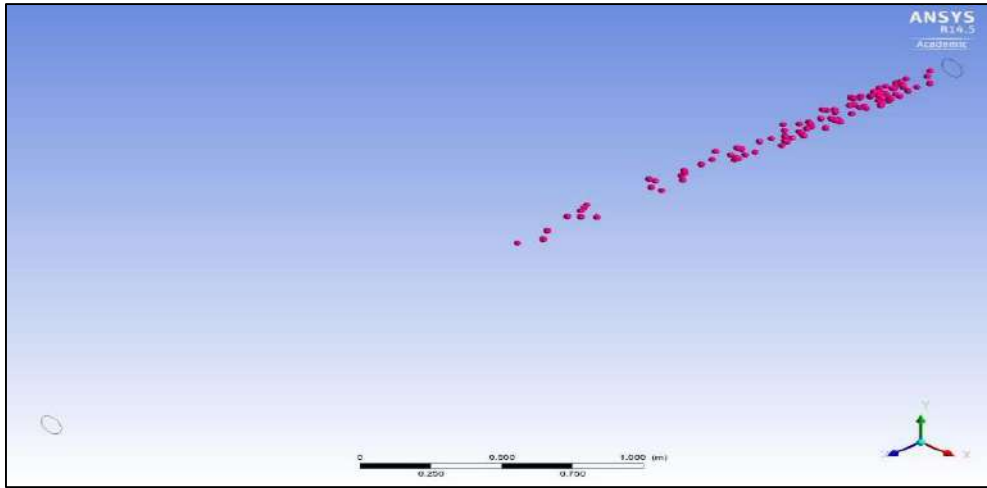


Figure. VI. 61: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 14 s pour une vitesse $v= 1\text{ m/s}$

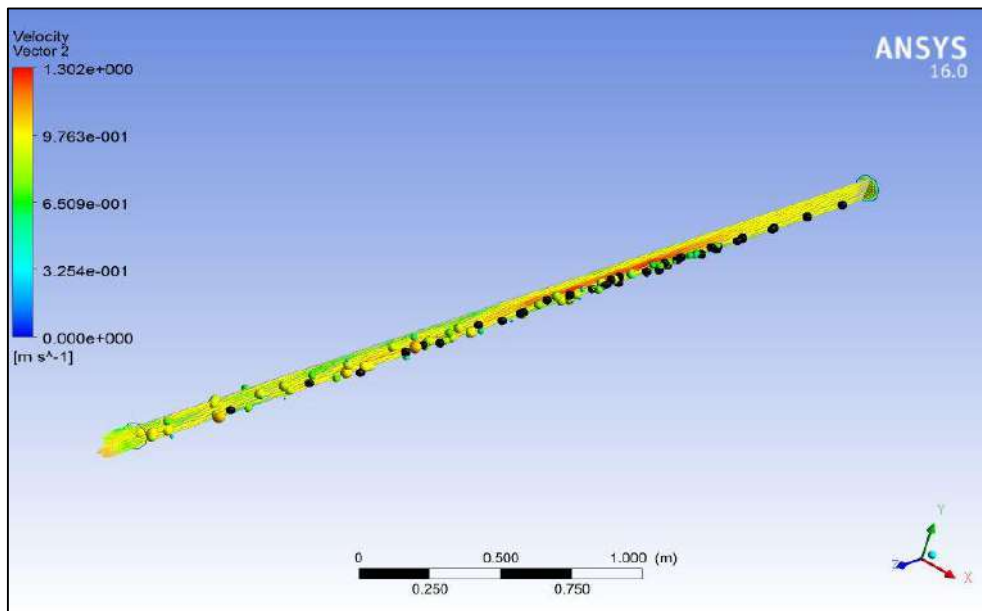


Figure. VI. 62: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine et la phase liquide après une durée de 30 s pour $v= 1\text{ m/s}$

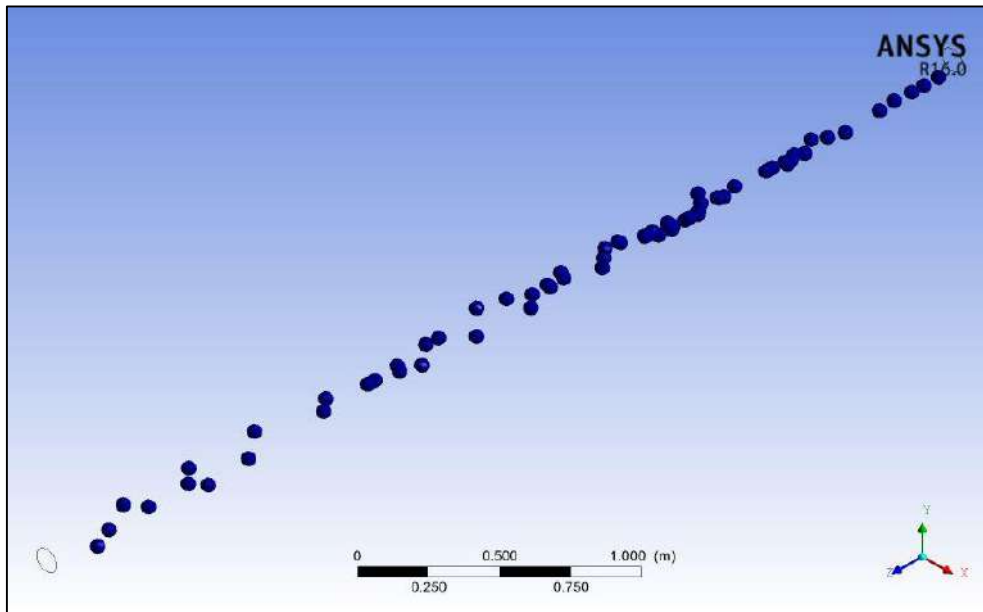
B. La condition BSS Soulsby couplée avec la condition BTKE

Figure. VI. 63: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 10 s pour une vitesse $v=1$ m/s

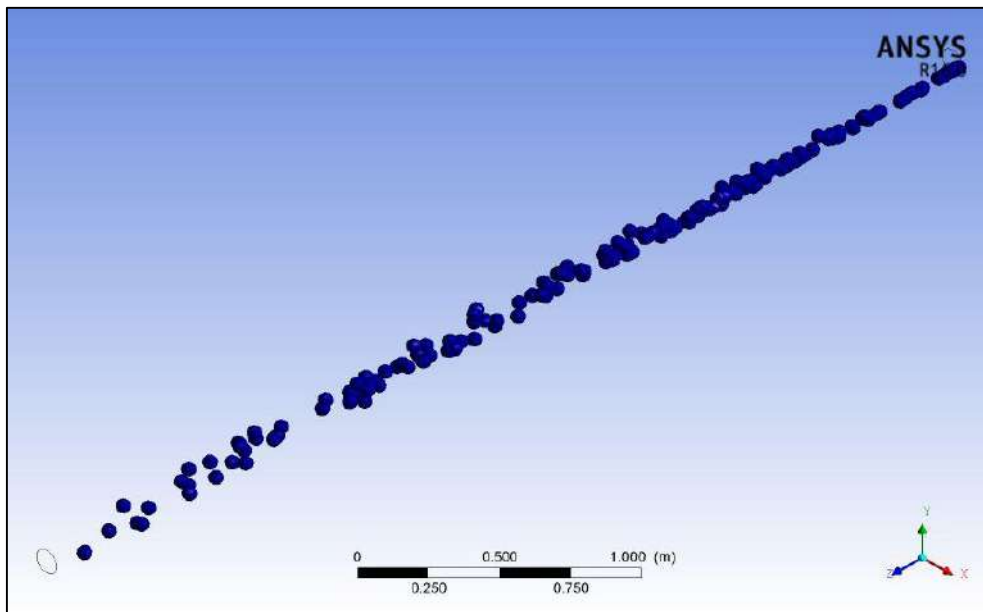


Figure. VI. 64: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine et de verre après une durée de 14 s pour une vitesse $v=1$ m/s

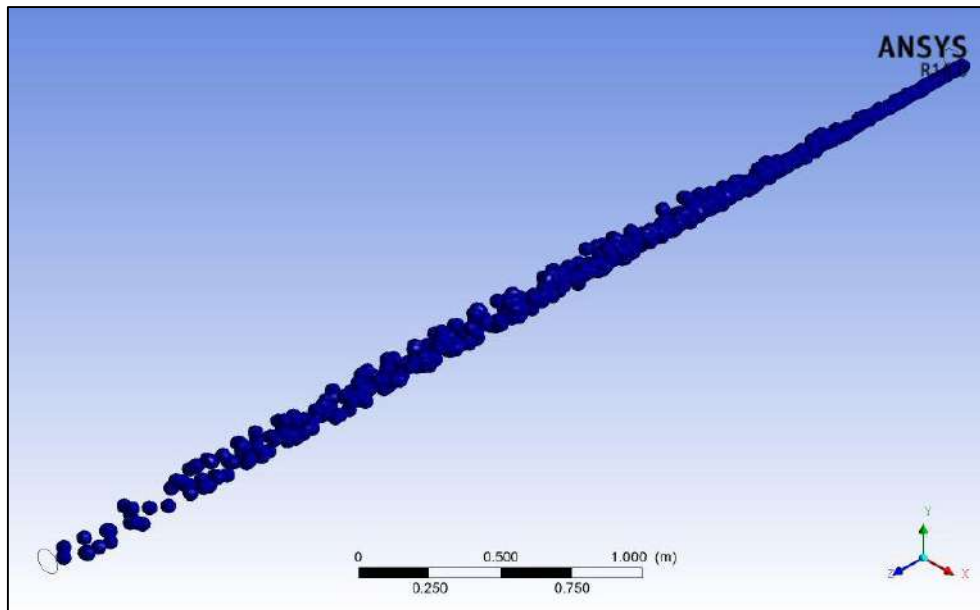


Figure. VI. 65: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine après une durée de 30 s pour $v= 1$ m/s

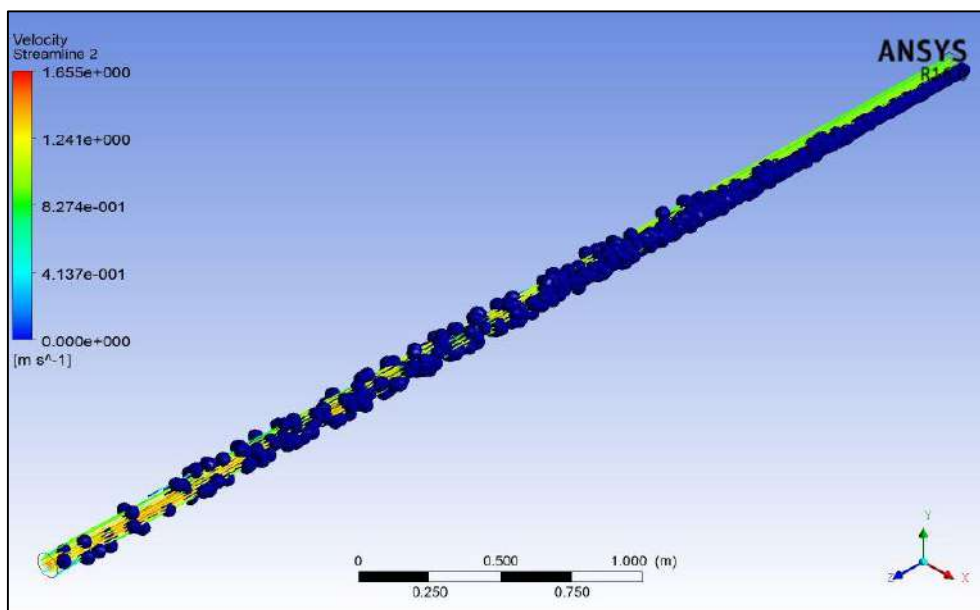


Figure. VI. 66: Représentation de la trajectoire des particules d'alumine et la phase liquide après une durée de 30 s pour $v= 1$ m/s

VI .3.2.1.2.3.Champs de turbulence

Nous présentons dans les (Figures (VI. 67, VI. 69)), les contours et les profils de l'écoulement dans différents plans de la conduite, là où l'on peut vérifier que l'énergie cinétique turbulente est moins intense au centre de la conduite et augmente dès qu'on s'approche des parois figure (Figure (VI. 69)). L'augmentation de la concentration et de la vitesse du mélange

induit aussi une turbulence, dont l'incidence pourrait être déterminante la circulation des particules dans l'écoulement et la diminution de la sédimentation.

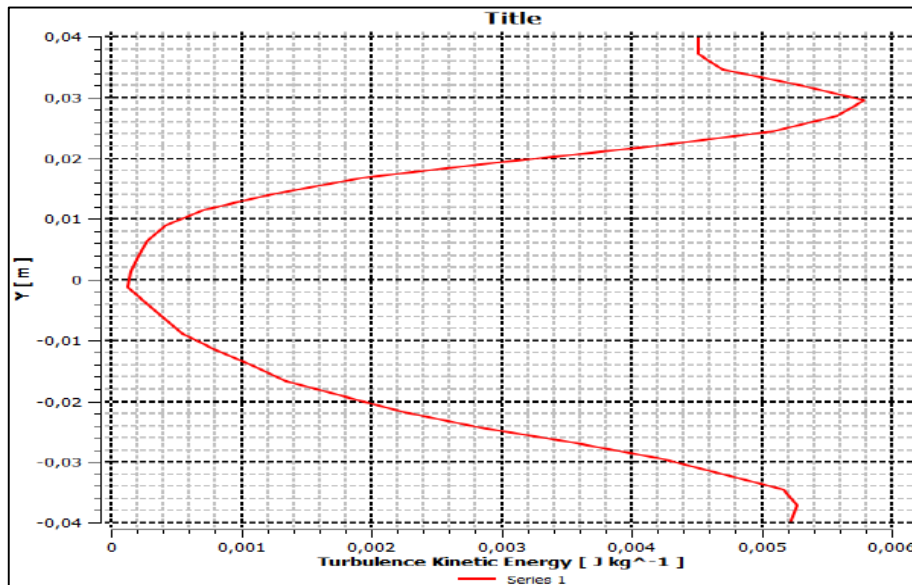


Figure. VI. 67: Représentation des profils de la turbulence tracé selon un diamètre verticale à une distance axiale $Z=1\text{ m}$ pour une vitesse de mélange 1 m/s et pour ($d=6\text{ mm}$, $c=10\%$) en 30 S

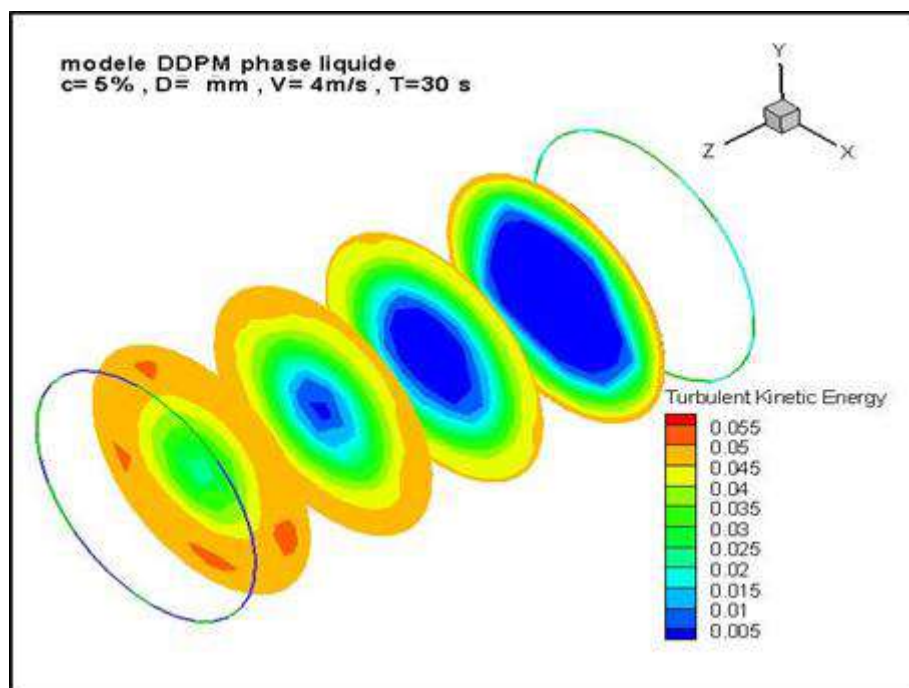


Figure. VI. 68: Distribution de l'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2 à différentes distances axiales $Z=1, 2.5, 3, 4\text{ m}$ et à la sortie de la conduite pour $c=5\%$ (cas mélange eau –particules d'alumines)

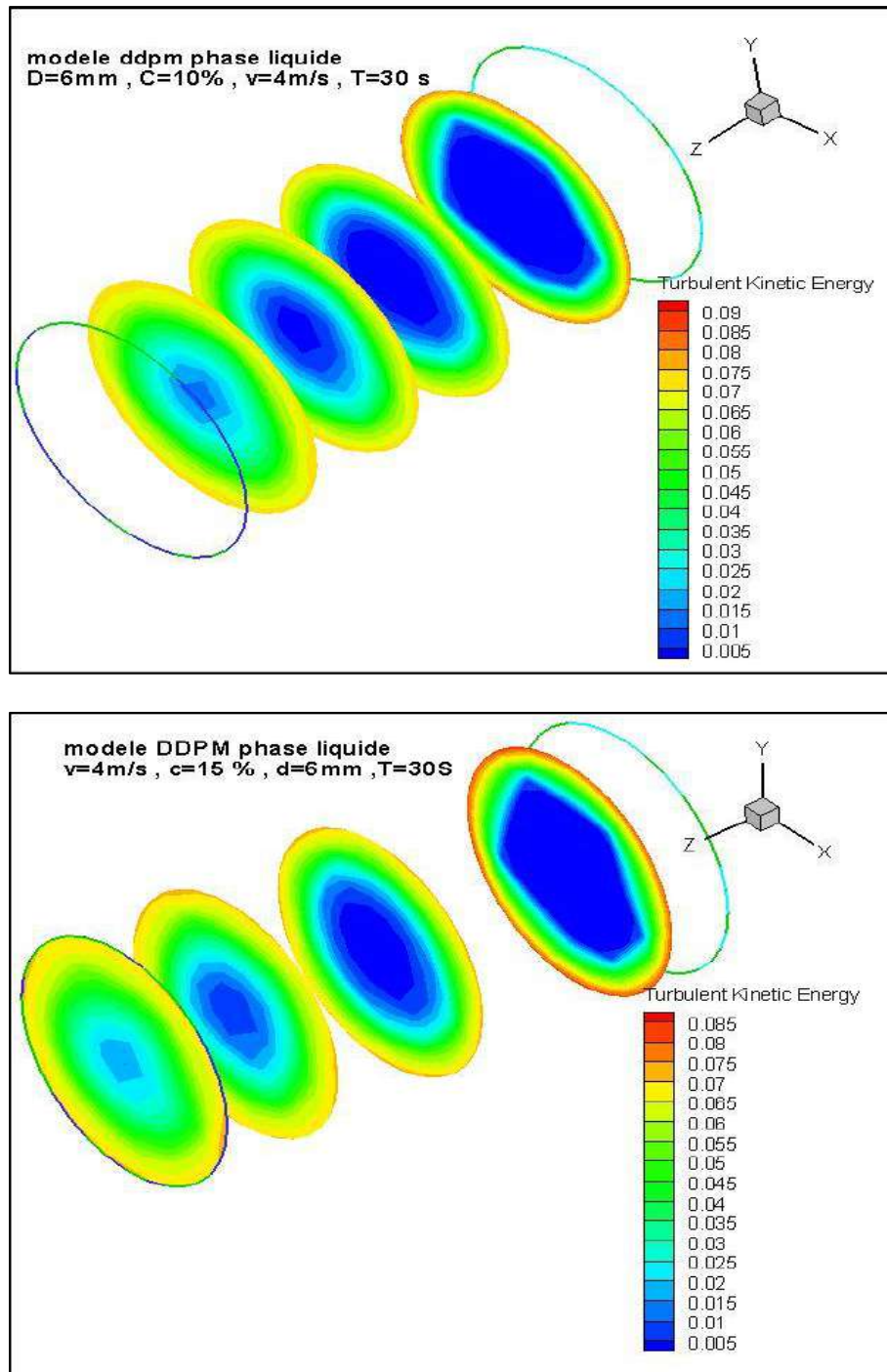


Figure. VI. 69: Distribution de l'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2 à différentes distances axiales $Z=1, 2.5, 3, 4\text{ m}$ et à la sortie de la conduite pour différentes concentrations (cas mélange eau –particules d'alumines)

1. Effet des particules sur la turbulence

Les résultats des simulations illustrés par la (Figure (VI. 70)), représentant un profil de comparaison de l'énergie cinétique turbulente entre l'écoulement monophasique et l'écoulement particulaire ($d=6\text{mm}$, $c=10\%$) pour faible vitesse de mélange $v=1\text{m/s}$, tracés selon un diamètre vertical à différentes distances dans le sens de l'écoulement ($Z=1, 2.5, \text{ et } 4\text{m}$),

indiquent que l'énergie cinétique turbulente pour la vitesse $v=1\text{m/s}$ varie localement en présence de particules de grand diamètre. Ces résultats confirment ceux réalisés par Ljus *et al.* (2002) [106], contrairement aux travaux de Tsuji et Morikawa (1985) [163], dont les résultats montrent que l'énergie cinétique turbulente diminue en présence des particules celle-ci varie localement. L'énergie cinétique est moins intense au centre de la conduite et augmente dès qu'on s'approche des parois.

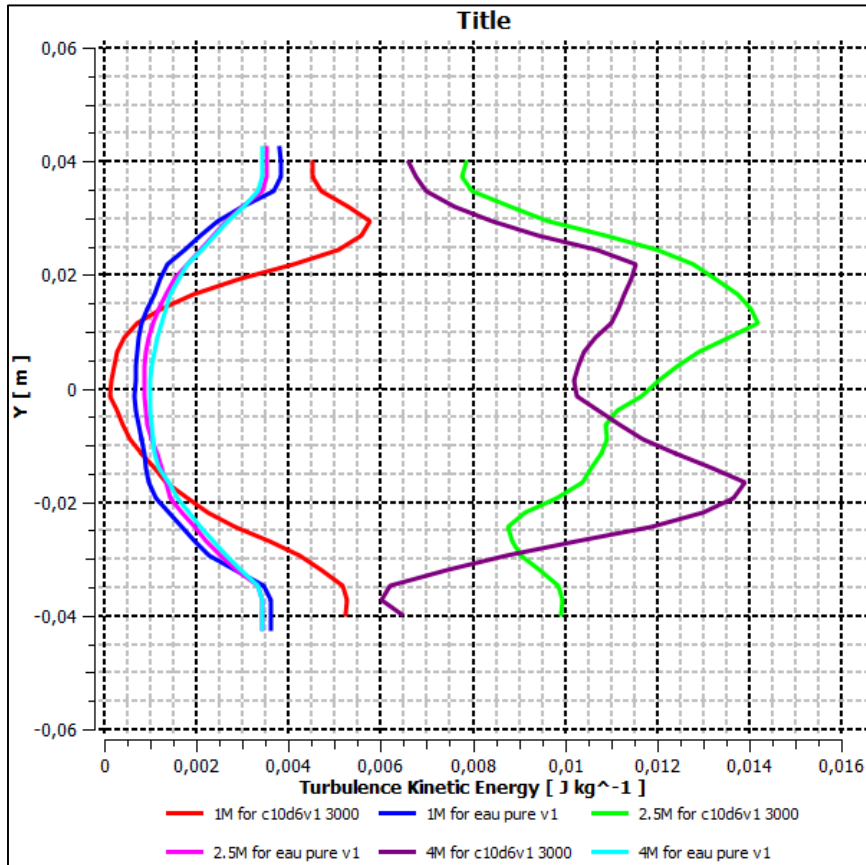


Figure. VI. 70: Représentation des profils de comparaison de la turbulence tracé selon un diamètre verticale à des distances axiales $Z=1,2,5$ et 4 m pour une vitesse de mélange 1m/s et pour un mélange de phase particulaire de ($d=6\text{mm}$, $c=10\%$) et l'eau pure en 30S

VI.3.2.2. Conclusion

La validation des deux modèles DPM et DDPM pour une conduite horizontale, en variant la vitesse d'entrée, la concentration volumétrique du mélange et les diamètres des particules 5 et 6 mm, a pu être obtenue par la comparaison des résultats numériques et expérimentaux réalisés conjointement avec le laboratoire de dynamique des fluides de l'ENSAM de Paris. En somme, les points distinctifs concernant cette partie sont :

- Cette étude qui a mis en évidence les effets de la turbulence sur le mouvement des particules solides est importante pour la prédiction des profils de vitesses, pour une constante lagrangienne prise par défaut $C_L=0.15$ dans le modèle de dispersion ;
- le modèle $k-\omega - sst$ est jugé pertinent par rapport au modèle $k-\varepsilon - RNG$,
- l'Influence des propriétés des particules : nous avons remarqué d'une part une augmentation du gradient hydraulique lorsque l'on augmente la masse volumique des particules et la vitesse de mélange ;
- La simulation du transport solide qui a été effectuée en utilisant deux conditions aux limites : d'abord la condition proposée par le code de calcul Ansys Fluent.15 dont les résultats favorisent faiblement le dépôt des particules, ensuite la condition limite basée sur le seuillage de la contrainte de cisaillement et l'énergie cinétique turbulente qui a permis de démontrer que le modèle de suivi de particules reproduisait correctement les dépôts lorsque les particules sont peu amenées à se déplacer près du fond.
- Sur le plan pratique pour minimiser la sédimentation dans les réseaux d'égout, pour les particules solides ayant une densité importante et un grand diamètre, il convient d'augmenter la vitesse d'injection.

VI.3.3. Modélisation du canal à surface libre et à géométrie complexe

L'objectif de cette partie est d'augmenter la capacité du modèle numérique DPM instationnaire et d'enrichir les nouvelles conditions d'interactions particule/paroi lors du traitement des problèmes des écoulements dans les canaux à géométrie complexe tridimensionnels.

Les études antérieures ([185], [184]) montrent que la modélisation des canaux avec des obstacles, cas des décanteurs lamellaires, par le modèle DPM suggère que l'écoulement est instationnaire, tridimensionnelle à surface libre.

La décantation lamellaire est l'un des procédés que l'on peut mettre en œuvre pour séparer la pollution véhiculée par les eaux de ruissellement. Les décanteurs lamellaires présentent l'avantage d'être à la fois des ouvrages compacts comparativement aux bassins de retenues. Le problème de la cuve de décantation lamellaire est la distribution inhomogène de la vitesse d'écoulement entre les plaques inclinées. Cette partie de notre étude se concentre donc sur l'étude de l'écoulement chargé avec des particules solides turbulent instationnaire et son interaction avec les plaques successives dans un décanteur lamellaire.

Le modèle numérique DPM instationnaire qui est un couplage des approches d'Euler instationnaire et de Lagrange a été validé dans le cas d'un écoulement diphasique (eau-

sédiment) dans une conduite horizontale. L'échange de moment entre la phase primaire et la phase secondaire (particules) est pris en compte en utilisant le modèle à phase discrète avec des calculs couplés bidirectionnels, le modèle introduit la constante de temps Lagrangienne C_L pour déterminer la taille et la durée de vie des tourbillons où les particules se déplacent.

Pour tester le modèle numérique enrichi par la nouvelle condition limite, nous avons d'abord étudié le cas d'un écoulement turbulent autour d'une seule plaque puis de deux plaques où les résultats réalisés sont satisfaisants qualitativement [16]. Ensuite, nous avons élargi notre étude à l'étude de plusieurs plaques. Ces résultats montrent que la condition limite développée, BSS Soulsby couplé avec la condition BTKE permet une bonne représentation des zones de dépôt sur le fond du décanteur.

Comme ils montrent que les colons lamellaires influencent le champ d'écoulement et augmentent l'efficacité de la sédimentation.

VI.3.3.1. Nature et position du problème

Les décanteurs lamellaires sont ici des ouvrages destinés au traitement des eaux de ruissellement polluées. La structure lamellaire de ces ouvrages est composée de lames juxtaposées et inclinées par rapport au plan horizontal. L'objectif recherché est le piégeage des éléments pollués sur la surface des lames puis au fond de l'ouvrage.

Dans cette structure lamellaire, l'effluent brut pénètre dans l'un des flancs du bloc lamellaire. L'eau s'écoule entre les lames tandis que les particules plus denses que l'eau descendent, les eaux claires, sortent de l'autre côté de la structure lamellaire.

Depuis une vingtaine d'années, des programmes de recherche ont montré que les polluants présents dans les effluents en temps de pluie, sont majoritairement fixés sur de fines particules véhiculées en suspension. Ces particules présentent cependant une assez bonne aptitude à la décantation. Leurs vitesses de chute, qui sont très variables suivant les sites et les événements pluvieux, nécessiteraient des mesures spécifiques à chaque site préalablement à tout nouveau projet, ([69], [4]).

Dans notre étude nous avons utilisé un mélange non homogène des particules solides de diamètres $d = 30\text{--}890 \mu\text{m}$ et masse volumique $\rho = 1080 \text{ kg/m}^3$.

La vitesse habituellement utilisée pour calculer le nombre de lamelles dans les décanteurs est très faible ([35], [39], [10]). En pratique, cela signifie qu'il est nécessaire de mettre en œuvre des surfaces de décantation très importantes pour pouvoir séparer ces très fines particules. Malheureusement, cela ne facilite pas la distribution de l'eau dans toute la structure lamellaire,

mais l'une des hypothèses utilisées pour calculer le nombre de lames est la répartition homogène de l'eau entre toutes les lames. C'est l'une des clés du bon fonctionnement d'un séparateur à lamelles. Ce problème est également rapporté par Chocat (1997) [39] dans son Encyclopédie d'hydrologie urbaine et d'assainissement. La répartition égale de la vitesse d'écoulement entre les lamelles est particulièrement difficile à résoudre et aucune solution satisfaisante à l'échelle industrielle n'a pu être atteinte [82].

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier in-situ, le comportement hydrodynamique 3D des écoulements chargés avec des particules solides dans un système de plaques parallèles inclinées, en l'occurrence le décanteur lamellaire du barrage de Timgad à Batna en Algérie, en utilisant les méthodes de calcul de la dynamique des fluides. Ce travail considère alternativement l'interaction entre la phase liquide et la phase solide.

1. Les hypothèses de calcul

- Dans ce travail de thèse, nous avons utilisé l'approche multiphasique Euler-Lagrange avec des calculs couplés bidirectionnels, puisque la concentration des particules solides est globalement faible, l'écoulement est peu chargé et le mouvement de la particule est influencé par la phase fluide,
- Afin de tenir compte de la dispersion turbulente, le suivi stochastique des particules dues à la turbulence a été déterminé en utilisant le «modèle de marche aléatoire» discret en conjonction avec le modèle $k - \varepsilon - RNG$ ([51], [160]). Dans ce modèle, la durée de vie, la taille des tourbillons et les caractéristiques de la turbulence sont calculées à partir d'une constante de temps Lagrangienne C_L . Dufresne et al. (2009) [51] ont montré que la constante C_L joue un rôle conséquent dans la localisation des dépôts et la valeur de cette constante par défaut (0,15) ne permettait pas de reproduire les dépôts observés réellement. Dans cette partie de notre étude on va opter une valeur de $C_L=0.25$, puisque l'augmentation de la constante C_L produit une plus grande dispersion des dépôts.
- Etant donné que le temps de simulation est très long avec le couplage entre les deux approches Eulérienne-Lagrangienne notamment pour une simulation instationnaire 3D on a supposé que les matières en suspension sont des particules isolées qui conservent leur densité et leur forme sphérique, pendant le processus de décantation. Alors la décantation est un dépôt des particules isolées, mais pas des particules floculantes qui sont toujours présentées mais avec faible concentration ([51], [160]). La densité de particules utilisée est de 1080 kg / m^3 et la plage de taille des particules est de

30-890 μm et suit la distribution de Rosin-Rammler, comme nous l'avons décrit au chapitre 5.

VI.3.3.2. Modélisation mathématique de l'hydrodynamique et du transport des sédiments dans un écoulement à surface libre turbulent instationnaire

1. Informations générales

Les caractéristiques hydrodynamiques du décanteur lamellaire peuvent être étudiées en considérant que l'écoulement est multiphasique turbulent instationnaire en utilisant une approche Eulérienne – Lagrangienne (DPM) ; c'est pour dire que les équations de Navier-Stokes sont résolues pour la phase fluide tandis que les équations du mouvement de Newton sont résolues pour la phase des particules afin de déterminer les trajectoires des particules.

Concernant la prise en compte de la turbulence dans le modèle hydraulique, le modèle $k - \varepsilon - RNG$ a été jugé pertinent, ce modèle a été dérivé en utilisant une technique statistique rigoureuse : la théorie du groupe de normalisation. La forme de base du modèle $k - \varepsilon - RNG$ est similaire au modèle standard $k - \varepsilon$, mais comprend un certain nombre d'améliorations, ce qui le rend plus approprié aux simulations numériques de la présente étude, plus précis pour les écoulements tourbillonnaires et les écoulements rapidement tendus, ainsi que pour les faibles effets du nombre de Reynolds. À ce stade, il convient de mentionner que le modèle $k - \varepsilon - RNG$ est également modifié par la prise en compte simultanément la phase primaire (continue) et la phase secondaire (dispersée).

2. Phase liquide

La phase liquide est traitée comme un milieu continu en résolvant les équations de Navier-Stokes de sorte que les équations de conservation de masse et de moment en cas de turbulence instationnaire (équation III.14) peuvent être écrites en coordonnées cartésiennes en tant que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k \partial x_k} - \left(\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) + g_i \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right.$$

3. Turbulence

Les équations générales de transport pour l'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation de turbulence ε du modèle de turbulence $k - \varepsilon RNG$ peuvent être décrits respectivement par l'équation (III.37) et l'équation (III.38) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} - R_\varepsilon$$

La dispersion des particules due à la turbulence dans la phase fluide est prédite à l'aide du modèle de marche aléatoire discrète (DRW), qui inclut l'effet des fluctuations de vitesse turbulentes instantanées sur les trajectoires des particules par l'utilisation des méthodes stochastiques. Cette approche prédit la dispersion des particules turbulentes en intégrant les équations de trajectoire pour des particules individuelles, en utilisant la vitesse instantanée du fluide le long du trajet des particules. En calculant la trajectoire de cette manière pour un nombre suffisant de particules représentatives, les effets aléatoires de la turbulence sur la dispersion des particules sont pris en compte (les détails sont abordés dans le chapitre 4).

4. Equation du mouvement des particules

Le modèle proposé prédit la trajectoire d'une particule de phase discrète en intégrant le bilan de force sur la particule, qui est écrit dans un cadre de référence lagrangien. Cet équilibre de forces qui assimile l'inertie des particules aux forces agissant sur la particule peut être écrit comme suit :

Nous considérons dans notre étude que l'équation du mouvement d'une particule solide et se réduit à :

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p$$

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{m_p}{d_p} C_D (u_f - u_p)(u_f - u_p) + m_p g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) + C_{vm} \frac{\rho}{\rho_p} \left(\vec{u}_p \nabla_{\vec{u}} - \frac{d\vec{u}_p}{dt} \right) + \frac{\rho}{\rho_p} \vec{u}_p \nabla_{\vec{u}} \quad (\text{VI.1})$$

Ici, u_f la vitesse instantanée du fluide ; ρ , la masse volumique du liquide.

Le terme de gauche dans l'équation (VI. 1) correspond à l'accélération de la particule.

Le premier terme de la partie droite correspond à la force massique de traînée qui est détaillé dans le chapitre 5.

C_D : Est le coefficient de traînée qui est calculé par les corrélations de Morsi et Alexander (1972) [116], par le fait que les particules solides utilisées dans ces simulations ont un diamètre 30–890 μm et une fraction volumique $\alpha_p(x, y, z, t) < 10^{-3}$, alors le terme correctif de la traînée est presque de l'ordre de l'unité ce terme peut donc être négligé

Le deuxième terme $m_p g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right)$ de la partie droite de l'équation (IV-1) qui est la force due à la gravité réduite de la poussée d'Archimède liée au fluide environnant correspond au poids déjaugé de la particule.

Le troisième terme, et le quatrième terme correspondent à des forces additionnelles, parmi lesquelles la force de masse ajoutée et la force due au gradient de pression. C_{vm} Le facteur de masse virtuel.

En plus de toutes ces forces, on prend également en compte l'influence de la nature turbulente de l'écoulement sur la particule. La dispersion des particules due aux fluctuations turbulentes du flux est modélisée en utilisant une dispersion stochastique (marche aléatoire).

Nous résolvons l'équation de continuité de la fraction volumique

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \vec{u} \nabla \alpha = 0 \quad (\text{VI-2})$$

En remplaçant la valeur de la fraction volumique dans l'équation suivante :

$$\rho_m = \alpha_w \rho_{water} + \alpha_p \rho_{MES} \quad (\text{VI-3})$$

En remplaçant ρ_m (la masse volumique du mélange) dans le système (III.14) et en résolvant le système suivant :

$$\overline{NVS} + k + \varepsilon \text{ (RNG)} \quad (\text{VI-4})$$

5. Le couplage bidirectionnel

Comme mentionné précédemment, dans cette partie de notre étude nous avons utilisé le modèle DPM avec un couplage bidirectionnel, alors un échange de dynamique entre la phase primaire (eau) et secondaire (particules solides) et vice-versa a lieu pendant les calculs.

Le changement de vitesse entre les phases est calculé comme suit :

$$f = \sum \left(\frac{18\mu C_D Re}{\rho_p d_p^2 24} (u_p - u) + F_{other} \right) m_p \Delta t \quad (\text{VI-5})$$

où Δt : est le pas de temps, et F_{other} : représente les forces d'interaction.

VI.3.3.3. Géométrie du canal

Dans ce travail, l'étude porte sur les écoulements turbulents à surface libre en tenant compte de la présence de matières en suspension et de l'influence des obstacles (un et deux obstacles). Cette phase permet de tester la capacité du code de calcul utilisé.

Dans un deuxième temps, nous étudions l'influence de plusieurs obstacles sur la vitesse de l'écoulement dans la géométrie complexe des canaux.

Pour le premier cas, nous considérons un canal horizontal de 20 m de longueur et de 2 m de hauteur. L'eau s'écoule de gauche à droite à une vitesse $v=1$ m/s. L'obstacle est situé à 5 m de l'entrée du canal et sa hauteur est de 1 m pour le deuxième cas on garde la même géométrie et on ajoute un autre obstacle à une distance axiales de 10m (Figures (VI. 4, VI. 5)).

Pour le second cas, nous considérons un décanteur lamellaire (Figure(VI. 6)) qui est caractérisée par une hauteur de 1,16 m; la largeur: 2m; distance interlamellaire: 0,08m, épaisseur de la lame: 0,07m, nombre de lames: 50, angle d'inclinaison de la lame: 55° , plaques du matériau: en PVC.

- Dimensions du décanteur : 9,8 m de long x 2m de large x 4m de haut.
- Dimensions du canal d'entrée : 2 m de long x 2m de large x 1m de haut

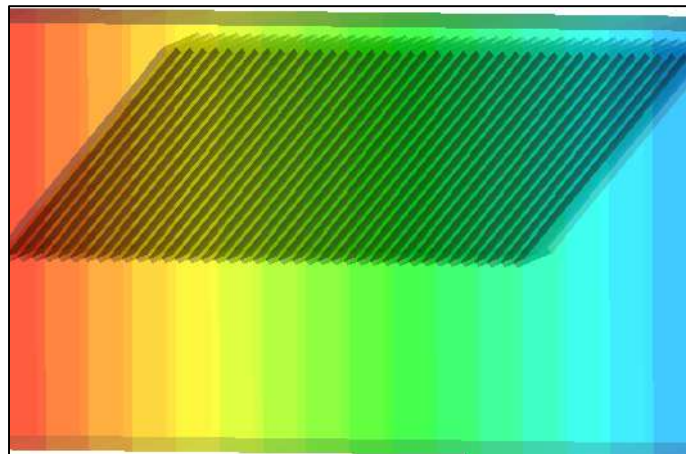


Figure. VI. 71: La partie intermédiaire (la partie lamellaire)

VI.3.3.4. Les conditions aux limites

1. Pour le modèle à phase discrète

Les conditions aux limites supplémentaires sont :

- Pour l'entrée et la sortie une condition de "fuite" (escape) est prescrite.
- Près des limites solides, condition aux limites BTKE développé " est prescrite (BSS Soulsby couplé avec la condition BTKE).
- Enfin, au fond du canal, deux conditions aux limites sont utilisées la condition (BSS Soulsby couplé avec la condition BTKE) et la condition "piégée" qui signifie que les

calculs de la trajectoire sont terminés et l'état de la particule est enregistré comme piégé lorsqu'il rencontre la limite proposée.

2. Pour la phase continue

- À L'entrée : on fixe la valeur de la vitesse de l'écoulement et de l'énergie cinétique turbulente, les grandeurs des vitesses de la phase primaire et la phase particulaire avec des directions normales à la face d'entrée sont spécifiées, en supposant des valeurs constantes et uniformes, gradient nul pour la pression.
- Mur : Les frontières solides sont spécifiées comme parois fixes avec un état de cisaillement sans glissement.
- A la surface libre, la condition limite de symétrie a été choisie par plusieurs auteurs ([51] , [115]) ,dans notre étude le choix de cette condition est venue après une étude comparative des écoulements horizontaux dans un canal avec obstacle pour deux cas de la surface libre, le cas où la surface libre est imperméable et similaire à celui d'une paroi solide et le cas où la surface libre est l'interface entre deux volumes (volume d'eau et volume d'air) ;
- Le décanteur comportant un nombre important de lames, il n'a pas été possible de modéliser l'écoulement réel entre toutes les lames car le nombre de cellules nécessaires pour calculer les champs de vitesses, conduit au dépassement de la capacité de l'ordinateur. Aussi, l'ensemble des lames a été représenté par une zone de résistance à l'écoulement, comme s'il s'agissait d'un bloc poreux décrit par sa perméabilité [115].

Enfin, nous pouvons conclure que :

Le système dynamique sensible, utilisation de lois empiriques, couche limite non modélisée.

VI.3.3.5. Procédure de solution

La stratégie suivie pendant la procédure de résolution peut être résumé dans les étapes suivantes :

1. Le champ d'écoulement en phase continue est résolu avant l'introduction de la phase discrète.
2. La phase discrète est introduite en calculant la trajectoire de la particule pour chaque injection de phase discrète.
3. l'écoulement de la phase continue est recalculé en tenant compte de l'échange interphasique de la quantité de mouvement, et la masse qui ont été déterminées lors de l'étape précédente.
4. Les trajectoires de la phase discrète sont ensuite recalculées.
5. Les étapes 3 et 4 sont répétées jusqu'à ce qu'une solution convergente soit obtenue, où le champ d'écoulement en phase continue et les trajectoires des particules en phase discrète ne changent avec aucun calcul supplémentaire.

La procédure couplée doit être suivie afin d'inclure l'impact important de la phase discrète sur le champ de l'écoulement de la phase.

VI.3.3.6. Effet de la surface libre sur les écoulements turbulents dans un canal avec un obstacle

Pour choisir le modèle traitant le problème de la surface libre dans les écoulements horizontaux, une étude comparative est effectuée entre les écoulements dans un canal horizontal avec obstacle, pour deux cas :

- Le cas où la surface libre est imperméable et similaire à celui d'une paroi solide. (condition de la symétrie)
- Le cas où la surface libre est l'interface entre deux volumes (volume d'eau et volume d'air).

La (Figure (VI. 72)) montre la distribution des vitesses horizontales pour une position longitudinale, $X = 4.75\text{m}$, une hauteur $Y = 2\text{ m}$, et une vitesse imposé à l'entrée du canal rectangulaire avec un obstacle $v = 1\text{m/s}$, simulée pour les deux cas de la surface libre. La comparaison entre les deux profils montre avec évidence que les résultats sont presque identiques, par le fait, d'une part que la technique VOF ne peut simuler de manière parfaite que la présence et le mouvement des petites bulles d'air, si elles sont significativement plus grandes que la taille de la cellule (maille). D'autre part, les petites bulles d'air peuvent être brisées ou dispersées par la turbulence ne sont pas simulées directement dans le modèle $k - \varepsilon - RNG$.

Cette approche numérique n'est pas facile car les écoulements turbulents air-eau comportent de nombreuses difficultés, telle que les structures d'écoulement à deux phases, la

turbulence et la surface libre. Le modèle VOF est fréquemment appliqué aux écoulements turbulents à grand nombre de Reynolds, mais ils manquent de résolutions microscopiques et les résultats ne sont pas toujours fiables [76]. Les écoulements de cette partie d'étude qui sont des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds nous ont contraints d'opter pour la condition de la symétrie pour traiter le problème de la surface libre dans nos calculs.

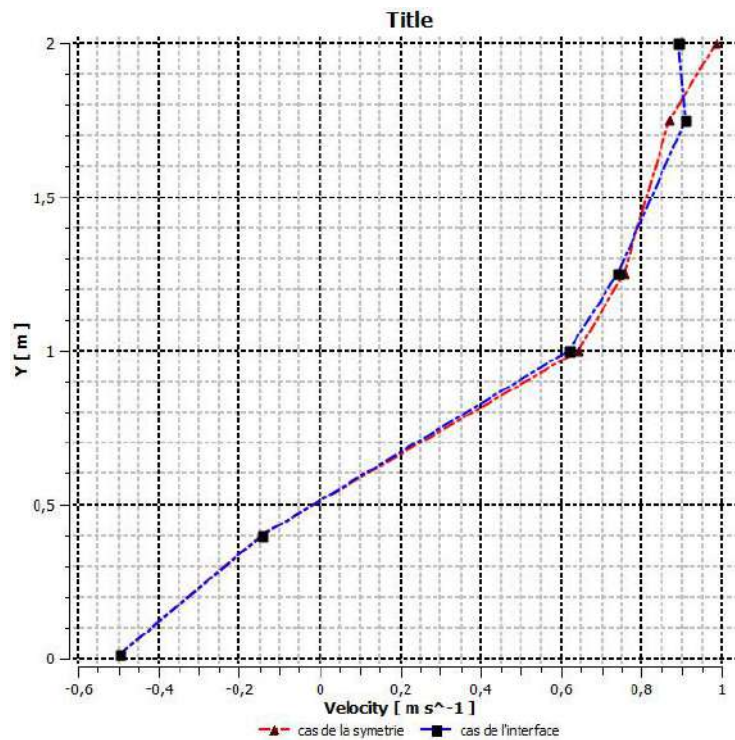


Figure. VI. 72: Représentation des comparaisons des profils de vitesses autour de l'obstacle pour Y = 2 m (t=35s)

VI.3.3.7. Effet de l'obstacle sur le comportement hydrodynamique dans un canal rectangulaire

La figure (Figure (VI. 73)) montre les champs des vitesses du domaine de calcul après 35s, nous remarquons que la répartition de la vitesse reste invariante le long du canal sans obstacle .En revanche, la (Figure (VI. 74)) décrit nettement le schéma du flux développé en raison de la présence d'un obstacle. Une fois que le flux atteint l'obstacle rectangulaire, la surface libre est perturbée et il y a des pertes de quantité d'énergie et d'énergie associées [57].La force de résistance due à la présence de cet obstacle sur le flux provoque une perte de vitesse après et au-dessous de l'obstacle.

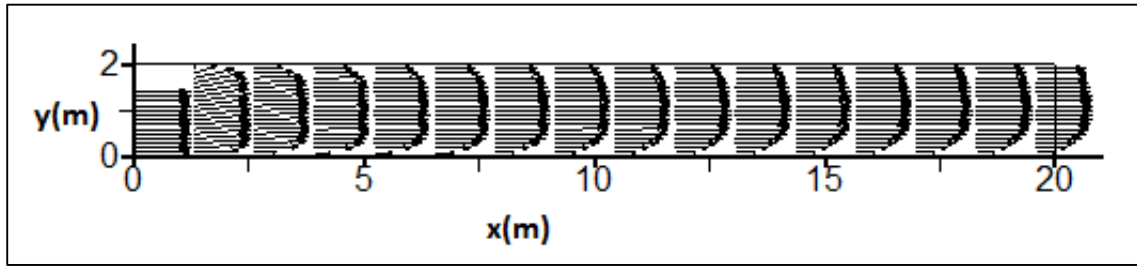


Figure. VI. 73: Répartition des champs de vitesse dans un canal sans obstacle

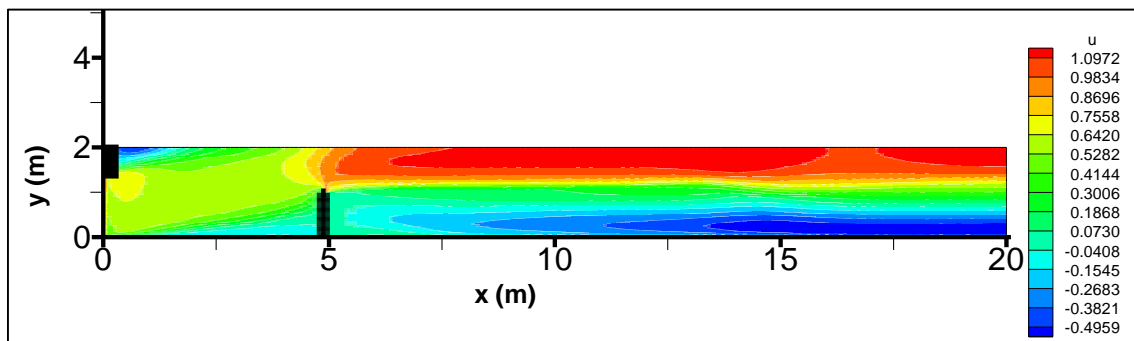


Figure. VI. 74: Représentation la variation des vitesses en m/s simulé avec la condition de la symétrie imposée à la surface libre dans un canal avec un seul obstacle

VI.3.3.7. 1.Cas d'un obstacle phase liquide

1. Champs de vitesse

a) Le temps nécessaire pour voir un régime établi stationnaire est très long parce que l'écoulement est à chaque fois renouvelé totalement. Ceci découle du fait que les tourbillons qui se créent sur la surface libre et au-dessus de l'obstacle sont évacués rapidement et se dissipent au-delà de l'obstacle. Un exemple des résultats est montré sur les (figures (IV. 75 à IV.78)), où l'on voit qu'après $t=40s$ (figures (IV. 78, IV. 79)) l'écoulement est renouvelé totalement sans voir le régime établi stationnaire. La connaissance de ce temps typique et de la valeur moyenne de la vitesse u donne une idée sur la taille de recirculations contenues dans l'écoulement.

La présence d'un obstacle change de manière significative les caractéristiques de l'écoulement près de la surface.

Une conséquence directe de la perturbation de l'écoulement, causée par la présence d'un obstacle, est l'apparition d'une région de recirculation à l'aval de l'obstacle.

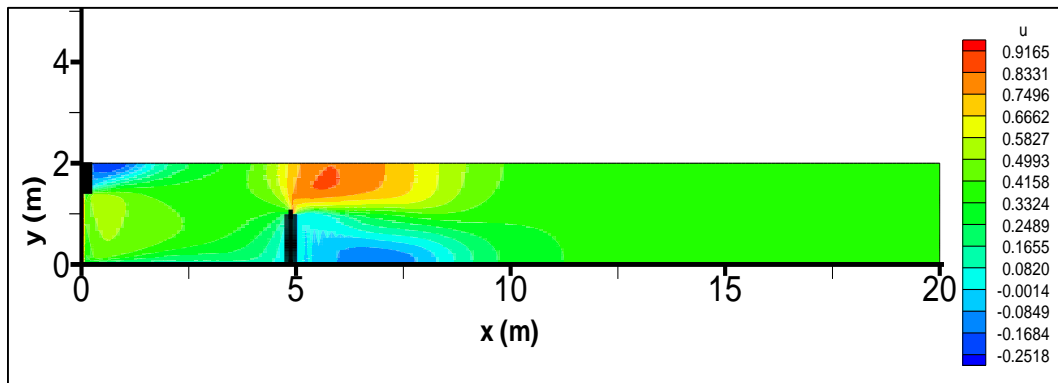


Figure. VI. 75: Variation temporelle de la vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 10$ s)

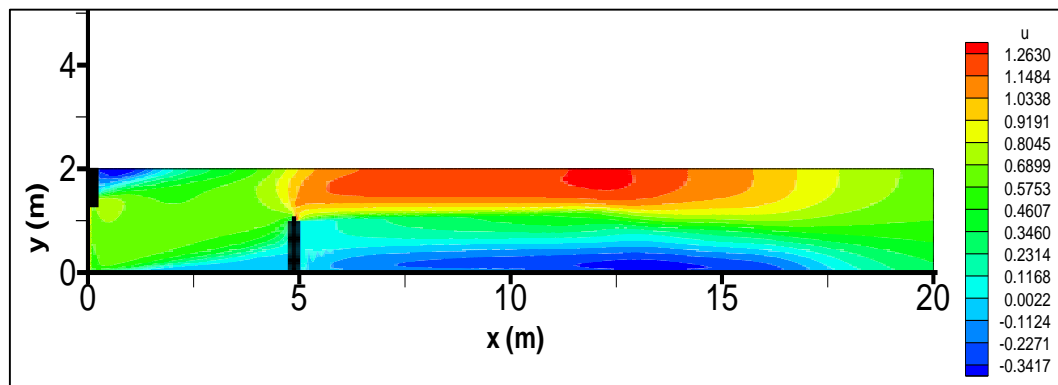


Figure. VI. 76: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 25$ s)

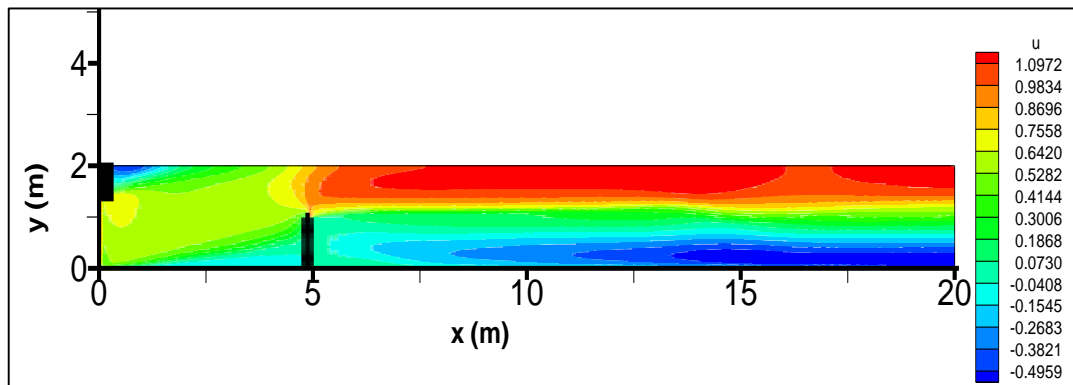


Figure. VI. 77: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 35$ s)

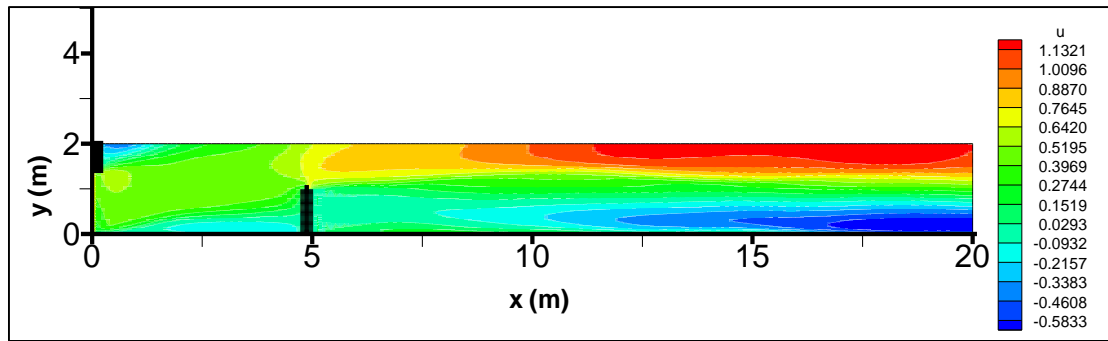


Figure. VI. 78: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 40$ s)

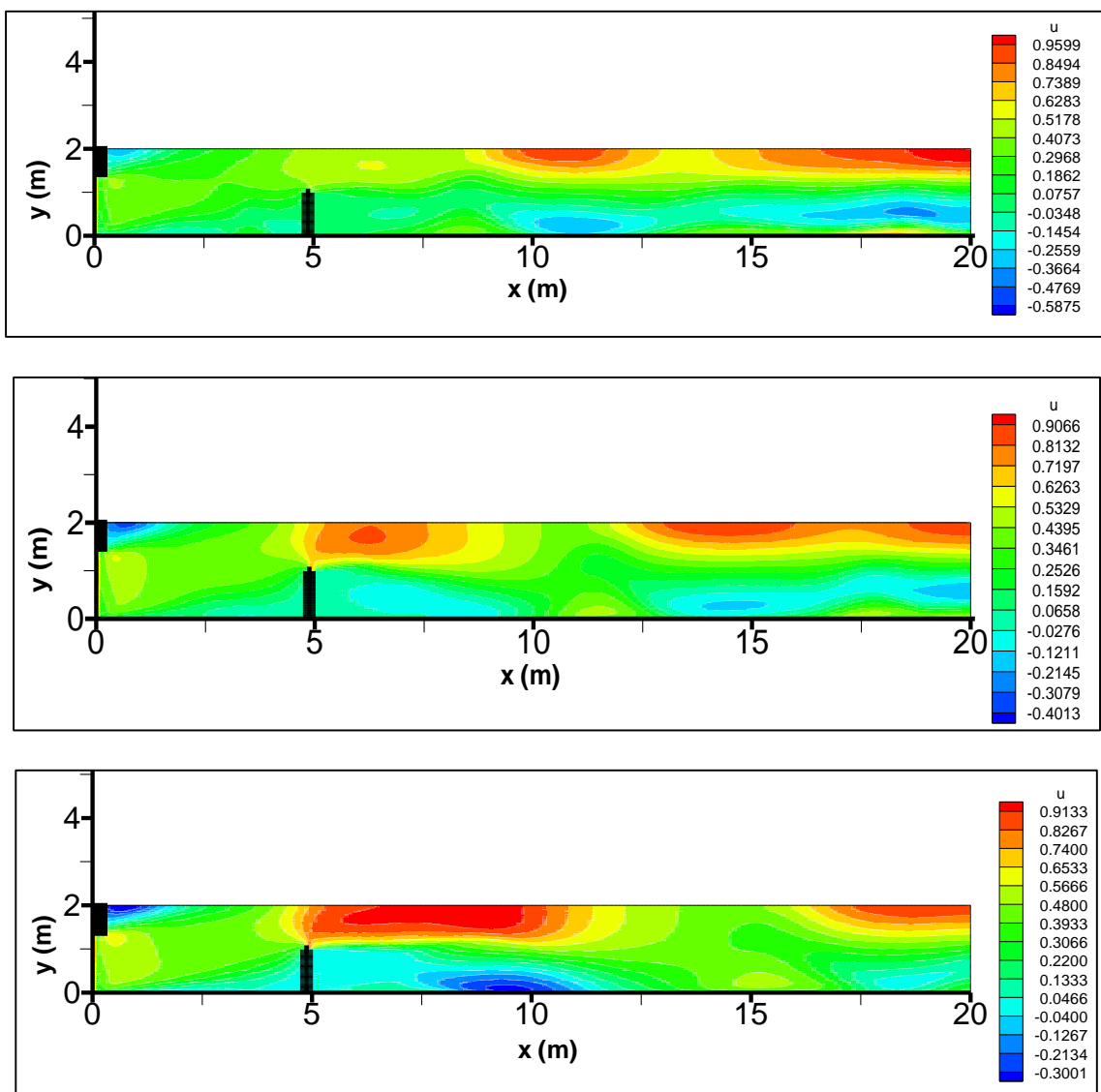


Figure. VI. 79: Variation temporelle des champs de vitesse en m / s dans un canal avec un obstacle ($t = 50$ s ÷ 60 s)

La distribution des profils de vitesse horizontale à différentes positions longitudinales X , dans le canal rectangulaire à un seul obstacle est représentée sur les (Figures (IV. 80, IV. 79)). Cette distribution est produite respectivement pour la première position dans le sens de l'écoulement avant l'obstacle $x=1\text{m}$ notée C10, la deuxième autour de l'obstacle notée C100, et la troisième loin de l'obstacle $x=13\text{m}$ dans le sens de l'écoulement notée C198 pour $Y = 2\text{ m}$. On peut voir une augmentation de la vitesse de l'eau dans la zone entre la source d'injection et l'obstacle, puis une diminution de la vitesse de l'eau derrière l'obstacle dans la zone de recirculation. Dans la zone de dépression, la diminution de la profondeur de l'eau s'accompagne d'une accélération de l'écoulement. On note également une légère accélération en amont de l'obstacle, puis une décélération dans sa région aval. On peut également observer une augmentation de la vitesse de l'eau autour de la surface libre. L'impact d'entraînement de l'air dans cette zone d'écoulement est dû à l'importance du processus d'accélération des vitesses près de la surface libre. L'effet de l'air n'est pas pris en compte dans cette simulation numérique. Les résultats produits sont qualitativement en adéquation avec la littérature spécialisée [16].

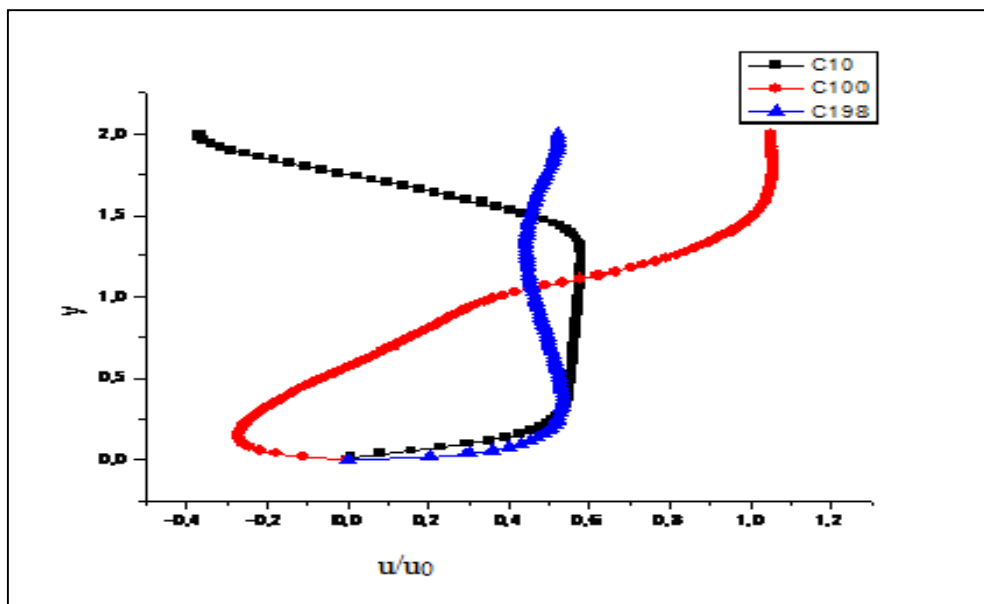


Figure. VI. 80: Les profils de vitesse en (m / s) calculés dans un plan horizontal

2 .La turbulence

La (Figure (VI. 81)) montre que l'allure de l'énergie cinétique, apparaît acceptable en le comparant avec l'allure de la vitesse. Concernant la (Figure (VI. 82)) les grandes valeurs de dissipations sont localisées au niveau de la couche limite, ceci s'explique par la diminution de la vitesse près de la paroi.

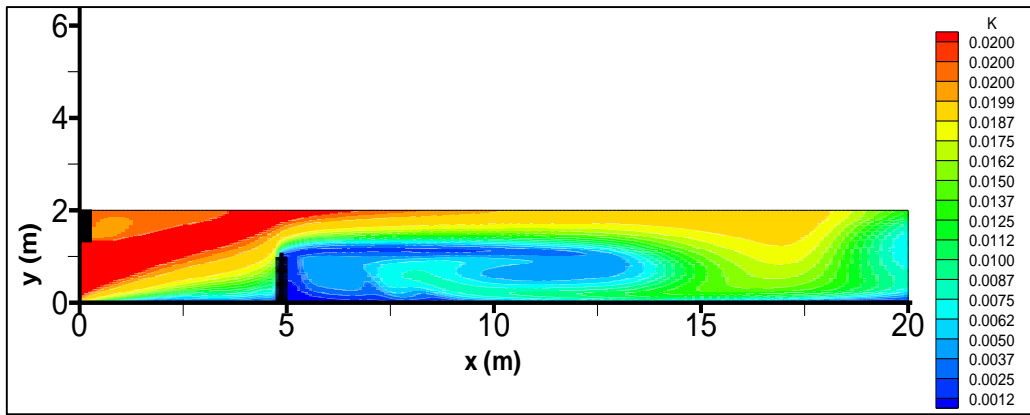


Figure. VI. 81: L'énergie cinétique turbulente en m^2/s^2

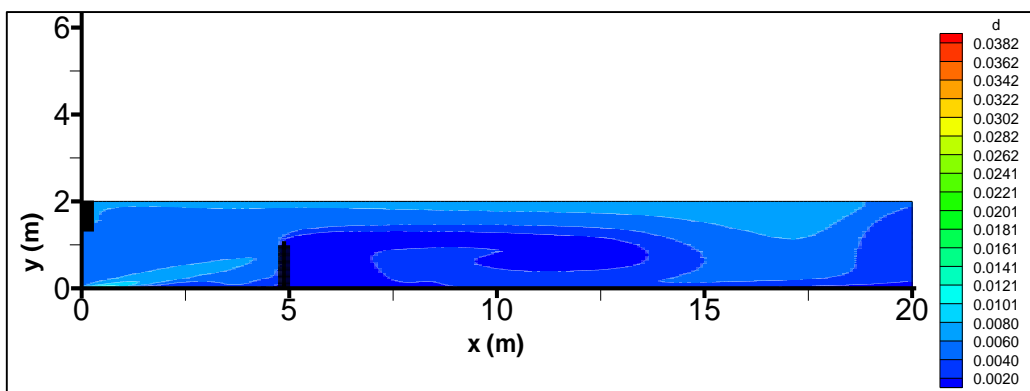


Figure. VI. 82: champ de dissipation en (m^2 / s^3)

3. Champ de pression

Le profil de pression en présence de l'obstacle est présenté sur la (Figure (VI. 83)) où on peut constater que le gradient de pression est négatif au-dessus et à l'aval de l'obstacle, ce qui correspond à une accélération de l'écoulement entre la surface libre et l'obstacle découlent de la diminution de la section en présence de l'obstacle (conservation de débit).

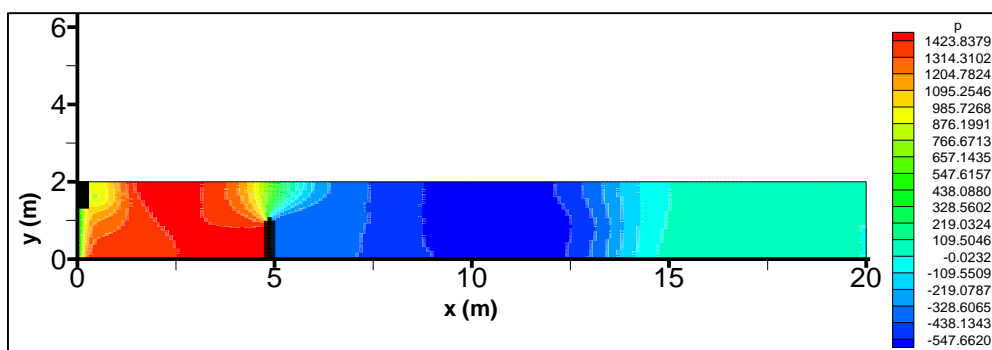


Figure. VI. 83: Champ de pression en (Pa) dans un canal avec un obstacle

La dépression est bien sûr liée à la présence du sillage aval de l'obstacle.

VI .3. 3.7. 2.Simulation de la dispersion des particules solides autour d'un obstacle

La (Figure (VI. 84)) montre la trajectoire des particules solides. A l'entrée, les particules sont influencées par l'écoulement autour de l'obstacle, (les zones de recirculation et les turbulences créées dans ces régions). Les particules solides atteignant le voisinage de l'obstacle sont entraînées dans son sillage et mélangé dans la zone de recirculation. Par la suite, les particules sont libérées progressivement, facilitant ainsi leurs dispersions verticalement et horizontalement le long du canal.

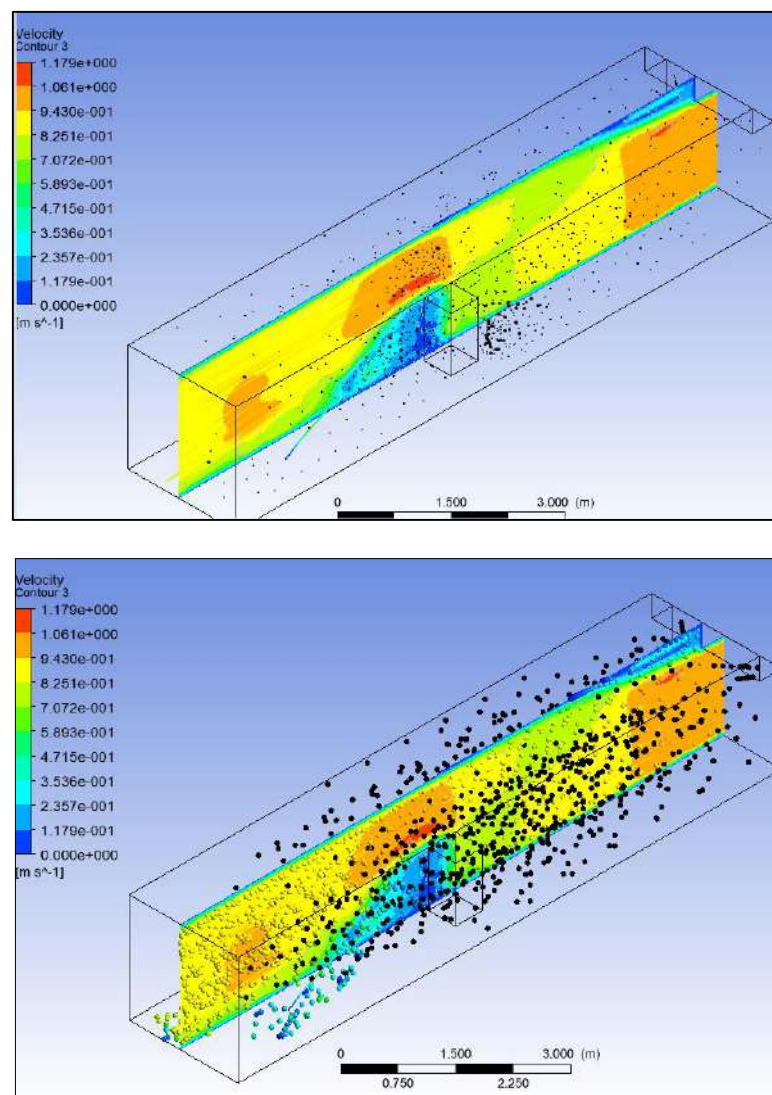


Figure. VI. 84: Représentation de la trajectoire des particules solides $t= (10s)$

La présence de l'obstacle crée de fortes perturbations dans le flux, ce qui modifie généralement la structure de l'écoulement. Ces observations sont également appuyées par les (Figures (VI. 85, VI. 86)) qui représente les variations de la fraction volumique des particules solides pour $t = 5$ à 20 s à différentes sections de l'écoulement.

Dans la région amont de l'obstacle ($X = 4.5$ m), à différentes positions verticales ($y=0$ à 2m), on constate que la fraction volumique des particules solides est de 0,12 à $t = 5$ s, puis pour les deux instants $t = 10$ s et $t = 15$ s elle augmente à 0,78 et 0,799 pour $Y = 1.26$ m, (au-dessus de l'obstacle) après quoi il diminue à 0,66 pour $Y = 1.22$ m et $t = 20$ s (Figure (VI. 85)).

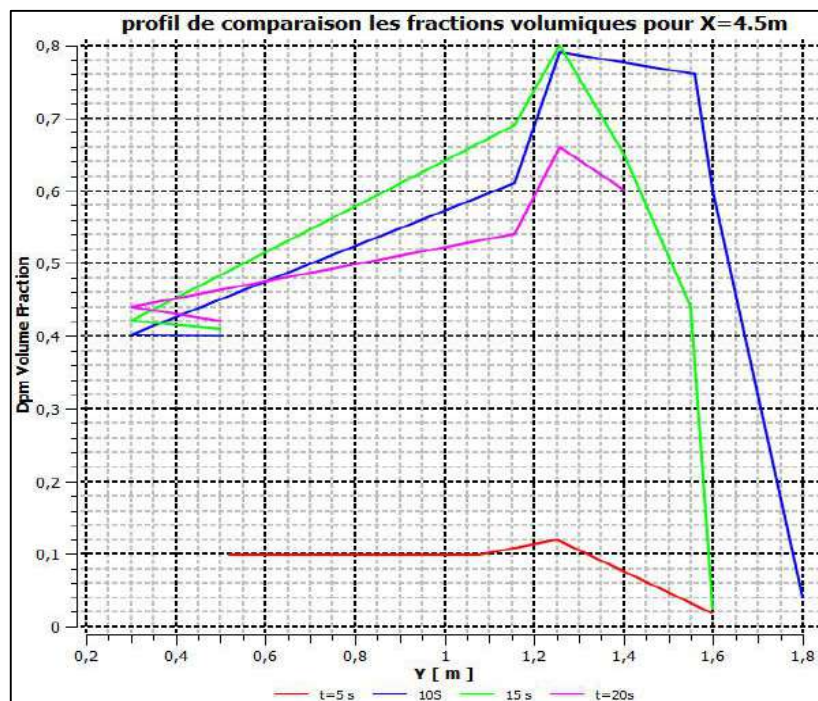


Figure. VI. 85: Profil de comparaison des fractions volumiques pour $X=4.5$ m

Pour $X = 5.5$ m (en aval de l'obstacle), la fraction volumique du polluant a une valeur faible de 0,115 à $t = 5$ s et $Y = 1.14$ m. Cependant, on peut voir pour $t = 10$ s et $t = 15$ s la fraction volumique des particules solides atteint une valeur de 0,38 et 0,40 pour $Y = 0.64$ m, puis une valeur de 0,70 et 0,78 pour $Y = 1.22$ m. Après cela, il atteint une valeur de 0,66 à $t = 20$ s et pour la position verticale $Y = 1,83$ m.

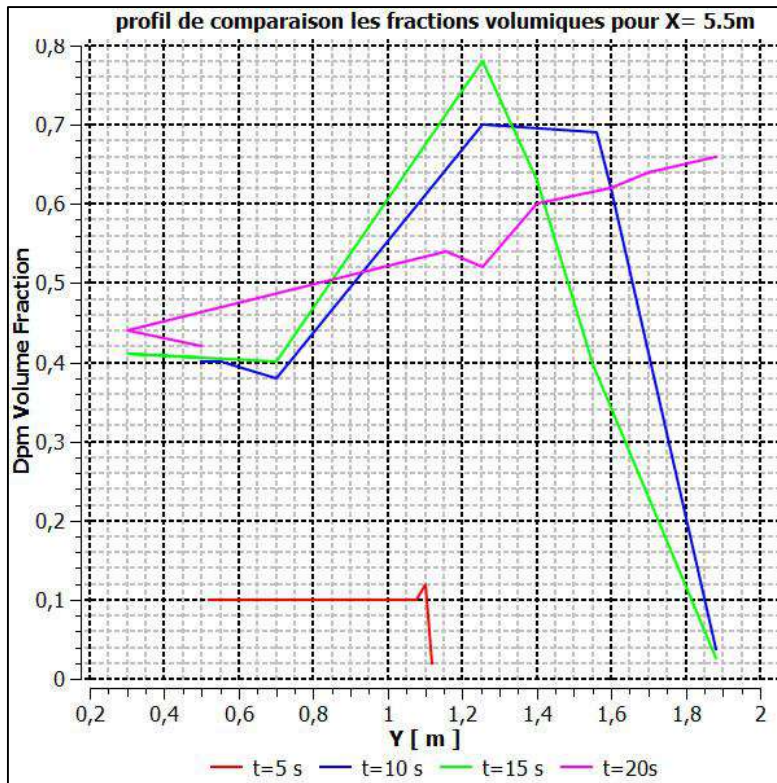


Figure. VI. 86: Profil de comparaison des fractions volumiques pour X=5.5m

L'accélération de l'écoulement à petite distance qui est observée, avant, au-dessus et après l'obstacle (Figure (VI. 87)) provoque la formation d'une onde. Nous avons également remarqué, que lorsque l'écoulement atteint le pied amont de l'obstacle, il y a un blocage des particules fluides qui s'explique par la chute de vitesse se produisant juste avant l'obstacle et l'énergie cinétique devient nulle lorsque le flux impacte la paroi amont de l'obstacle ; c'est le régime "Collisional", [16]. Ensuite, nous avons observé l'apparition d'une zone de recirculation à faible vitesse avec des valeurs négatives, située derrière l'obstacle et sur la paroi inférieure du canal se présentant sous la forme de rouleaux contre-rotatifs. Après, la vitesse augmente à nouveau en se rapprochant de la zone aval du canal (Figure (VI. 88)).

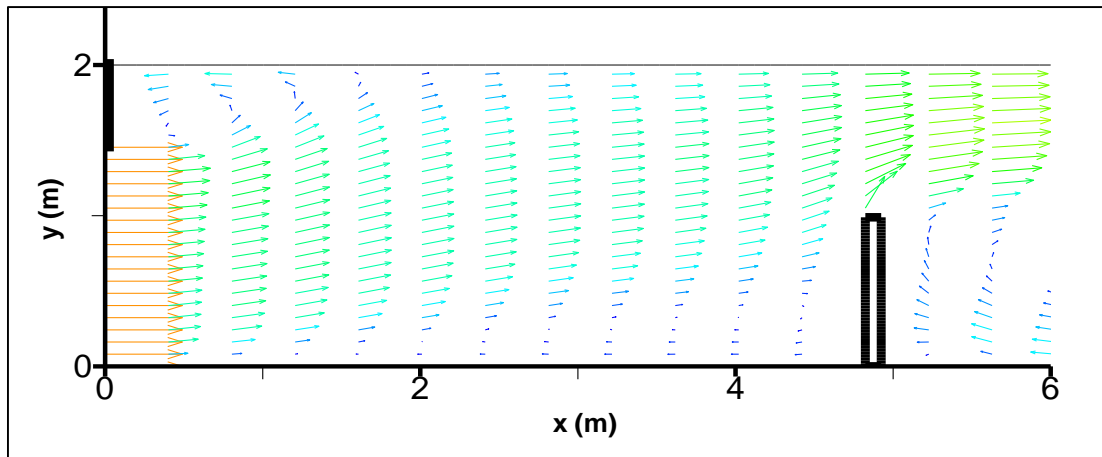


Figure. VI. 87: Les zones de recirculations avant l'obstacle

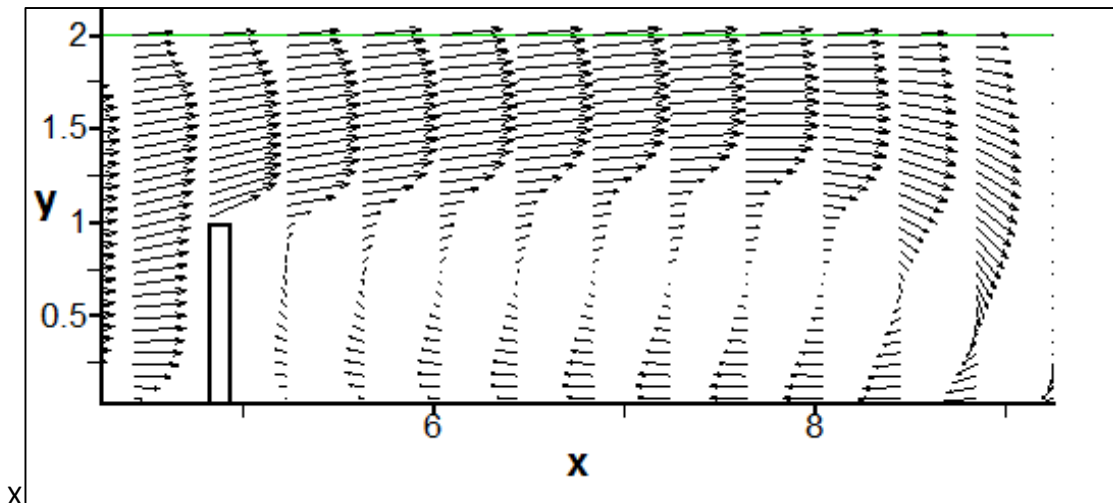


Figure. VI. 88: Les zones de recirculations après l'obstacle

VI.3.3.8. Cas de deux obstacles

- Le profil de pression en présence de deux obstacles est présenté dans la (Figure(VI.89)). Nous observons un gradient de pression positif juste à l'amont de l'obstacle n°1.

Le gradient positif devient plus important juste à l'amont de l'obstacle n°2, donc on a deux zones des surpressions (sur de petites distances) et un léger gradient de pression négative dans la zone qui se trouve entre les deux obstacles et après l'obstacle n°2. Ce qui traduit le ralentissement devant l'obstacle jusqu'au point d'arrêt amont, ce qui est cohérent avec la relation de Bernoulli, bien qu'elle néglige les effets visqueux.

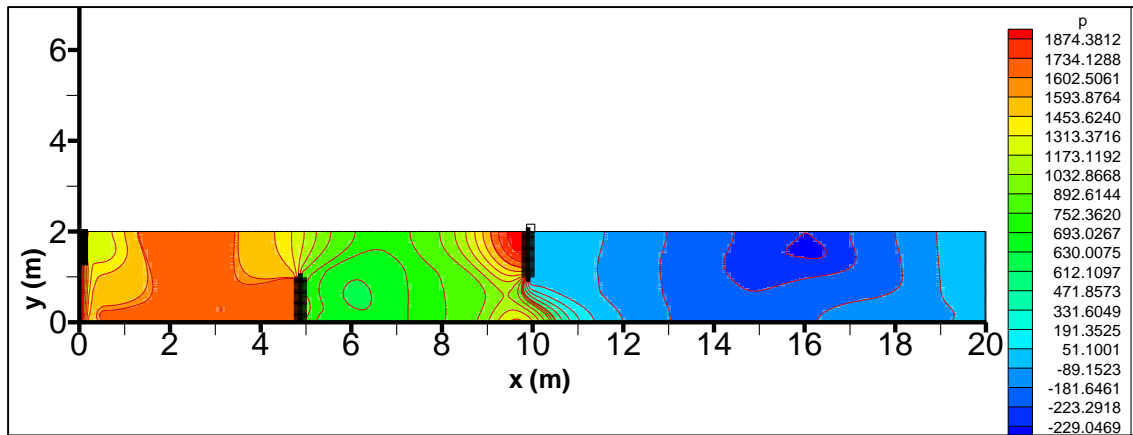


Figure. VI. 89: Champ de pression (Pascal)

- La (Figure (VI. 90)) montre qu'il y a trois zones de recirculation. La région de vitesse négative est clairement identifiée dans la zone entre les deux obstacles et à l'amont de l'obstacle n°1 et à l'aval de l'obstacle n°2.

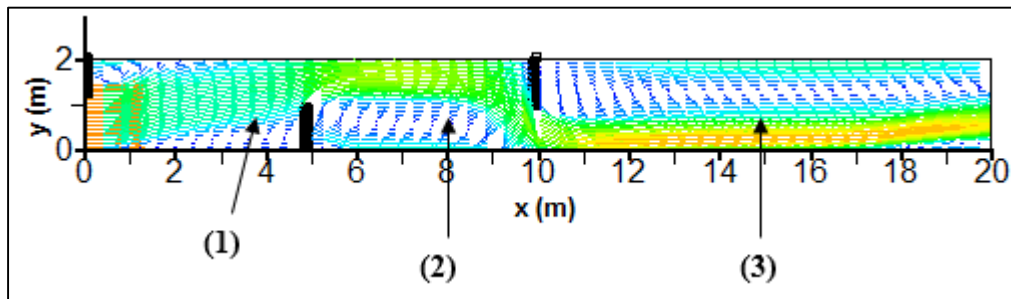


Figure. VI. 90: Vecteurs des vitesses en (m/s) dans un canal avec deux obstacles

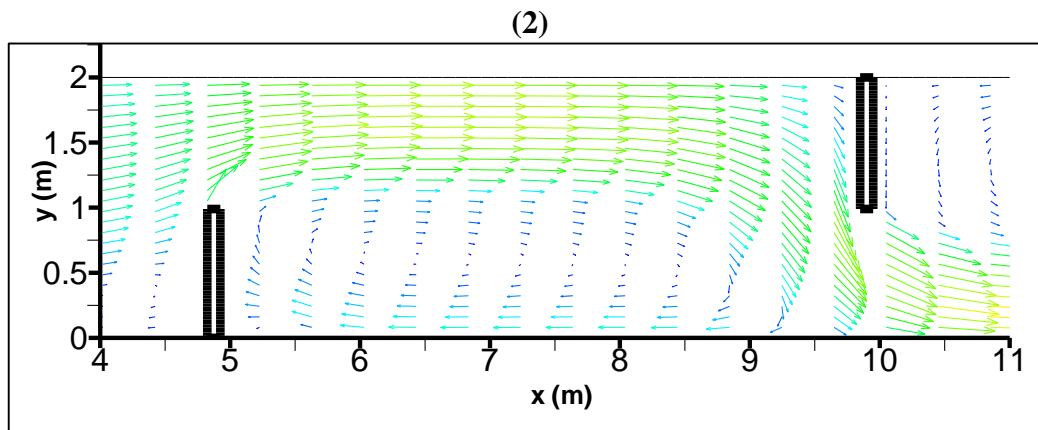


Figure. VI. 91: Vecteurs des vitesses en (m/s) dans la zone entre deux obstacles (zone de recirculation)

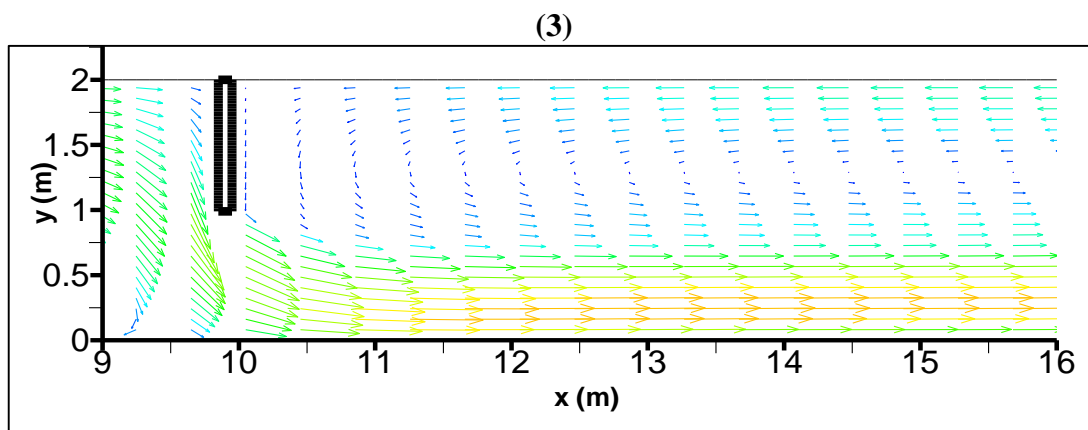


Figure. VI. 92: Vecteurs des vitesses en (m/s) après l'obstacle n°2

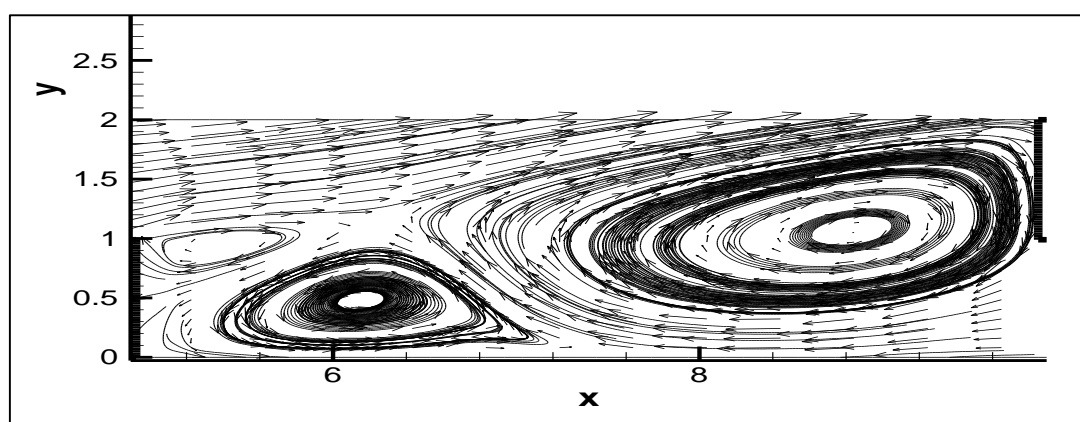


Figure. VI. 93: Les lignes de courant dans la zone entre deux obstacles

Les flux d'interaction et les processus d'écoulement turbulent, qui sont produits par la présence des obstacles, provoquent des pertes d'énergie ; ils sont distribués en aval de l'obstacle, et prennent place dans des couches de cisaillement, des tourbillons, des zones de séparation et des désintégrations turbulentes dans le sillage [57].

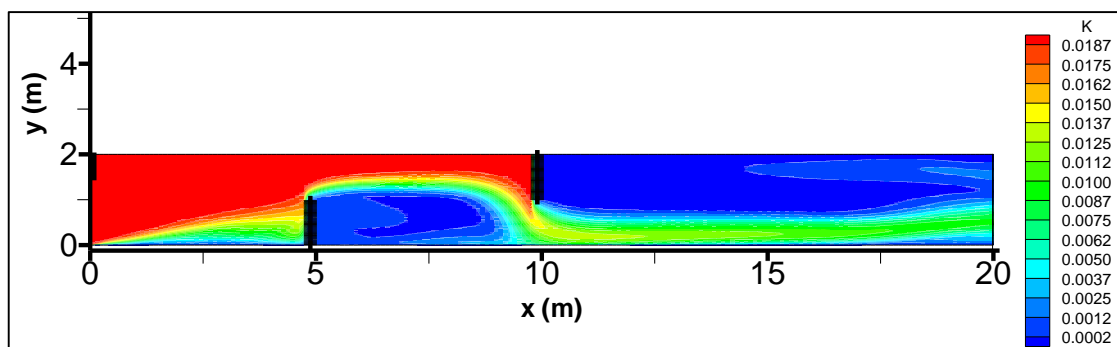


Figure. VI. 94: Distribution de l'énergie cinétique en (m^2/s^2) dans un canal avec deux obstacles

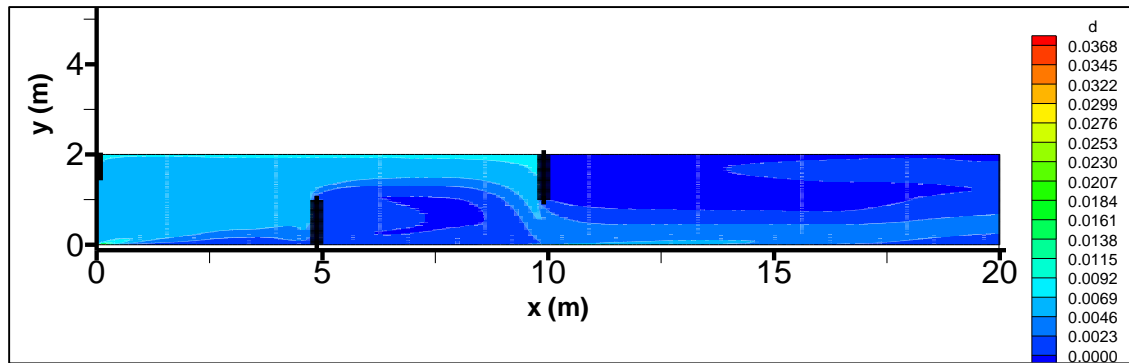


Figure. VI. 95: Distribution de la dissipation en (m^2/s^3)

VI.3.3.9. Conclusion

Dans cette partie de la thèse consacrée à la simulation numérique des particules solides dans un canal à un obstacle puis deux obstacles en écoulement turbulent, le modèle DPM avec la condition de la symétrie ont été utilisés pour suivre la trajectoire des particules solides en présence de la surface libre. Nous avons constaté dans la première partie de cette étude que les particules solides de petits diamètres sont dispersées lorsque l'injection est effectuée avec une vitesse liquide de 1 m/s. Lorsque, en introduisant un obstacle rectangulaire dans le canal nous avons constaté que la présence des obstacles crée de fortes perturbations dans l'écoulement, modifiant constamment la structure de l'écoulement. Les particules solides sont influencées par cette perturbation, de même que les turbulences créées dans ces régions. Lorsque l'écoulement atteint la paroi amont de l'obstacle, il y a un blocage des particules de fluide et une chute de la vitesse qui se produit juste avant l'obstacle. Ce phénomène produit une augmentation de la surface de l'eau (l'énergie cinétique devient nulle lorsque l'écoulement impacte la paroi aval de l'obstacle avec la formation d'une onde). Nous avons également remarqué l'apparence d'une zone de recirculation située derrière l'obstacle. Ensuite, il y a création d'un vortex, qui s'étend derrière l'obstacle et au fond du canal. Le sillage qui apparaît dans cette région est caractérisé par une turbulence importante.

VI.3.3.10. Cas du séparateur à lamelles

VI .3. 3.10. 1.Champs hydrodynamiques dans un décanteur lamellaire phase liquide

L'examen des simulations en 3D (Figure (VI. 96)) conduit aux observations suivantes : les simulations montrent qu'il y a une formation d'un tourbillon important dans le plan vertical avec abaissement des lignes d'eau vers le fond de l'ouvrage, puis remontée de l'eau dans les lames. Elles montrent également que l'eau pénètre jusqu'au fond de l'ouvrage, percute le voile arrière du compartiment lamellaire, puis revient à contresens avant de remonter dans les lames. La formation de turbulences sous les lames dépend de la vitesse de pénétration de l'eau. Plus

l'ouvrage est long, plus la zone de turbulence s'allonge. Cette turbulence semble être à l'origine du mouvement de retour de l'eau à contresens dans les premières lames.

En observant le mouvement de l'eau au-dessous des lames, on s'aperçoit que plus le compartiment est long, plus la zone où l'eau s'écoule à contre sens est importante. Au niveau de la zone de stockage des boues, on constate que l'eau redescend peu à peu vers le fond de l'appareil mais sans créer de fortes perturbations

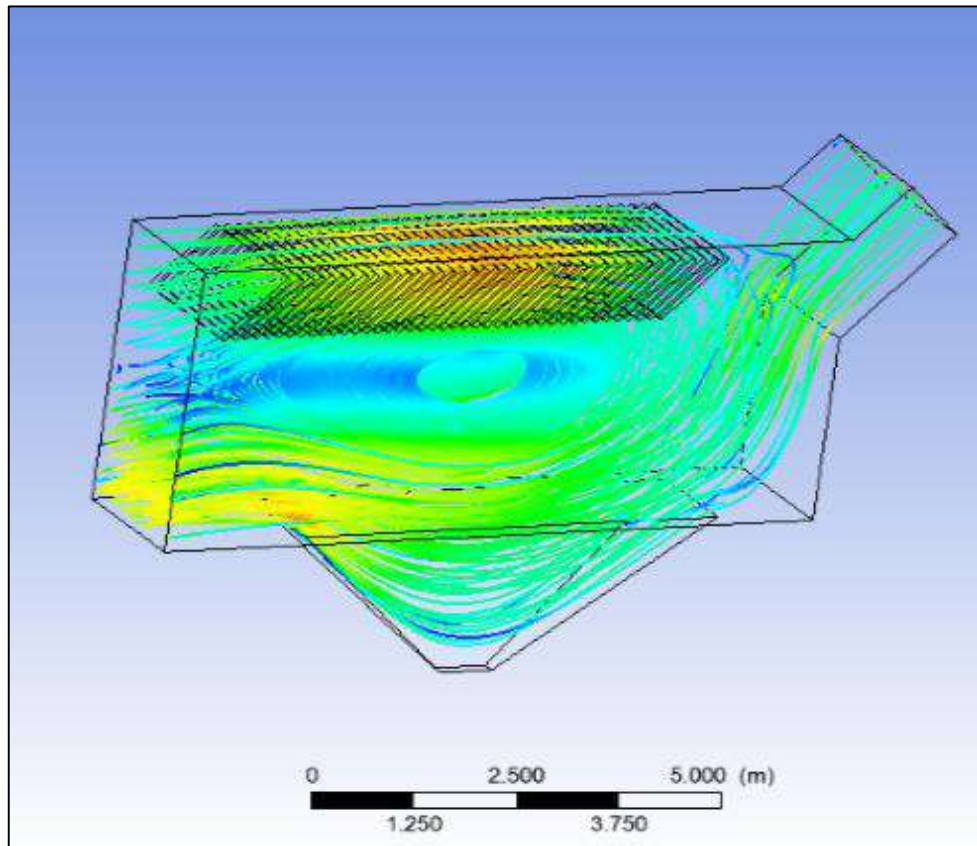


Figure. VI. 96: Les lignes de courant de la vitesse liquide dans l'ouvrage complet en 3D ($t=544s$)

L'observation macroscopique la plus importante extraite de cette étude est l'influence de la structure lamellaire sur le champ d'écoulement (Figures (VI. 96, VI. 97)), Dans le premier temps de simulation $t=150s$ le vortex central est un petit tourbillon (Figure (VI. 97)). Ensuite nous pouvons observer un grand tourbillon de recirculation produit au centre du bassin (Figure (VI. 96)) ; Dans le cas du système de plaques parallèles inclinées. Il est clair que l'existence de colons lamellaires a une influence significative sur la formation de vortex.

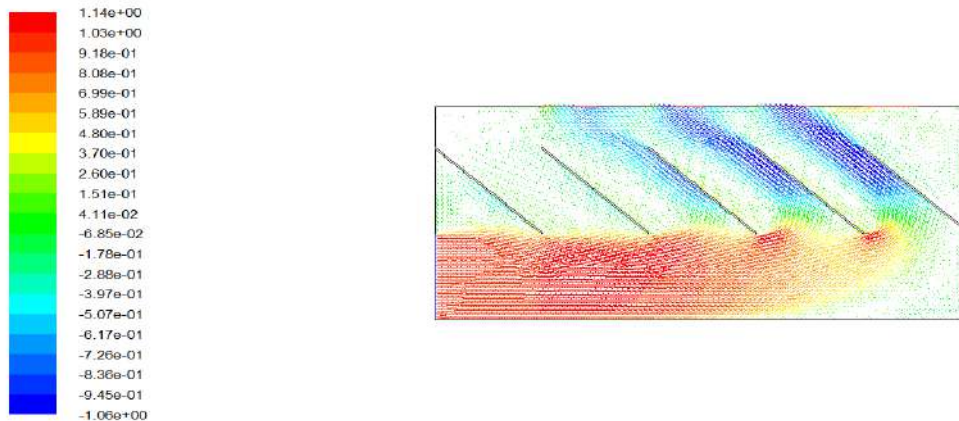


Figure. VI. 97: Les lignes de courant de la vitesse liquide dans la première partie du décanteur lamellaire (dans un plan horizontal) (dans les premiers temps de simulation $t=150s$)

La (Figure VI. 98)) qui représente l'écoulement liquide dans les lames en trois dimensions, illustre une série de plans verticaux juxtaposés. Cette figure confirme que la répartition des vitesses n'est pas homogène dans toute la structure lamellaire. Les vitesses d'écoulement restent néanmoins faibles.

Plus on se rapproche du seuil aval, plus la vitesse d'écoulement entre les lames s'accroît par le fait des premières lamelles. Les particules ne peuvent pas passer à travers les lamelles. Dans les premières lamelles, le flux des particules pénètre par l'extrémité de la lamelle (sortie de la lamelle) et sort de l'entrée de la lamelle. La concentration des solides à l'extrémité des premières lamelles est ainsi de plus en plus grande à l'entrée et lorsque le flux passe à travers la plaque inclinée, un pourcentage élevé de particules est piégé par les plaques.

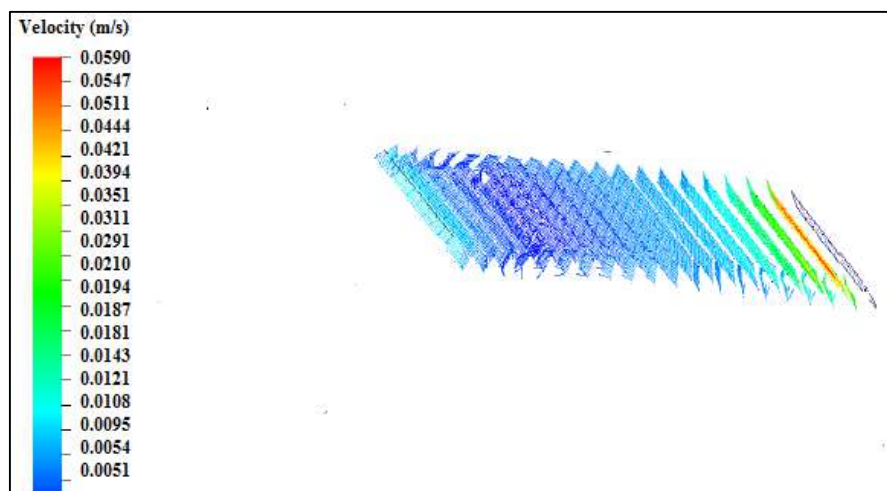


Figure. VI. 98: Champs de vitesses en m/s dans la structure lamellaire en 3D (entre les lames). Effet de la concentration des particules solides sur le champ de vitesse d'écoulement

Les (Figures (VI. 99, VI. 100)) montrent l'influence des particules solides sur le champ de l'écoulement dynamique de la phase liquide dans le décanteur avec une structure lamellaire inclinée. Les contours de vitesse dans les différents plans sont fortement influencés par la concentration des particules solides. Les vitesses de l'eau sont plus élevées dans le sens d'écoulement en descendant vers le fond du bassin où la présence d'une zone de forte concentration.

La présence de la structure lamellaire inclinée fait piéger les particules solides dans le fond et dans les plaques inclinées (comme on peut le voir sur la (Figures (VI. 101 à VI. 103) où la trajectoire des particules est représentée). Cette structure a une grande influence sur la trajectoire de la phase liquide ainsi que sur l'augmentation de la vitesse de l'eau.

Le phénomène de l'augmentation de la vitesse dans les régions à forte concentration de particules a également été observé par Kulick, et al. (1994) [92].

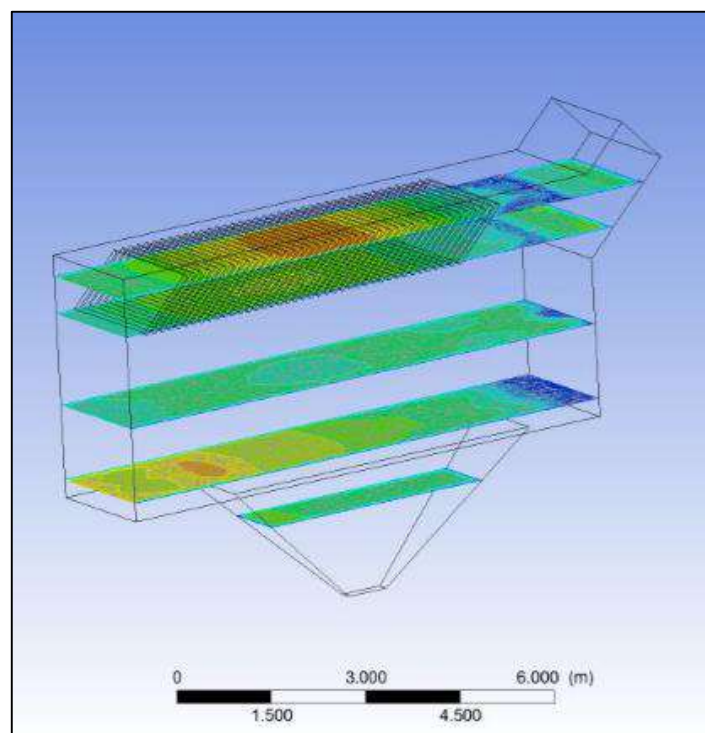


Figure. VI. 99: Répartition des contours vitesses de la phase liquide dans les plans parallèles à l'écoulement pris à différentes distances dans l'ouvrage complet en 3D

Les valeurs les plus élevées de la vitesse sont observées le long de l'axe de l'écoulement du bassin, et les zones de recirculation sont des singularités observées du bassin (le changement de la section). Les valeurs les plus basses de la vitesse (bleu) sont observées le long des murs, la zone bleue indique une recirculation des fluides suivant la rugosité des parois, les

changements brusques de section et la pente du canal. Dans cette configuration, il sera difficile d'avoir une distribution de flux uniforme dans chaque groupe de lames.

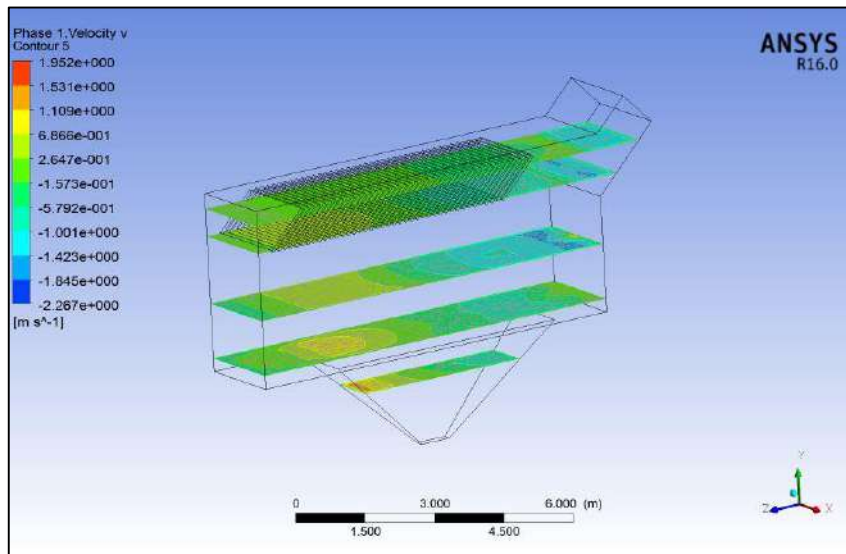


Figure. VI. 100: Répartition des contours vitesses verticales en (m/s) de la phase liquide dans les plans parallèles à l'écoulement pris à différentes distances dans l'ouvrage complet en 3D

Dans la (Figure (VI. 101)), à l'injection initiale, on observe un nuage de particules solides relativement insignifiant et la concentration augmente au voisinage de l'entrée et les solides se dispersent dans les deux sens (horizontal et vertical) du flux. Pour $t = 544$ s, on voit que la position de la concentration maximale des particules solides évolue dans la direction longitudinale près de l'entrée et que les particules solides de différents diamètres continuent à se disperser le long du bassin c'est résultats confirment ceux réalisés par Kowalski et al (2004) [91].

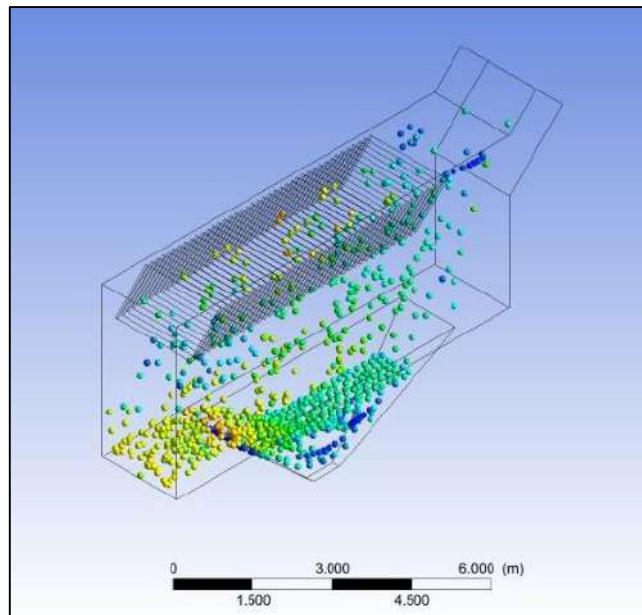


Figure. VI. 101: Représentation de la trajectoire des particules solides pour $t=150s$

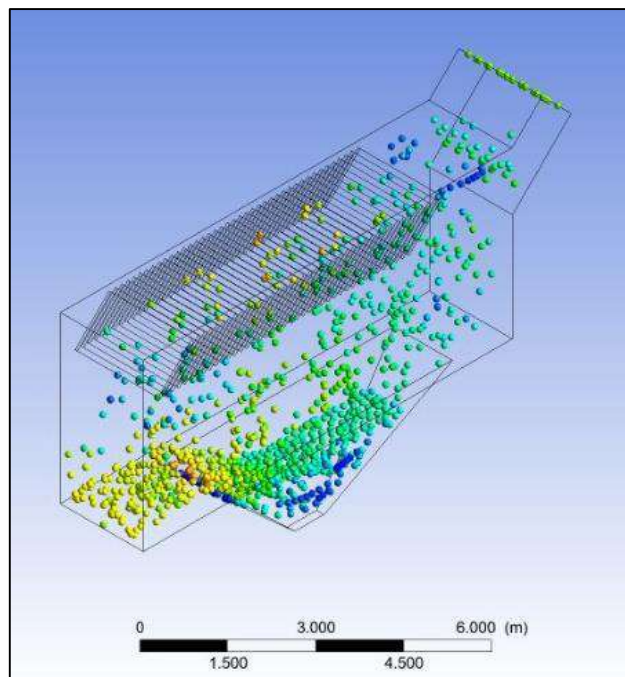


Figure. VI. 102: Représentation de la trajectoire des particules solides pour $t=400s$

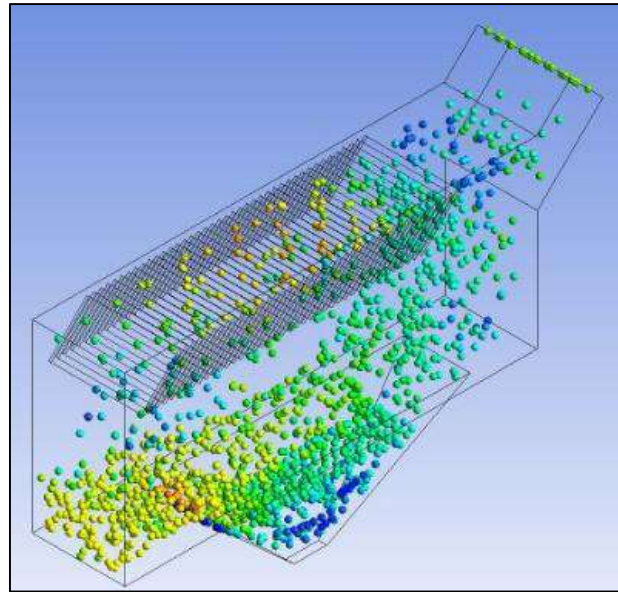


Figure. VI. 103: Représentation de la trajectoire des particules solides pour $t=544s$

VI .3. 3.10. 3.Effet de la taille des particules solides sur le dépôt

La (Figure (VI. 104)) montre qu'un groupe de ces particules est en suspension dans l'écoulement (particules de diamètre fin avec un taux de dépôt très faible alors qu'un autre groupe de ces sédiments est déposé au-dessous des obstacles (particules de diamètre $890 \mu m$). Les particules de très petite taille restent en suspension dans l'écoulement et parviennent à la sortie de l'égout sans aucune vitesse de dépôt. On conclut donc qu'en augmentant la taille des particules, les vitesses de dépôt augmentent.

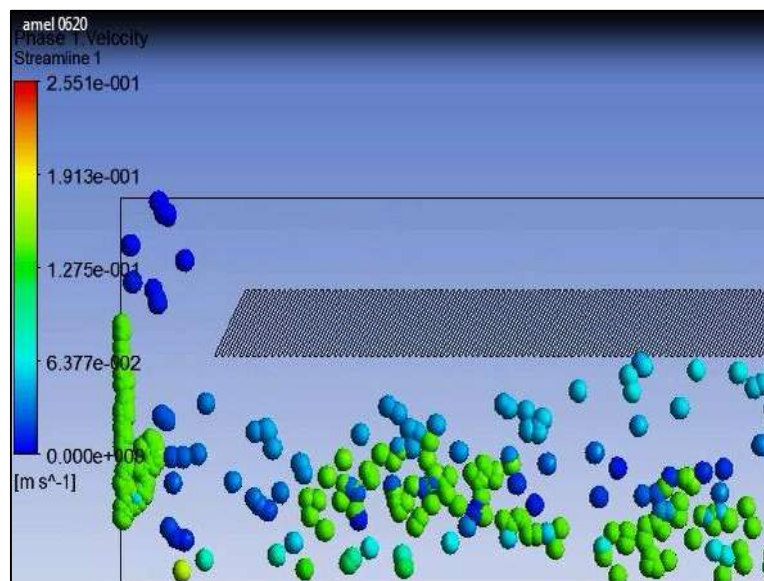


Figure. VI. 104: Vitesse de dépôt en (m/s) pour différentes tailles de particules

VI.3. 3.10. 4.Effet de la condition d'interaction particule/paroi sur les trajectoires des particules

En fin de simulation, la trajectoire des particules solides est calculée pour chacune des conditions aux limites fixées pour les limites solides du décanteur lamellaire. Les (Figures (VI. 105 à VI. 106)) illustrent la trajectoire des particules solides de différents diamètres, la trajectoire est calculée en tenant compte de la condition paroi /particule imposée par Ansys Fluent. 15 sur les limites solides du domaine de calcul. Sur ces figures, on peut distinguer que cette condition ne permet pas de reproduire correctement les dépôts sur le fond du décanteur.

La condition BSS Soulsby couplé avec la condition BTKE (Figures (VI. 107 à VI. 108)) permet une bonne représentation des zones de dépôt sur le fond du bassin.

Nous pouvons observer aussi que les particules solides de diamètre élevé qui ont tendance à s'accumuler dans le fond du décanteur influent énergiquement sur la dynamique de l'écoulement.

1. conditions aux limites du logiciel Fluent 15

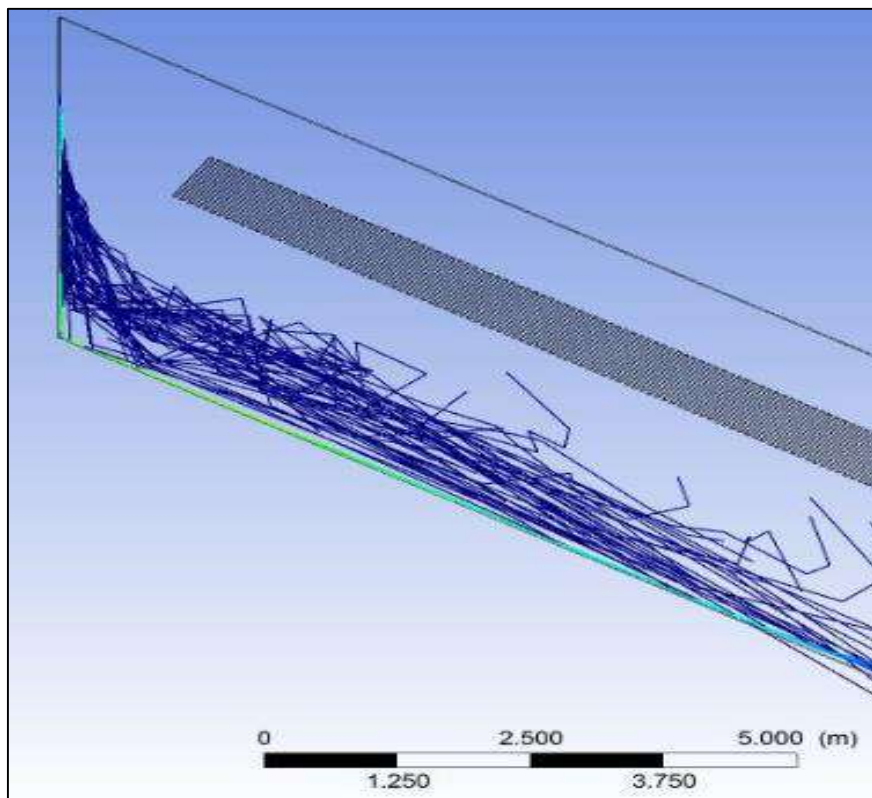


Figure. VI. 105: Représentation la trajectoire des particules solides pour le temps final $t=544s$ de la simulation (condition Fluent)

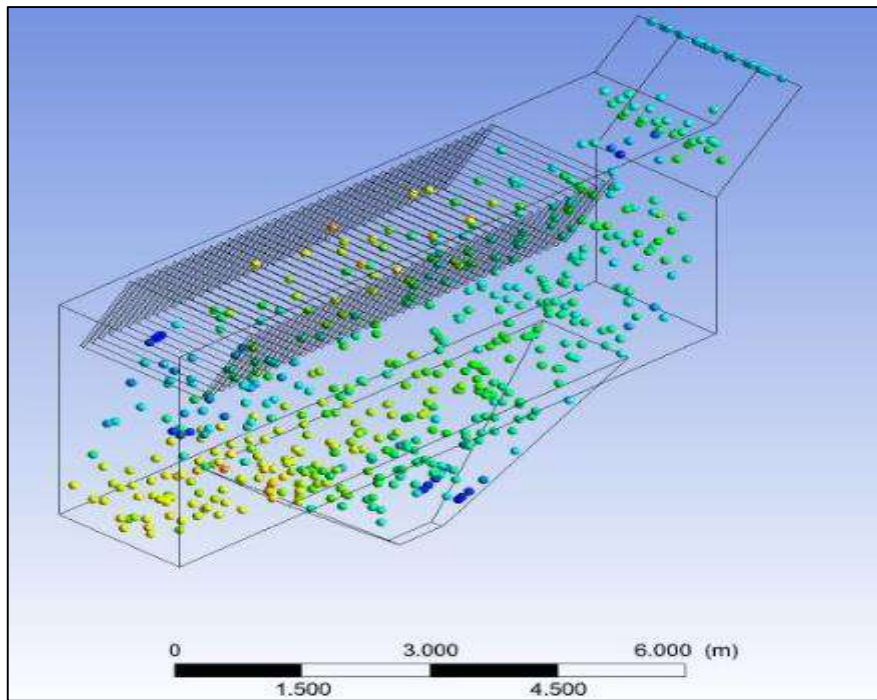


Figure. VI. 106: Représentation la trajectoire et le dépôt des particules solides de différentes diamètres pour le temps final $t=544s$ de la simulation (condition Fluent) dans l'ouvrage complet en (3D)

2. La condition BSS Soulsby couplé avec la condition BTKE

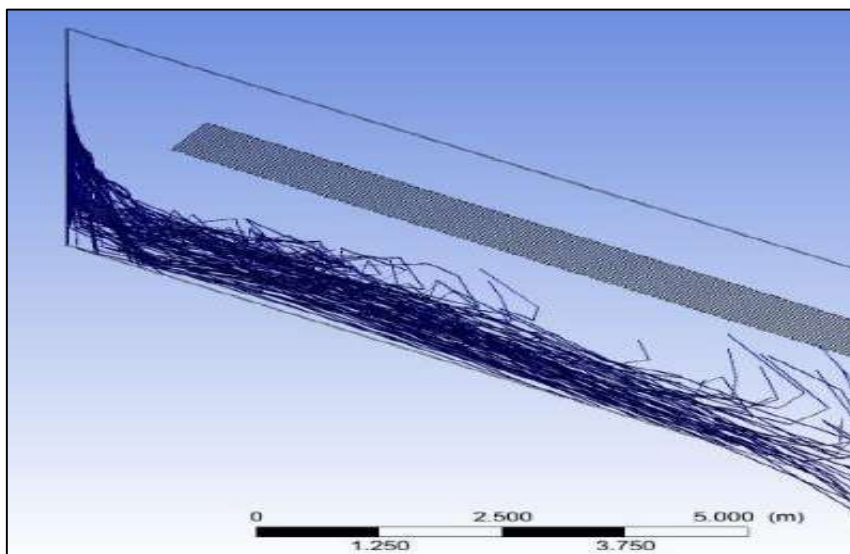


Figure. VI. 107: Représentation la trajectoire des particules solides pour le temps final $t=544s$ de la simulation (condition proposée)

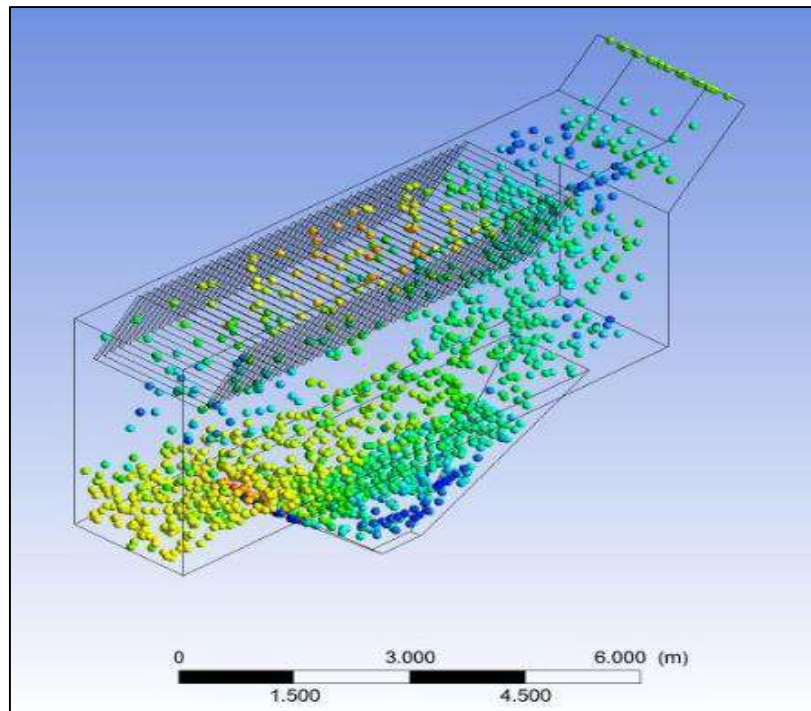


Figure. VI. 108: Représentation la trajectoire et le dépôt des particules solides de différents diamètres pour le temps final $t=544s$ de la simulation (condition proposée) dans l'ouvrage complet en (3D)

Dans cette étude, nous avons effectué une simulation sur un modèle compliqué par sa géométrie et ses conditions aux limites pour un écoulement multiphasique turbulent dans un décanteur lamellaire. Les études numériques effectuées antérieurement par les différents auteurs n'ont étudié que les décanteurs lamellaires en 3D pour la phase liquide sans prendre en compte la phase particulaire. Alors que cette approche s'est attachée à étudier l'ensemble du bassin de sédimentation pour un écoulement turbulent instationnaire multiphasique avec un système complet de plaques parallèles inclinées en 3D. Les résultats de cette simulation sont satisfaisants à plus d'un titre, car ils décrivent la répartition de la vitesse liquide en tenant compte de l'allongement du compartiment décanteur, les dimensions de ce bassin entraîne une augmentation de la vitesse d'écoulement sous les lames. Si la vitesse de l'eau sous les lames est élevée, elle génère des tourbillons non favorables à la formation d'une couche de boues sur le fond du bassin.

Il y a une zone de recirculation dans les lames, la répartition des vitesses à travers les obstacles inclinés n'est pas homogène. Le débit est plus rapide au fur et à mesure qu'il s'approche de la sortie et du fond du bassin.

VI.4. Conclusion

Dans de nombreuses situations industrielles ou dans la nature, il est nécessaire de transporter des mélanges de différents fluides ou mélange (fluides-solides) dans des proportions extrêmement variables.

Dans ce travail de thèse, un modèle numérique basé sur le couplage entre l'approche Euler-Lagrange DPM bidirectionnelle (two way coupling) et l'approche Euler-Lagrange DDPM amélioré par de nouvelles conditions traitant l'interaction particules –paroi et prenant en considération les propriétés des particules (diamètre, masse volumique) est choisie pour simuler les écoulements liquides et le transport sédimentaire dans les ouvrages d'assainissement. Trois configurations sont examinées simultanément dans cette étude : conduite sans obstacle (monophasique, multiphasique), canal à surface libre avec un et deux obstacles, un système de plaques parallèles inclinées (les décanteurs lamellaires), afin d'évaluer l'influence de la phase particulaire sur le comportement hydrodynamique de la phase liquide. L'interaction alternative entre les phases liquides et solides est implémentée dans le modèle. L'approche numérique DPM et DDPM est testée et vérifiée par des comparaisons qualitatives avec la littérature spécialisée et quantitatives avec des données expérimentales.

Les conclusions suivantes ont été tirées :

- La simulation du transport solide en utilisant les conditions limites précédentes permis de démontrer que le modèle de suivi de particules DPM et DDPM reproduisait correctement les dépôts surtout les particules qui ont un diamètre et masse volumique importante ;
- L'influence de la constante de temps lagrangien, C_t , n'est pas prise en considération dans cette étude ;
- Pour la turbulence, la décomposition des équations de Reynolds fait que le système d'équations reste ouvert et donc pour effectuer sa fermeture il a fallu adopter un modèle de turbulence capable de gérer un écoulement turbulent dans un séparateur à lamelles. Il est intéressant de se focaliser sur les modèles k- ϵ RNG. Le modèle k- ϵ -RNG semble le plus approprié pour les écoulements à bas nombre de Reynolds ([72], [185], [184]). Ce modèle prend en compte le transport turbulent dans leurs équations différentielles de transport associatives.

Conclusion générale
Et
Perspective

Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse est une étude numérique des écoulements turbulents instationnaires tridimensionnelles eau-particules solides dans les ouvrages d'assainissement à surface libre. L'objectif étant de simuler les écoulements liquides et le transport particulaire, dans trois configurations : conduite sans obstacle, canal avec un et deux obstacles, un système de plaques parallèles inclinées (les décanteurs lamellaires), afin d'évaluer l'influence de la phase liquide sur le mouvement des particules solides et pour distinguer les champs de vitesses du liquide porteur(eau)de celui de particules transportées.

L'approche Euler-Lagrange DPM et DDPM enrichie de nouvelles conditions aux limites, qui traite les problèmes des interactions entre les particules solides et les parois est retenue pour la modélisation de l'écoulement et du transport particulaire dans les domaines de calcul.

L'originalité et l'intérêt de cette étude viennent de la modélisation numérique des écoulements multiphasiques turbulents instationnaires, à faible et à forte concentration des particules solides non seulement en conduite horizontale mais aussi dans les ouvrages qui se caractérisent par une géométrie complexe.

Concernant le décanteur lamellaire, la plupart des études numériques antérieures se sont focalisé sur la phase liquide sans prendre la phase particulaire en considération, l'approche numérique de notre travail de thèse étudie l'ensemble du bassin de sédimentation pour un écoulement turbulent multiphasique avec un système complet de plaques parallèles inclinées en 3D.

Après avoir établi les équations de transport, nous nous sommes intéressés à la validation du modèle de turbulence pour le premier fluide (eau), ensuite du modèle pour les écoulements diphasiques.

La validation des deux modèles numériques DPM et DDPM pour une conduite horizontale, en variant la vitesse d'entrée, la concentration volumétrique des particules solides et les propriétés des solides (diamètre, masse volumique), a pu être obtenue par la comparaison des résultats numériques et expérimentaux. Les résultats qualitatifs obtenus avec la nouvelle condition «BSS Soulsby couplée avec la condition BTKE» se sont avérés satisfaisants pour les diamètres $d=5, 6\text{mm}$.

Après la validation des modèles numériques des géométries simples pour les écoulements monophasiques et diphasiques (phase discrète), nous avons mis en application le modèle DPM

dans un ouvrage à géométrie complexe (décanteur lamellaire). Dans cette partie, nous avons effectué une simulation sur un modèle compliqué par sa géométrie et ses conditions aux limites pour un écoulement multiphasique turbulent. Les résultats de cette simulation sont satisfaisants, ils décrivent le champ de vitesse et la trajectoire des particules solides en tenant compte de l'allongement du compartiment décanteur, nous pouvons remarquer une augmentation de la vitesse d'écoulement sous les lames. Si la vitesse de l'eau sous les lames est élevée, elle génère des tourbillons non favorables à la formation d'une couche de boues sur le fond du bassin.

L'ensemble des résultats présentés dans cette thèse est basé sur une modélisation mathématique et numérique dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

- La description de la phase porteuse repose sur les équations de Navier –Stokes en utilisant un modèle de fermeture $k - \omega - sst$ et $k - \varepsilon - RNG$.
- Le transport des particules solides est simulé en effectuant le suivi lagrangien d'un grand nombre de particules solides au sein du champ fluide déterminé précédemment. Ce suivi repose sur une modélisation prenant en compte les différents phénomènes physiques susceptibles d'affecter le mouvement de chaque particule, telle que la concentration, le diamètre et la masse volumique.
- L'influence des particules sur la phase porteuse est prise en considération par l'utilisation du couplage « two-way ».

Les caractéristiques essentielles du suivi lagrangien mis en place se résument par :

- La trajectoire de la particule est construite en tenant compte la force de traînée, de gravité, de gradient de pression et la masse à ajouter et la force de portance due à la rotation des solides pour les grandes particules.
- Les effets de la turbulence du fluide sur le mouvement des particules, pour chaque grandeur (composantes de vitesse), une composante aléatoire est ajoutée à la valeur moyenne caractéristique de la phase porteuse déterminée par le modèle Eulérien. La génération de cette composante aléatoire repose sur un modèle stochastique de marche aléatoire du premier ordre. Le modèle de dispersion pour les composantes de vitesse est conforme à la prédiction des tensions de Reynolds
- L'introduction des particules solides modifie l'allure des profils de vitesse. On peut conclure que la différence de densités entre les deux phases a engendré une

sédimentation des particules surtout avec les faibles vitesses. Les résultats montrent que la perte de charge augmente avec le diamètre des particules et la concentration.

Pour évaluer de façon satisfaisante les trajectoires des particules, le modèle prend en compte les interactions particules- paroi et les interactions particules – particules, ces paramètres sont montrés particulièrement leur importance sur le comportement de la suspension.

Les résultats obtenus en présence de particules avec une forte concentration en conduite confirment le rôle du modèle DDPM à reproduire correctement la dynamique de l'écoulement et la trajectoire des particules solides.

Remarque

Des difficultés d'ordre numérique (notamment en ce qui concerne la divergence de nos calculs) persistent dans certains cas lors des simulations des écoulements chargés de particules solides de diamètre fin dans les ouvrages à géométrie complexe. Le calcul pour chaque cas dans une station de calculs (calculs parallèles) requiert plus de temps.

Perspectives

Les résultats des champs de vitesses et turbulence que nous avons obtenus dans les ouvrages d'assainissements doivent donc être confirmés en comparant les résultats de nos simulations avec des mesures expérimentales. Ils peuvent aussi être complétés par d'autres études, telles que l'influence de la surface libre, la pente et la variation instationnaire non uniforme de la concentration des particules solides sur le champ de vitesse, en tenant compte la variation de la forme et de la masse volumique de la particule pendant le processus de décantation.

Annexes

Des billes de verre (d=5mm) et $\rho = 2500\text{kg/m}^3$)+Eau avec une concentration de 5%					
	$v_m=1\text{m/s}$	$v_m=2\text{m/s}$	$v_m=3\text{m/s}$	$v_m=4\text{m/s}$	$v_m=5\text{m/s}$
v_l (m/s)	0,95	0,1	0,15	0,2	0,25
v_s (initiale) (m/s)	0,05	1,9	2,85	3,8	4,75
Le débit massique solide Q_{ms} en Kg/S	0,98125	1,96	2,94	3,925	4,90625
Q_l (m ³ /s)	0,0074	0,014915	0,022344	0,02983	0,0372875
Des billes de verre (d=5mm) et $\rho = 2500\text{kg/m}^3$)+Eau avec une concentration de 10%					
	$v_m=1\text{m/s}$	$v_m=2\text{m/s}$	$v_m=3\text{m/s}$	$v_m=4\text{m/s}$	$v_m=5\text{m/s}$
la vitesse liquide v_l (m/s)	0,9	1,8	2,7	3,6	/
la vitesse solide (initiale) v_s (m/s)	0,1	0,2	0,3	0,4	/
Le débit massique solide Q_{ms} en Kg/S	1,9625	3,925	5,88	7,85	/
Le débit liquide Q_l (m ³ /s)	0,007065	0,01413	0,021195	0,02826	/
Des perles d'alumines (d=6mm) et $\rho = 3650\text{kg/m}^3$)+Eau avec une concentration de 5 %					
	$v_m=1\text{m/s}$	$v_m=2\text{m/s}$	$v_m=3\text{m/s}$	$v_m=4\text{m/s}$	$v_m=5\text{m/s}$
la vitesse liquide v_l (m/s)	0,95	0,1	0,15	0,2	/
la vitesse solide (initiale) v_s (m/s)	0,05	1,9	2,85	3,8	/
Le débit massique solide Q_{ms} en Kg/S	1,432625	2,8616	4,2924	5,7305	/
Le débit liquide Q_l (m ³ /s)	0,0074	0,014915	0,0223444	0,02983	/
Des perles d'alumines (d=6mm) et $\rho = 3650\text{kg/m}^3$)+Eau avec une concentration de 10%					
	$v_m=1\text{m/s}$	$v_m=2\text{m/s}$	$v_m=3\text{m/s}$	$v_m=4\text{m/s}$	$v_m=5\text{m/s}$
la vitesse liquide v_l (m/s)	0,9	1,8	2,7	3,6	/
la vitesse solide (initiale) v_s (m/s)	0,1	0,2	0,3	0,4	/
Le débit massique solide Q_{ms} en Kg/S	2,86525	5,7305	8,5848	11,461	/
Le débit liquide Q_l (m ³ /s)	0,007065	0,01413	0,021195	0,02826	/
Des perles d'alumines (d=6mm) et $\rho = 3650\text{kg/m}^3$)+Eau avec une concentration de 15%					
	$v_m=1.122\text{m/s}$	$v_m=2.184\text{m/s}$	$v_m=3.633\text{m/s}$	$v_m=4.163\text{m/s}$	$v_m=5\text{m/s}$
la vitesse liquide v_l (m/s)	0,9528	1,856	3,0866	3,5361	/
la vitesse solide (initiale) v_s (m/s)	0,1684	0,3279	0,5455	0,6247	/
Le débit massique solide Q_{ms} en Kg/S	4,827	9,3959	15,6298	17,901	/
Le débit liquide Q_l (m ³ /s)	0,00748	0,01457	0,02423	0,02775	/

Des perles d'alumines ($d=6\text{mm}$) et $\rho = 3650\text{kg/m}^3$ +Eau avec une concentration de 20%					
	$v_m=1.781\text{m/s}$	$v_m=2.045\text{m/s}$	$v_m=2.773\text{m/s}$	$v_m=3.259\text{m/s}$	$v_m=5\text{m/s}$
la vitesse liquide v_l (m/s)	1,43	1,636	2,2184	2,6071	/
la vitesse solide (initiale) v_s (m/s)	0,3562	0,409	0,5545	0,6517	/
Le débit massique solide Q_{ms} en Kg/S	10,206	11,7188	15,89	18,6756	/
Le débit liquide Q_l (m^3/s)	0,0111	0,0128	0,01741	0,02046	/

Annexe 1. Paramètres utilisés pour le calcul des trajectoires des particules

Bibliographie

Bibliographie

A

- [1]. **Adamsson .Å, Stovin. V, Bergdahl. L**, (2003), *Bed shear stress boundary condition for storage tank sedimentation*. Journal of Environmental Engineering 129 (7):651-658.
- [2]. **Adrian.R. J., C. D. Meinhart ;C. D. Tomkins** (2000b). "Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics 422: 1-54.
- [3]. **Agelinchaab. M., M.F. Tachie**, (2008), *PIV Study of separated and reattached open channel flow over surface mounted blocks*, J. Fluids Eng. 130 1–9.
- [4]. **Andral .MC, Montréjaud.V, Herremans. L**, (1999), *Particle size distribution and hydrodynamic characteristics of solid matter carried by runoff from moterways*. Water Env. Res., 71(4) :398-407.
- [5]. **Ancey. C, Coussot. P.**, (1999), *Rhéophysique des pates et des suspensions* .EDP Sciences.
- [6]. **Ansys Fluent**, (2011), 14.0 theory guide; ANSYS Inc.
- [7]. **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.
- [8]. **Arcen. B. Tanière. A, Oesterlé. B.**, (2005), *Assessing of the effects of near wall corrections of the force acting on particles in gas-solid channel flows*. In 10th InT. Symp. on Gas-Particle Flows, Houston, TX, USA.
- [9]. **Arcen. B.**, (2006), *Etude par simulation numérique directe du comportement et de la dispersion de particules solides en écoulement non homogène isotherme ou anisotherme*. PhD thesis, Université Henri Poincaré – Nancy I.
- [10]. **Ashley. RM, Bertrand.KJL, Hvitved.J. T, Verbanck M**, (2004), *Solids in sewers: characteristics, effects and control of sewer solids and associated pollutants*. IWA Publishing.

B

- [11]. **Bagchi .P. and Balachandar. S**, (2003), *Effect of turbulence on the drag and lift of a particle*. Phys. Fluids, 15(11):3496–3513.
- [12]. **Baha. A, P.E.**, (2002), *Slurry Systems Handbook*, McGraw-Hill
- [13]. **Balachandar. R, Blakely.D. Tachie. M. and G. Putz**, (2001), "A study on turbulent boundary layers on a smooth flat plate in an open channel." Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme **123**(2): 394-400.
- [14]. **Basset, A.**, (1888), *a treatise on hydrodynamics: with numerous examples*, volume 2. Deighton, Bell and Co
- [15]. **Bayazit. M.**, (1972), *Random walk model for motion of a solid particle in turbulent open channel flow*. Journal of Hydraulic Research 10(1):1-13.
- [16]. **Benhamza.S R.Ben Kalifa a , N. Mahjoub et al.**, (2017),. « Numerical study of sediment transport in turbulent two-phase flows around an obstacle, Applied Mathematical Modelling, 45 97–122.

- [17]. **Berlemont. A., Desjonqueres, P., et Gouesbet, G.,** (1990), *Particle Lagrangian simulation in turbulent flows*. Int. J. of Multiphase Flow, **16**, 19–34.
- [18]. **Best. J.; Bennett, S.; Bridge, J.; Leeder; M.,** (2002), *Turbulence modulation and particle velocities over flat sand beds at low transport rates*, J. Hydraul. Eng. 123 (12) 1118–1129.
- [19]. **Bigillon. F., Y. Nino and M. H. Garcia,** (2006), "*Measurements of turbulence characteristics in an open-channel flow over a transitionally-rough bed using particle image velocimetry.*" Experiments in Fluids 41 (6) : 857-867.
- [20]. **Boussinesq, V.,** (1885), *Sur la résistance qu'oppose un liquide indéfini en repos*. In Acad Sci, volume 100, pages 935–7.
- [21]. **Boycott. A.E,** (1920), Sedimentation of blood corpuscles, Nature 104–532.
- [22]. **Braun. M., Srinivasa, M., Gohel, S.,** (2012), *Validation of an Efficient CFD–DEM Model for Large Scale Fluidized Beds*, Ninth International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries. CSIRO, Melbourne, Australia
- [23]. **Brenner .H,** (1961), *The slow motion of a sphere through a viscous fluid towards a plane surface*, Chem. Engng. Sci., 16, 242-
- [24]. **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.
- [25]. **Brevis, W. M. García-Villalba, Y. Niño,** (2014), *Experimental and large eddy simulation study of the flow developed by a sequence of lateral obstacles*, Environ. Fluid Mech. 14 (2014) 873–893.
- [26]. **Buffington. J,** (1999), *The legend of A. F. Shields*. Journal of Hydraulic Engineering, 125(4):376-387.
- [27]. **Buil, N,** (1999), *Three Dimensional Modeling of Pollutant Dispersion in Free Surface Flows*, University of Lyon, France, Ph.D. Thesis.
- [28]. **Burton, T.M. and J.K. Eaton,** (2005), *Fully resolved simulations of particle-turbulence interaction*. J. Fluid Mech., 545:67–111.

C

- [29]. **Candel, S.,** (1995), « *Mécanique des fluides* ». Edition Dunod. Paris.
- [30]. **Capecelatro. J, and Desjardins, O.,** (2012), *An Euler–Lagrange strategy for simulating particle-laden flows* J. Comput. Phys.
- [31]. **Capecelatro, J.; Desjardins, O.,** (2013), *Eulerian-Lagrangian modeling of turbulent liquid-solid slurries in horizontal pipes*, Int. J. Multiph. Flow 55, pp 64–79.
- [32]. **CD-Adapco,** (2012), User Guide. Star-ccm + version (7.04).
- [33]. **Chih. H.H and Keh-Chin, C.,** (Juil 2007), « *A Lagrangian modeling approach with the direct simulation Monte-Carlo method for inter-particle collisions in turbulent flow*». In: Advanced Powder Technology 18.4), pages 395–426 (cf. page 32).
- [34]. **Clift. R., and W.H. Gauvin,** (1970), *the motion of particles in turbulent gas streams*. In Proc. CHEMECA 1, page 14.
- [35]. **Chebbo. G,** (1992), *Solides des rejets urbains par temps de pluie : caractérisation et traitabilité*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, France.

- [36]. **Chebbo. G, Bachoc A**, (1993), *Caractérisation physico-chimique des solides des rejets urbains par temps de pluie*. Techniques Sciences Méthodes 10 :524-528.
- [37]. **Chebbo. G, Forgues N, Lucas-Aiguier E, Berthebaud S**, (1998), *A stochastic approach to modelling solid transport in settling tanks*. Water Science and Technology 37(1):277-284.
- [38]. **Cheng, N.-S.**, (2004), *Analysis of velocity lag in sediment-laden open channel flows*, J. Hydraul. Eng. 130 (7) pp 657–666.
- [39]. **Chocat, B.**, (1997), *Encyclopédie de l'hydrologie urbaine et de l'assainissement, Bassins de retenue* p. 95, Eurydice 92, Ed Tec & Doc Lavoisier, Paris, 1121 p.
- [40]. **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.
- [41]. **Crowe. C.T.**, (1981), *On the relative importance of particle-particle collisions in gas-particle flows*. In Proceedings of the Conference on Gas Borne Particles, pages 135–137.
- [42]. **Csanady. G.T.**, (1963), *Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere*, J. of the Atmospheric Sci., 20, 201-208.

D

- [43]. **Demir, A.**, (1995), *Determination of settling efficiency and optimum plate angle for plated settling tanks*, Water Res. 29 611–616.
- [44]. **P. Desjonqueres, G. Gouesbet, A. Berlemont, and A. Picart.**, (1986), *Dispersion of discrete particles by continuous turbulent motions: New results and discussions*. Phys. Fluids, 29:2147–2151.
- [45]. **Dias, F. J -M. Vanden-Broeck**, (1989), “*Open channel flows with submerged obstructions*”, J. Fluid Mech., vol. **206**, pp.155–170.
- [46]. **Difelice R.**, (1994), *The voidage function for fluid-particle interaction systems*, Int. J. Multiphase Flow, 20, 153-159.
- [47]. **Doron, P. D. Granica, D. Barnea**, (1987), *Slurry flow in horizontal pipes – experimental and modeling*, International Journal of Multiphase Flow 13 535–547.
- [48]. **Doron, P., Simkhis M., Barnea D.**, (1997), *Flow of solid–liquid mixtures in inclined pipes*, International Journal of Multiphase Flow 23 313–323.
- [49]. **Doroodchi, E. K.P. Galvin, D.F. Fletcher**, (2005), *The influence of inclined plates on expansion behaviour of solid suspensions in a liquid fluidised bed—a computational fluid dynamics study*, Powder Technol. 156 1–7.
- [50]. **Dufresne. M**, (2008), *La modélisation 3D du transport solide dans les bassins assainissement : du pilote expérimental à l'ouvrage réel*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France.
- [51]. **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.
- [52]. **Durand, R., Condolios, E.**, (1952), *Hydraulic transportation of coal and solid material in pipes*. In: London Colloquium of the National Coal Board
- [53]. **Dyer, K. R.**, (1986), *Coastal and estuarine sediment dynamics*.

E

- [54]. **Ekambara, R. Sanders, K. Nandakumar,** (2009), *J. Masliyah Hydrodynamic simulation of horizontal slurry pipeline flow using ansys-cfx* Indus. Eng. Chem. Res., 48 pp. 8159-817
- [55]. **Elghobashi, S.,** (1994), *On predicting particle-laden turbulent flows.* Applied Scientific Research, **52**, 309–329.
- [56]. **ERCOFTAC,** (2008), *Best practice guidelines for computational fluid dynamics of dispersed multiphase flows.* ERCOFTAC Special Interest Group on Quality and Industrial CFD.

F

- [57]. **Fenton, J.D.,** (2008), *Obstacles in streams and their roles as hydraulic structures, in: Proceedings of the 2nd International Junior Researcher and Engineer Workshop on Hydraulic Structures, Pisa, Italy, , pp. 15–22*
- [58]. **Ferziger JH, Peric M,** (2002), *Computational methods for fluid dynamics.* Springer, Berlin, Allemagne.
- [59]. **Frazza, L. A. Hay, and D. Pelletier.,** (2015), *a logarithmic formulation for low-reynolds number turbulence models with adaptive wall-functions.* In 22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, page 2464.

G

- [60]. **Gatignol, R.,** (1983), *The Faxén formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow.* J. De méc. Th. Et appl., **9** (2), 143–160.
- [61]. **Galvin, K.P. J. Zhou, K. Walton,** (2010), *Application of closely spaced inclined channels in gravity separation of fine particles,* Miner. Eng. 23 326–338.
- [62]. **Gidaspow, D.,** (1994), *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions.* Academic Press.
- [63]. **Gilles, I,** (2016), *approche Euler – Lagrange pour la modélisation du transport solide dans les ouvrages de décantation.* Thèse de doctorat, INSA de Strasbourg, France.
- [64]. **Goldman A.J., Cox R.G. et Brenner H.,** (1967), *Slows viscous motion of sphere parallel to a plane wall- I Motion through a quiescent fluid,* Chem. Eng. Sci. , 22, 637-651
- [65]. **Gosman .A. D. and E. Ioannides,** (1983), "Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors". J. Energy. 7(6). 482–490.
- [66]. **Graf, WH, Altinakar, MS,** (2000), *Hydraulique fluviale, Traité de Génie Civil,* vol.16. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- [67]. **Greimann, B. P., M. Muste and F. M. Holly,** (1999), "Two-phase formulation of suspended sediment transport." Journal of Hydraulic Research **37**(4): 479-500.
- [68]. **Greimann, B.P.; Holly Jr, F.M.,** (2001), *Two-phase flow analysis of concentration profiles,* J. Hydraul. Eng. 127 (9) pp 753–762.
- [69]. **GROMAIRE-MERTZ M.-C.,** 1998, « *La pollution des eaux pluviales urbaines en réseau d'assainissement unitaire. Caractéristiques et origines* ». Thèse de doctorat. Ecole nationale des Ponts et Chaussées.

H

- [70]. **Harper, E.Y. et Chang I.D.**, (1968), *Maximum dissipation resulting from lift in a slow viscous shear flow*, Int. J. of Fluid Mech., 33 (2), 209-225.
- [71]. **Hinze, J. O.**, (1975), *Turbulence*. McGraw-Hill, New York, 2nd edition.
- [72]. **Hunze M.**, (2008), *Investigation of clarification tanks using 3-dimensional simulation studies- part 1 circular clarification tanks*. Hannover, Germany, Flow Concept GmbH
- [73]. **Hirt, CW, Nichols BD**, (1981), *Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries*. Journal of Computational Physics 39 :201-225.
- [74]. **Hossein. B.**, (2006), «*modélisation des écoulements en collecteur d'assainissement application à la conception de points de mesures* » thèse de doctorat, université de CAEN.
- [75]. **Hubert. C.**, (2008), «*Méetrologie des écoulements cisailés à surface libre en présence de mélange gaz liquide* » Congrès francophone de techniques laser CFTL.
- [76]. **Hubert. C.**, (2009), *Turbulent air–water flows in hydraulic structures: dynamic similarity and scale effects*, Environ. Fluid Mech. 9 125–142.
- [77]. **Hurther, D.**, (2001), *3-D Acoustic Doppler Velocimetry and turbulence in open-channel flow*. Sciences. Lausanne, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne: 199.

I

- [78]. **Ilias, M, Nikolaos, N et Manolis, G.**, (2015), «*Coupling a local adaptive grid refinement technique with an interface sharpening scheme for the simulation of two-phase flow and free-surface flows using VOF methodology* ». In: Journal Of Computational Physics Manuscript Draft Manuscript Number 300 pages 15–236 (cf. page 28).
- [79]. **E. Imam, J.A. McCorquodale, J.K. Bewtra**, *Numerical modeling of sedimentation*
- [80]. **Issa R.I.**, (1986), *Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting*. Journal of Computational Physics, **62**, 40-65.

J

- [81]. **Julie, I.**, (2008), «*Etude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport de particules*», thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon
- [82]. **José, V, Antoine, M, Matthieu, D** (2010), *A CFD approach for shape optimization of lamellar settlers*, NOVATECH.

K

- [83]. **Kaftori, D., G. Hetsroni and S. Banerjee**, (1995), "*Particle Behavior in the Turbulent Boundary-Layer .2. Velocity and Distribution Profiles.*" Physics of Fluids 7(5): 1107-1121.
- [84]. **Kang, H, Choi, S.**, (2006), *Turbulence modeling of compound open-channel flows with and without vegetation on the floodplain using the Reynolds stress model*. Advances in Water Resources 29:1650-1664.
- [85]. **Kaushal, D. Y. Tomita**, (2002), *Solids concentration profiles and pressure drop in pipeline flow of multisized particulate slurries* Int. J. Multiphase Flow, 28 pp. 1697-1717

- [86]. **Kiger, K.; Pan, C.**, (2011), *Suspension and turbulence modification effects of solid particulates on a horizontal turbulent channel flow*, J. Turbul. 3 (19) 1–17.
- [87]. **Kim, I. S. Elghobashi, and W.A Sirignano** (1998). *On the equation for spherical-particle motion: Effect of Reynolds and acceleration numbers*. J. Fluid Mech., 367:221–253.
- [88]. **Knopp. T.** (2016), *A new wall-law for adverse pressure gradient flows and modification of k - ω type RANS turbulence models*. AIAA Paper, 588.
- [89]. **Kolmogorov A.N.**, (1941), *Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high reynolds number*. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 30:299–303,
- [90]. **Kolmogorov. A.N.**, (1962), *A refinement of hypothesis concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high reynolds number*. J. Fluid Mech., 62:82,
- [91]. **Kowalski, W.P, R. Mięso**, (2004), *Cross-current lamella sedimentation tanks*, Archives of civil and mechanical engineering IV 5–26.
- [92]. **Kulick, J.D. J.R. Fessler, J.K.**, (1994), *Eaton, Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow*, J. Fluid Mech. 202 109–134.
- [93]. **Kurose. R. et Komori S.**, (1999), *Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow*, J. Fluid Mech., 384, 183-206.

L

- [94]. **Labiod C.**, (2005), « *Ecoulement à surface libre sur fond de rugosité inhomogène* ». Thèse de doctorat, Science de la terre et de l'environnement, Toulouse, I.N.P.T.I.N.F.T, n° 2242.
- [95]. **Lamb, V. R. Britter**, (October 1989), “*shallow over an isolated obstacle*”, Journal of Fluid Mechanics., pp.291-313.
- [96]. **Lander. B, Spalding D.**, (1972). «*Lectures in mathematical models of turbulence*». Academic Press, London England
- [97]. **Lander. B, Spalding D.**, (1974), «*The numerical computation of turbulent flows*». Computational methods in applied mechanical engineering. vol3, PP269-289.
- [98]. **Langley** research center, turbulence modeling resource. <https://turbmodels.larc.nasa.gov/>. Accessed: 2017-11-15.
- [99]. **László. E. KOLLÁR, Masoud FARZANEH et Anatolij R. KAREV.**, (jan. 2005), «*Modeling droplet collision and coalescence in an icing wind tunnel and the influence of these processes on droplet size distribution*». In: International Journal of Multiphase Flow 31.1 pages 69–92 (cf. page 32).
- [100]. **László .E. KOLLÁR , Masoud FARZANEH.**, (nov. 2007), «*Modeling the evolution of droplet size distribution in two-phase flows* ». In: International Journal of Multiphase Flow 33.11 pages 1255–1270 (cf. page 32).
- [101]. **Lee. J.H. ,Sung .H.J.**, (2008), *Effects of an adverse pressure gradient on a turbulent boundary layer*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 29(3):568–578.
- [102]. **Lekang, O.I. A.M. Bomo, I. Svendsen**, (2001), *Biological lamella sedimentation used for wastewater treatment*, Aquac. Eng. 24 115–127.
- [103]. **Lian, P.W et al.** (sept. 2009), « *Turbulent collision of inertial particles: Point-particle*

based, hybrid simulations and beyond ». In: International Journal of Multiphase Flow 35.9 pages 854–867 (cf. page 33).

- [104]. **Ling, J.; Skudarnov, P.V.; Lin, C.X.; and M.A.**, (2003), *Ebadian, Numerical investigations of liquid-solid slurry flows in a fully developed turbulent flow region*, Int. J. Heat Fluid Flow, 24, 389–398.
- [105]. **Lipeme. K. 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.
- [106]. **Ljus C., Johansson B. et Almstedt A.E**, (2002), *Turbulence modulation by particles in a horizontal pipe flow*, Int. J. Multiphase Flow, 28, 1075-1090.

M

- [107]. **Magnaudet, J., Rivero, M., Fabre, J.**, (1995), *Accelerated flows pas a rigid sphere or a spherical bubble. Part 1. Steady straining flow*. J. Fluid Mech., **284**, 97–135.
- [108]. **Marc. B, Olivier. S, Kyle .DS**, (1998), *Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence*. Journal of fluid mechanics, 375; 235-263;
- [109]. **Matousek, V.**, (2002), *Pressure drops and flow patterns in sand–mixture pipes*, Experimental Thermal and Fluid Science 26, 693–702.
- [110]. **Maxey .MR, Riley JJ**, (1983), *Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow*. Physics of Fluids 26(4):883-889.
- [111]. **Menter. FR**, (1994), *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*. AIAA Journal, 32(8):1598-1605.
- [112]. **Michaelides. E.E**, (2003), *Hydrodynamic Force and Heat/Mass transfer from particles, bubbles and drops*, J. Fluid Eng., 125, 209-238.
- [113]. **Mohammadi. B. and O. Pironneau.**, (1997), *Unsteady separated turbulent flows computation with wall-laws and _—" model*. Computer methods in applied mechanics and engineering, 148(3-4):393–405.
- [114]. **MOHAUPT, M. J.-P. MINIER, a. TANIÈRE**. (Sept. 2011), « *A new approach for the detection of particle interactions for large-inertia and colloidal particles in a turbulent flow* » In: International Journal of Multiphase Flow 37.7 pages 746–755(cf. page 32).
- [115]. **Morin. A. Milisic V., Figue J-F.**, (2009), *Simulations numériques des écoulements dans un décanteur lamellaire à contre-courant*, TSM numéro 11 - 2009 - 104 année.
- [116]. **Morsi S.A. et Alexander A.J.**, (1972), *An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems*, J. Fluid Mech., 55, 193-208.
- [117]. **Muste, M., K. Yu, I. Fujita and R. Ettema**, (2005), "*Two-phase versus mixed-flow perspective on suspended sediment transport in turbulent channel flows*" Water Resources Research 41 (10).
- [118]. **Muste, M.; Yu, K.; Fujita, I.; Ettema, R.**, (2009), *Two-phase flow insights into open-channel flows with suspended particles of different densities*, Environ. Fluid Mech. 9 (2) 161–186.

N

- [119]. **Narayanan, C., Lakehal, D., Botto, L., Soldati, A.,** (2003), *Mechanisms of particle deposition in a fully developed turbulent open channel flow*. Phys. Fluids, 15, 763–775.
- [120]. **Nayak, B.B.; Gupta, S.K. D.; Chatterjee, A.N. Mullick.,** (2015), *Numerical analysis of convective transport of fly ash-water slurry through a horizontal pipe*, J. Comput. Multiph. Flows 7, pp 79–96.
- [121]. **Newitt, D.M. J.F. Richardson, M. Abbott, R.B.,** (1955), *Turtle, Hydraulic conveying of solids in horizontal pipes*, Transactions of the Institution of Chemical Engineers 33 93–110.
- [122]. **Nezu, I, Nakagawa H,** (1993), *Turbulence in open-channel flows*. Balkema.281P
- [123]. **Nezu, L. and R. Azuma,** (2004), "Turbulence characteristics and interaction between particles and fluid in particle-laden open channel flows." Journal of Hydraulic Engineering- Asce **130** (10): 988-1001.

O

- [124]. **Oesterlé B. et Bui Dinh T.,** (1998), *Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers*, Exp. Fluids, 25, 16-22.
- [125]. **Okoth, G. S. Centikaya, J. Brueggemann, J. Thoeming,** (2008), *On hydrodynamic optimization of multi-channel counter-flow lamella settlers and separation efficiency of cohesive particles*, Chem. Eng. Process. 47 90–100.
- [126]. **Olga. B.,** (2005), *Etude numérique et expérimentale de l'hydrodynamique des lits fluidisés gaz-particules avec prise en compte de la polydispersion granulométrique*.
- [127]. **Orszag, S.A. V. Yakhot, W.S. Flannery, F. Boysan, and al,** (1993), *Renormalization group modeling and turbulence simulations Near-wall Turbul.* Flows pp. 1031-1046.

P

- [128]. **Patankar S.V. and Spalding C.B.,** (1972), *A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flow*. International Journal of Heat and Mass Transfer, **15**, 1787-1798.
- [129]. **Piere A. Bois.,** (2000), «Introduction à la mécanique théorique des fluides». Université de Lille. Editions Ellipses ISBN2-7298-7991-9.
- [130]. **Piere L, Jean. P, Chabard, Pascal E, Dominique L.,** (1998), «Mécanique des fluides appliquée. Ecoulement incompressibles dans les circuits, canaux et rivières autour de structures et dans l'environnement». Presses des ponts et chaussées France.
- [131]. **Pope. S.B.,** (1994), *Lagrangian PDF methods for turbulent flows*. Annu. Rev. Fluid Mech., pages 23–63
- [132]. **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.

Q

R

- [133]. **Rahman. M.M. and T. Siikonen.,** (2012), *Compound wall treatment with low-re turbulence model*. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 68(6) :706–

723.

- [134]. **Rambaud P., Oesterlé B. et Tanière A.**, (2002), *Assessment of integral time scales in a gas-solid channel flow with relevance to particle dispersion modeling*, Proc. of the 10th Workshop on Two-Phase Flow Predictions Merseburg, Allemagne, pp. 182-194.
- [135]. **Rashidi, M.; Hetsroni, G.; Banerjee, S.**, (1990), *Particle-turbulence interaction in a boundary layer*, Int. J. Multiph. Flow 16 (6) p 935–949.
- [136]. **Raupach, M. R.**, (1981), "*Conditional Statistics of Reynolds Stress in Rough-Wall and Smooth-Wall Turbulent Boundary-Layers.*" Journal of Fluid Mechanics 108(JUL):363-382.
- [137]. **Ravelet, F. F; Bakir, F.; Khelladi, S; R.**, (2013), *Rey Experimental study of hydraulic transport of large particles in horizontal pipes*, Experimental Thermal and Fluid Science 45, P187–197.
- [138]. **Reynolds. W.C.**, (1976), *Computation of turbulent flows*. Ann. Rev. Fluid Mech., 8:183–208.
- [139]. **Rhee, C.V.**, (2002), *On the Sedimentation Process in a Trailing Suction Hopper Dredger* PhD Thesis, Delft University of Technology,
- [140]. **Rizk M. et Elghobashi S.**, (1985), *The motion of a spherical particle suspended in a turbulent flow near a plane wall*, Phys. Fluids 28, 806-817.
- [141]. **Rubescu, D. C.Mandis, D. Rubescu**, (2010) *Design lamellar secondary settling tank using numerical modeling*, U.P.B. Sci. Bull. 74 211–216.
- [142]. **Rubinow S.I. et Keller J.B.**, (1961), *The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid*, J. Fluid Mech., 55, 447-459.

S

- [143]. **Salah.Z , Hassane. D, Kamal. M and al**, (2016), *Experimental study on the effects of big particles physical characteristics on the hydraulic transport inside a horizontal pipe*; Chinese Journal of Chemical Engineering Volume 24, Issue 2, February 2016, Pages 317-322.
- [144]. **Sanjeev Kumar Jha.**, (2017), *Effect of particle inertia on the transport of particle-laden open channel flow*, European Journal of Mechanics B/Fluids 62, p 32–41.
- [145]. **Sarkar, S. D. Kamilya, B.C.**, (2007), *Mal, Effect of geometric and process variables on the performance of inclined plate settlers in treating aquacultural waste*, Water Res.41 993–1000.
- [146]. **Sawford. B.L.**, (1991), *Reynolds number effects in lagrangian stochastic models of turbulent dispersion*. Phys. Of Fluids, 3(6):1577–1586.
- [147]. **Schiller. L. and A.**, (1935), *Nauman. A drag coefficient correlation*. V.D.I. Zeitung, 77:318–320.
- [148]. **Schlichting. H.**, (1979), *Boundary layer theory*. 7th. Mcgraw-Hill. New York.
- [149]. **Schiestel. R**, (1993), "Modélisation et simulation des écoulements turbulents "Hermes.
- [150]. **Shams. M.; Ahmadi, G.; Smith, D.H.**, (2002), *Computational modeling of flow and sediment transport and deposition in meandering rivers*, Adv. Water Res. 25, pp. 689–

699.

- [151]. **Shields. A**, (1936), *Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement*. California Institute of Technology.
- [152]. **Shirolkar. JS, Coimbra CFM, Queiroz McQuay M**, (1996), *Fundamental aspects of modelling particle dispersion in dilute flows*. Progress in Energy and Combustion Science 22:363-399.
- [153]. **Simonin.O. E. Deutsch, and J.P.**, (1993), *Minier. Eulerian prediction of the Fluid/Particle correlated motion in turbulent two-phase flows*. App. Sci. Res., 51:275–283.
- [154]. **Soulsby.RL**, (1997), *Dynamics of Marine Sands: a manual for practical applications*. Thomas Telford, London, England.
- [155]. **Squires. K. D. and Eaton, J. K.**, (1991), *Preferential concentration of particles by turbulence*. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 3:1169.
- [156]. **Stovin. VR, Saul AJ**, (1994), *Sedimentation in storage tank structures*. Water Science and Technology, 29(1-2):363-372.
- [157]. **Stovin. VR, Saul AJ**, (1996), *Efficiency prediction for storage chambers using computational fluid dynamics*. Water Science and Technology, 33(9):163-170.
- [158]. **Syamlal. M., Rogers, W., O'Brien, T.J.**, (1993), *MFIx Documentation: Theory Guide*. National Energy Technology Laboratory, Department of Energy.

T

- [159]. **Tachie.M.F. K.K. Adane**, (2007), *PIV study of shallow open channel flow over d - and k-type transverse ribs*, J. Fluids Eng. 129 1058–1072.
- [160]. **Tarpagkou, R. A. Pantokratoras**, (2014), *The influence of lamellar settler in sedimentation tanks for potable water treatment, A computational fluid dynamic study*. Powder Technology 268 139–149.
- [161]. **Torobin, L.B. and W. H. Gauvin.**, (1961), *Drag coefficients of single spheres moving in steady and accelerated motion in a turbulent field*. AIChE J., 7:615.
- [162]. **Tsai, C.W.; Man, C.; J. Oh.**, (2014), *Stochastic particle based models for suspended particle movement in surface flows*, Int. J. Sediment Res. 29, pp.195–207.
- [163]. **Tsuji Y., Morikawa Y. et Mizuno O.**, (1985), *Experimental measurement of the Magnus force on a rotating sphere at low Reynolds numbers*, J. Fluids Engng., Trans. ASME, 107, 484-488.

U

V

- [164]. **Valérie. C**, (2004), *Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulements gaz-solide non isothermes : interactions particules-turbulence, application aux écoulements en conduite*, thèse de doctorat Université Henri Poincaré - Nancy I, France.
- [165]. **Van Doormaal J. P. and Raithby G. D.**, (1984), *Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow*. Numerical Heat Transfer, 7(2), 147
- [166]. **Van Rijn L**, (1984), *Sediment transport, part II: suspended load transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110(11), p.1613-1638.
- [167]. **Van Wachen BGM, Amlstedt AE**, (2003), *Methods for multiphase computational*

fluid dynamics. Chemical Engineering Journal, 96:81-98.

- [168]. **Verbanck, M.A., R.M, Ashley and A. Bachok**, (1994), *international workshop on origin occurrence and behavior of sediments in sewer systems summary of conclusions*, water research Vol 28.pp187-194.
- [169]. **Versteeg H.K., Malalasekera W.**, (2007), *An introduction to computational fluid dynamics- the finite volume method*. Essex.
- [170]. **Villard, C. C. Teisson, O. Simonin and al.**, (1996), *modélisation diphasique du transport de sédiments cohésifs*, collection des notes internes de la direction des études et recherches, EDF
- [171]. **Voswinkel N, Lipeme Kouyi G, Ebbert S, Schnieders A, Maus C, Laily AG, Mohn R, Uhl M**, (September 2012), *Influence of unsteady behaviour on the settling of solids in storm water tanks*. Proceedings of the 9th Urban Drainage Modelling International Conference, Belgrade, Serbia.

W

- [172]. **Wlid.J**, (2006), *étude des champs de vitesse dans les effluents des réseaux d'assainissement :Expérimentation et simulation numérique* .Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France).
- [173]. **WANG, L. Z. L. GUO ,J. C. MI.**, (2014), « *Drafting, kissing and tumbling process of two particles with different sizes* ». In: Computers and Fluids 96 (2014), pages 20–34. (cf. page 33).
- [174]. **Wang Q.Squires K.D., Chen M. ,McLaughlin J.B.**, (1997), *On the role of the lift force in turbulence simulations of particle deposition*, Int. J. of Multiphase Flow, 23 (4), 749-763.
- [175]. **Wasp, E., Kenny, J., Gandhi, R.**, (1977), *Solid–liquid flow: slurry pipeline transportation* [pumps, valves, mechanical equipment, economics]. Ser. Bulk Mater. Handl. (United States) 1.
- [176]. **Wen, C.Y., Yu, Y.H.**, (1966), *Mechanics of fluidization*. Chem. Eng. Prog. Symp. 100–113.
- [177]. **White F.M.**, (1986), *Fluid mechanics*. McGraw Hill, New York.
- [178]. **Wilcox D.C.**, (1988), *Reassessment of the Scale-determining Equation for Advanced Turbulence Models*. AIAA J., 26(11), 1299-1310.
- [179]. **Wilson, K.C.; Addie, G.R.**, (2006), *Clift, Slurry Transport Using Centrifugal Pumps*, Springer.

X

- [180]. **Xavier. P.**, (2008), *Développement d'une méthode hybride Eulérienne-Lagrangienne pour la modélisation numérique de la phase particulaire dans les écoulements turbulents gaz-particules*, thèse de doctorat, Toulouse, France.

Y

- [181]. **Yakhot. V., Orszag S. A., Thangam S., Gatski T. B. and Speziale C. G.**, (1992), *Development of Turbulence Models for Shear Flow by a Double Expansion Technique*, Physics of Fluids A, 4(7), 1510-1520.
- [182]. **Yalin MS**, (1977), *Mechanics of sediment transport*. 2nd ed., Pergamon.

- [183]. **Yamaguchi, H.; Niu, X.-D. ; Nagaoka, S.; Vuyst, F. d.,** (2011), *Solid–liquid two-phase flow measurement using an electromagnetically induced signal measurement method*, Journal of Fluids Engineering 133, 041302.
- [184]. **Yan, H., LipemeKouyi, G., Bertrand-Krajewski, J-L,** (2011), *Modélisation numérique 3D des écoulements turbulents à surface libre chargés en polluants particuliers dans un bassin de retenue-décantation des eaux pluviales*. La Houille Blanche n°5, 40-44.
- [185]. **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.

Z

- [186]. **Zhou.Q. ,M. A. Leschziner,** (1991), "*Technical report*". 8th Turbulent Shear Flows Symp, Munich.

Résumé

L'objectif de ce travail de thèse est d'établir, tester, et vérifier la modélisation numérique instationnaire 3D de l'hydrodynamique et du transport particulaire à surface libre dans les ouvrages hydrauliques d'assainissement sans et avec des obstacles. L'approche Euler-Lagrange DPM et DDPM sont retenues pour la modélisation de l'écoulement liquide et du transport particulaire, en tenant compte de l'interaction entre les obstacles et le phénomène de la turbulence. L'idée principale de notre approche est d'améliorer la méthode hybride Eulérienne-Lagrangienne par une nouvelle condition basée sur le calcul de l'énergie cinétique turbulente, en fonction de la contrainte de cisaillement calculée et les propriétés de chaque particule.

Cette condition a pour but de traiter l'interaction entre les particules et les parois et permet de représenter les dynamiques associées au transport particulaire et à leur entraînement en régime instationnaire.

La surface libre des écoulements horizontaux est modélisée à l'aide d'une condition de la symétrie, qui a été choisie après une étude comparative entre le modèle VOF et cette dernière, les profils des résultats sont presque identiques pour les deux cas.

La dispersion et l'interaction entre les particules solides et la turbulence sont étudiées en utilisant une approche Euler-Lagrange couplée, bidirectionnelle et basée sur le modèle de turbulence $k - \omega - sst$ et $k - \varepsilon - RNG$ couplé avec le modèle de marche aléatoire dispersé (Discrete Random Walk Model DRW). Le modèle permet une description fine des mécanismes d'interactions entre les deux phases.

Les gradients de pression moyen de la solution numérique de l'écoulement turbulent pleinement développé dans la conduite sont comparés aux données expérimentales du laboratoire de dynamique des fluides (Dyn -Fluid) à l'ENSAM de Paris. Les résultats de simulation sont en parfaite adéquation avec les résultats expérimentaux du laboratoire de dynamique des fluides (Dyn -Fluid) à l'ENSAM de Paris. Les résultats montrent que la chute de pression augmente avec la taille des particules lorsque les concentrations et les vitesses sont plus élevées. Les résultats permettent de conclure que les modèles DPM et DDPM sont capable de prédire la trajectoire et le dépôt des particules solides localisés dans des zones préférentielles des domaines de calcul. Pour le troisième domaine de calcul concernant le décanteur lamellaire les résultats illustrent parfaitement le potentiel des méthodes numériques développées.

Mots clés : turbulence, simulation numérique, l'approche Eulérien -Lagrangien, interaction fluide-solide, surface libre, obstacle, le modèle de marche aléatoire.

Abstract

The objective of this thesis work is to establish, test, and verify the 3D unsteady numerical modeling of hydrodynamics and particulate transport in wastewater structures at free surface with and without obstacles. The Euler-Lagrange DPM and DDPM approach are used for the modeling of liquid flow and particulate transport, taking into account the interaction between the obstacles and the turbulence phenomenon. The main idea of our modeling is to improve the Eulerian-Lagrangian hybrid method by a new condition based on the calculation of threshold turbulent kinetic energy, depending on the calculated shear stresses and the properties of each particle. This condition deals with the interaction between the particles and the bottom of the structure and makes it possible to represent the dynamics associated with particulate transport, and their training in unsteady state.

The free surface of the horizontal flows is modeled using a condition of symmetry, which was chosen after a comparative study between the VOF model and the latter; the profiles of the results are almost identical for both cases.

The dispersion and interaction between solid particles and turbulence are studied using Euler-Lagrange two-way coupling approach, based on the turbulence model $k - \omega - sst$ and $k - \varepsilon - RNG$ coupled with the random walk model (discrete random walk model DRW). The model allows a fine description of the interaction mechanisms between the two phases.

The average pressure gradients of the numerical solution of the turbulent flow fully developed in the pipe are compared with the experimental data obtained in the Dyn-Fluid laboratory at ENSAM Paris. The simulation results are in good agreement with the experimental results. The results show that the pressure drop increases with particle size at higher concentrations and lower velocities. The qualitative results allow to conclude that the model is able to predict the trajectory and the deposition of the solid particles located in preferential zones of the domains of computation. For the second lamellar decanter computation domain the results are not validated, so do not dwell on their physical meaning. Nevertheless, they illustrate the potential of numerical methods developed to realize applications.

Key words: free surface, obstacle, dispersed phase, random walk model, turbulence, Eulerian-Lagrangian approach, fluid-solid interaction.

ملخص

الهدف من هذه الرسالة هو التحقق والتأكد من النمذجة الرقمية غير الثابتة ثلاثية الأبعاد للهيدروديناميكيات وانتقال الجسيمات الصلبة في منشآت وهياكل الصرف الصحي المتميزة بوجود السطح الحر مع أو بدون عوائق. أستعمل نموذج Euler-Lagrange (DPM، DDPM) في نمذجة جريان السائل و تنقل الأجسام الصلبة مع الأخذ بعين الاعتبار التفاعل بين الحواجز وظاهرة الاضطراب. تتمثل الفكرة الرئيسية لنمذجتنا في تحسين الطريقة الهجينة Eulerian-Lagrangian من خلال الشروط الجديدة الخاصة بالحدود تعتمد على حساب الطاقة الحركية العتبية، اعتمادًا على إجهادات القص المحسوبة وخصائص كل جسيم.

تهدف هذه الحالة إلى علاج التفاعل بين الجسيمات والجدران وتمثيل الديناميكيات المرتبطة بنقل الجسيمات في جريان غير ثابت.

تم تصميم السطح الحر للتدفقات الأفقية باستخدام حالة التماثل، والتي تم اختيارها بعد دراسة مقارنة بين نموذج VOF وهذا الأخير؛ والنتائج كانت متطابقة تقريبًا لكلتا الحالتين. تمت دراسة التشتت والتفاعل بين الجسيمات الصلبة والاضطراب باستخدام طريقة Euler-Lagrange ثنائية الاتجاه، استنادًا إلى نموذج الاضطراب $k-\omega-sst$ و $k-\epsilon-RNG$ إلى جانب نموذج السير العشوائي (نموذج المشي العشوائي المنفصل DRW). يعطي للنموذج وصفًا دقيقًا لآليات التفاعل بين المرحلتين.

تتم مقارنة متوسطات تدرجات الضغط للحل الرقمي للتدفق المضطرب بشكل كامل في الأنبوب مع البيانات التجريبية التي تم الحصول عليها في مختبر Dyn-Fluid في ENSAM بباريس. نتائج النمذجة الرقمية متوافقة مع النتائج التجريبية. تظهر النتائج أن انخفاض الضغط يزيد مع الكتلة الحجمية وقطر الجسيمات عند تراكيزات أعلى. وتسمح النتائج النوعية باستنتاج أن النموذج قادر على دراسة المسار وترسب الجزيئات الصلبة الموجودة في المناطق التفضيلية في منشآت الدراسة. بالنسبة لحوض الترسيب مع حواجز مائلة، لم يتم التحقق من صحة النتائج، وهذا لا يمنع أن نتطرق إلى معناها المادي.

الكلمات المفتاحية: الاضطراب، النمذجة الرقمية، طريقة Eulerian-Lagrangian ،

التفاعل بين السائل والأجسام الصلبة، السطح الحر، العوائق، نموذج السير العشوائي.