Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de

L'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE

et de l'INSA HAUTS-DE-FRANCE

Sciences pour l'Ingénieur, Spécialité Mécanique des Milieux Fluides

Présentée et soutenue par Abdelkader IZERROUKYENE

Le 11/12/2024, à Valenciennes

Ecole doctorale :

Ecole Doctorale Polytechnique Hauts-de-France (ED PHF n°635)

Equipe de recherche, Laboratoire :

Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines (LAMIH UMR CNRS 8201)

Modélisation du transport de particules fines dans un milieu gazeux : validation expérimentale pour des particules issues de la combustion biomasse

---

JURY

Président
Denis PETITPREZ, Professeur des Universités, Université de Lille

Rapporteurs
Valérie TSCHAMBER, Professeur des Universités, Université Haute-Alsace
Xesús NOGUEIRA, Professeur des Universités, Université de la Corogne

Examinateurs
Mathieu SPECKLIN, Maître de Conférences, Conservatoire National des Arts et Métiers - Paris

Directrice de thèse
Céline MORIN, Professeur des Universités, INSA Hauts-de-France

Co-directeur
Sofiane KHELLADI, Professeur des Universités, ENSAM Paris

Co-encadrants
François BEAUBERT, Maître de Conférences, INSA Hauts-de-France
David UYSTEPRUYST, Maître de Conférences, INSA Hauts-de-France

Invité
Damien MÉRESSE, Maître de Conférences, INSA Hauts-de-France

Remerciements

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude à l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'examiner mon travail. Un remerciement particulier à Xesús NOGUEIRA et Valérie TSCHAMBER, qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse, ainsi qu'à Denis PETITPREZ et Mathieu SPECKLIN d'en être examinateurs.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à Céline MORIN, ma directrice de thèse, et à Sofiane KHELLADI, mon co-directeur de thèse, pour le soutien et la confiance qu'ils m'ont accordé. J'ai toujours apprécié leurs qualités humaines et scientifiques.

Je remercie également mes co-encadrants François BEAUBERT, Damien MÉRESSE et David UYSTEPRUYST pour leurs conseils avisés et leur expertise tout au long de ces années de thèse. Leur co-encadrement m'a permis de découvrir le monde de la recherche dans un cadre agréable.

Un grand merci à toute l'équipe du LAMIH et à mes collègues doctorants pour les moments que nous avons partagés. Un remerciement particulier à François DELCOURT, ingénieur d'étude, qui m'a aidé à réaliser les essais expérimentaux sur la chaudière. Je souhaite à chacun une bonne continuation.

Je remercie également la région Hauts-de-France et l'Institut Carnot ARTS pour le financement de cette thèse dans le cadre du projet FLUIDAPART.

Enfin, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance envers mes parents, qui m'ont toujours encouragé et soutenu, mon épouse, qui a été un appui indéfectible, ainsi que mon frère, ma sœur et toute ma famille.

À notre bébé à venir, tu n'es pas encore là, mais tu as déjà une place immense dans nos cœurs. Nous avons hâte de te rencontrer.

Table des matières

Remerciements **2**

Liste des figures **4**

Liste des tableaux **9**

Introduction **10**

PREMIERE PARTIE : MODELISATION DU TRANSPORT PARTICULAIRE **15**

Chapitre 1 : Etude bibliographique **16**

1.1. Contexte scientifique 17

1.2. Modèles numériques 21

1.3. Conclusion 52

Chapitre 2 : Développements numériques pour des cas de références **53**

2.1. Intégration des effets thermiques dans les modèles de transport particulaire 54

2.2. Modélisation de la dispersion turbulente pour les modèles RANS 61

DEUXIEME PARTIE : APPLICATION SUR CHAUDIERE BIOMASSE **76**

Chapitre 3 : Caractérisation des émissions polluantes en cheminée **77**

3.1. Etat de l'art sur les émissions de la combustion biomasse 78

3.2. Instrumentation de la chaudière biomasse 90

3.3. Campagne de mesure 100

3.4. Conclusion 110

Chapitre 4 : Comparaison de l'écoulement et des concentrations de particule avec les modèles implémentés **112**

4.1. Conception de la cheminée 113

4.2. Application numérique pour une chaudière éteinte 117

4.3. Résultats numériques pour une chaudière allumée (ON) avec une comparaison expérimentale 132

4.4. Conclusion 151

Conclusion générale **153**

Perspectives **155**

Références **156**

Annexes **165**

Résumé **182**

Abstract **183**

Liste des figures

Figure 1 : Risques causés par les particules polluantes (à gauche) – Représentation de la taille de PM_{10} et $PM_{2,5}$ à droite [7] 11

Figure 2 : Transport solide par charriage et suspension [20] 17

Figure 3 : Description de l'approche eulérienne (à gauche) et lagrangienne (à droite) [24] 17

Figure 4 : Approches de modélisation des écoulements diphasiques. DEM : Discrete Element Method, DPM : Discrete Phase Method, MPPIC : Multiphase Particle In Cell Method, VOF : Volume of Fluid 19

Figure 5 : Simulation DPM du lit fluidisé Goldschmidt sur OpenFOAM [35] 20

Figure 6 : Décomposition du domaine de calcul : Le mouvement des particules dans la partie supérieure est traité par DEM, et inférieure par DPM [38] 20

Figure 7 : Contours de la distribution moyenne de la densité des particules de cuivre de 70µm [40] 21

Figure 8 : Niveaux de résolution et dynamique de la cascade énergétique [43,44] 23

Figure 9 : Structure d'une couche limite turbulente avec le profil de la vitesse adimensionnelle en unités de paroi [54,55] 28

Figure 10 : Les régimes d'écoulement en fonction de la fraction volumique αd [56] 29

Figure 11 : Effet d'un tourbillon (ligne pleine) sur la trajectoire des particules pour différents nombres de Stokes [57] 31

Figure 12 : Interactions entre deux particules suivant l'approche (Hard Sphere Model) [58] 32

Figure 13 : Soft Sphere Model : a) Force normale, b) Force tangentielle [56] 33

Figure 14 : Approches de modélisation des interactions entre les particules dans un écoulement fluide-solide 34

Figure 15 : Différents approches de modélisation des particules [56] 35

Figure 16 : Classification des régimes d'interaction entre les particules et la turbulence [27] 38

Figure 17 : Variation du coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds de particule [61] 40

Figure 18 : Variation du facteur de traînée en fonction du nombre de Reynolds de particule [58] 42

Figure 19 : Mouvement des particules par le mouvement brownien [56] 44

Figure 20 : Mouvement thermophorèse de petites particules sphériques [73] 46

Figure 21 : Exemple d'un historique des fluctuations de vitesse au cours du temps pour le modèle DRW 48

Figure 22 : Fluctuations normalisées de la couche limite utilisées dans DRW et CRW [79] 49

Figure 23 : Géométrie du tube étudié en 2D 55

Figure 24 : Evolution radiale de la vitesse et la température pour différents maillages 56

Figure 25 : Evolution du coefficient de transfert thermique par convection le long du tube pour différents maillages 57
Figure 26 : Contour de champs de vitesse et de température du fluide avec particules 58
Figure 27 : Evolution du coefficient de transfert thermique le long du tube en présence des particules 59
Figure 28 : Comparaison de l'évolution du coefficient de transfert thermique avec l'addition de la force brownienne et thermophorèse et la première simulation 60
Figure 29 : Maillage 2D du canal étudié 62
Figure 30 : Comparaison entre le profil des fluctuations de vitesse RMS pour le modèle $v2-f$ et les différentes références de la littérature 63
Figure 31 : Comparaison entre le profil de l'énergie cinétique pour le modèle $v2-f$ et les différentes références de la littérature 63
Figure 32 : Comparaison entre le profil du taux de dissipation pour le modèle $v2-f$ et les différentes références de la littérature 64
Figure 33 : Comparaison entre le profil de concentration normalisée par la méthode « traceur fluide » pour le modèle DRW et la référence numérique 65
Figure 34 : Distribution de particules par la méthode « traceur fluide » pour le modèle DRW 65
Figure 35 : Comparaison entre le profil de concentration normalisée par la méthode « traceur fluide » pour le modèle CRW et la référence numérique 66
Figure 36 : Distribution de particules par la méthode « traceur fluide » pour le modèle CRW 67
Figure 37 : Comparaison des profils de concentration normalisée par la méthode « traceur fluide » entre les modèles DRW et CRW et les références numériques en fonction de $y+$ 68
Figure 38 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 nm 69
Figure 39 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 nm en fonction de $y+$ 69
Figure 40 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 1 µm 70
Figure 41 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 1 µm en fonction de $y+$ 70
Figure 42 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 µm 71
Figure 43 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 µm en fonction de $y+$ 71
Figure 44 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 30 µm 72
Figure 45 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 30 µm en fonction de $y+$ 73
Figure 46 : Comparaison entre les vitesses de dépôt adimensionnelles prédites par les modèles DRW et CRW et les différentes références numériques, expérimentales et empiriques 74
Figure 47 : cycle du carbone [111] 78

Figure 48 : Illustration du processus de formation de la suie (1), des cendres fines (2), des particules grossières (3) et de la matière organique particulaire (MOP) (4) lors de la combustion de bois [123] 82
Figure 49 : Diamètres des particules de suie agglomérées [115] 83
Figure 50 : Schéma d'un agglomérat de suie avec $np = 16$ particules sphériques [124] 84
Figure 51 : Différents définitions du diamètre équivalent [125] 85
Figure 52 : Variation de la masse volumique effective en fonction du diamètre des particules [115] 86
Figure 53 : Valeurs du diamètre aérodynamique calculées avec le modèle de conversion à partir du diamètre de mobilité électrique mesuré par le SMPS et comparées au diamètre aérodynamique mesuré par l'ELPI [115] 86
Figure 54 : Schéma de fonctionnement d'un impacteur sur un étage [128] 87
Figure 55 : Principe de mesure de l'OPS 89
Figure 56 : Schéma du spectromètre EEPS [133] 90
Figure 57 : La chaudière KWB avec les composants principaux 91
Figure 58 : Circuit hydraulique entre la chaudière et les aérothermes 91
Figure 59 : Schéma de l'installation avec son instrumentation 92
Figure 60 : Cheminée de la chaudière biomasse CEBIC 93
Figure 61 : Schéma représentant les différents points de mesures dans la cheminée 93
Figure 62 : Points de piquages pour les mesures expérimentales dans la cheminée : (a) P1 ; (b) P2 ; (c) P3 ; (d) P4 et P5 95
Figure 63 : Schéma technique de la sonde d'hygrométrie SHDI-150 95
Figure 64 : KIMO C310 96
Figure 65 : Appareils de mesure de la vitesse du fluide, à gauche : le fil chaud KIMO CTV210, à droite : Anémomètre à hélice de 11 mm de diamètre 96
Figure 66 : Déshumidificateur pour séchage 99
Figure 67 : Schéma du système de dilution modèle 3332 [137] 99
Figure 68 : Profils de vitesse axiale expérimentale du fluide au P3 sans et avec combustion 102
Figure 69 : Profils de vitesse axiale expérimentale du fluide au P4 sans et avec combustion après l'encrassement 103
Figure 70 : Evolution des polluants gazeux en fonction du temps 106
Figure 71 : Distribution moyenne de la concentration en particules fines selon la position dans la cheminée 107
Figure 72 : Concentration en nombre de particules pour les six tests 108
Figure 73 : Diamètre médian des particules pour les six tests 109
Figure 74 : Différentes formes présentes dans la cheminée : (a) le coude ; (b) le raccordement en T ; (c) le rétrécissement 114
Figure 75 : Exemple de raffinement du maillage 115
Figure 76 : Différents types de maillage tétraédrique, zone raffinée à droite, zone grossière à gauche : (a) Maillage T1 ; (b) Maillage T3 ; (c) Maillage H1 ; (d) Maillage H3 117

Figure 77 : Champs de la norme de la vitesse pour les maillages tétraédriques : (a) Maillage T1 ; (b) Maillage T2 ; (c) Maillage T3 ; (d) Maillage T4 124
Figure 78 : Champs de la norme de la vitesse pour les maillages hexaédriques : (a) Maillage H1 ; (b) Maillage H2 ; (c) Maillage H3 ; (d) Maillage H4 125
Figure 79 : Profils de vitesse axiale le long de l'axe z à la position P3 pour différents maillages 126
Figure 80 : Champ de pression dans la cheminée 128
Figure 81 : Contour du champ de vitesse en coupes 129
Figure 82 : Distribution numérique du champ de vitesse à l'intérieur de la cheminée 130
Figure 83 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale mesurée et calculée au P3 (OFF) 130
Figure 84 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale expérimentale et numérique au P4 (OFF) 131
Figure 85 : Résidus de convergence du calcul en fonction du temps pour les paramètres du modèle 135
Figure 86 : Champs de température numérique dans la cheminée avec les points P1, P2 et P5 . 136
Figure 87 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale expérimentale et numérique au P3 (ON) 137
Figure 88 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale expérimentale et numérique au P4 (ON) 138
Figure 89 : Taux de particules sortantes par rapport à celles entrantes en fonction du temps 142
Figure 90 : Distribution initiale des particules de type « **general** » 143
Figure 91 : Lignes de courant de l'écoulement dans le raccordement 144
Figure 92 : Accumulation des particules au raccordement au cours du temps 145
Figure 93 : Visualisation du dépôt des particules sur les parois numériquement et expérimentalement 146
Figure 94 : Volumes de contrôle pour les positions P1, P3 et P4 147
Figure 95 : Distributions granulométriques calculée et mesurée en P3 148
Figure 96 : Distributions granulométriques calculée et mesurée en P4 148
Figure 97 : Distributions granulométriques calculées aux positions P1, P3 et P4 149
Figure 98 : Comparaison entre la concentration totale en particules mesurée et calculée sans et avec la dispersion turbulente (DRW) pour les positions P1, P3 et P4 150
Figure 99 : Points de piquage P2 171
Figure 100 : Points de piquage P3 171
Figure 101 : Etanchéité des piquages 172
Figure 102 : Analyseurs MIR9000 et GRAPHITE 52M 172
Figure 103 : Connection des deux analyseurs à la cheminée 173
Figure 104 : Système de dilution modèle 3332 173
Figure 105 : L'EEPS 174
Figure 106 : Anémomètre à hélice 174

Figure 107 : Micromanomètre DP-Calc 5825 174
Figure 108 : Granulés de bois 175
Figure 109 : Différents types de maillage tétraédrique, zone raffinée à droite, zone grossière à gauche : (a) Maillage T2 ; (b) Maillage T4 ; (c) Maillage H2 ; (d) Maillage H4 177
Figure 110 : Raffinement à la zone de rétrécissement 177
Figure 111 : Raffinement à la zone du coude 177
Figure 112 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P1 pour les six essais 178
Figure 113 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P1 pour les six essais 178
Figure 114 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P2 pour les six essais 179
Figure 115 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P2 pour les six essais 179
Figure 116 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P3 pour les six essais 180
Figure 117 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P3 pour les six essais 180
Figure 118 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P4 pour les six essais 181
Figure 119 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P4 pour les six essais 181

Liste des tableaux

Tableau 1 : Constantes de fermeture pour le modèle $k - \varepsilon$ standard 25
Tableau 2 : Conditions aux limites imposées aux parois 62
Tableau 3 : Emplacement de différents points de mesures effectuées 94
Tableau 4 : Caractéristiques des mesures sur l'installation 97
Tableau 5 : Caractéristiques des analyseurs de gaz 98
Tableau 6 : Paramètres de fonctionnement de la chaudière 100
Tableau 7 : Températures des gaz brûlés dans la cheminée à différentes positions 101
Tableau 8 : Emissions gazeuses 105
Tableau 9 : Comparaison des émissions de gaz provenant de la combustion de granulés de bois dans une chaudière (PL = charge partielle). 105
Tableau 10 : Concentration moyenne pour les différentes positions 109
Tableau 11 : Diamètre médian pour les différentes positions 110
Tableau 12 : Caractéristiques des maillages 116
Tableau 13 : Conditions aux limites et initiales imposées aux paramètres du modèle de turbulence 122
Tableau 14 : Valeurs de $y+$ pour les différents maillages tétraédriques 123
Tableau 15 : Valeurs de $y+$ pour les différents maillages hexaédriques 123
Tableau 16 : Temps d'exécution approximatif pour les différents maillages 127
Tableau 17 : Conditions aux limites et initiales imposées aux paramètres thermiques 134
Tableau 18 : Comparaison entre les valeurs des températures mesurées et calculées dans la cheminée 136
Tableau 19 : Nombre de particules à l'entrée de la cheminée en position P1 141



Introduction

Au cours de la dernière décennie, la croissance économique et industrielle fulgurante de nombreux pays a conduit à une expansion rapide des zones urbaines, marquée par une augmentation considérable de la consommation énergétique et des émissions de polluants atmosphériques. En France, plus de 48 000 décès annuels sont attribués à la pollution de l'air, soit 9 % de la mortalité dans tout le pays. Il est également estimé qu'une personne de 30 ans vivant dans les zones les plus touchées pourrait perdre jusqu'à 27 mois d'espérance de vie [1]. Cette situation, déjà préoccupante, s'est encore détériorée en raison de la crise énergétique et environnementale actuelle.

Dans ce contexte, de nombreux pays ont mis en place des stratégies à court et à long terme pour réduire et contrôler les émissions de polluants dans les zones urbaines. Parmi ces initiatives, la directive européenne 2008/50/CE occupe une place de choix [2]. Son objectif est d'harmoniser les méthodes de contrôle, de surveillance et d'étude des polluants atmosphériques dans les villes, contribuant ainsi à un environnement plus sain et à une meilleure qualité de vie pour les populations urbaines.

Face à ces défis, l'énergie issue de la biomasse se profile comme une alternative prometteuse. Elle présente en effet de nombreux avantages économiques et environnementaux : réduction des déchets, disponibilité mondiale, et un bilan carbone pratiquement neutre [3], ce qui en fait une solution attractive pour un développement durable. La combustion de la biomasse joue déjà un rôle crucial dans la satisfaction des besoins énergétiques mondiaux, représentant la principale source d'énergie renouvelable [4]. Cependant, la combustion de la biomasse est également une source significative d'émissions de polluants atmosphériques. Parmi ces polluants, on retrouve des gaz nocifs tels que le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NOx), et les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) [5], qui sont généralement le résultat d'une combustion incomplète. En outre, cette combustion produit des quantités importantes de matières particulaires (PM), lesquelles se répartissent en trois catégories distinctes : les particules grossières ($d > 1$ µm), les particules fines ($0{,}1$ µm $< d < 1$ µm) [6], et les particules ultrafines ($d < 0{,}1$ µm).

Dans le cadre de notre étude, une attention particulière est portée aux particules fines et ultrafines, qui sont fréquemment émises lors de la combustion de la biomasse. Ces particules

sont d'autant plus préoccupantes qu'elles peuvent pénétrer profondément dans l'organisme et avoir des conséquences sur la santé, à court et long terme (cf. Figure 1).

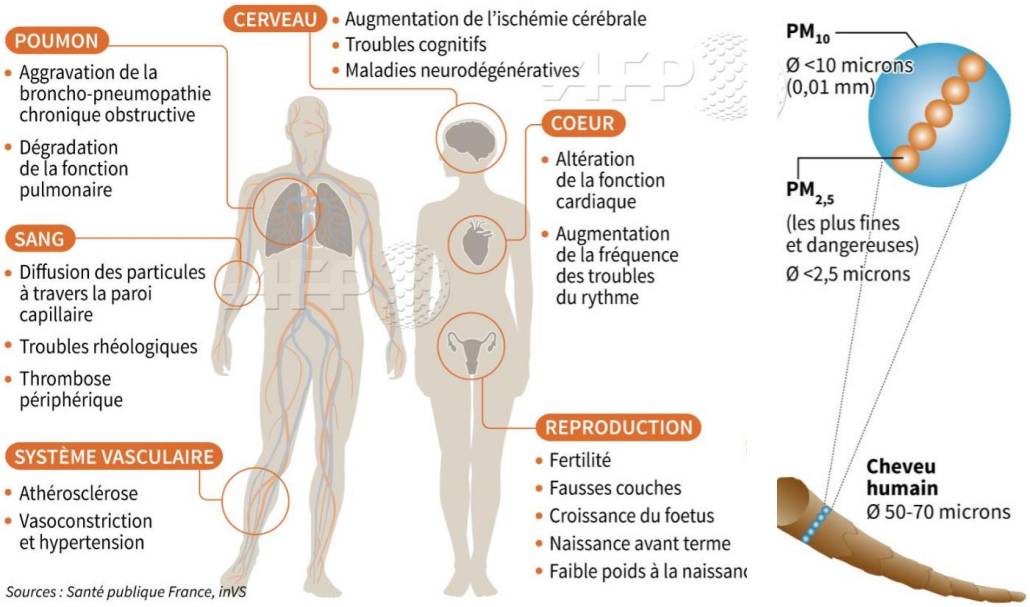


Figure 1 : Risques causés par les particules polluantes (à gauche) – Représentation de la taille de PM_{10} et $PM_{2,5}$ à droite [7]

Les risques à court terme de l'exposition aux particules fines incluent des irritations des yeux, du nez et de la gorge, l'aggravation de maladies respiratoires chroniques (comme l'asthme et la bronchite), un risque accru d'infarctus du myocarde et une hausse de la mortalité. Une augmentation de 10 µg/m^3 des concentrations de PM_{10} et de $PM_{2,5}$ (inférieur à 10 µm et à 2,5 µm respectivement) est associée à une hausse de la mortalité non accidentelle de 0,5% pour PM_{10} et 15% pour $PM_{2,5}$. Le risque augmente de 1,04% chez les personnes âgées de 75 ans et plus, avec des effets plus marqués en été [7]. À long terme, la pollution de l'air réduit l'espérance de vie et augmente le risque de maladies cardiovasculaires, de troubles respiratoires et de cancer du poumon [8]. Ces particules favorisent l'athérosclérose, les accidents vasculaires cérébraux, et aggravent l'asthme et les infections respiratoires [7].

Les particules fines se décomposent en trois sous-catégories principales en fonction de leur mode de formation [9] :

1. **La suie** : Celle-ci se forme au sein de la flamme par des processus complexes impliquant des réactions à la surface, ainsi que la coagulation et l'agglomération des hydrocarbures gazeux. Les HAP jouent un rôle crucial en tant que précurseurs de la suie.
2. **Les cendres volantes** : Issues de la combustion de métaux volatils tels que le zinc (Zn), le plomb (Pb), le nickel (Ni), le cadmium (Cd), le cuivre (Cu) et l'arsenic (As), ces particules se retrouvent souvent encapsulées dans le bois partiellement brûlé.
3. **Les matériaux organiques** : Ils proviennent de la décomposition thermique de la biomasse, un processus qui libère divers composés organiques au fur et à mesure que la biomasse est chauffée.

Les émissions polluantes issues de la combustion de la biomasse ont des répercussions significatives non seulement sur la qualité de l'air, mais également sur la santé humaine [10]. En Europe, la combustion de la biomasse est reconnue comme l'une des principales sources de pollution atmosphérique [11], ce qui suscite de plus en plus de préoccupations. De nombreuses recherches ont démontré que divers facteurs influencent la formation de ces polluants, notamment les caractéristiques des chaudières, la nature de la biomasse utilisée, ainsi que les conditions spécifiques dans lesquelles la combustion se déroule [12–14].

Par ailleurs, des études numériques ont été réalisées pour mieux comprendre les écoulements chargés en particules, tels que ceux observés dans les cheminées des chaudières. Ces recherches soulignent l'importance cruciale d'une modélisation précise pour simuler la dispersion et le dépôt des particules fines dans ces écoulements turbulents. Un modèle adéquat doit ainsi être capable de représenter avec justesse l'écoulement du fluide porteur tout en tenant compte du transport des micro- et nanoparticules. L'un des principaux défis dans ce domaine réside dans la complexité des interactions entre le mouvement turbulent du fluide et la dispersion des particules, une dynamique difficile à capturer avec précision mais essentielle pour prédire leur dissémination dans l'environnement.

La modélisation de la dispersion des particules dans les écoulements multiphasiques se divise principalement en deux approches conceptuelles : l'approche Eulérienne-Eulérienne et l'approche Eulérienne-Lagrangienne [15–17], chacune offrant des perspectives distinctes sur le traitement des phases particulaires et fluides.

Dans l'approche Eulérienne-Eulérienne, les particules sont modélisées comme une phase continue, analogue à celle du fluide porteur. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie sont résolues pour chaque phase de manière simultanée. Cependant, cette méthode ne tient pas compte des trajectoires individuelles des particules, ce qui constitue une limitation lorsqu'il s'agit de modéliser des phénomènes dépendant des interactions particule-particule ou des hétérogénéités spatiales. Par ailleurs, la formulation des conditions aux limites pour la phase particulaire et la spécification des taux d'échange entre phases (par exemple, les transferts de chaleur ou de quantité de mouvement) posent des défis significatifs [18]. Cela est d’autant plus critiques pour les suspensions denses où les interactions particule-particule sont prépondérantes et où l'effet de rétroaction des particules sur le fluide ne peut être négligé.

En revanche, l'approche Eulérienne-Lagrangienne offre une modélisation des particules en les considérant comme des entités discrètes en interaction avec la phase fluide continue. Chaque particule est suivie individuellement en résolvant l'équation du mouvement dérivée de la seconde loi de Newton, intégrant ainsi les forces agissant sur les particules telles que la gravité, la traînée aérodynamique, la portance, et d'autres forces à l’interface. Cette approche passe par une modélisation de la diffusion turbulente et des trajectoires des particules, en tenant compte de la nature discrète des particules.

Dans le cadre de ce travail, la méthodologie adoptée repose sur le suivi lagrangien des particules, avec l'hypothèse que la phase dispersée n'altère pas de manière significative le champ d'écoulement de la phase fluide : hypothèse de couplage à une seule voie. Ceci simplifie

le traitement en se concentrant sur l'influence unidirectionnelle du fluide sur les particules. Cette approche est particulièrement appropriée et avantageuse pour les écoulements où les particules sont relativement dispersées et diluées dans le fluide pour que leurs interactions mutuelles puissent être ignorées.

À l'heure actuelle, trois approches principales sont employées pour la simulation des écoulements turbulents, chacune se distinguant par son degré de précision et son coût de calcul. La simulation numérique directe (DNS) est la méthode la plus précise, car elle résout explicitement toutes les échelles spatiales et temporelles de la turbulence. Cependant, en raison de son exigence en ressources informatiques, son application est fortement restreinte dans les contextes industriels.

La simulation des grandes échelles (LES) constitue une alternative où seules les grandes structures turbulentes, c'est-à-dire celles de tailles supérieures à la dimension des cellules du maillage, sont directement résolues. Les échelles plus petites, dites échelles de sous maille, sont quant à elles modélisées. Bien que la LES soit moins coûteuse que la DNS, elle demeure exigeante en termes de calcul, particulièrement pour les écoulements complexes à haut nombre de Reynolds.

Pour les applications industrielles, où l'équilibre entre précision et coût CPU est essentiel, l'approche la plus répandue est celle des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS). Cette méthode modélise la turbulence dans son ensemble, en s'affranchissant de la résolution directe des petites échelles turbulentes. En conséquence, la méthode RANS offre une solution plus abordable en termes de ressources informatiques, tout en étant suffisamment précise pour une large gamme d'applications pratiques.

Dans le cadre de cette étude, le modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$ est employé en raison de sa capacité à capturer de manière précise l'anisotropie de l'écoulement à proximité des parois [18]. Contrairement à la méthode DNS ou LES, la méthode RANS se concentre exclusivement sur la prédiction des champs d'écoulement moyens. Par conséquent, les équations RANS ne fournissent pas directement le vecteur vitesse instantanée du fluide, ce qui pose un défi pour modéliser le couplage entre la turbulence et la dispersion des particules.

Pour surmonter cette limitation, il est nécessaire de modéliser les fluctuations instantanées de la turbulence pour représenter les interactions entre le mouvement turbulent et la dispersion des particules. Cette modélisation repose sur des concepts issus de la théorie stochastique, où des équations supplémentaires sont introduites pour calculer les vitesses turbulentes instantanées. Ces calculs sont basés sur des paramètres locaux tels que la distance à la paroi, l'énergie cinétique turbulente moyenne et l'échelle temporelle eulérienne de la turbulence.

Parmi les diverses techniques stochastiques, les modèles de marche aléatoire sont largement reconnus pour leur efficacité en termes de temps de calcul et leur simplicité de mise en œuvre. Parmi ces modèles, le DRW (Discrete Random Walk) [19], aussi appelé modèle d'interaction des tourbillons (Eddy Interaction Model, EIM), se distingue comme une approche robuste et fiable. Ce modèle a été initialement développé pour modéliser les écoulements

turbulents homogènes, où il permet de capturer de manière précise les interactions complexes des tourbillons dans un fluide en mouvement.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre du projet FLUIDAPART financé par les Instituts Carnot IC ARTS (Actions de Recherche pour la Technologie et la Société) et ESP (Energie et Systèmes de Propulsion). Le consortium était composé du laboratoire CORIA UMR CNRS 6614 (IC ESP), du LIFSE (IC ARTS) et du LAMIH UMR CNRS 8201 (IC ARTS).

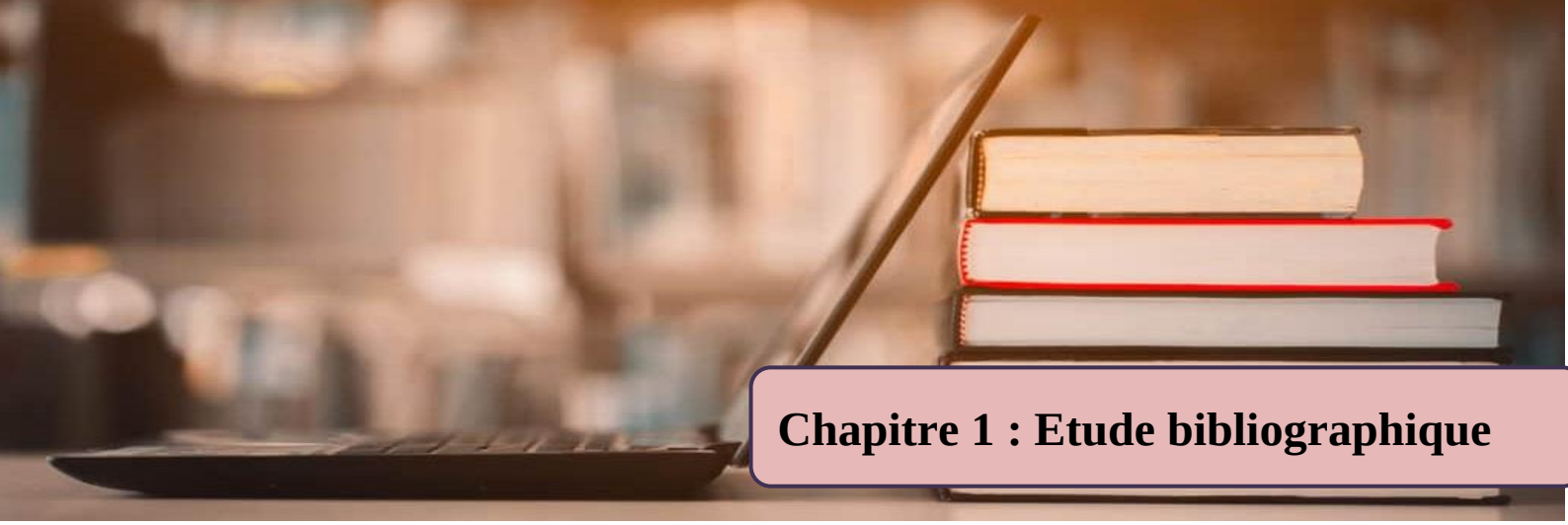
L'objectif de cette thèse est de développer des modèles numériques capables de simuler l'écoulement d'un fluide chargé en particules, puis de les appliquer au cas d'une chaudière biomasse. Cela permettra de quantifier les émissions de gaz et de particules à différents points de la cheminée, et de comparer les résultats obtenus par ces modèles numériques avec les mesures réelles de concentration et de dépôt des particules.

Le manuscrit de thèse est composé de deux parties :

- La première partie présente deux chapitres. Le premier est une revue de l'état de l'art sur les modèles numériques de fluides chargés en particules, afin de situer la recherche actuelle par rapport aux travaux existants. Il porte aussi sur le développement d'une méthodologie numérique pour modéliser les écoulements turbulents, en s'appuyant sur le modèle $\overline{v^2} - f$. Des modèles lagrangiens DPM y sont également intégrés pour suivre le déplacement des particules. Le deuxième chapitre propose une étude numérique approfondie, comparée à des données expérimentales et numériques de référence, dans le but de valider le modèle thermique et d'évaluer les performances des modèles de dispersion turbulente DRW et CRW en conditions de canal.
- La deuxième partie se compose de deux chapitres : l'un consacré aux expériences réalisées sur une chaudière biomasse et l'autre aux simulations numériques, avec une comparaison entre mesures et résultats numériques. Son principal objectif est d'analyser les émissions de gaz et de particules fines (PM) produites par une chaudière domestique de 10 kW fonctionnant aux granulés de bois naturels. Cette chaudière, dotée d'un brûleur à alimentation par le bas, a été équipée d'une série de capteurs installés en des points clés de la cheminée. Ces capteurs permettent non seulement de cartographier l'écoulement de l'air en termes de température et de vitesse, mais aussi de mesurer précisément les polluants gazeux émis. Par ailleurs, l'étude porte une attention particulière à l'analyse de l'évolution des caractéristiques des particules fines émises le long de la cheminée et à la sortie du système. En complément de ces analyses expérimentales, une comparaison avec le modèle numérique de transport particulaire est réalisée sur la taille et le nombre de particules en différents points de la cheminée d'évacuation des fumées. Les résultats obtenus par la simulation donnent des perspectives encourageantes en termes de prédiction de l'évolution de la concentration dans la conduite.

Une conclusion générale résume les résultats principaux expérimentaux et numériques. Enfin, quelques perspectives à ce travail de thèse sont discutées.

PREMIERE PARTIE : MODELISATION DU TRANSPORT PARTICULAIRE



Chapitre 1 : Etude bibliographique

Table des matières

1.1. Contexte scientifique 17
1.2. Modèles numériques 21
1.2.1. Modélisation de la turbulence (phase fluide) 21
1.2.1.1. Modèle $k-\varepsilon$ standard : 24
1.2.1.2. Modèle $v2-f$ 25
1.2.1.3. Couche limite turbulente 27
1.2.2. Modélisation des particules (phase solide) 29
1.2.2.1. Caractéristiques des milieux 29
1.2.2.1.1. Temps de réponse 30
1.2.2.1.2. Nombre de Stokes 31
1.2.2.2. Interactions particule-particule 31
1.2.2.3. Modèles de déplacement des particules 34
1.2.2.3.1. Discrete Parcel Method 35
1.2.2.3.2. Multiphase Particle-In-Cell Method (MPPIC) 37
1.2.3. Le couplage fluide-particules 38
1.2.3.1. Force de la traînée 39
1.2.3.2. Force de la portance 43
1.2.3.3. Force Brownienne 43
1.2.3.4. Force thermophorèse 46
1.2.4. Effet de la dispersion turbulente sur les particules 47
1.2.4.1. DRW : 48
1.2.4.2. CRW 50
1.3. Conclusion 52

1.1. Contexte scientifique

Les écoulements fluide-solide se rencontrent dans diverses applications, telles que le transport naturel de sédiments (cf. Figure 2) [20] ou le déplacement de particules dans des milieux poreux [21]. La phase solide peut être grandement influencée par l'action du fluide, comme c'est le cas, par exemple, dans les réacteurs à lit fluidisé [22] ou lors de la marche descendante [23].

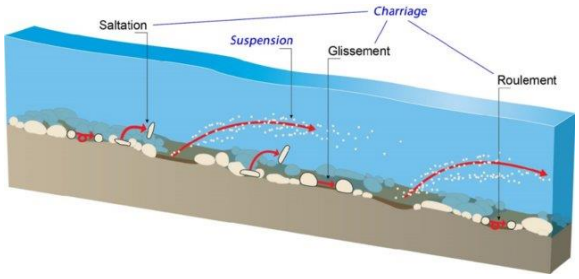


Figure 2 : Transport solide par charriage et suspension [20]

Il existe deux approches pour simuler les écoulements fluides-solides, l'approche Euler-Euler et l'approche Euler - Lagrange (cf. Figure 3).

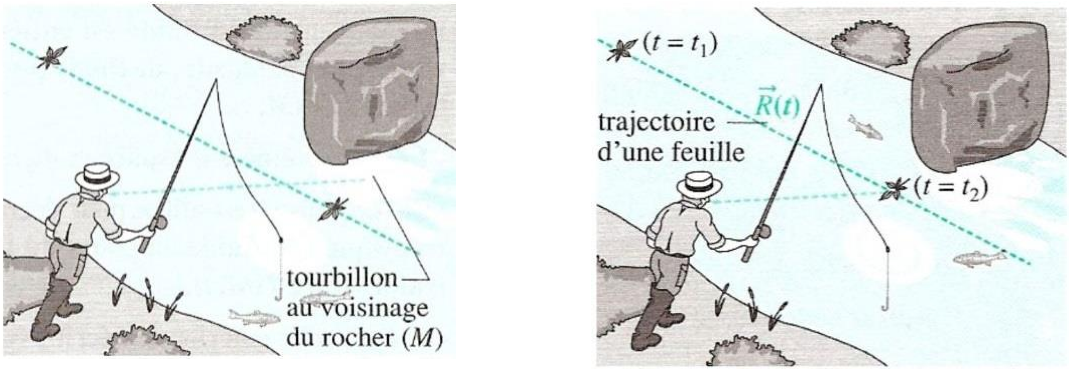


Figure 3 : Description de l'approche eulérienne (à gauche) et lagrangienne (à droite) [24]

Dans les modèles Euler-Euler, chaque phase est décrite par des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, intégrant des termes d'interaction entre les phases. Cette approche ne tient donc pas compte du caractère discret de la phase dispersée. Pour déterminer les propriétés du matériau, elle s'appuie sur des techniques de moyennisation, ce qui entraîne des défis importants [25]. Ces défis sont liés à la manière de calculer les forces s'exerçant sur la phase dispersée, à la prise en compte des interactions particule-particule et particule-fluide, ainsi qu'à la gestion des mécanismes de transfert de masse et de quantité de mouvement entre les phases [26].

Les codes CFD multiphasiques de base se fondent sur l'approche Euler-Euler, qui intègre généralement des modèles RANS. Ces modèles permettent de prédire la turbulence en utilisant une méthode d'homogénéisation. Leur application s'avère efficace dans des cas spécifiques, tels que des distributions homogènes ou des variations légères de concentration.

L'avantage principal de l'approche Euler-Euler réside dans son faible coût de calcul. Toutefois, son inconvénient réside dans la validité limitée des corrélations ou des modèles utilisés, ce qui peut réduire la précision. Par ailleurs, ce type de modèle nécessite souvent des ajustements, voire une reconstruction complète, pour s'adapter à différentes conditions lorsque les écoulements ou les propriétés du système varient (par exemple, modification des particules, rigidité, écoulements subsoniques ou supersoniques, etc.) [27].

Les modèles Euler-Euler sont généralement utilisés pour déterminer les caractéristiques macroscopiques des processus particulaires. Toutefois, comprendre les mécanismes microscopiques, fondés sur les interactions entre particules individuelles, ainsi qu'avec les fluides et les parois, est essentiel pour approfondir la recherche interdisciplinaire sur les particules discrètes et obtenir des résultats physiquement pertinents [28].

Cela dit, modéliser et prédire le comportement d'un écoulement multiphasique turbulent (particules dans un fluide) reste un défi pour plusieurs raisons [29] :

- Un large éventail d'échelles de temps et de longueur, lié à la physique microscopique de la phase dispersée et aux structures turbulentes fines et larges.
- La nécessité de résoudre ces échelles disparates avec précision, en se concentrant sur les mouvements des particules à petite échelle, avant de les extrapoler dans des simulations numériques à plus grande échelle.

Une approche récemment utilisée dans l'étude des écoulements fluide-solide est l'approche Euler-Lagrange. Dans ces modèles, la phase dispersée est analysée en prenant en compte soit le mouvement des particules individuelles, soit celui d'un groupe de particules (appelé parcelle). Le transfert de quantité de mouvement autour de chaque particule est calculé en additionnant les forces de traînée, de portance et les moments qui agissent sur elles. Un élément supplémentaire pris en compte dans les modèles Euler-Lagrange est l'interaction entre les particules, particulièrement présente dans les écoulements denses. De nombreux secteurs rencontrent ce type de systèmes denses, comme l'extraction et le broyage, le labour, les lits fluidisés, les conduites de boue, l'usinage par jet d'eau abrasif, la transformation alimentaire, les coulées de débris, les avalanches, les glissements de terrain, le transport de sédiments et la liquéfaction des sols lors de tremblements de terre. Lorsque ces interactions dominent la mécanique, on parle d'écoulements granulaires [30].

Dans la majorité des écoulements granulaires, des interactions plus complexes entre particules apparaissent, notamment lorsque des collisions simultanées surviennent pendant l'écoulement. Les forces de contact entre les particules (forces d'amortissement normal et de glissement) sont alors déterminées à l'aide de modèles mécaniques simples comme des ressorts, des amortisseurs et des curseurs. Les trajectoires des particules sont établies selon la deuxième loi de Newton. De plus, d'autres forces sans contact peuvent également être prises en compte [31,32].

Différentes études se sont appuyées sur les approches mentionnées précédemment pour modéliser les écoulements couplés entre un fluide et des particules. Ce couplage peut être unidirectionnel, bidirectionnel ou à quatre voies. Dans un couplage unidirectionnel, les phases fluide et solide sont calculées séparément, en ne tenant compte que de la force de traînée

agissant sur les particules. Le couplage bidirectionnel inclut l'effet inverse des particules sur le fluide, tandis que le couplage à quatre voies intègre également les interactions entre les particules elles-mêmes [27]. Les modèles d'écoulement fluide-particules ont évolué progressivement du couplage unidirectionnel vers des couplages bidirectionnel et à quatre voies. La méthode unidirectionnelle la plus simple est le modèle Two-Fluid (TFM), basé sur l'approche Euler-Euler. Ensuite, les méthodes bidirectionnelles, comme la Discrete Parcel Method (DPM) et la méthode MP-PIC (Multiphase Particle-In-Cell), qui suivent l'approche Euler-Lagrange, sont couramment utilisées dans les milieux dilués. Enfin, la méthode la plus populaire pour le couplage à quatre voies est la Discrete Element Method (DEM), largement employée et recommandée dans les milieux denses [33] (cf. Figure 4).

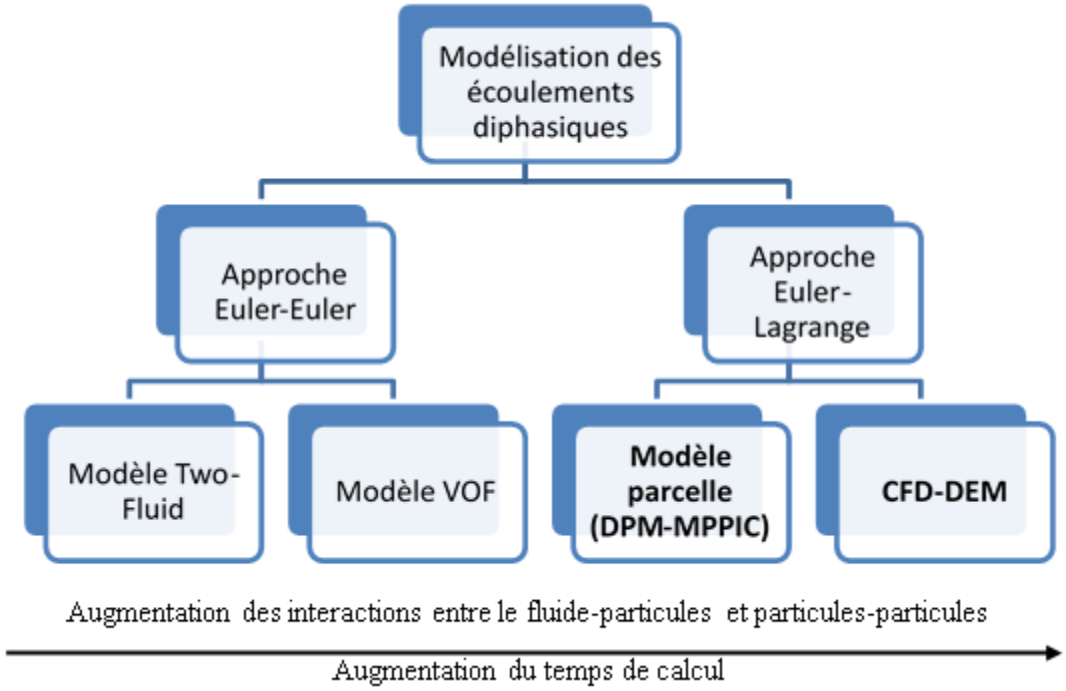


Figure 4 : Approches de modélisation des écoulements diphasiques. DEM : Discrete Element Method, DPM : Discrete Phase Method, MPPIC : Multiphase Particle In Cell Method, VOF : Volume of Fluid

Fernandez et al. [34] ont comparé les méthodes DPM, DEM, TFM et les données expérimentales fournis par Goldschmidt [35] en simulant un écoulement gaz-solide pseudo-2D dans un lit fluidisé (cf. Figure 5). Les deux méthodes lagrangiennes ont montré un bon accord avec les résultats expérimentaux, contrairement à la méthode eulérienne qui néglige complètement les interactions entre les particules [34].

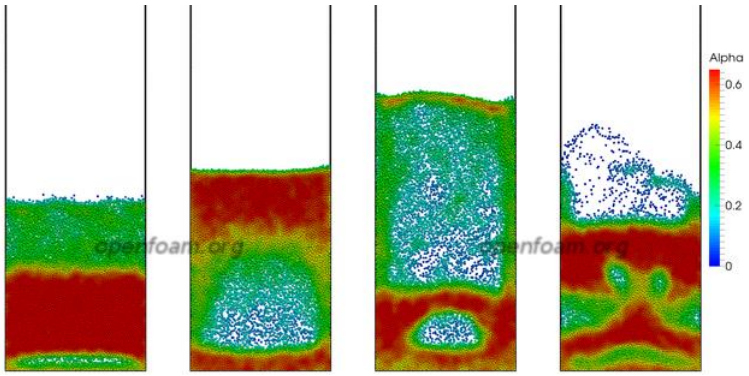


Figure 5 : Simulation DPM du lit fluidisé Goldschmidt sur OpenFOAM [35]

Kuruneru et al. [36] ont étudié numériquement l'évolution transitoire de l'écoulement d'un fluide chargé de particules et leur accumulation dans un filtre idéal de carburéacteur, en utilisant deux approches numériques : un couplage CFD-DEM non résolu et un couplage mixte résolu-non résolu. Les résultats révèlent une bonne correspondance avec les données expérimentales, notamment en ce qui concerne la distribution des particules le long du canal, et suggèrent que ces méthodes peuvent également être appliquées à l'analyse d'autres systèmes complexes, comme les échangeurs de chaleur compacts et les lits fluidisés.

Feng et al. [37] ont proposé les procédures numériques clés pour le couplage LBM-DEM afin de simuler le transport de particules dans un écoulement turbulent. Kloss et al. [38] ont utilisé un couplage DEM-DPM, avec une approche lagrangienne pour les particules et une méthode FVM pour la phase fluide (cf. Figure 6). L'objectif est de simuler la phase diluée du milieu avec la DPM pour optimiser le temps de calcul, tout en simulant la phase dense avec la DEM pour mieux modéliser les collisions entre particules.

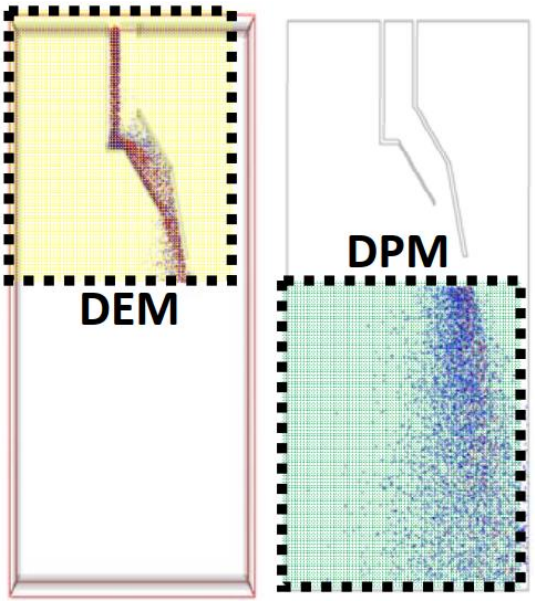


Figure 6 : Décomposition du domaine de calcul : Le mouvement des particules dans la partie supérieure est traité par DEM, et inférieure par DPM [38]

Snider [39] a étudié un écoulement incompressible en trois dimensions dans un milieu dense composé de 5% de particules, en recourant à la méthode MP-PIC. Cette méthode modélise les interactions entre les particules sous forme de gradients sur une grille eulérienne à l'aide de fonctions d'interpolation, rappelant ainsi la méthode des deux fluides.

Pour évaluer la robustesse du modèle, il est essentiel de le confronter à des résultats expérimentaux ou numériques de référence, tels que ceux issus de la simulation numérique directe (DNS). Fessler et Eaton [40] ont étudié l'influence des particules sur la turbulence dans un écoulement de canal entièrement développé, en faisant varier des paramètres tels que la densité et la taille des particules. Ils ont observé une réduction de la turbulence du fluide allant jusqu'à 35 % dans le sens de l'écoulement, pour une forte densité des particules (cf. Figure 7). En revanche, aucune modification notable de la turbulence n'a été constatée, que ce soit dans la couche de cisaillement ou dans la région de redéveloppement. Kasper et al. [23] ont comparé leurs résultats numériques à ceux de Fessler et al. [40], en utilisant un couplage Euler-Lagrange avec la méthode DPM ou LPT (Lagrangian Particle Tracking) pour la simulation des particules, et la LES (Large Eddy Simulation) pour la phase fluide. Ces simulations ont démontré la grande efficacité de cette approche.

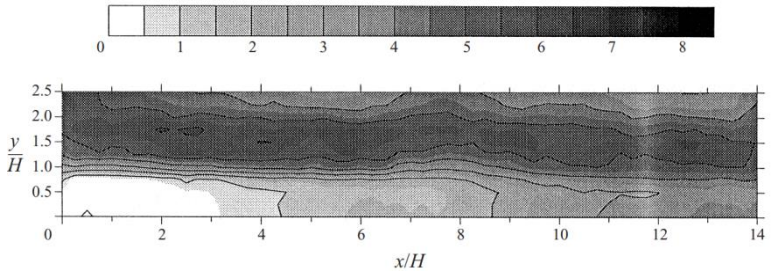


Figure 7 : Contours de la distribution moyenne de la densité des particules de cuivre de 70µm [40]

Brusca et al. [41] ont mené une étude expérimentale sur la dispersion des PM_{10} dans une soufflerie, en comparant les résultats obtenus avec une simulation numérique basée sur une approche Euler-Lagrange. La méthode DPM a été utilisée pour modéliser la phase solide, tandis que les modèles RANS k-ε et DES (Detached Eddy Simulation) ont été appliqués à la phase fluide. Les simulations ont été réalisées en faisant varier les vitesses d'entrée du fluide dans des configurations avec et sans obstacles. Les résultats ont montré une bonne concordance avec l'expérience, révélant une augmentation de la concentration en PM en présence d'obstacles, due aux phénomènes de recirculation générés autour de ces derniers.

1.2. Modèles numériques

1.2.1. Modélisation de la turbulence (phase fluide)

La turbulence se caractérise par des structures de grande échelle qui produisent de l'énergie turbulente. Cette énergie est ensuite transférée de manière progressive vers des structures de plus petite échelle, où elle est finalement transformée en chaleur. Ce processus est connu sous le nom de cascade d'énergie.

Les hypothèses formulées par Kolmogorov [42] sont essentielles pour appréhender la turbulence. La première de ces hypothèses stipule que, dans les écoulements caractérisés par un nombre de Reynolds élevé, les quantités turbulentes à petite échelle présentent une isotropie statistique, c'est-à-dire qu'elles ne dépendent pas de la direction. De plus, les mouvements à petite échelle sont universels, signifiant que ces échelles peuvent être déterminées par la viscosité cinématique du fluide ν et la dissipation d'énergie de l'écoulement ε. Les plus petites échelles dans un écoulement turbulent monophasique sont les échelles de Kolmogorov, définies ainsi :

Longueur : $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$

Temps : $\tau_\eta = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$

Le mouvement des fluides newtoniens compressibles est décrit par des équations aux dérivées partielles non linéaires, appelées équations de Navier-Stokes. Plusieurs approches peuvent être employées pour l'étude des écoulements turbulents (cf. Figure 8).

La première approche concerne les modèles RANS, on ne s'intéresse qu'à l'écoulement moyen, en se basant sur une modélisation des structures turbulentes, qu'elles soient de grande ou de petite taille. Cela permet de simplifier les calculs en ne résolvant pas directement toutes les échelles de turbulence. Toutefois, deux autres approches permettent d'approfondir la résolution spatio-temporelle des écoulements turbulents de manière plus fine : la simulation des grandes échelles LES et la simulation numérique directe DNS.

L'approche LES consiste à résoudre explicitement les grandes échelles de turbulence, qui capturent l'essentiel de l'énergie cinétique de l'écoulement, tout en modélisant les petites échelles qui sont plus difficiles à capturer numériquement. Cela permet d'obtenir une représentation plus détaillée des écoulements que les modèles RANS, tout en limitant la complexité des calculs nécessaires par rapport à une simulation DNS complète.

En revanche, l'approche DNS est la méthode la plus précise, car elle résout intégralement toutes les échelles de turbulence présentes dans l'écoulement, des grandes structures qui sont influencées par la géométrie de l'écoulement jusqu'aux plus petites échelles turbulentes, connues sous le nom d'échelles dissipatives de Kolmogorov. Cela signifie que la DNS ne fait aucune modélisation des structures turbulentes, mais exige des ressources informatiques extrêmement importantes, car il faut résoudre avec précision les équations de Navier-Stokes à chaque échelle, rendant cette méthode moins pratique pour les écoulements à très haut nombre de Reynolds.

Dans ce contexte, l'approche RANS est utilisée. Ces modèles permettent une modélisation statistique de toutes les échelles de turbulence, depuis les grandes échelles productrices jusqu'aux plus petites échelles dissipatives.

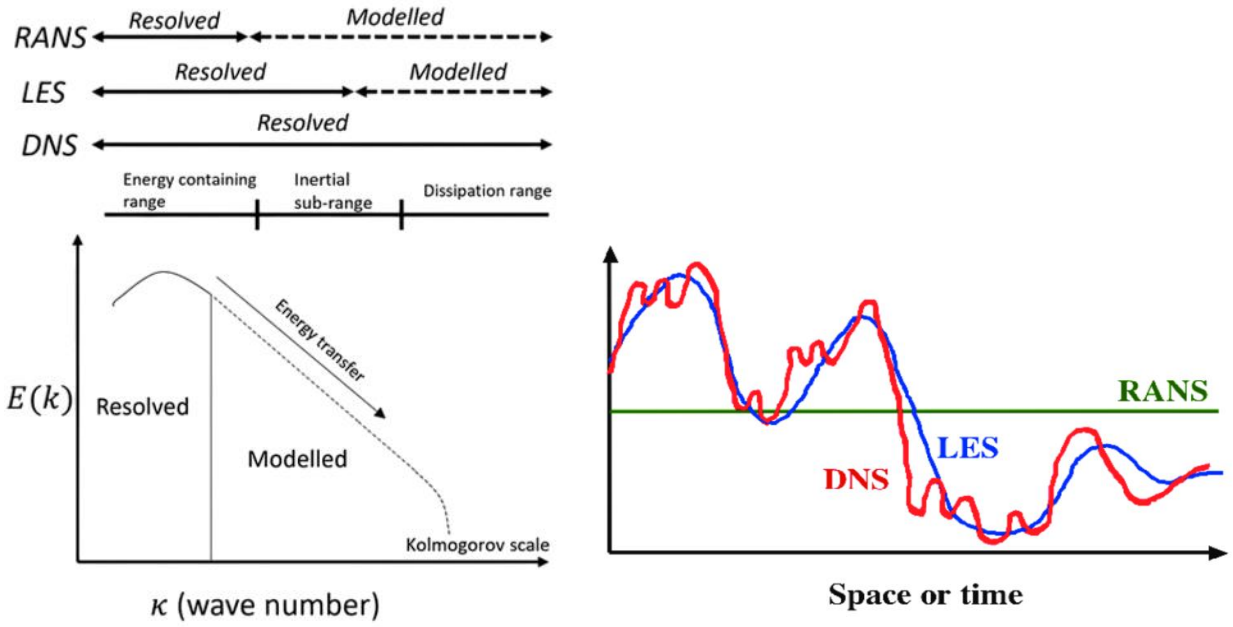


Figure 8 : Niveaux de résolution et dynamique de la cascade énergétique [43,44]

La décomposition moyenne de Reynolds et de Favre est appliquée afin de séparer les variables en une composante moyenne et une composante représentant les fluctuations. La procédure de moyenne est décrite dans la section suivante :

Soit Φ une variable dépendante quelconque. Les deux types de moyennage de Φ sont définis comme suit :

- Moyennage de Reynolds classique dans le temps :

$$\overline{\Phi} = \frac{1}{\mathrm{T}}\int_{\mathrm{T}} \Phi(t)dt \tag{1}$$

$$\Phi' = \Phi - \overline{\Phi} \tag{2}$$

- Moyennage de Favre pondéré par la densité dans le temps :

$$\widetilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\overline{\rho}} \tag{3}$$

$$\Phi'' = \Phi - \widetilde{\Phi} \tag{4}$$

Avec $\overline{\Phi'} = 0$, mais $\overline{\Phi''} \neq 0$.

Où T représente une durée suffisamment longue pour lisser les fluctuations de Φ, et ρ la masse volumique du fluide.

Cette décomposition donne les équations suivantes [45,46] :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_i}[\overline{\rho}\widetilde{u_i}] = 0 \\ \dfrac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{u_i})}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\rho}\widetilde{u_j}\widetilde{u_i} + \overline{p}\delta_{ij} - \widetilde{\tau_{ji}^{tot}}\right] = 0 \\ \dfrac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{e_0})}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\rho}\widetilde{u_j}\widetilde{e_0} + \widetilde{u_j}\overline{p} + \widetilde{q_j^{tot}} - \widetilde{u_i}\widetilde{\tau_{ij}^{tot}}\right] = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Où u est la vitesse du fluide, p la pression, δ_{ij} le symbole de Kronecker, e_0 l'énergie totale, q_j est le flux de chaleur, τ_{ij} le tenseur de la contrainte visqueuse.

$$\widetilde{\tau_{ij}^{tot}} \equiv \widetilde{\tau_{ij}^{lam}} + \widetilde{\tau_{ij}^{turb}} \quad (6)$$

$$\widetilde{\tau_{ij}^{lam}} \equiv \widetilde{\tau_{ij}} = \mu\left(\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\frac{\partial \widetilde{u_k}}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) \quad (7)$$

$$\widetilde{\tau_{ij}^{turb}} \equiv -\overline{\rho u_i'' u_j''} \approx \mu_t\left(\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\frac{\partial \widetilde{u_k}}{\partial x_k}\delta_{ij}\right) - \frac{2}{3}\overline{\rho}k\delta_{ij} \quad (8)$$

Où k est l'énergie turbulente et μ_t la viscosité turbulente.

$$\widetilde{q_j^{tot}} \equiv \widetilde{q_j^{lam}} + \widetilde{q_j^{turb}} \quad (9)$$

$$\widetilde{q_j^{lam}} \equiv \widetilde{q_j} \approx -C_p\frac{\mu}{Pr}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = -\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\mu}{Pr}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\overline{p}}{\overline{\rho}}\right] \quad (10)$$

$$\widetilde{q_j^{turb}} \equiv C_p\overline{\rho u_j'' T} \approx -C_p\frac{\mu_t}{Pr_t}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = -\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\mu_t}{Pr_t}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\overline{p}}{\overline{\rho}}\right] \quad (11)$$

$$\overline{p} = (\gamma-1)\,\overline{\rho}\left(\widetilde{e_0} - \frac{\widetilde{u_k}\widetilde{u_k}}{2} - k\right) \quad (12)$$

Où C_p est la capacité thermique isobare, γ le coefficient de Laplace, Pr le nombre de Prandtl, T la température du fluide.

Pour fermer les équations, les expressions de μ_t, k et Pr_t doivent être calculées. Les deux premiers seront présentés dans les modèles suivants.

1.2.1.1. Modèle $k-\varepsilon$ standard :

Le modèle k-ε est reconnu comme l'un des premiers modèles de turbulence à deux équations de transport. Il repose sur deux paramètres caractéristiques de la turbulence : l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation ε. Initialement proposé par Jones et Launder [47], il a ensuite été modifié par Chien [48]. Le développent de ce modèle se déroule selon les étapes suivantes [49] :

- L'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial(\overline{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{u_i}k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + P_k - \overline{\rho}\varepsilon + S_k \quad (13)$$

- Taux de dissipation ε :

$$\frac{\partial(\overline{\rho}\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{u_i}\varepsilon)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}P_k-C_{2\varepsilon}\frac{\overline{\rho}\varepsilon^2}{k}+S_\varepsilon \quad (14)$$

Avec S_k et S_ε des termes sources.

- La viscosité turbulente μ_t :

$$\mu_t=C_\mu\frac{\overline{\rho}k^2}{\varepsilon} \quad (15)$$

- La production de l'énergie cinétique turbulente P_k :

$$P_k=-\overline{\rho}\widetilde{u_i''u_j''}\frac{\partial\widetilde{u_j}}{\partial x_i}=\mu_t S^2 \quad (16)$$

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

$$S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (17)$$

Où S_{ij} est le tenseur de taux de déformation, défini comme :

$$S_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\widetilde{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial\widetilde{u_j}}{\partial x_i}\right) \quad (18)$$

- Calibration des constantes de fermeture

Les constantes de fermeture adoptées dans cette thèse sont basées sur les références [48,50,51]. Les valeurs standards utilisées sont les suivantes :

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Tableau 1 : Constantes de fermeture pour le modèle $k-\varepsilon$ standard

Ce modèle est largement utilisé en raison de ses performances satisfaisantes, de sa simplicité d'utilisation et de sa stabilité numérique. Toutefois, il présente des limitations lorsqu'il est appliqué à des écoulements complexes. En effet, étant un modèle à haut-Reynolds, il ne peut pas être directement intégré dans les régions proches des parois en raison de la viscosité turbulente. Celle-ci nécessite l'emploi de lois de paroi ou l'utilisation d'un modèle bas-Reynolds comme le $\overline{v^2}-f$ pour traiter les couches limites turbulentes.

1.2.1.2. Modèle $\overline{v^2}-f$

Le modèle $\overline{v^2}-f$ est un modèle de relaxation elliptique basé sur l'hypothèse de viscosité turbulente. Son principal avantage réside dans sa capacité à prendre en compte l'anisotropie de l'écoulement dans la région proche de la paroi, en utilisant l'évaluation de l'échelle turbulente $\overline{v^2}$. Ce modèle combine la simplicité et la robustesse des modèles à deux équations avec l'efficacité des modèles RSM, qui offrent une meilleure représentation physique, mais sont coûteux en termes de calcul.

L'utilisation du modèle $\overline{v^2} - f$ permet de corriger la surestimation importante de la viscosité turbulente dans la région proche de la paroi, afin de réduire la contrainte de cisaillement $\overline{uv}$. Cette correction, qui s'étend jusqu'aux frontières solides, rend les modèles hauts-Reynolds applicables sans avoir recours aux fonctions d'amortissement.

Durbin [52] a proposé l'expression suivante pour la viscosité turbulente près d'une paroi solide, dans la direction normale à la paroi :

$$\mu_t^{\overline{v^2}} = \rho C_u \overline{u_2'' u_2''}\, T_t \tag{19}$$

Où T_t représente l'échelle de temps eulérienne de la turbulence.

En théorie, les contraintes de Reynolds ne peuvent pas être calculées directement dans le cadre d'un modèle à deux équations, car ces modèles ne fournissent pas de mécanisme pour résoudre explicitement les termes liés aux fluctuations turbulentes. De plus, l'évaluation de $\overline{u_2'' u_2''}$ à l'aide de l'hypothèse de Boussinesq n'est pas réalisable dans ce contexte, car cette approche ne permet pas de représenter adéquatement l'anisotropie des contraintes normales de Reynolds à proximité des parois.

Pour pallier cette limitation, Durbin a proposé de résoudre une équation de transport pour une échelle de vitesse scalaire, notée $\overline{v^2}$. Cette échelle est directement dérivée de l'équation de transport de la contrainte de Reynolds normale à la paroi $\overline{u_2'' u_2''}$ dans un canal, permettant ainsi de capturer plus précisément les caractéristiques turbulentes près des surfaces solides. Cela permet de contourner les limites inhérentes aux modèles à deux équations tout en améliorant la représentation des phénomènes turbulents près des parois.

En plus de ça, une fonction elliptique notée f est ajoutée afin de modéliser les effets non locaux de la turbulence, comme l'influence des structures turbulentes sur les régions proches des parois.

Dans le cadre du modèle $\overline{v^2} - f$, les équations sont résolues en plus de celles qui gouvernent l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation turbulente ε. Ici, $\overline{v^2}$ ne correspond plus directement à la composante de la contrainte de Reynolds $\overline{u_2'' u_2''}$ mais doit plutôt être interprété comme une échelle de vitesse scalaire, qui, près d'une paroi solide, tend vers $\overline{u_n'' u_n''}$, la composante normale des fluctuations de vitesse turbulente.

Les équations du modèle $\overline{v^2} - f$ ont été dérivées pour des écoulements dans des canaux, où les conditions géométriques sont relativement simples. Cependant, grâce à leur formulation générale, ces équations peuvent être appliquées à des configurations plus complexes et des géométries arbitraires.

Le modèle se compose des équations suivantes :

$$\frac{\partial(\overline{\rho}\overline{v^2})}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{u_j}\overline{v^2})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\overline{v^2}}}\right)\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j}\right] + \overline{\rho} k f - 6\overline{\rho}\varepsilon\frac{\overline{v^2}}{k} \tag{20}$$

$$L_t^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_j^2} - f = \frac{1}{T_t}\left[(C_1 - 6)\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3}(C_1 - 1)\right] - C_2\frac{P_k}{\overline{\rho} k} \tag{21}$$

$$\frac{\partial(\overline{\rho}k)}{\partial t}+\frac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{u_i}k)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+P_k-\overline{\rho}\varepsilon \tag{22}$$

$$\frac{\partial(\overline{\rho}\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\overline{\rho}\widetilde{u_i}\varepsilon)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+\frac{1}{T_t}(C_{1\varepsilon}P_k-C_{2\varepsilon}\overline{\rho}\varepsilon) \tag{23}$$

Echelle de longueur et de temps :

$$L_t=C_L\,max\left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon};C_\eta\left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}\right)\quad;\quad T_t=max\left(\frac{k}{\varepsilon};6\left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}\right) \tag{24}$$

Coefficients :

$$\begin{gathered}C_\mu=0{,}22\;\;;\;\;C_1=1{,}4\;\;;\;\;C_2=0{,}3\;\;;\;\;C_{\varepsilon1}=1{,}4\left(1+0{,}05\left(k/\overline{v^2}\right)^{0{,}5}\right)\\ C_{\varepsilon2}=1{,}9\;\;;\;\;\sigma_k=\sigma_{\overline{v^2}}=1\;\;;\;\;\sigma_\varepsilon=1{,}3\;\;;\;\;C_L=0{,}23\;\;;\;\;C_\eta=70\end{gathered} \tag{25}$$

Ces équations sont basées sur le modèle standard $k-\varepsilon$. Les échelles de temps et de longueur sont restreintes par les échelles de Kolmogorov, afin de garantir la régularité des solutions et d'éviter les singularités dans les équations de dissipation ε et de la variable de fonction f. Les coefficients utilisés dans ce modèle sont ceux définis par Parneix et al. [53].

1.2.1.3. Couche limite turbulente

Il est crucial de bien caractériser l'écoulement dans la région proche de la paroi, car cette zone est à l'origine de la vorticité et de la turbulence. La structure de cette couche limite est illustrée dans la Figure 9, où le comportement de la vitesse adimensionnée u^+ est représenté en fonction de la distance adimensionnée à la paroi y^+.

Cette couche peut être subdivisée en trois sous-couches, en fonction de l'importance des effets de la viscosité moléculaire. Lorsque y^+ et u^+ sont adimensionnés, le comportement de l'écoulement pariétal devient universel, indépendamment des conditions spécifiques d'écoulement.

Les variations des grandeurs comme l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation ε en fonction de y^+ au sein de ces différentes sous-couches sont particulièrement significatives. Pour cette raison, il est essentiel de bien représenter cette couche limite afin de modéliser avec précision l'écoulement turbulent près de la paroi. L'équation de y^+ s'exprime comme suit :

$$y^+=\frac{y_p u^*}{\nu} \tag{26}$$

Où y_p désigne le centre de la première cellule adjacente à la paroi, u^* la vitesse de frottement, et ν la viscosité cinématique du fluide.

L'équation de u^* peut s'exprimer comme suit :

$$u^*=\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{27}$$

Où τ_w représente le cisaillement pariétal.

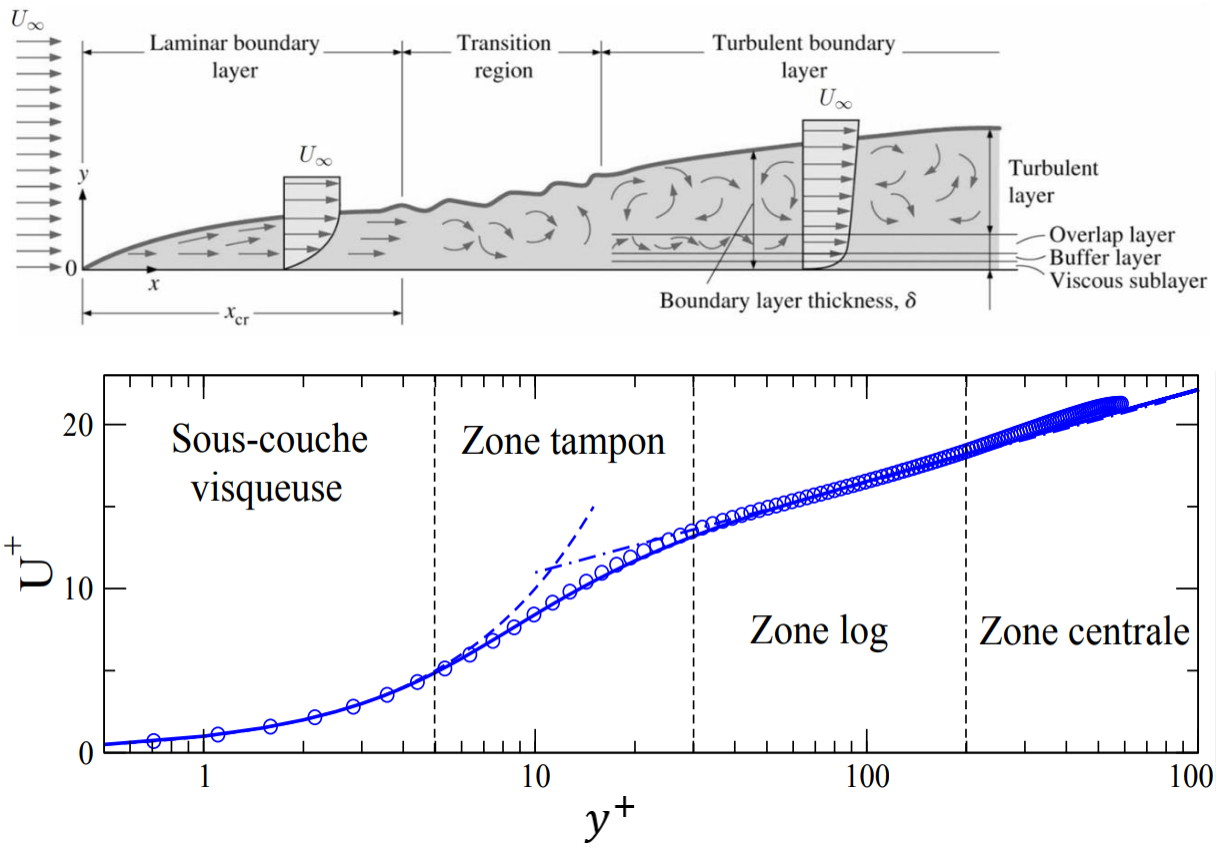


Figure 9 : Structure d'une couche limite turbulente avec le profil de la vitesse adimensionnelle en unités de paroi [54,55]

Les trois sous-couches de l'écoulement pariétal sont décrites comme suit :

1- **Sous-couche visqueuse** $(y^+ \leq 5)$ **:** Dans cette zone, les effets visqueux prédominent, dus aux frottements avec la paroi. La vitesse adimensionnée u^+ varie linéairement avec y^+, ce qui est décrit par la relation suivante :

$$u^+ = y^+ \tag{28}$$

2- **Zone tampon** $(5 \leq y^+ \leq 30)$ **:** Il s'agit d'une région de transition où les effets visqueux et turbulents sont d'égale importance. En raison de cette complexité, le profil de vitesse dans cette zone n'est pas clairement défini.

3- **Région logarithmique** $(y^+ \geq 30)$ **:** Ici, les contraintes turbulentes dominent, et la variation de la vitesse suit une loi logarithmique en fonction de y^+. La relation est donnée par :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} ln(y^+) + B \tag{29}$$

Où $\kappa = 0{,}41$ est la constante de von Kármán, et $B = 5{,}2$ est une constante empirique.

Pour résoudre précisément la couche limite, deux approches sont couramment utilisées :

La première méthode consiste à intégrer la turbulence jusqu'à la paroi. Cela nécessite l'adaptation des modèles de turbulence afin de résoudre la région viscose dans toutes les cellules maillées jusqu'à la paroi. Lorsque cette approche bas-Reynolds est utilisée, le centre de la première cellule doit se situer dans la sous-couche visqueuse, avec $y^+ \leq 1$, nécessitant une discrétisation très fine de cette région, ce qui augmente le coût de calcul, mais améliore la précision.

La deuxième consiste à utiliser des lois de paroi qui modélisent l'écoulement dans cette zone à partir de corrélations empiriques, décrivant le comportement de la vitesse et des contraintes. Ces lois permettent de contourner la nécessité de mailler finement la zone proche paroi tout en garantissant une modélisation adéquate des phénomènes turbulents. En revanche, il est important de noter que ces lois doivent être adaptées en fonction de la géométrie spécifique de chaque configuration.

1.2.2. Modélisation des particules (phase solide)

1.2.2.1. Caractéristiques des milieux

Il existe deux catégories de régimes pour les écoulements fluides-particulaires : les régimes dilués, où les forces exercées par le fluide, telles que la traînée et la portance, dominent le mouvement des particules, et les régimes denses, où le mouvement des particules est principalement influencé par les collisions ou les contacts continus entre elles. La définition des frontières entre ces deux régimes reste complexe. Néanmoins, la fraction volumique des particules constitue un indicateur général permettant de distinguer les écoulements dilués des écoulements denses, comme illustré dans la Figure 10. La fraction volumique des particules, notée α_d, correspond au rapport entre le volume total occupé par les particules et le volume total du fluide, défini par l'expression $\alpha_d = N_p V_p / V$:

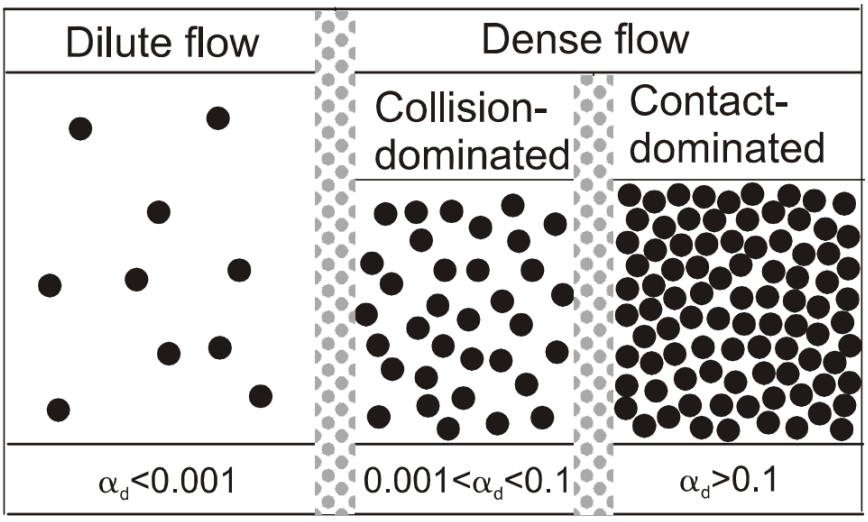


Figure 10 : Les régimes d'écoulement en fonction de la fraction volumique α_d [56]

Pour des fractions volumiques de particules inférieures ou égales à 0,001, l'écoulement est généralement considéré comme dilué. Un exemple typique d'écoulement dilué est celui observé dans un séparateur cyclonique, où des particules sont transportées par un flux gazeux. Lorsque la fraction volumique des particules se situe entre 0,001 et 0,1, l'écoulement est

principalement dominé par des collisions entre particules. Dans ce cas, les particules changent de trajectoire après chaque impact. Un exemple classique d'un tel régime est un lit fluidisé, où les particules sont suspendues par le fluide et entrent en collision avec elles-mêmes ainsi qu'avec les parois de l'enceinte.

Lorsque les forces de contact continu dominent, l'écoulement se caractérise par un contact permanent entre les particules. Dans ce type de régime, la fraction volumique des particules dépasse généralement 0,1. Un écoulement granulaire, tel qu'un écoulement gravitaire de particules dans une goulotte, représente la limite d'un écoulement dominé par le contact. Il est important de noter que les écoulements peuvent souvent comporter des zones où coexistent ces trois régimes. Chacun de ces régimes nécessite une approche de modélisation distincte pour représenter adéquatement le comportement de la phase dispersée, c'est-à-dire le mouvement des particules.

1.2.2.1.1. Temps de réponse

Le temps de réponse d'une particule aux variations de vitesse ou de température dans l'écoulement est un paramètre crucial pour déterminer les grandeurs adimensionnelles qui caractérisent l'écoulement. Ce temps de réponse pour la quantité de mouvement, appelé temps de relaxation, correspond à la durée nécessaire pour qu'une particule s'adapte à un changement de vitesse ou de température. Pour une particule sphérique se déplaçant dans un gaz, l'équation régissant son mouvement peut être exprimée par la relation (30). Le mouvement étant limité à une seule direction, les équations seront exprimées sous forme scalaire.

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \frac{\pi {d_p}^2}{4} \rho_f \, (u_f - u_p)|u_f - u_p| \tag{30}$$

Avec u_p représente la vitesse de la particule, u_f celle du fluide, d_p et m_p le diamètre et la masse de la particule, C_D le coefficient de la force de traînée, ρ_f la masse volumique du fluide.

Le nombre de Reynolds de particule, appelé aussi relatif, qui caractérise la phase dispersée, est défini comme suit :

$$Re_r = Re_p = \frac{\rho_f \, d_p \, |u_f - u_p|}{\mu_f} \tag{31}$$

Et en divisant par la masse de la particule, on obtient :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{18 \, \mu_f}{\rho_p \, {d_p}^2} \frac{C_D \, Re_r}{24} \, (u_f - u_p) \tag{32}$$

Avec ρ_p représente la masse volumique de la particule.

Pour les faibles nombres de Reynolds (écoulement de Stokes), le terme ($C_D \, Re_r \, /24$) se rapproche de l'unité. Le facteur principal restant a les dimensions d'un temps réciproque, ce qui permet de définir le temps de réponse de la quantité de mouvement (ou vitesse) de la particule, nommé aussi le temps de relaxation de la particule :

$$\tau_p = \frac{\rho_p \, d_p^2}{18 \, \mu_f} \tag{33}$$

1.2.2.1.2. Nombre de Stokes

Le nombre de Stokes est un paramètre clé dans la dynamique des écoulements fluide-particules, et il est directement lié au temps de réponse de la particule par rapport à l'écoulement. Il est défini par la relation suivante :

$$Stk = \frac{\tau_p}{\tau_F} \tag{34}$$

Où τ_F représente une caractéristique temporelle de l'écoulement fluide.

Le nombre de Stokes permet de comparer la capacité de la particule à répondre aux variations du champ d'écoulement :

- Si $Stk \ll 1$, le temps de réponse des particules est bien inférieur au temps caractéristique de l'écoulement. Cela signifie que les particules s'adaptent rapidement aux variations de vitesse du fluide. Dans ce cas, la vitesse des particules sera presque égale à celle du fluide environnant.
- Si $Stk \gg 1$, le temps de réponse des particules est beaucoup plus long que le temps caractéristique de l'écoulement. Par conséquent, les particules n'auront pas suffisamment de temps pour répondre aux variations de vitesse du fluide, et leur vitesse restera relativement indépendante du champ d'écoulement, comme dans le cas d'une particule traversant un venturi sans être affectée par les variations du flux.

La figure qui accompagne ces explications peut illustrer visuellement les deux scénarios : une situation où la vitesse de la particule suit celle du fluide ($Stk \ll 1$) et une autre où la particule reste peu influencée par le changement de vitesse du fluide ($Stk \gg 1$).

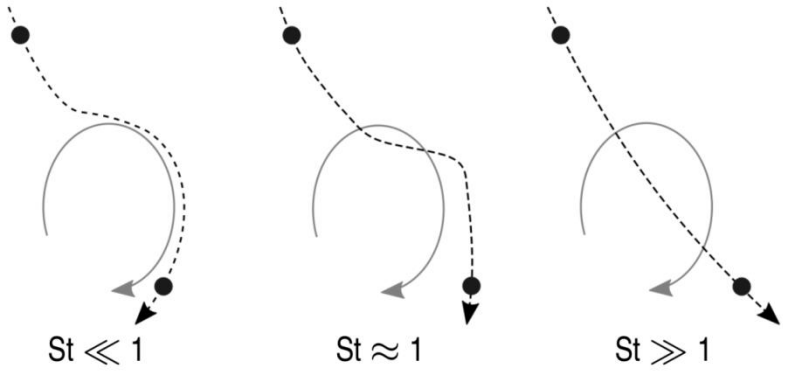


Figure 11 : Effet d'un tourbillon (ligne pleine) sur la trajectoire des particules pour différents nombres de Stokes [57]

1.2.2.2. Interactions particule-particule

Dans les écoulements en milieux denses, l'interaction entre particules joue un rôle fondamental dans le contrôle du mouvement des particules. L'interaction particule-paroi devient également cruciale, à la fois dans les écoulements denses et dans les écoulements dilués

dominés par la présence de parois. En revanche, dans les écoulements dilués de gaz-particules, les collisions entre particules sont négligeables. Cependant, à mesure que la concentration en particules augmente, ces dernières commencent à entrer en collision, et la perte d'énergie cinétique associée à ces collisions devient significative, nécessitant alors une prise en compte explicite.

Deux types d'interactions peuvent être identifiés dans ce cadre : les collisions et les contacts. Bien que physiquement similaires, la collision étant un contact de courte durée, ils sont modélisés de manière distincte. Pour les deux types d'interaction, deux modèles principaux sont couramment utilisés [58] : le modèle de sphères dures (Hard Sphere Model, HSM) et le modèle de sphères molles (Soft Sphere Model, SSM).

Le modèle HSM (Hard Sphere Model) est en effet simple à implémenter et est principalement utilisé pour décrire des collisions binaires, c'est-à-dire des collisions entre deux particules à la fois (cf. Figure 12). Dans ce modèle, chaque particule est considérée comme rigide pendant la collision, et les collisions multiples (impliquant plusieurs particules simultanément) ne sont pas prises en compte. Cette approche repose sur le concept de force impulsive, qui correspond à l'intégrale de la force appliquée sur la particule sur la durée de la collision.

Les vitesses initiales de la particule, à la fois la vitesse linéaire $U_{pi}(0)$ et la vitesse de rotation $\omega_i(0)$, avant la collision, ainsi que les vitesses finales U_{pi} et ω_i après la collision, sont reliées par deux paramètres essentiels : le coefficient de restitution e_r et le coefficient de frottement μ_τ. Le coefficient de restitution détermine la conservation de l'énergie lors de la collision, tandis que le coefficient de frottement influence la dissipation d'énergie liée au frottement pendant la collision. Ce modèle est couramment utilisé dans la méthode DPM (Discrete Phase Method).

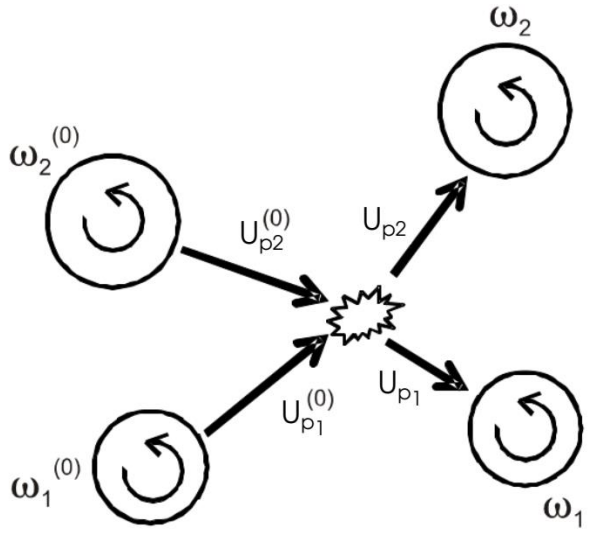


Figure 12 : Interactions entre deux particules suivant l'approche (Hard Sphere Model) [58]

Toutefois, le modèle SSM (Soft Sphere Model) adopte une approche plus détaillée et mécanique pour modéliser les interactions entre particules. Il intègre des éléments tels que des ressorts et des amortisseurs pour représenter les forces de compression et de restitution lors des

collisions ou des contacts entre les particules (cf. Figure 13). Contrairement au modèle HSM, qui se limite aux collisions binaires, le modèle SSM peut simuler des interactions plus complexes, y compris les contacts prolongés et multiples entre plusieurs particules.

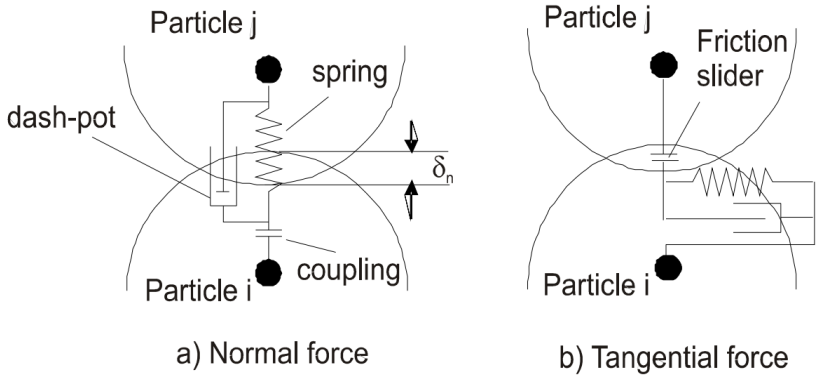


Figure 13 : Soft Sphere Model : a) Force normale, b) Force tangentielle [56]

Ce modèle est utilisé dans la méthode DEM (Discrete Element Method), une technique numérique qui permet de résoudre les équations du mouvement pour chaque particule de manière détaillée. Le processus de collision ou de contact est simulé en intégrant numériquement les équations du mouvement à chaque pas de temps. Cela permet de modéliser non seulement les collisions instantanées, mais également les interactions à plus long terme, telles que le frottement et l'adhésion entre particules.

Bien que le modèle SSM exige plus de temps de calcul par rapport au modèle HSM, il offre une plus grande flexibilité et précision dans les situations où des interactions complexes et des phénomènes physiques plus divers sont impliqués, au-delà des simples collisions binaires.

La Figure 14 associée illustrerait les différentes approches et méthodes utilisées pour modéliser les collisions dans les écoulements fluide-particules, en comparant les modèles HSM et SSM, ainsi que leurs applications respectives dans les méthodes DPM et DEM.

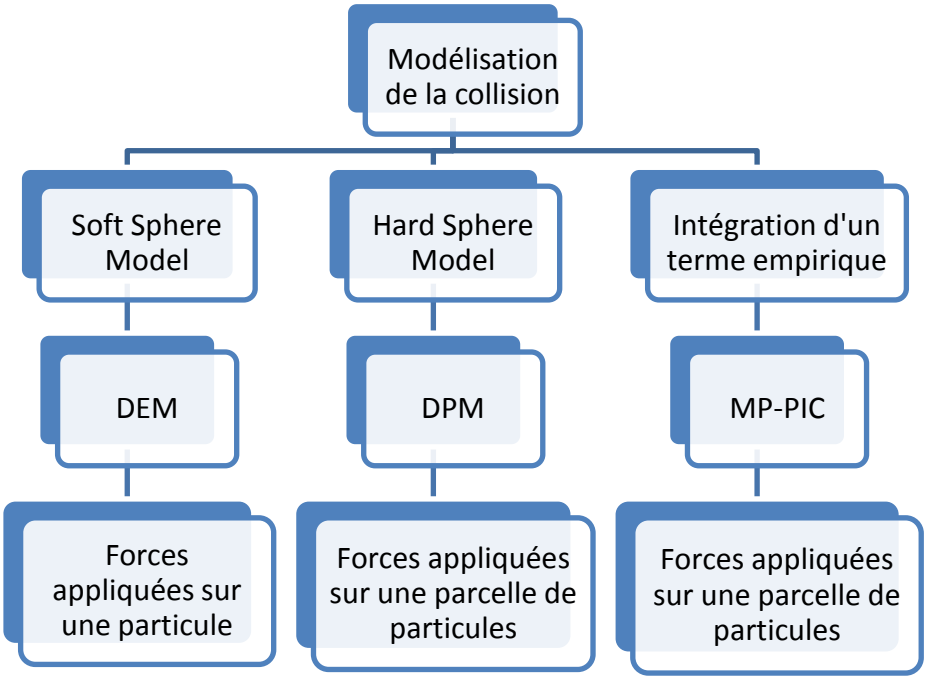


Figure 14 : Approches de modélisation des interactions entre les particules dans un écoulement fluide-solide

1.2.2.3. Modèles de déplacement des particules

Le modèle numérique idéal pour la phase particulaire consisterait à résoudre individuellement les dynamiques et les propriétés thermiques de chaque particule du système. Toutefois, dans des applications industrielles typiques, où des millions de particules sont impliquées, une telle approche est impraticable. En conséquence, l'approche du nuage de particules est adoptée, où les propriétés "globales" des particules sont étudiées et interprétées en termes de processus tels que le mélange, les réactions chimiques, et d'autres phénomènes.

Il existe essentiellement trois approches principales pour la simulation numérique des particules, comme illustré dans la Figure 15 :

- **Méthode des éléments discrets (DEM)** : Cette méthode analyse le mouvement de chaque particule en intégrant les forces dynamiques du fluide, les forces de contact, et les moments générés par les particules voisines. Le cercle ouvert dans la figure représente un élément discret dans le nuage de particules. En résolvant les équations du mouvement pour toutes les particules du champ, on obtient des propriétés précises pour chaque particule. Cette approche est particulièrement utile pour les écoulements denses où les interactions particule-particule sont importantes.
- **Méthode des parcelles discrètes (DPM)** : Dans cette méthode, une "parcelle" de particules est identifiée (représentée par des cercles ouverts), où toutes les particules ont des propriétés dynamiques identiques (taille, vitesse, taux de rotation, etc.). Ainsi, la parcelle est représentée par une seule particule virtuelle, ce qui simplifie les calculs. En suivant cette particule virtuelle dans le champ, on obtient les propriétés locales du nuage de particules. Cette approche est couramment utilisée pour modéliser des écoulements dilués.

- **Modèle à deux fluides (TF) :** Dans ce cas, les particules sont traitées comme une phase continue, similaire à un fluide. Les équations différentielles de conservation sont appliquées à chaque nœud du champ, puis discrétisées, ce qui permet de résoudre les propriétés du nuage de particules à travers un ensemble d'équations algébriques. Cette approche est généralement employée lorsque la phase particulaire est suffisamment dense pour être approximée comme un fluide continu.

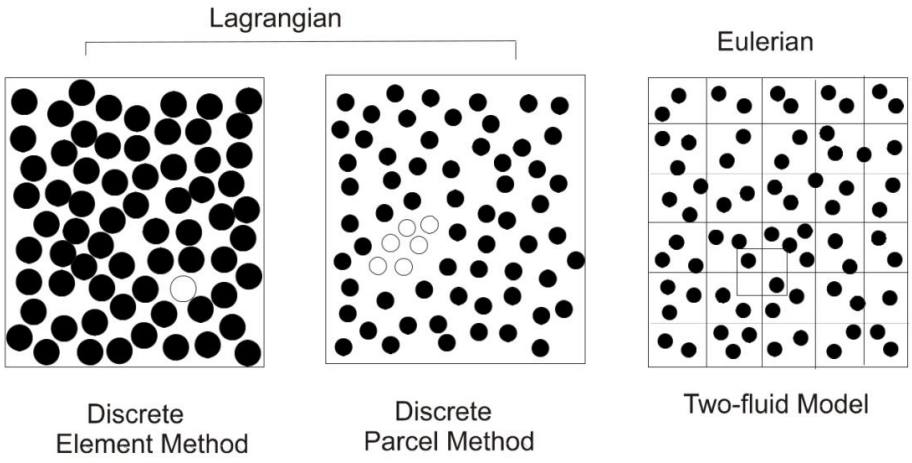


Figure 15 : Différents approches de modélisation des particules [56]

Le choix de l'approche dépend du caractère dense ou dilué de la phase dispersée. Dans un écoulement dilué, où le temps entre les collisions des particules est bien supérieur au temps de réponse de la vitesse, l'interaction particule-fluide domine le mouvement des particules, rendant négligeables les collisions particule-particule. Les propriétés comme la vitesse, la taille et la température des particules se propagent le long de leur trajectoire sans perturber significativement leur comportement.

En revanche, pour des écoulements denses, où les interactions entre les particules sont fréquentes, des approches comme DEM sont nécessaires pour modéliser correctement les interactions complexes qui influencent le comportement global du système.

1.2.2.3.1. Discrete Parcel Method

La méthode des parcelles discrètes (DPM) est un outil puissant pour la simulation des écoulements fluide-particules, où un groupe de particules (ou parcelle) est suivi dans l'écoulement, et toutes les particules de la parcelle sont supposées avoir des propriétés identiques (taille, vitesse, taux de rotation). Contrairement à la méthode des éléments discrets (DEM), qui suit chaque particule individuelle et ses interactions, la DPM représente un groupe de particules par une seule particule de calcul. Cette approche simplifie le traitement numérique, surtout dans les écoulements dilués ou quasi-dilués, tout en capturant les effets globaux du comportement particulaire.

Il existe deux grandes approches dans la DPM :

1- **Modélisation des écoulements dilués et quasi-dilués :** Dans cette approche, les forces fluides, comme la traînée et la portance, dominent le mouvement des particules. Ce modèle est souvent appelé le **Particle Source In Cell (PSI-Cell)** et permet d'intégrer

des phénomènes tels que la dispersion turbulente, les collisions, et autres effets. Il est couramment utilisé dans des solveurs comme **DPMFoam** dans OpenFOAM. Cette approche est adaptée aux écoulements dilués où les interactions particule-particule sont négligeables [58].

2- **Méthode MP-PIC (Multiphase Particle In Cell) :** Cette méthode inclut les effets d'interaction entre particules en intégrant le gradient du tenseur des contraintes solides comme une force agissant sur les particules. Cela permet de modéliser des écoulements dominés par des interactions plus complexes, où les collisions et les forces entre particules jouent un rôle important [33].

Pour simuler le déplacement de particules isothermes dans un fluide, il est nécessaire de résoudre un ensemble d'équations différentielles ordinaires pour déterminer la position, la vitesse linéaire et angulaire des particules à chaque instant. Les équations suivantes régissent le mouvement :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_p$$
$$I_p \frac{dw_p}{dt} = T_p \tag{35}$$

Où m_p est la masse de la particule, I_p est le moment d'inertie, F_p regroupe toutes les forces agissant sur la particule et T_p est le couple agissant sur la particule en rotation en raison de l'interaction visqueuse avec le fluide porteur [58].

La deuxième loi de Newton exige que toutes les forces agissant sur la particule soient prises en compte, telles que la force de traînée F_D, la gravité F_G, et la force de pression F_{Pr} :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \sum F_p = F_D + F_G + F_{Pr} + \cdots \tag{36}$$

La force de traînée dépend du coefficient de traînée C_D, mais il est également nécessaire de prendre en compte d'autres forces agissant sur une particule, telles que la gravité, la flottabilité et la force résultant du gradient de pression.

La force de gravité, combinée à la flottabilité, est exprimée de la manière suivante en tant que force totale agissant sur une particule :

$$F_G = m_p \, g \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) \tag{37}$$

Où g est l'accélération gravitationnelle. La force exercée sur une particule en raison d'un gradient local de pression dans le fluide est donnée par l'expression :

$$F_{Pr} = -\frac{\pi \, {d_p}^3}{6} \nabla p \tag{38}$$

Pour une évaluation plus précise, en exprimant le gradient de pression sous forme différentielle via l'équation de la quantité de mouvement du fluide, la force résultante peut être formulée ainsi :

$$F_P = \rho_f \frac{\pi\, {d_p}^3}{6} \left(\frac{Du_f}{Dt} - \nabla . \nu_f \left(\nabla u_f + \nabla u_f^T \right) \right) \quad (39)$$

Cette formule montre que la force du gradient de pression est proportionnelle à la masse de fluide déplacée par la particule. Par conséquent, dans les écoulements gaz-solide, cette force peut souvent être négligée, car elle est relativement faible comparée à d'autres forces. Cependant, elle devient significative dans les écoulements liquide-solide, où la densité du fluide est beaucoup plus élevée [58].

1.2.2.3.2. Multiphase Particle-In-Cell Method (MPPIC)

La modélisation lagrangienne des écoulements denses, telle qu'introduite par Andrews et O'Rourke [33] sous le nom de méthode MP-PIC (Multiphase Particle-In-Cell), regroupe les particules ayant des propriétés similaires en "parcelles", de sorte que la dynamique d'une parcelle est représentée par une particule de calcul. Cette approche se distingue de la méthode DPM (Discrete Phase Method) classique par l'inclusion des collisions inter-particulaires. Ces collisions sont modélisées en ajoutant une force supplémentaire dans l'équation du mouvement, basée sur le gradient du tenseur des contraintes des solides.

L'équation de mouvement utilisée pour la méthode MP-PIC est :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{f_{CD}}{\tau_p}(u_f - u_p) - \frac{1}{\rho_p}\nabla p + g - \frac{1}{\rho_p\, \alpha_d}\nabla \tau_s \quad (40)$$

Où τ_s représente la contrainte des solides, f_{CD} est le facteur de traînée, l'indice *i* la direction.

L'une des approches les plus couramment utilisées pour modéliser la contrainte des solides dans ce cadre est l'équation empirique de Harris et Crighton [59], exprimée comme suit :

$$\tau_s = \frac{P_s \alpha_d^{\beta_\tau}}{\alpha_{d,cp} - \alpha_d} \quad (41)$$

Où P_s est une constante empirique avec des unités de pression, $\alpha_{d,cp}$ est la fraction volumique des particules à l'état minimum de compactage (ou densité maximale), et β_τ est une constante empirique.

Cependant, pour éviter des singularités lorsque α_d approche $\alpha_{d,cp}$, Snider [60] a proposé une modification de cette équation :

$$\tau_s = \frac{P_s \alpha_d^{\beta_\tau}}{max\left[\left(\alpha_{d,cp} - \alpha_d\right), C_{\tau s}(1 - \alpha_d)\right]} \quad (42)$$

Où $C_{\tau s}$ est une constante de l'ordre de 10^{-7}, qui permet d'éviter une division par zéro et stabilise le modèle lorsque α_d se rapproche de $\alpha_{d,cp}$.

1.2.3. Le couplage fluide-particules

Le couplage dans les écoulements fluide-particules fait référence aux influences réciproques entre le fluide et les particules ainsi qu'entre les particules elles-mêmes. Il existe trois régimes principaux de couplage (cf. Figure 16), qui varient en fonction de la concentration des particules et de leur impact sur l'écoulement du fluide et sur elles-mêmes [27].

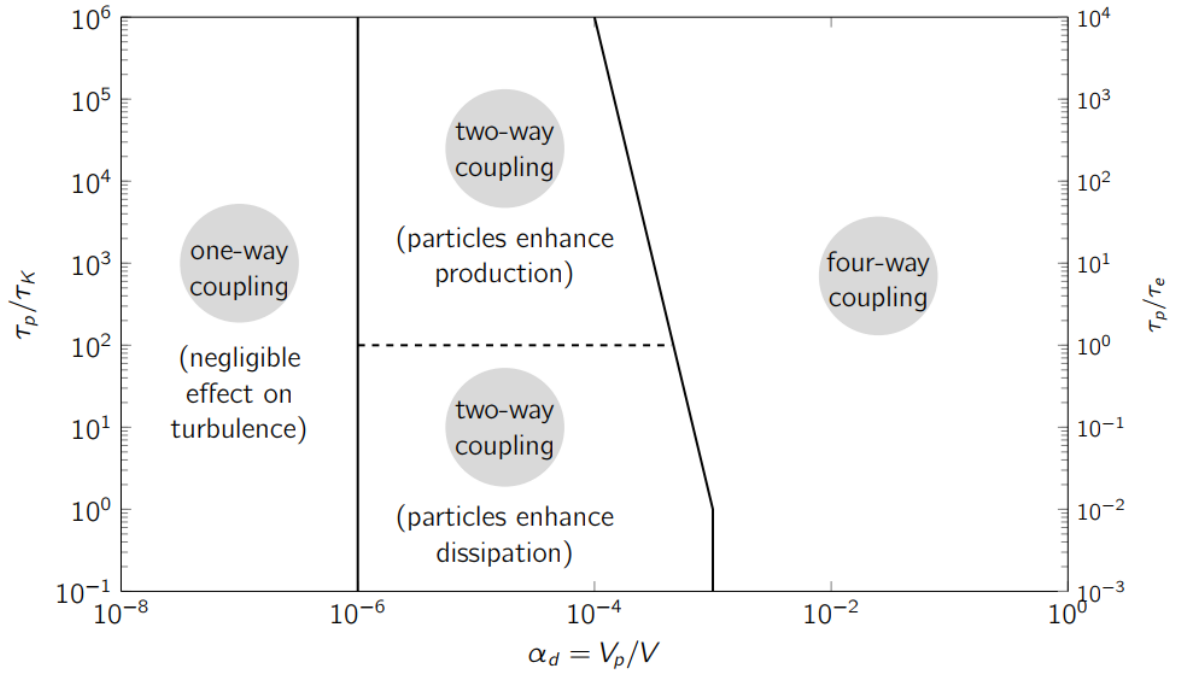


Figure 16 : Classification des régimes d'interaction entre les particules et la turbulence [27]

Avec : $\tau_p = \tau_V$, il représente le temps de réponse des particules pour l'écoulement de Stokes,

$\tau_K = \tau_\eta$, elle représente l'échelle de temps de Kolmogorov,

τ_e représente Le temps de rotation du grand tourbillon.

Selon la Figure 16, l'influence des particules sur la turbulence varie en fonction de leur concentration, mesurée par la fraction volumique des particules α_d. Une classification des différents régimes de couplage est présentée ci-dessous [27] :

- Couplage à une seule voie (One-way coupling) : $\boldsymbol{\alpha_d \leq 10^{-6}}$

Dans le régime de couplage à une seule voie, les particules ont un effet négligeable sur la turbulence du fluide. Cela signifie que l'écoulement du fluide n'est pas influencé par les particules, mais que la dispersion des particules est entièrement dépendante de l'état de turbulence de la phase continue (le fluide). Ce régime est applicable dans les situations où la concentration de particules est très faible, de sorte que les particules n'ont pas d'influence significative sur les structures turbulentes de l'écoulement.

- Couplage à deux voies (Two-way coupling) : $\boldsymbol{10^{-6} < \alpha_d \leq 10^{-3}}$

Dans ce régime, la concentration de particules est suffisamment élevée pour que leur transfert et leur mouvement influencent la turbulence locale. Il s'agit d'un régime bidirectionnel,

où les particules modifient la structure de la turbulence du fluide. Deux phénomènes sont particulièrement observés :

Dissipation d'énergie de la turbulence : Lorsque τ_p (temps de réponse des particules) diminue pour une fraction volumique donnée α_d, la surface des particules augmente, ce qui accroît le taux de dissipation de l'énergie turbulente.

Production d'énergie de la turbulence : À l'inverse, lorsque τ_p augmente, le nombre de Reynolds des particules Re_r augmente également. Si Re_r atteint des valeurs supérieures ou égales à 400, les particules commencent à générer de la turbulence, augmentant ainsi la production d'énergie turbulente.

Ces écoulements sont souvent qualifiés de dilués, car même si les particules influencent la turbulence, les interactions entre particules restent limitées.

- Couplage à quatre voies (Four-way coupling) : $\boldsymbol{\alpha_d > 10^{-3}}$

Dans ce troisième régime, la concentration de particules est suffisamment élevée pour que les particules interagissent directement entre elles par des collisions. En plus du couplage bidirectionnel avec le fluide, il y a des interactions particule-particule significatives, ce qui conduit à un couplage à quatre voies. À mesure que α_d se rapproche de 1, le système se transforme en un écoulement granulaire où le fluide joue un rôle négligeable, et l'écoulement est dominé par les interactions directes entre particules.

La ligne séparant les régimes de couplage à deux et quatre voies n'est pas fixe, mais plutôt inclinée. Cela signifie que la transition vers le couplage à quatre voies dépend non seulement de la fraction volumique des particules, mais aussi du rapport entre le temps de réponse des particules τ_p et le temps caractéristique de la turbulence τ_e. À des valeurs élevées de τ_p/τ_e, les collisions entre particules deviennent plus fréquentes, modifiant ainsi le régime de couplage.

Les modèles d'écoulements fluide-particules ont évolué du simple couplage unidirectionnel aux couplages plus complexes à deux et quatre voies, en fonction de la fraction volumique des particules et des autres facteurs caractéristiques de l'écoulement. La transition entre ces régimes dépend notamment de la concentration de particules dans le fluide, du diamètre des particules et de leur vitesse relative par rapport au fluide.

Il convient de noter que la majorité des forces sont prises en compte dans la méthode DEM. Cependant, en milieu dilué, la force de traînée est prédominante et, par conséquent, c'est la seule force réellement considérée dans la méthode DPM.

1.2.3.1. Force de la traînée

La force de traînée sur une particule correspond à la résistance qu'elle rencontre lorsqu'elle se déplace dans un fluide. Cette force agit en opposition au sens du mouvement de la particule et dépend de plusieurs facteurs, tels que sa taille, sa vitesse et les caractéristiques du fluide.

L'équation de la force de traînée, basée sur le coefficient de traînée C_D , s'exprime de la manière suivante :

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \, A_s \, \rho_f \, (u_f - u_p)\left|u_f - u_p\right| \tag{43}$$

Où A_s représente la surface de projection de la particule dans la direction de la vitesse relative du fluide.

Le coefficient de traînée C_D est influencé par divers facteurs, tels que la turbulence, la compressibilité, et surtout le nombre de Reynolds, ce dernier ayant un impact majeur. La dépendance du coefficient de traînée au nombre de Reynolds de particule a fait l'objet de nombreuses études, donnant lieu à plusieurs modèles théoriques [58].

- Influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de traînée C_D

En général, le coefficient de traînée C_D dépend de la forme et de l'orientation de la particule par rapport à l'écoulement, ainsi que du nombre de Reynolds. Le cas le plus fondamental est celui de la sphère, qui est étudié ici et illustré dans la Figure 17.

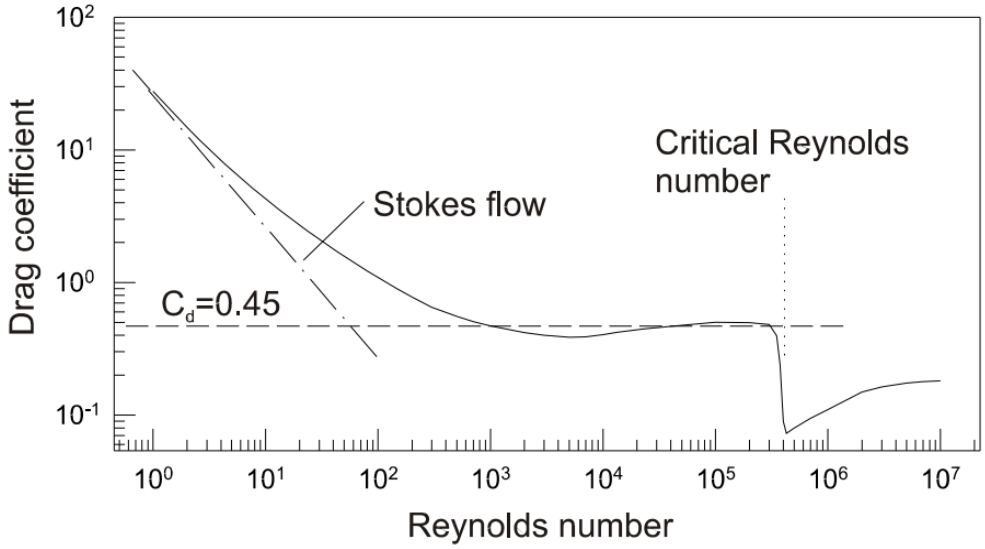


Figure 17 : Variation du coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds de particule [61]

Pour une sphère non rotative, à faible nombre de Reynolds (régime de Stokes), C_D varie inversement au nombre de Reynolds. Lorsque ce dernier augmente, C_D tend vers une valeur constante dans le régime d'inertie.

Pour $750 < Re_r < 3{,}5 \times 10^5$, le coefficient de traînée C_D varie seulement de 13 % autour de cette valeur $C_D = 0{,}445$. À des nombres de Reynolds critiques, on observe une diminution rapide du coefficient de traînée.

Dans le régime d'écoulement de Stokes ($Re_r < 1$), l'écoulement est considéré comme lent, et les termes inertiels des équations de Navier-Stokes deviennent négligeables.

Divers modèles sont proposés dans la littérature pour déterminer la valeur du coefficient de traînée C_D L'un des plus couramment employés est le modèle combiné d'Ergun et de Wen-

Yu [62,63]. Ce modèle a été conçu pour tenir compte de l'ensemble de la plage des fractions volumiques :

- Modèle de Wen-Yu

$$\text{Pour } Re_r < 0{,}5 : \quad C_D = \frac{24}{Re_r}\alpha_f^{-2,65}$$

$$\text{Pour } 0{,}5 < Re_r < 1000 : \quad C_D = \frac{24}{Re_r}\left(1 + 0{,}15\, Re_r^{0,687}\right)\alpha_f^{-2,65} \tag{44}$$

$$\text{Pour } Re_r > 1000 : \quad C_D = 0{,}44\,\alpha_f^{-2,65}$$

$$D_1 = 0{,}75\, C_D\, \frac{\rho_f}{\rho_p}\, \frac{(u_f - u_p)}{d_p}$$

- Modèle de Ergun

$$D_2 = \left(\frac{180\,\alpha_p}{\alpha_f\, Re_r} + 2\right)\frac{\rho_f}{\rho_p}\,\frac{(u_f - u_p)}{d_p} \tag{45}$$

- Combinaison entre le modèle de Ergun et Wen-Yu

$$\text{Pour } \alpha_p < 0{,}75\,\alpha_{cp} : \quad D = D_1$$

$$\text{Pour } 0{,}75\,\alpha_{cp} \le \alpha_p \le 0{,}85\,\alpha_{cp} : \quad D = \frac{\alpha_p - 0{,}85\,\alpha_{cp}}{0{,}85\,\alpha_{cp} - 0{,}75\,\alpha_{cp}}(D_2 - D_1) + D_1 \tag{46}$$

$$\text{Pour } \alpha_p > 0{,}85\,\alpha_{cp} : \quad D = D_2$$

Où D_1 et D_2 représentent des fonctions impliquées dans l'équation de la force de traînée définie comme suit :

$$F_D = m_p\, D\, (u_f - u_p) \tag{47}$$

À noter que α_{cp} représente la fraction volumique des particules lors du compactage et α_f représente la fraction volumique du fluide.

- Modèle de Sphere Drag

Le modèle de la traînée pour une sphère est un modèle simplifié similaire à celui de Wen-Yu. Pour les milieux dilués, la fraction volumique du fluide tend vers 1, ce qui donne la relation suivante [64] :

$$\text{Pour } 0{,}5 < Re_r < 1000 : \quad C_D = \frac{24}{Re_r}\left(1 + 0{,}15\, Re_r^{0,687}\right) \tag{48}$$

Il existe également d'autres modèles, qui fonctionnent en s'appuyant sur le facteur de traînée. Ce facteur est calculé à partir du coefficient de traînée (cf. Figure 18).

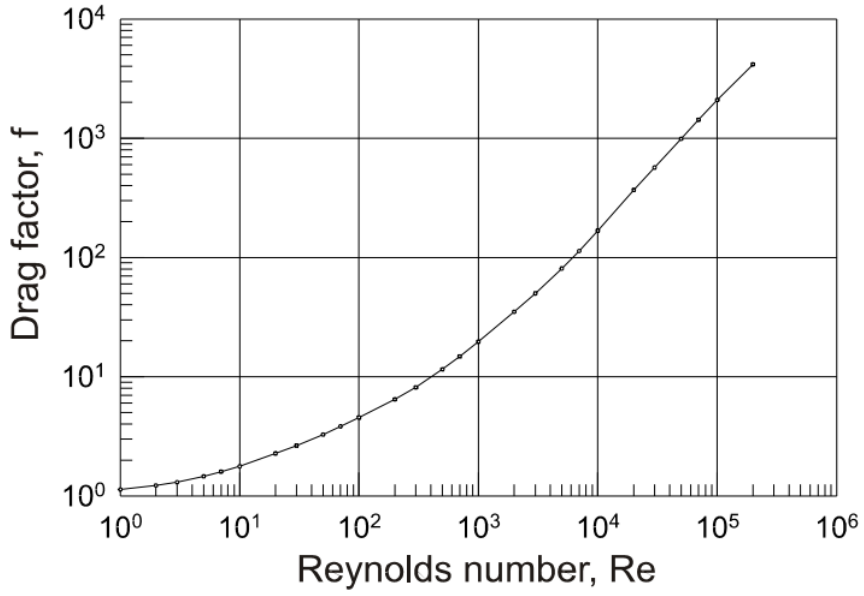


Figure 18 : Variation du facteur de traînée en fonction du nombre de Reynolds de particule [58]

Plusieurs corrélations empiriques reliant le facteur de traînée f_{CD} au nombre de Reynolds relatif sont disponibles dans la littérature. Une corrélation notable, proposée par Schiller et Naumann [65], est valable pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 800. Elle s'exprime comme suit :

$$f_{CD} = 1 + 0{,}15\, R_{er}^{0{,}687} \tag{49}$$

Cette corrélation permet d'obtenir un coefficient de traînée dont l'écart par rapport au coefficient de traînée standard est inférieur à 5 %. Une corrélation adaptée à des nombres de Reynolds plus élevés a été proposée par Putnam en 1961 [66], qui s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} f_{CD} &= 1 + \frac{R_{er}^{2/3}}{6} && \text{pour } R_{er} < 1000 \\ f_{CD} &= 0{,}0183\, R_{er} && \text{pour } 1000 \leq R_{er} < 3 \times 10^5 \end{aligned} \tag{50}$$

L'avantage de cette corrélation est le fait que l'équation de mouvement de la particule peut être intégrée analytiquement. Cependant, elle présente une discontinuité pour $R_{er} = 1000$. Une corrélation plus précise couvrant toute la gamme des nombres de Reynolds sous-critiques a été développée par Clift et Gauvin [67]. Il s'agit d'une extension de la relation de Schiller et Naumann :

$$f_{CD} = 1 + 0{,}15\, R_{er}^{0{,}687} + 0{,}0175 \left(1 + 4{,}25 \times 10^4\, R_{er}^{-1{,}16}\right)^{-1} \tag{51}$$

Cette corrélation fournit un ajustement à (± 6 %) par rapport aux valeurs expérimentales sur toute la gamme des nombres de Reynolds sous-critiques [58].

1.2.3.2. Force de la portance

Il existe deux forces de portance qui agissent sur le déplacement des particules : la force de Magnus et de Saffman.

- **Force de Saffman**

La portance de Saffman surgit de la distribution de la pression sur une particule dans un écoulement présentant un gradient de vitesse. En considérons une sphère immergée dans un écoulement cisaillé, la vitesse est plus élevée au sommet de la particule et plus faible à la base. Ce gradient de vitesse induit une différence de pression, la pression étant plus faible au sommet, où la vitesse est plus grande, et plus élevée à la base, où la vitesse est moindre. Ce différentiel de pression génère une force de portance agissant sur la particule. Pour des nombres de Reynolds faibles, la force de portance de Saffman peut être écrite comme suit :

$$F_{Saff} = 1{,}61\ \mu_f\ d_p|u_f - u_p|\sqrt{Re_G} \tag{52}$$

Le nombre de Reynolds de cisaillement Re_G, qui est basé sur la différence de vitesse entre le sommet et la base de la particule, est défini par la relation suivante :

$$Re_G = \frac{d_p^2}{\nu_f}|\nabla u| \tag{53}$$

Avec $|\nabla u|$ est le module du gradient de vitesse du fluide autour de la particule.

- **Force de Magnus**

La force de Magnus est la portance générée par la rotation d'une particule, due à la présence d'une différence de pression entre les deux côtés de la particule. La rotation peut être causée par d'autres phénomènes que le gradient de vitesse. En général, la direction de la force est la normale au plan formé par le vecteur de rotation et le vecteur de la vitesse relative.

1.2.3.3. Force Brownienne

Dans certaines situations, lorsque la taille d'une particule en suspension dans un fluide est inférieure à un micron, son mouvement est influencé par la nature discrète des interactions moléculaires. Elle adopte alors un comportement aléatoire, conséquence des collisions entre les molécules du fluide et la particule, comme illustré par la Figure 19. Ce phénomène est désigné sous le terme de mouvement brownien. Il se manifeste aussi bien dans les liquides que dans les gaz, bien que l'amplitude des fluctuations soit plus réduite dans un milieu liquide. Le mouvement brownien résulte de la somme des impulsions exercées par les molécules du fluide sur la surface de la particule.

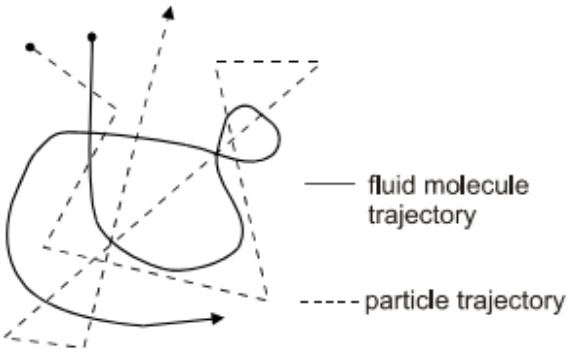


Figure 19 : Mouvement des particules par le mouvement brownien [56]

Afin de caractériser le régime d'écoulement du fluide, le nombre de Knudsen (Kn) est calculé. Ce paramètre permet d'évaluer l'importance du mouvement brownien en comparant le parcours libre moyen du fluide (λ), au diamètre d'une particule d_p selon la relation suivante :

$$Kn = \frac{2\lambda}{d_p} \tag{54}$$

Le parcours libre moyen du fluide représente la distance moyenne parcourue par une molécule du fluide entre deux collisions. Par exemple, pour l'air dans des conditions normales de *T = 293 K* et *P = 1 atm*, $\lambda = 65\ nm$ [68]. Pour l'eau, $\lambda = 0{,}2\ nm$ [69].

- Lorsque $Kn \ll 1$, le fluide est dans un régime continu où les collisions moléculaires sont fréquentes. Les équations de la mécanique des fluides classiques, telles que les équations de Navier-Stokes, s'appliquent.
- Lorsque $Kn \sim 1$, le fluide se situe dans un régime de transition, où les effets du mouvement individuel des molécules et des collisions entre elles deviennent significatifs, et le mouvement brownien commence à devenir important.
- Lorsque $Kn \gg 1$, le fluide est dans un régime de rareté. Le libre parcours moyen est beaucoup plus grand que la taille de la particule, et les interactions particule-molécule dominent. Le mouvement brownien devient très prononcé.
- Coefficient de Cunningham ($\boldsymbol{C_c}$)

Lorsque les particules s'approchent de tailles comparables au parcours libre moyen des molécules du fluide, le comportement du milieu ne peut plus être considéré comme continu. En effet, dans ce cas, les particules peuvent se déplacer entre les molécules du fluide à un rythme plus rapide que ce que la théorie aérodynamique classique, telle que la loi de Stokes, ne le prévoit, le coefficient de Cunningham est introduit dans la loi de Stokes. Ce facteur de correction permet de prendre en compte les écarts dus aux dimensions des particules par rapport à la taille des molécules du fluide, et il est donné par l'équation suivante [70] :

$$C_c = 1 + \frac{2\,A_{cc}\,\lambda}{d_p} \tag{55}$$

Le terme A_{cc} égale à : $1{,}257 + 0{,}4\ exp(-1{,}1\ d_p/2\lambda)$.

Le mouvement d'une particule de petite taille sous l'influence des effets moléculaires aléatoires peut être décrit par l'équation de mouvement où toutes les autres forces, telles que les forces de surface et de corps, sont négligées. Les effets du mouvement brownien sont représentés par une force aléatoire agissant en continu sur la particule, tandis que la traînée du fluide exerce une force opposée. L'équation de mouvement s'écrit ainsi :

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{C_c} 6\pi r_p \mu_f \left|u_f - u_p\right| + F_{Br} \tag{56}$$

Où C_c est le coefficient de Cunningham, r_p le rayon de la particule, et la masse de la particule $m_p = \frac{4}{3}\rho_p \pi {r_p}^3$.

Li et Ahmadi [71] ont proposé d'écrire les composantes de la force brownienne sous la forme suivante :

$$\frac{F_{Br}}{m_p} = \xi_i \sqrt{\frac{\pi\ S_0}{\Delta t}} \tag{57}$$

Où ξ_i est un nombre aléatoire de type gaussien avec une moyenne nulle et une variance unitaire.

Avec S_0 est une fonction d'intensité spectrale liée au coefficient de diffusion, et donnée par :

$$S_0 = \frac{216\ \nu_f\ k_B T}{\pi^2\ \rho_f\ {d_p}^5 \left(\frac{\rho_p}{\rho_f}\right)^2 C_c} \tag{58}$$

Où k_B est la constante de Boltzmann égale à $1{,}38 \times 10^{-23}\ m^2 kg/s^2 K$ [71]

La force brownienne par unité de masse influence le transfert de chaleur, et sa valeur augmente avec la diminution de la taille des nanoparticules et l'augmentation de la température. À partir de l'équation (58), S_0 peut également être exprimé en fonction du temps de relaxation de la particule τ_p où :

$$S_0 = \frac{2\ k_B T}{\pi\ \tau_p\ m_p} \tag{59}$$

Avec :

$$\tau_p = \frac{S\ {d_p}^2\ C_c}{18\ \nu_f} \tag{60}$$

Où $S = \rho_p/\rho_f$ représente le rapport de densité.

1.2.3.4. Force thermophorèse

La force de thermophorèse résulte du mouvement brownien, où les particules sont davantage dispersées dans les zones où la température du fluide est plus élevée. Lorsqu'il existe un gradient de température dans une région donnée, les petites particules se déplacent plus rapidement dans les zones chaudes et plus lentement dans les zones froides. Ce déséquilibre conduit à un mouvement net des particules des régions plus chaudes vers les régions plus froides, provoquant une accumulation dans ces dernières.

Ce phénomène a été observé pour la première fois par John Tyndall [72], qui a noté que des particules d'aérosol dans une pièce remplie de poussière étaient repoussées loin d'une surface chauffée. Cette dispersion des particules est représentée schématiquement dans la Figure 20, illustrant les effets des collisions moléculaires sur de petites particules sphériques. Dans les régions plus froides, où la concentration de particules est plus élevée, les collisions inter-particules neutralisent partiellement cette accumulation, menant à un équilibre dynamique de la concentration avec des niveaux plus faibles dans les régions plus chaudes.

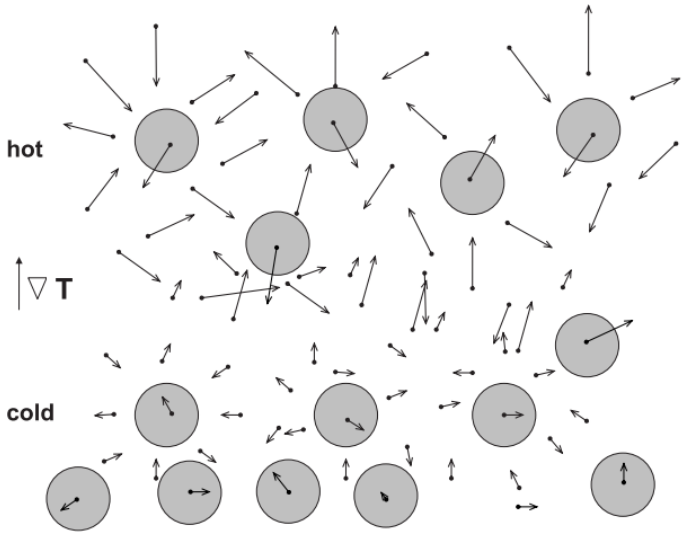


Figure 20 : Mouvement thermophorèse de petites particules sphériques [73]

La force de thermophorèse agit dans la direction opposée au gradient de température, définie par l'équation suivante [74] :

$$F_{Th} = -D_T \frac{\nabla T}{T} \tag{61}$$

Où D_T représente le coefficient thermophorétique, qui peut être calculé selon la formule suggérée par Talbot et al. [74] :

$$D_T = \frac{6\pi d_p \, {\mu_f}^2 C_s \left(\frac{k_f}{k_p} + C_t K_n\right)}{\rho_f (1 + 3C_m K_n)\left(1 + 2\frac{k_f}{k_p} + 2C_t K_n\right)} \tag{62}$$

La fonction D_T dépend du nombre de Knudsen et des propriétés du fluide et des particules solides. Les paramètres k_f et k_p sont la conductivité thermique du fluide et des particules respectivement.

Les paramètres C_s, C_m et C_t sont des paramètres empiriques déterminés à partir des caractéristiques de l'écoulement autour des particules et des discontinuités à l'interface fluide-particule. Ces paramètres ont été obtenus empiriquement par Talbot et al. [74], et les valeurs numériques recommandées lorsque $K_n < 0{,}1$ sont :

$C_s = 1{,}17$; $C_t = 2{,}18$; $C_m = 1{,}14$

La force de thermophorèse, bien que faible et négligeable pour les grosses particules, devient dominante pour les nanoparticules, en particulier dans un champ gravitationnel avec un fort gradient de température. En raison de cet effet, elle est souvent préférée à la sédimentation pour collecter les nanoparticules sur des surfaces.

1.2.4. Effet de la dispersion turbulente sur les particules

Dans les écoulements turbulents, les modèles DNS (Direct Numerical Simulation) et LES (Large Eddy Simulation) combinés aux techniques lagrangiennes représentent les méthodes les plus précises pour modéliser la dispersion turbulente des particules dans les approches eulériennes-lagrangiennes. Cependant, ces modèles sont extrêmement gourmands en temps de calcul, rendant leur application difficile, voire impossible dans certains cas. En raison de ces limitations, les modèles RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) offrent une solution plus flexible et largement utilisée.

Les modèles RANS en compressible utilisent la décomposition de Favre, et consistent à décomposer les variables instantanées de turbulence en une valeur moyenne et une fluctuation :

$$u_i = \widetilde{u_i} + u_i'' \tag{63}$$

Dans les cas où la phase particulaire est modélisée par des approches lagrangiennes, le modèle de diffusion lagrangien s'appuie sur les propriétés d'écoulement moyen fournies par le modèle RANS pour calculer les trajectoires individuelles des particules. Cela permet de générer des statistiques de diffusion moyenne des particules dans le fluide. Généralement, le champ d'écoulement est précalculé pour atteindre un état stationnaire, puis les particules sont injectées et suivies jusqu'à ce qu'elles quittent le domaine de calcul [75].

L'application d'un modèle RANS permet d'obtenir une estimation fiable de la diffusion moyenne des particules. Cependant, ces équations ne fournissent pas d'informations sur la vitesse instantanée du fluide, ce qui est essentiel pour une modélisation précise de la dispersion turbulente. Par conséquent, la composante fluctuante de la vitesse u_i' doit être estimée à l'aide d'un modèle stochastique [76,77] pour représenter correctement les fluctuations turbulentes et la dispersion des particules dans le fluide.

Les modèles de dispersion turbulente peuvent être classés en deux catégories :

- Modèle « Discrete Random Walk » (DRW)
- Modèle « Continuous Random Walk » (CRW)

1.2.4.1. DRW :

Le modèle Discrete Random Walk (DRW), développé par Gosman et Ioannides [78] sous le nom d'Eddy Interaction Model (EIM), est largement utilisé pour modéliser la dispersion des particules dans des écoulements turbulents. Ce modèle stochastique repose sur une approche de marche aléatoire, où les particules interagissent avec le champ de vitesse instantané composé de la vitesse moyenne du fluide et d'une composante fluctuante aléatoire.

Le couplage de flux de particules dans le modèle DRW est représenté comme une série d'interactions discrètes successives entre une particule et un tourbillon (cf. Figure 21). Chaque tourbillon a une durée de vie finie, notée τ_e, et une longueur caractéristique L_e. La durée de vie des tourbillons est une fonction de l'échelle de temps lagrangienne τ_L, qui est calculée en fonction de l'énergie cinétique de la turbulence k et du taux de dissipation ε. Elle s'exprime comme suit :

$$L_e = C_\mu^{\frac{3}{4}} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \tag{64}$$

$$\tau_e = 2\tau_L \tag{65}$$

$$\tau_L = C_L \frac{k}{\varepsilon} \tag{66}$$

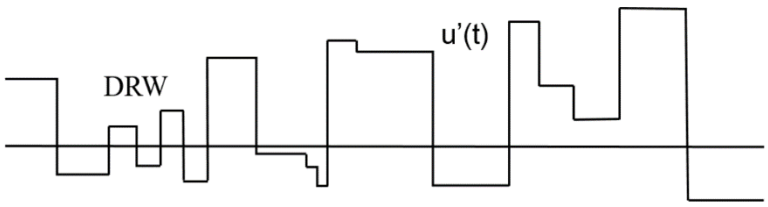


Figure 21 : Exemple d'un historique des fluctuations de vitesse au cours du temps pour le modèle DRW

À un moment donné, une particule avec une certaine vitesse est capturée par un tourbillon se déplaçant à une vitesse formée de la composante moyenne du fluide et d'une composante aléatoire instantanée constante pendant une période déterminée.

Lorsque le tourbillon atteint sa fin ou que la particule s'en détache, une nouvelle interaction commence avec un autre tourbillon. La durée de cette interaction est dictée par la longévité du tourbillon ou par le temps que met la particule à le traverser (t_{cross}). À la fin de chaque interaction, un nombre aléatoire est généré pour déterminer la prochaine interaction entre la particule et le fluide. Ce processus continue jusqu'à ce que la particule adhère à une surface ou quitte le domaine fluide. Cette méthode permet de modéliser les fluctuations du champ d'écoulement sans avoir à simuler directement la turbulence à chaque instant. Le modèle suppose une turbulence isotrope, et les fluctuations instantanées sont générées à partir des équations suivantes, en utilisant un nombre aléatoire gaussien ξ_i, qui suit une distribution avec une moyenne de 0 et un écart-type de 1.

$$u_i'' = \xi_i . \sigma_i \tag{67}$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sqrt{\frac{2k}{3}} \tag{68}$$

La particule est supposée interagir avec un tourbillon turbulent pendant le minimum de la durée de vie des tourbillons ou du temps de passage des tourbillons (t_{cross}). Ce dernier est défini par l'expression suivante :

$$t_{cross} = \min\left(\tau_e; -\tau_p \, ln\left[1 - \frac{L_e}{\tau_p(u_f - u_p)}\right]\right) \tag{69}$$

Le principal inconvénient du modèle DRW est qu'il suppose que les fluctuations turbulentes sont isotropes dans tout le domaine. Cette hypothèse est raisonnable dans les régions d'écoulement éloignées des parois, mais dans la couche limite ($y^+ < 100$), les fluctuations sont en grande partie anisotropes. Supposer une turbulence isotrope dans cette zone conduit à une prédiction significative des effets des parois.

La Figure 22 compare les valeurs RMS non dimensionnelles des vitesses fluctuantes dans les modèles DRW et CRW dans les principales directions. Les valeurs RMS utilisées dans CRW proviennent d'ajustements à un écoulement en DNS dans un tube à un nombre de Reynolds $Re_D = 13000$, selon Dreeben et Pope [79]. Les vitesses fluctuantes non dimensionnelles sont normalisées par la vitesse de frottement locale suivant l'équation (70) :

$$\sigma_i^+ = \frac{\sigma_i}{u^*} \tag{70}$$

L'hypothèse d'isotropie dans la couche limite surestime les fluctuations dans la direction normale à la paroi. De plus, le modèle DRW ne prend pas en compte la taille des particules lors du calcul des composantes fluctuantes de la vitesse d'écoulement. Les particules à forte inertie sont moins influencées par la turbulence chaotique, et leur couplage avec cette dernière est considéré comme faible.

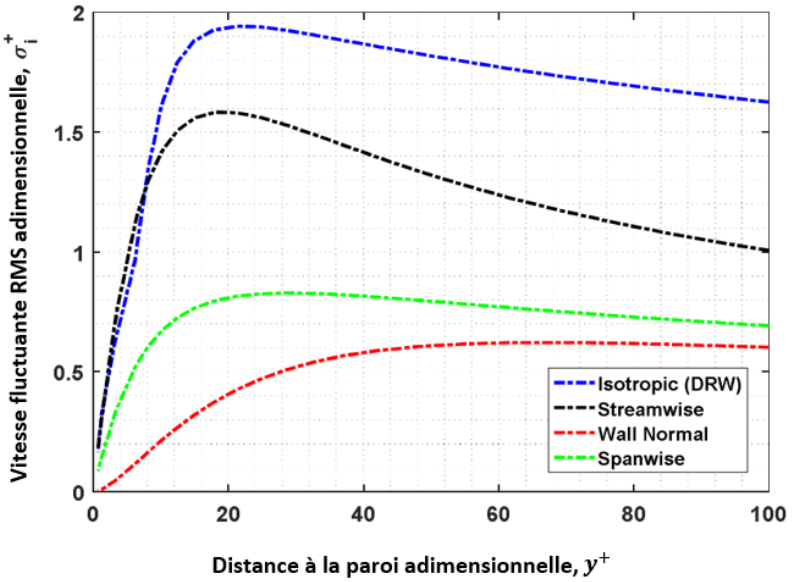


Figure 22 : Fluctuations normalisées de la couche limite utilisées dans DRW et CRW [79]

Un modèle basé sur une méthode de DRW est déjà disponible dans OpenFOAM sous le nom "StochasticDispersionRAS".

1.2.4.2. CRW

Le modèle CRW normalisé utilise l'équation de Langevin pour calculer les fluctuations instantanées de la vitesse du fluide, y compris la composante normale à la paroi. Cette équation est définie comme suit [80] :

$$d\left(\frac{u_i''}{\sigma_i}\right) = -\left(\frac{u_i''}{\sigma_i}\right)\frac{dt}{\tau_i} + \sqrt{\frac{2}{\tau_i}}\, d\xi_i + A_i dt \tag{71}$$

Le but de ce modèle est de ramener progressivement la vitesse des particules à zéro, car elles perdent de l'énergie avec le temps. Cela est accompli grâce au terme d'amortissement $\left(-\frac{u_i''}{\sigma_i}\,\frac{dt}{\tau_i}\right)$ et au terme stochastique $d\xi_i$, qui reflète les collisions aléatoires entre les particules et les molécules de gaz à température constante. La correction de dérive A_i permet d'éviter le regroupement de petites particules dans des régions où l'énergie cinétique est élevée.

Les équations (72) et (73) apportent des corrections de dérive pour les particules dans la région centrale et près de la paroi (couche limite), respectivement. Ces corrections dépendent du nombre de Stokes (Stk), et leur effet devient négligeable pour les particules de grande taille [81].

$$A_i = \frac{1}{3\sigma}\,\frac{\partial k}{\partial x_i}\,\frac{1}{1+Stk} \tag{72}$$

$$A_1 = A_3 = 0\,;\; A_2 = \frac{\partial \sigma_2}{\partial x_2}\,\frac{1}{1+Stk} \tag{73}$$

Les indices i = 1, 2, 3 correspondent respectivement aux directions axiale, normale à la paroi et z de l'écoulement. En intégrant l'équation (71), la relation de chaîne de Markov suivante est obtenue [82] :

$$\begin{aligned} u_i''^{n+1} = \frac{{\sigma_i}^{n+1}}{\sigma_i} u_i''^{n} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_i}\right) + {\sigma_i}^{n+1}\left(1-\exp\left(-2\frac{\Delta t}{\tau_i}\right)\right)^{\frac{1}{2}}\xi_i \\ + {\sigma_i}^{n+1}\,\tau_i\,{A_i}^{n+1}\left(1-\exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_i}\right)\right) \end{aligned} \tag{74}$$

τ_i est l'échelle de temps lagrangienne, qui égale à τ_L dans cette étude.

Pour tenir compte de l'anisotropie de la turbulence dans la couche limite, les courbes d'ajustement des équations (75) à (77), dérivées des données DNS de Dreeben et Pope [79], sont utilisées pour calculer les fluctuations de vitesse :

$$\sigma_1 = \frac{0{,}4\; y^+}{1 + 0{,}0239\;(y^+)^{1{,}496}}\; u^* \tag{75}$$

$$\sigma_2 = \frac{0{,}0116\ (y^+)^2}{1 + 0{,}203\ y^+ + 0{,}00140\ (y^+)^{2{,}421}}\ u^* \tag{76}$$

$$\sigma_3 = \frac{0{,}19\ y^+}{1 + 0{,}0361\ (y^+)^{1{,}322}}\ u^* \tag{77}$$

Le temps lagrangien utilisé dans le modèle CRW est donné par les équations (78) à (80), où τ_L^+ est le temps lagrangien adimensionnel défini par Kalio et Reeks [83], en fonction de la distance adimensionnelle à la paroi (y^+) :

$$\tau_L^+ = 10 \qquad \text{pour} \quad y^+ \leq 5 \tag{78}$$

$$\tau_L^+ = 7{,}122 + 0{,}5731\ y^+ - 0{,}00129\ (y^+)^2 \qquad \text{pour} \quad 5 < y^+ < 200 \tag{79}$$

$$\tau_L^+ = \tau_L \frac{(u^{*2})}{\nu} \tag{80}$$

Pour le modèle CRW, la distinction entre l'écoulement loin de la paroi et celui dans la couche limite est établie à $y^+ = 100$.

- Implémentation du modèle CRW sur OpenFOAM :

Lors de la simulation avec le modèle CRW sur OpenFOAM, les étapes suivantes sont suivies une fois que la solution d'écoulement a convergé :

1- Calcul de $\boldsymbol{y^+}$ pour chaque particule :

La distance adimensionnelle y^+ est calculée pour chaque particule par rapport à la paroi la plus proche.

2- Résolution de l'équation de Langevin :

L'équation de Langevin est résolue pour chaque y^+ afin de calculer les variables nécessaires, telles que les fluctuations instantanées de la vitesse du fluide.

3- Vérification de la position de la particule :

L'emplacement de chaque particule est vérifié pour déterminer si elle se trouve proche ou loin de la paroi.

4- Si la particule est proche de la paroi ($\boldsymbol{y^+ \leq 100}$) :

Les équations (73) à (77) sont résolues afin de calculer les fluctuations de vitesse dans cette région où l'anisotropie des turbulences est prise en compte.

5- Si la particule est loin de la paroi ($\boldsymbol{y^+ > 100}$) :

Les équations correspondantes à la région centrale, notamment les équations (68), (72) et (74) sont résolues pour calculer les fluctuations de vitesse dans cette zone.

6- Addition des fluctuations de vitesse :

Les fluctuations de vitesse calculées sont ajoutées aux vitesses moyennes d'écoulement fournies par le modèle RANS pour un pas de temps donné.

7- Vérification de la déposition de la particule sur la paroi :

8- Répétition du processus :

Si la particule ne se dépose pas sur la paroi, les étapes 1 à 8 sont répétées pour chaque pas de temps afin de simuler son comportement dans le fluide.

1.3. Conclusion

Ce chapitre présente une revue complète de l'état de l'art sur les études numériques des écoulements fluide-particule. Cette étude bibliographique permet de positionner les travaux existants tout en soulignant les diverses méthodologies utilisées, avec une évaluation de leurs avantages et limitations respectifs. Une attention particulière a été accordée à l'impact des particules fines, telles que les PM_{10} et $PM_{2,5}$, sur la santé humaine, en mettant en avant leurs dangers et leur influence sur les maladies respiratoires et cardiovasculaires.

En ce qui concerne les approches de modélisation des écoulements fluide-particule, deux principales méthodes sont discutées : l'approche Euler-Euler et l'approche Euler-Lagrange. Dans le cadre de cette étude, la méthode Lagrangienne discrète a été privilégiée en raison de sa capacité à fournir des résultats plus détaillés et précis sur la dynamique des particules individuelles. Ce chapitre introduit également le développement d'une méthodologie numérique avancée pour la modélisation des écoulements turbulents, basée sur le modèle $\overline{v^2} - f$, reconnu pour sa précision dans les prévisions des contraintes turbulentes près des parois.

La méthodologie est enrichie par l'intégration des modèles de particules discrets (DPM), permettant de suivre précisément la trajectoire des particules dans le fluide, tout en prenant en compte les forces exercées sur celles-ci, telles que la traînée. De plus, deux modèles de dispersion turbulente, le modèle de Marche Aléatoire Discrète (DRW) et celui de Marche Aléatoire Continue (CRW), sont présentés pour modéliser les interactions complexes entre la turbulence du fluide et le mouvement des particules.

Le second chapitre proposera une étude numérique, visant à valider les modèles développés à travers une comparaison systématique avec des données expérimentales et des résultats numériques de référence. Cette étude a pour objectif de valider le modèle thermique développé, et d'évaluer les performances des modèles de dispersion turbulente DRW et CRW dans le cadre de simulations RANS.



Chapitre 2 : Développements numériques pour des cas de références

Table des matières

2.1. Intégration des effets thermiques dans les modèles de transport particulaire 54
2.1.1. Géométrie du domaine 54
2.1.2. Etude de sensibilité du maillage 55
2.1.3. Mise en œuvre du transport particulaire 58
2.1.4. Conclusion 60
2.2. Modélisation de la dispersion turbulente pour les modèles RANS 61
2.2.1. Domaine de calcul 61
2.2.2. Résultats pour la phase fluide 62
2.2.3. Résultats post-injection des particules 64
2.2.3.1. Traceur fluide de particules 64
2.2.3.2. Influence de la taille de particules 68
2.2.3.3. Vitesses de dépôt 73
2.2.4. Conclusion 75

2.1. Intégration des effets thermiques dans les modèles de transport particulaire

L'effet du transfert thermique exerce une influence significative sur le mouvement des particules. Des études expérimentales, notamment celles de D.S. Wen et al. [84] ont démontré que les nanofluides améliorent considérablement le transfert de chaleur convective, en particulier dans les écoulements laminaires nanoparticules et d'eau. Ces observations ont été validées par des simulations numériques effectuées par Y. He et al. [85] à l'aide d'Ansys-Fluent.

La conductivité thermique des nanofluides, généralement supérieure à celle des fluides classiques, augmente avec la concentration volumique et la température, tout en diminuant avec la réduction de la taille des particules. De plus, la viscosité des nanofluides, également plus élevée que celle des fluides conventionnels, est influencée par la taille des particules, la température et la concentration volumique. Ces propriétés sont déterminantes dans l'amélioration des performances thermiques des nanofluides.

L'objectif de cette étude est de développer des modèles numériques génériques capables de représenter les écoulements complexes de divers fluides chargés en particules fines de différentes natures (en termes de concentration, taille et composition). Afin de garantir la validité des modèles développés, il est essentiel de se baser sur une référence, qu'elle soit expérimentale ou numérique, l'expérimentation étant généralement privilégiée pour sa proximité avec les conditions réelles.

Dans cette optique, un nouveau solveur a été implémenté sous OpenFOAM (Annexe 1), prenant en compte la collision entre particules et les effets thermiques. La prise en compte des collisions est cruciale car l'étude est effectuée dans un milieu dense, où la fraction volumique dépasse 0,001. L'effet thermique, quant à lui, est essentiel en raison de l'application visée dans la seconde partie du mémoire qui concerne la chaudière. Pour valider ce solveur, les résultats numériques obtenus sont comparés à ceux de deux études de référence : l'une portant sur des simulations numériques [85], et l'autre sur des mesures expérimentales [84].

Le choix de ces articles comme référence repose sur plusieurs critères : premièrement, la simplicité de la géométrie et du maillage permet de réduire les risques de divergence. Deuxièmement, les particules étudiées sont de taille nanométrique, ce qui est représentatif des particules générées lors de la combustion de chaudières biomasse.

Cette étude porte sur un écoulement laminaire d'eau chargée de particules nanométriques de $\gamma - Al_2O_3$ dans un tube cylindrique, modélisé à l'aide d'un couplage Euler-Lagrange. Le transfert de chaleur convective et les effets de la concentration des particules sur la phase continue du fluide ont été pris en compte.

2.1.1. Géométrie du domaine

La géométrie simple étudiée dans notre cas est illustrée sur la figure suivante :

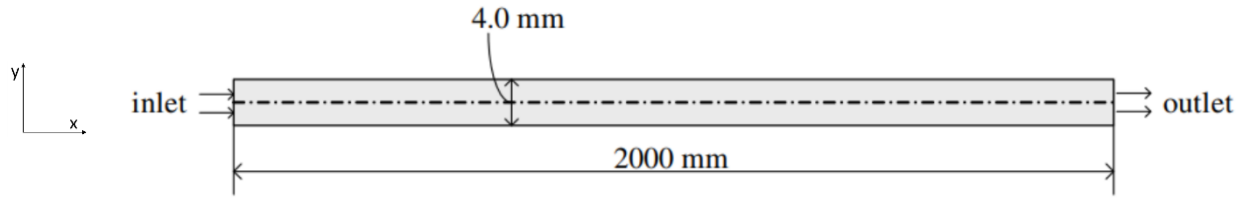


Figure 23 : Géométrie du tube étudié en 2D

Les dimensions prises pour l'étude numérique sont identiques à celles de la référence. Cela permet de reproduire les mêmes conditions opératoires et de valider les résultats obtenus. Le tube présente les dimensions suivantes en 2D :

- Largeur : *H = 4 mm*
- Longueur : *L = 2 m*

Les conditions aux limites et les caractéristiques du fluide sont les suivantes, soit un nombre de Reynolds, $Re_0 = 900$:

- Vitesse d'entrée : $U_0 = 0{,}225\ m/s$,
- Viscosité dynamique à 30 °C : $\mu_e = 8{,}02 \times 10^{-4}\ kg/m.s$
- Conductivité thermique à 30 °C : $\lambda_e = 0{,}613\ W/m.K$

Les particules injectées ont les caractéristiques ci-dessous :

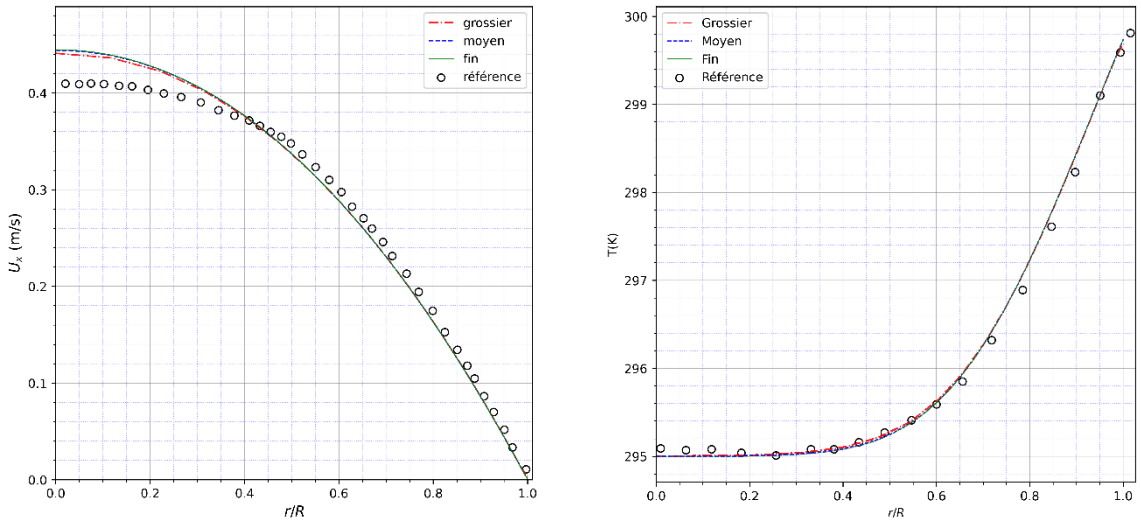
- Diamètre : $d_p = 21\ nm$,
- Masse volumique : $\rho_p = 4170\ kg/m^3$,
- Fraction volumique : $\alpha_d = 0{,}6$ % (milieu dense).
- Viscosité dynamique à 30 °C [85] : $\mu_{nf} = \mu_e(199{,}21{\alpha_d}^2 + 4{,}62\alpha_d + 1) = 8{,}3 \times 10^{-4}\ kg/m.s$
- Conductivité thermique à 30 °C : $\lambda_{nf} = \lambda_e(125{,}62{\alpha_d}^2 + 4{,}82\alpha_d + 1) = 0{,}633\ W/m.K$

Comme dans le cas de référence, un flux thermique est imposé aux parois, qui égale à : $Q = 4000\ W/m^2$.

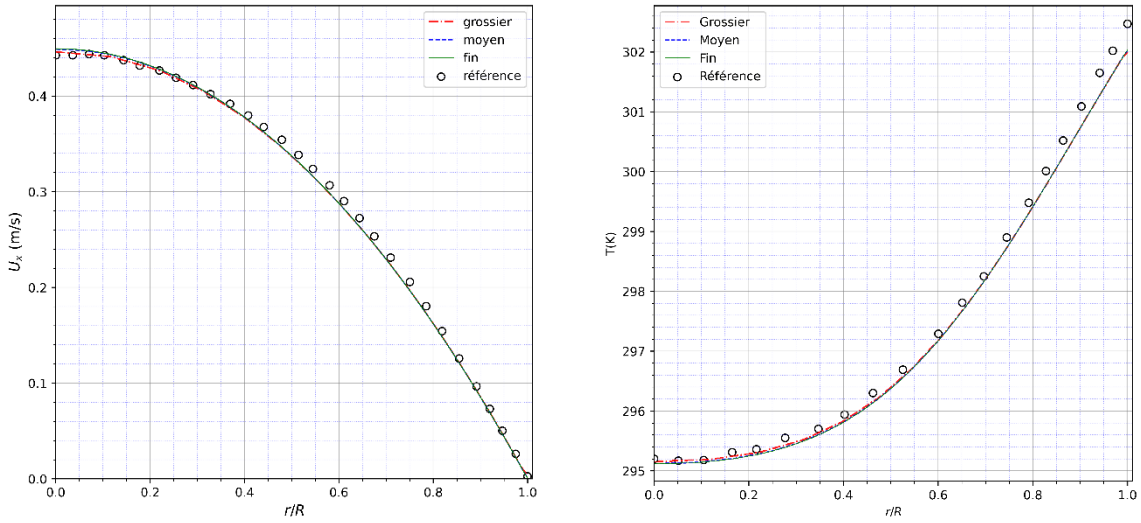
2.1.2. Etude de sensibilité du maillage

Pour simuler un écoulement quelconque, le choix d'un maillage approprié est indispensable. Dans cette étude, une analyse de sensibilité au maillage a été entreprise en faisant varier plusieurs configurations selon le nombre de cellules, allant d'un maillage grossier à un maillage plus raffiné. Les maillages utilisés sont identiques à ceux de la référence numérique, à savoir : 20 × 400, 40 × 1200 et 60 × 1600. L'évolution de la vitesse et de la température le long du rayon a été tracée à trois positions (0,2 m, 0,5 m et 1,6 m), ainsi que le coefficient de transfert thermique le long de la paroi du tube. Dans un premier temps, des simulations ont été réalisées pour un écoulement de fluide seul. Les résultats sont présentés dans la Figure 24 :

Pour x = 0,2 m



Pour x = 0,5 m



Pour x = 1,6 m

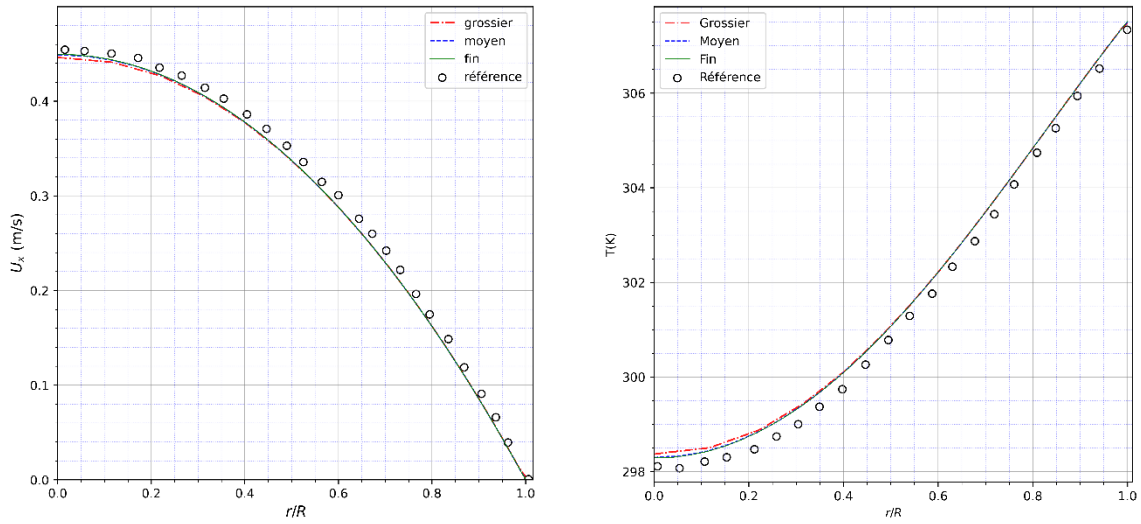


Figure 24 : Evolution radiale de la vitesse et la température pour différents maillages

La Figure 24 montre que la courbe numérique reproduit fidèlement celle de référence, pour la température et pour la vitesse indiquant une bonne correspondance entre la simulation et les données théoriques ou expérimentales.

- **Coefficient de transfert thermique :**

Le coefficient de transfert de chaleur convectif, noté h, constitue le paramètre clé pour évaluer l'efficacité d'un fluide en tant que moyen de transfert thermique. Plusieurs études expérimentales [84,86,87] ont directement mesuré ce coefficient pour les nanofluides dans des régimes d'écoulement laminaire et turbulent. Ces recherches ont systématiquement démontré que le coefficient h des nanofluides est sensiblement supérieur à celui des fluides de base dans des conditions d'écoulement similaires [73].

Dans cette étude, les valeurs du coefficient de transfert thermique convectif seront comparées aux résultats de la littérature. Le calcul de ce coefficient sera réalisé à partir de la formule suivante [84] :

$$h = \frac{Q}{T_w - T_{ave}} \tag{81}$$

Où T_w et T_{ave} sont respectivement, la température de la paroi et la température moyenne à travers la section transversale du tube à une position axiale donnée.

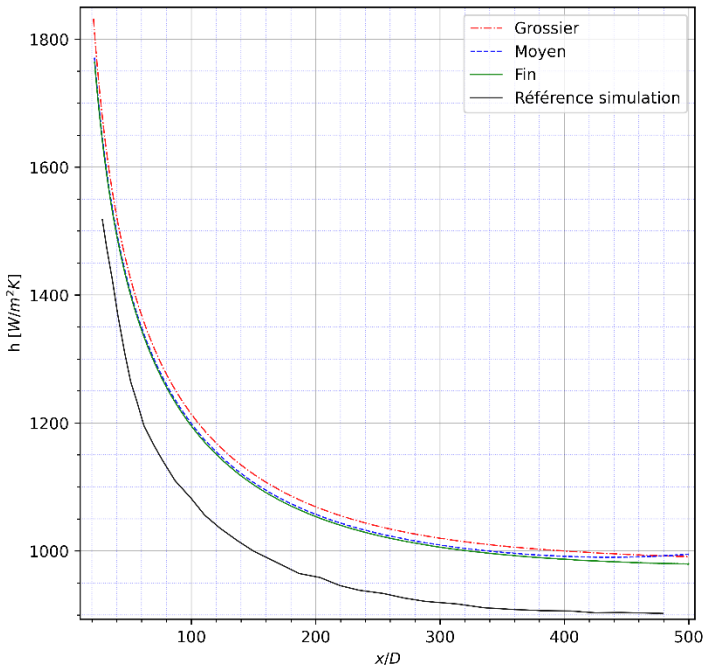


Figure 25 : Evolution du coefficient de transfert thermique par convection le long du tube pour différents maillages

Les Figure 24 et Figure 25, montrent que les profils de vitesse, de température et du coefficient de transfert thermique pour les différents maillages testés sont relativement similaires. Le décalage observé entre les courbes pour le maillage grossier est inférieur à 1 %, ce qui est négligeable. En conséquence, il a été décidé d'adopter un maillage intermédiaire de

40 × 1200 afin d'optimiser le compromis entre précision des résultats et temps de calcul. Le profil de vitesse obtenu avec ce maillage se montre en très bon accord avec les résultats de référence.

Pour le coefficient de transfert thermique h, la courbe issue de la simulation numérique suit globalement la tendance de la référence, bien que l'on observe une surestimation d'environ 10 %. Cette surestimation reste acceptable, sachant qu'il est souvent difficile de calculer précisément les valeurs du coefficient de transfert thermique, notamment en raison des complexités inhérentes à la modélisation des échanges thermiques.

Ces résultats préliminaires montrent que le modèle de simulation mis en place est globalement fiable, fournissant des résultats cohérents, malgré quelques écarts pour certaines variables, comme le coefficient h. Dans les simulations futures, l'amélioration du modèle se concentrera principalement sur l'optimisation du calcul du coefficient de transfert thermique, en particulier lorsque des particules seront introduites dans l'écoulement. Ce sera un point crucial pour affiner la prédiction des phénomènes thermiques et garantir une meilleure concordance avec les résultats de référence dans des conditions plus complexes.

2.1.3. Mise en œuvre du transport particulaire

Une fois le maillage sélectionné, des simulations numériques sont réalisées en ajoutant les particules. L'objectif de ces simulations est d'observer l'influence des particules sur les différents paramètres clés du système. Les figures suivantes présentent les résultats qualitatifs illustrant les champs de vitesse et de température axisymétrique du fluide avec les particules dans le domaine simulé :

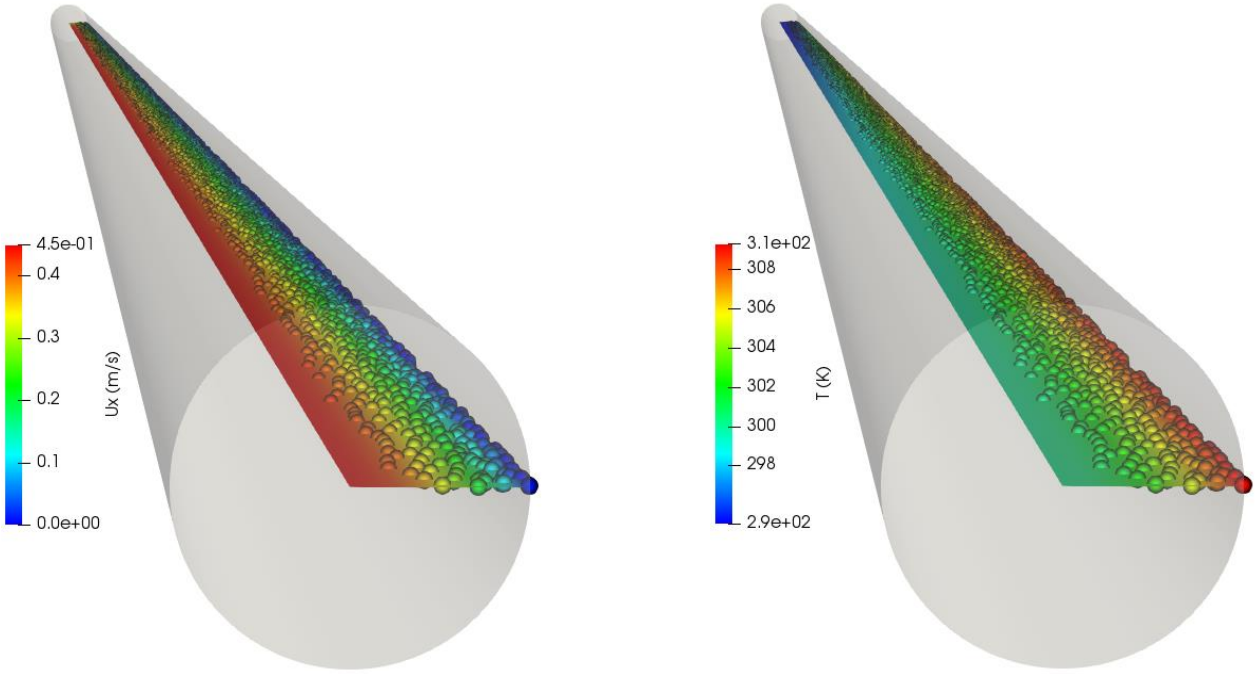


Figure 26 : Contour de champs de vitesse et de température du fluide avec particules

Les résultats qualitatifs obtenus pour la distribution de la température mettent en évidence l'influence significative des parois chauffées sur le comportement de l'écoulement.

Cet écoulement induit une augmentation progressive de la température le long du tube, partant de 295 K et atteignant une valeur de 308 K à proximité des parois de sortie. Cette montée en température contribue à une réduction progressive du coefficient de transfert thermique, à mesure que la température au centre du tube se rapproche de celle imposée aux parois chauffées.

Dans cette simulation, l'interaction entre les particules a été prise en compte en intégrant la méthode MPPIC, en raison de la densité relativement élevée du milieu particulaire, représentée par une fraction volumique des particules égale à $\alpha_d = 0{,}6$ %.

Les résultats quantitatifs du coefficient de transfert thermique convectif h pour un écoulement chargé en particules sont présentés en fonction de la longueur adimensionnée du tube. Cette courbe est comparée aux données de référence issues de simulations numériques et d'expérimentations :

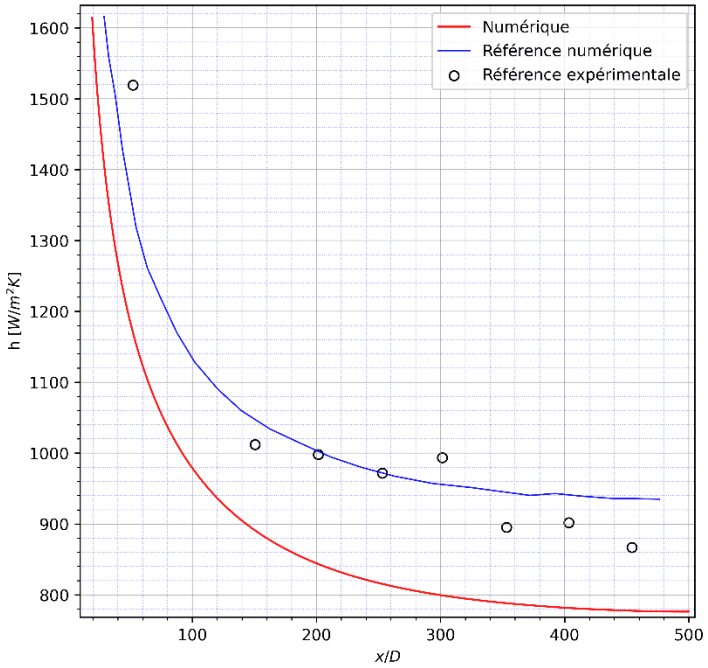


Figure 27 : Evolution du coefficient de transfert thermique le long du tube en présence des particules

La Figure 27 illustre une diminution du coefficient de transfert thermique h le long du tube, en suivant globalement les points de référence. Cependant, un écart notable, de l'ordre de 15 %, est observé entre les résultats. Cet écart tend à augmenter vers la sortie du tube, entraînant une sous-estimation du coefficient. Ces divergences suggèrent la nécessité d'approfondir l'étude en prenant en compte les forces supplémentaires influençant les particules ultrafines, notamment la thermophorèse et le mouvement brownien. Pour ce faire, les équations associées à la force thermophorèse ont été implémentées dans OpenFOAM. Les améliorations apportées ont ensuite été testées dans les mêmes conditions que précédemment, et les résultats sont présentés dans la Figure 28 :

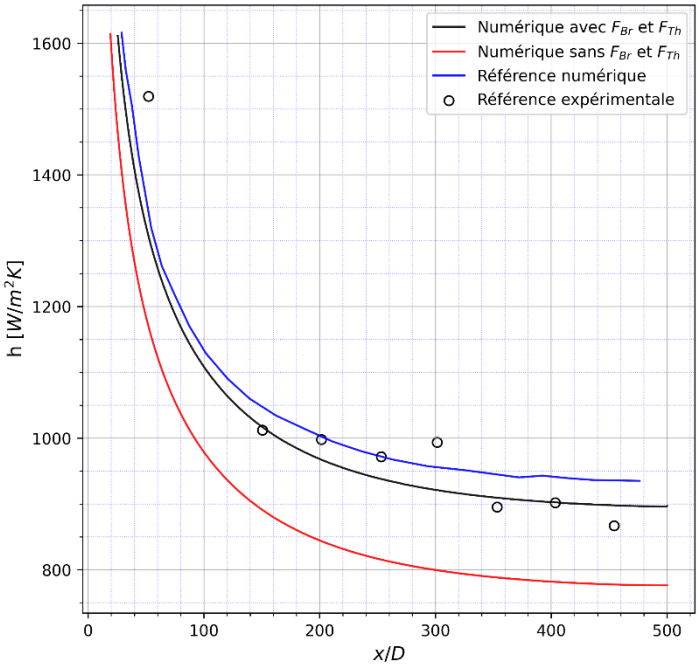


Figure 28 : Comparaison de l'évolution du coefficient de transfert thermique avec l'addition de la force brownienne et thermophorèse et la première simulation

D'après la figure précédente, il est nettement visible que le graphe de la simulation qui intègre à la fois la force brownienne et la thermophorèse, présente une bien meilleure concordance avec les résultats de référence, qu'ils soient expérimentaux ou numériques, comparativement à celui de la première simulation. Cette amélioration significative met en évidence le rôle essentiel de ces deux phénomènes, qui ne peuvent en aucun cas être omis, comme l'a déjà démontré J. Buongiorno [88]. Par ailleurs, l'augmentation de la conductivité thermique, résultant de la densité accrue du milieu, peut également avoir un impact non négligeable sur le coefficient de transfert thermique h, influençant ainsi de manière notable les performances thermiques du système étudié [85].

2.1.4. Conclusion

En conclusion, un solveur a été développé sous OpenFOAM en adoptant une approche Euler/Lagrangienne. Ce solveur intègre les effets thermiques, la force brownienne, la thermophorèse, ainsi que les interactions interparticulaires, modélisées par la méthode MP-PIC. La validation du solveur a été effectuée en comparant les résultats obtenus avec deux études de référence, l'une expérimentale et l'autre numérique [84,85].

Les résultats ont mis en évidence que la force brownienne et la thermophorèse jouent un rôle crucial dans le transfert thermique à la paroi pour des flux chargés en particules ultrafines ($Kn \ll 1$). De plus, la thermophorèse s'avère particulièrement significative en présence d'un gradient de température parallèle à l'écoulement. Cependant, dans les chapitres suivants, son influence devrait être moindre en raison de la faiblesse du gradient thermique dans les sections considérées de la cheminée pour les mesures expérimentales.

2.2. Modélisation de la dispersion turbulente pour les modèles RANS

Afin d'étudier l'effet de la dispersion turbulente pour les modèles RANS, les travaux de A. Mofakham et al. ont été pris comme référence [82,89]. Ces articles explorent numériquement les performances de différentes versions des modèles DRW et CRW pour des écoulements turbulents avec des particules fines de tailles variées (10 nm – 1 µm – 10 µm – 30 µm) dans des régimes turbulents à faible nombre de Reynolds, en présentant les fluctuations de vitesse RMS ainsi que les concentrations de particules.

Le choix de ces articles comme références repose sur plusieurs raisons. Premièrement, il s'agit d'une étude numérique validée par des comparaisons avec des résultats expérimentaux, ce qui permet une évaluation fiable. De plus, l'étude couvre les écoulements fluide-particules en explorant une large gamme de paramètres. Deuxièmement, la simplicité de la géométrie et du maillage réduit les risques de divergences numériques liées à ces facteurs. Enfin, l'étude met en lumière les performances des différents modèles de dispersion turbulente, du plus simple (DRW) au plus avancé (CRW), tout en prenant en compte les divers paramètres influençant ces phénomènes.

2.2.1. Domaine de calcul

Dans notre étude, une géométrie de canal bidimensionnelle (2D) a été utilisée, générée à l'aide de blockMesh dans OpenFOAM v9. Le domaine a été discrétisé en 100 mailles dans les deux directions principales de l'écoulement, à savoir la direction normale à la paroi et celle parallèle au sens de l'écoulement.

Un raffinement a été réalisé dans la zone proche de la paroi, en utilisant des cellules de petite taille afin d'améliorer la résolution des phénomènes locaux. Dans la région centrale du domaine d'écoulement, des cellules plus grandes ont été employées pour limiter la complexité numérique tout en conservant une précision adéquate. Ce schéma de raffinement permet de capter de manière précise les mécanismes d'interaction fluide-particule, notamment en ce qui concerne le dépôt des particules sur les parois.

Les dimensions de la géométrie ainsi que les conditions opératoires pour cette étude numérique sont identiques à celles de l'étude de référence, afin de garantir une comparaison cohérente des résultats. Les conditions imposées sont les suivantes :

- Hauteur / longueur du canal : $h = 20\ mm$, $L = 50\ mm$,
- Distance adimensionnelle de la première maille : $y^+ = 0{,}45$ avec un facteur de croissance de *35*,
- Longueur adimensionnelle $L^+ = 1095$ unité de la paroi, et demi largeur adimensionnelle $H^+ = 219$ unité de la paroi.

Caractéristiques du fluide (air) :

- Vitesse d'entrée : $U_0 = 5\ m/s$,
- Température : *293 K*,
- Nombre de Reynolds d'entrée : $Re_0 = 6846$,

- Viscosité cinématique : $\nu = 1{,}46 \times 10^{-5}\ m^2/s$,
- Vitesse de frottement (vitesse caractéristique) : $u^* = 0{,}32\ m/s$.

Caractéristiques des particules :

- Ratio de la masse volumique : $\rho_p/\rho_f = 2000$,
- Fraction volumique de particules : milieu dilué.

Paramètres adimensionnels :

- Echelle de vitesse : u^*,
- Echelle de longueur : ν/u^*,
- Echelle de temps : $t_d^+ = t_d/(\nu/u^{*2})$, avec t_d le temps de déposition des particules.

Dans la figure suivante, on présente la géométrie et le maillage utilisés sur OpenFOAM :

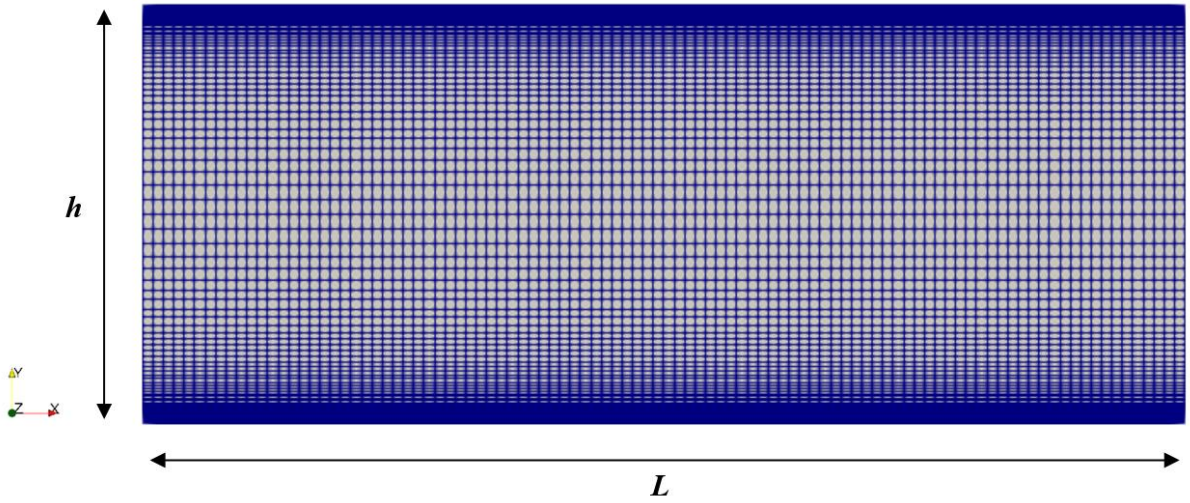


Figure 29 : Maillage 2D du canal étudié

2.2.2. Résultats pour la phase fluide

Le modèle de turbulence employé est le modèle $\overline{v^2} - f$ proposé par Durbin [52,90]. Ce choix s'explique par l'utilisation d'une échelle de vitesse ($\overline{v^2}$), qui représente les fluctuations de vitesse perpendiculaires aux lignes de courant (RMS normales). Cela permet au modèle de capturer avec précision l'atténuation du transport turbulent à proximité des parois. En outre, le modèle intègre les effets anisotropes des parois en introduisant une fonction de relaxation elliptique (f), résolue par une équation elliptique distincte. Les conditions aux limites imposées aux parois pour les différentes variables du modèle sont présentées dans le tableau suivant :

ε	f	k	ν_t	p	u	$\overline{v^2}$
0,2	0	0	Zero gradient	Zero gradient	(0 0 0)	0

Tableau 2 : Conditions aux limites imposées aux parois

Une condition limite de type « cyclique » a été appliquée à l'entrée et la sortie afin de garantir un écoulement entièrement développé et ainsi réduire le nombre des mailles. Un terme de forçage a été introduit afin d'éviter la dégradation de l'écoulement.

Pour évaluer l'efficacité du modèle $\overline{v^2} - f$, plusieurs paramètres adimensionnels ont été sélectionnés, notamment les fluctuations de vitesse à la paroi (RMS normales), l'énergie cinétique et le taux de dissipation. Les figures suivantes présentent les profils de ces paramètres en fonction de la distance y^+, en comparaison avec des résultats de A. Mofakham et al. [82,89] ainsi que des références numériques (Kim et al. [91] ; Moser et al. [55] ; Mansour et al. [92]).

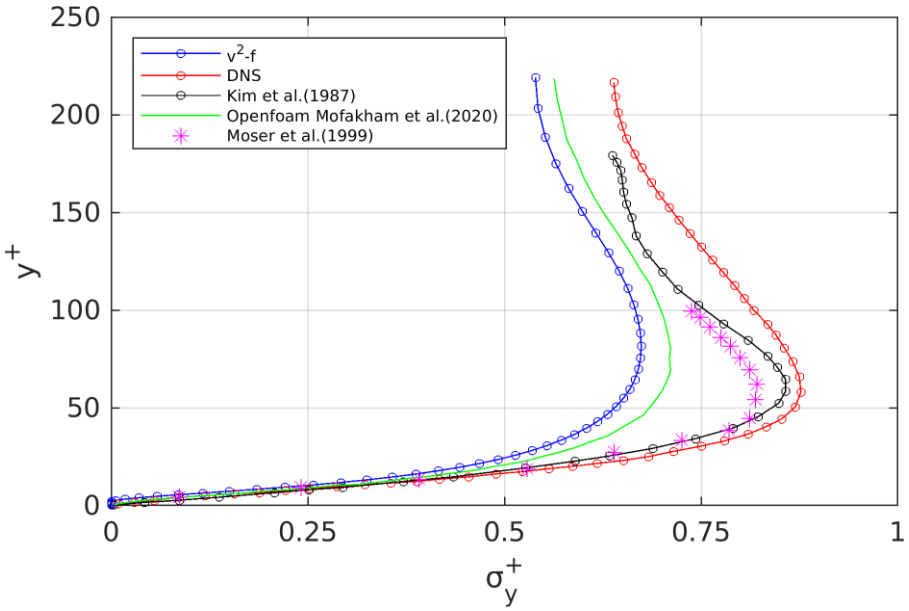


Figure 30 : Comparaison entre le profil des fluctuations de vitesse RMS pour le modèle $\overline{v^2} - f$ et les différentes références de la littérature

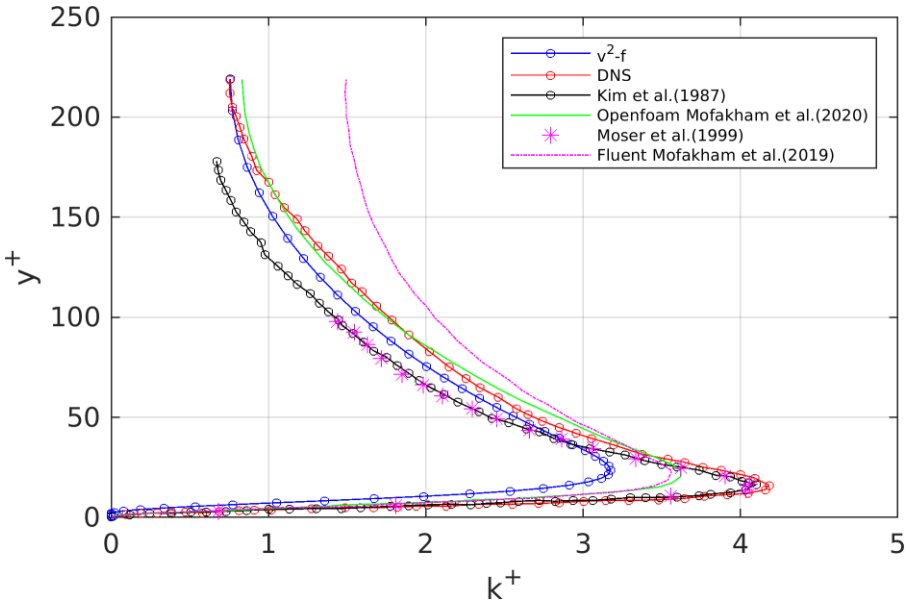


Figure 31 : Comparaison entre le profil de l'énergie cinétique pour le modèle $\overline{v^2} - f$ et les différentes références de la littérature

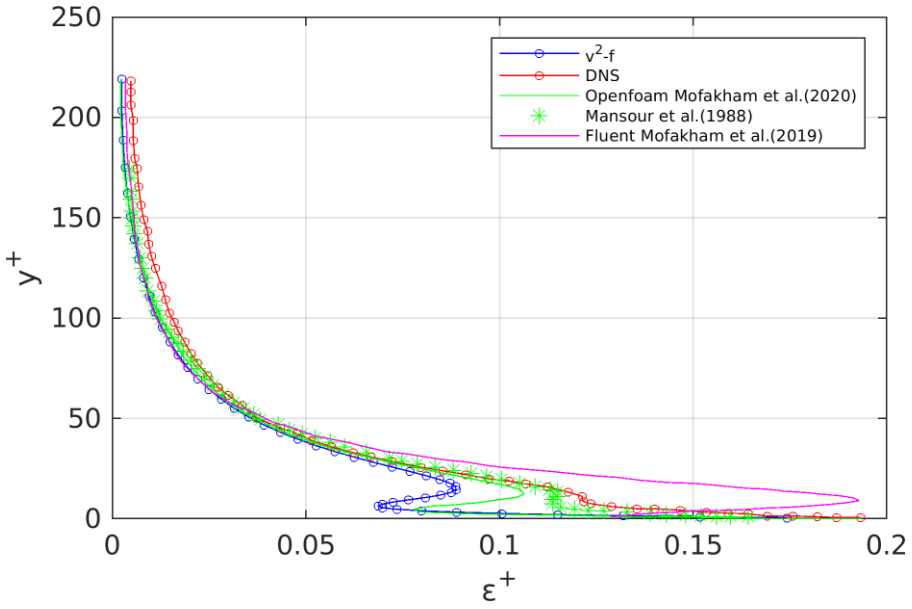


Figure 32 : Comparaison entre le profil du taux de dissipation pour le modèle $\overline{v^2} - f$ et les différentes références de la littérature

La comparaison des résultats obtenus avec le modèle $\overline{v^2} - f$ pour les fluctuations de vitesse normales à la paroi (RMS), montre que, bien que les prédictions de ce modèle soient similaires aux résultats DNS, elles tendent à sous-estimer l'amplitude des fluctuations. En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, les prévisions du modèle sont en bon accord avec les données DNS dans la région centrale, bien qu'une légère divergence soit observée près de la paroi. Les résultats relatifs au taux de dissipation suivent une tendance similaire à celle de l'énergie cinétique, avec une bonne correspondance dans les zones éloignées de la paroi, mais une sous-estimation des valeurs près de la paroi.

En conclusion, les prédictions de l'énergie cinétique et du taux de dissipation de la turbulence avec le modèle $\overline{v^2} - f$ sont jugées acceptables. Bien qu'il existe quelques différences entre les fluctuations de vitesse normales à la paroi (RMS) prédites par ce modèle et les résultats DNS, le modèle $\overline{v^2} - f$ offre une bonne précision pour prédire le profil RMS dans les zones proches de la paroi. Cela est essentiel pour obtenir une bonne estimation de la vitesse de déposition, rendant ainsi le modèle $\overline{v^2} - f$ particulièrement adapté à cette étude.

2.2.3. Résultats post-injection des particules

2.2.3.1. Traceur fluide de particules

Pour étudier la performance des différents modèles de dispersion turbulente, une analyse du comportement de ces modèles a été effectuée en utilisant la méthode « traceur fluide de particules ». Cette méthode consiste à utiliser des particules d'un diamètre très petit (10 nm dans cette étude), avec un nombre de Stokes très faible ($Stk \ll 1$) tout en éliminant toute influence extérieure : la gravité n'a pas été prise en compte et la force brownienne a été fixée à zéro. L'objectif recherché est que les particules se comportent comme des particules fluides car les particules non soumises à des forces extérieures suivent précisément le fluide, avec une concentration et une distribution uniformes sans dépôt sur la paroi [89].

Dans cette optique, 200 000 particules d'un diamètre de 10 nm ($\tau_p^+ = 1{,}3 \times 10^{-4}$) ont été injectées de manière aléatoire dans l'écoulement turbulent de l'air dans un canal. Dans un premier temps, des simulations ont été réalisées avec le modèle de dispersion turbulente « StochasticDispersionRAS », déjà disponible dans OpenFOAM v9, qui est basé sur un modèle de type DRW (Discrete Random Walk). Un temps adimensionnel de 10000 unités de paroi ($t^+ = 10\,000$) a été utilisé, correspondant à une durée d'injection de particules de 1,43 seconde. Les profils de concentration normalisée ainsi que les distributions de particules obtenus par la méthode du « traceur fluide » dans la moitié inférieure du canal sont présentés dans les figures suivantes, en fonction de $\eta = y/H$, avec y étant la distance à la paroi, et H la mi-hauteur du canal.

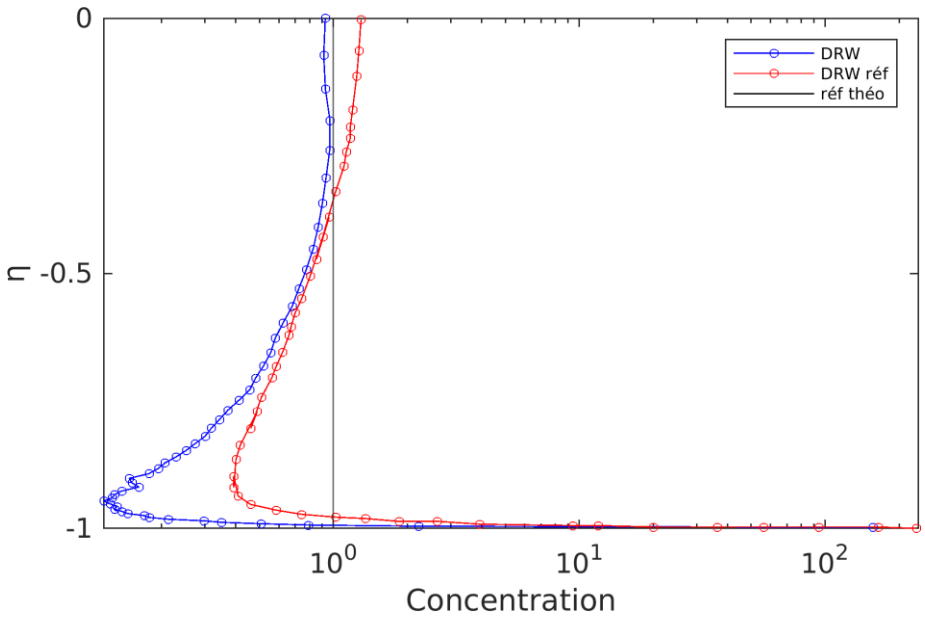


Figure 33 : Comparaison entre le profil de concentration normalisée par la méthode « traceur fluide » pour le modèle DRW et la référence numérique

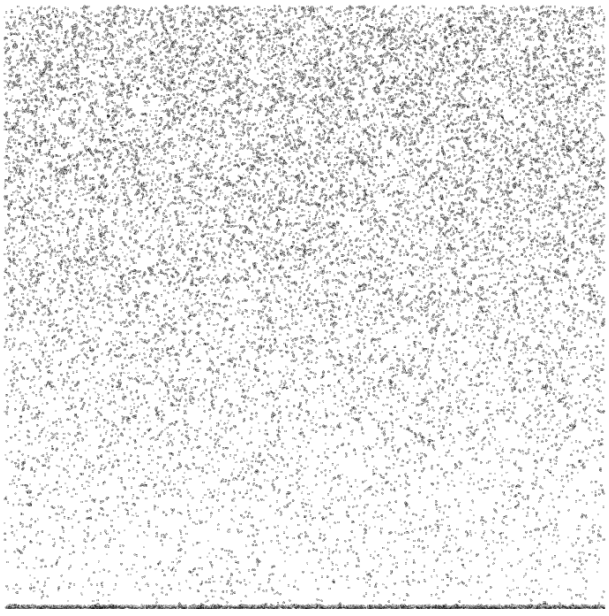


Figure 34 : Distribution de particules par la méthode « traceur fluide » pour le modèle DRW

D'après la Figure 33, il est observé que la concentration des particules du traceur fluide est inhomogène, avec des valeurs significativement élevées près des parois, entraînant une concentration normalisée proche de 1 au centre du canal, et atteignant une valeur assez importante de 230 à la paroi. Cette disparité est attribuée à une surestimation de la déposition des particules par le modèle DRW. Les résultats obtenus sont proches de ceux de la référence numérique et présentent une tendance similaire. Toutefois, la comparaison avec la référence théorique incite à rechercher un modèle qui reflète mieux la physique du phénomène et qui puisse prédire une concentration plus homogène, avec une valeur de concentration normalisée proche de 1 sur toute la hauteur du canal.

La Figure 34 confirme l'interprétation précédente en montrant une concentration plus élevée de particules dans la région centrale du canal, qui décroît progressivement à mesure que l'on s'approche des parois, avant de connaître une augmentation notable près de celles-ci.

Afin d'améliorer ces résultats, un modèle CRW (Continuous Random Walk) normalisé, basé sur l'équation de Langevin, a été développé et implémenté dans OpenFOAM v9. La nouveauté introduite par ce modèle réside dans l'ajout d'un terme de correction de dérive dans la direction y.

Comme l'a expliqué Durbin [93], dans les écoulements turbulents où l'échelle de temps lagrangienne est inhomogène, les particules tendent à rester plus longtemps dans les régions où l'échelle de temps croît, ce qui entraîne une migration des particules vers les zones correspondant aux échelles de temps les plus longues. Il est également important de noter que les particules quittent les régions où les fluctuations de vitesse sont importantes et migrent vers des zones où ces fluctuations sont plus faibles.

Dans les figures suivantes, les profils de concentration normalisée ainsi que les distributions de particules obtenus avec le modèle CRW, dans les mêmes conditions que précédemment (moitié inférieure du canal, $t^+ = 10\,000$), sont présentés.

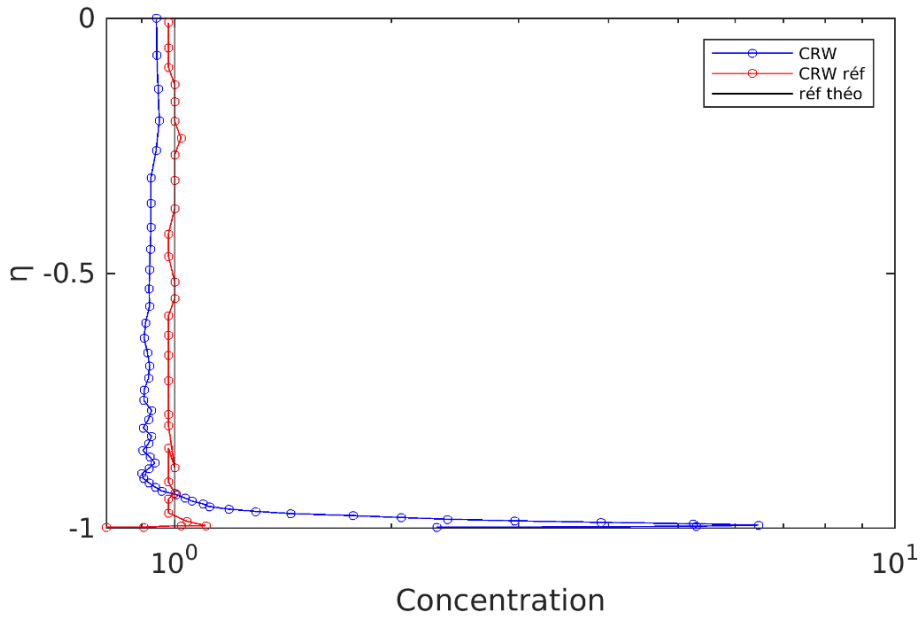


Figure 35 : Comparaison entre le profil de concentration normalisée par la méthode « traceur fluide » pour le modèle CRW et la référence numérique

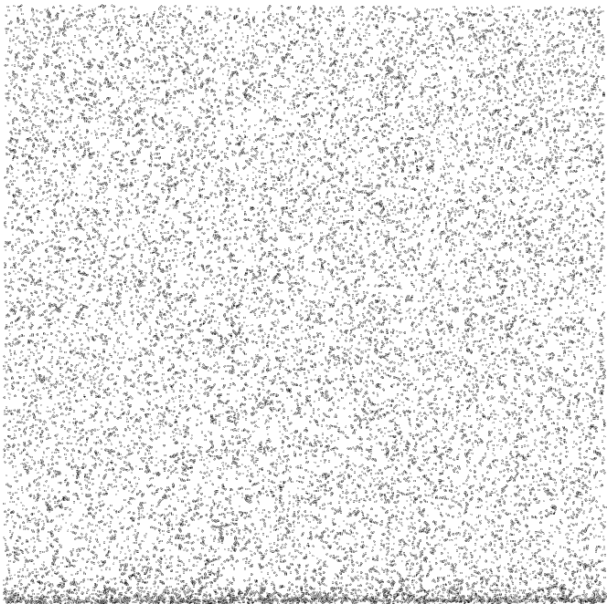


Figure 36 : Distribution de particules par la méthode « traceur fluide » pour le modèle CRW

Les résultats obtenus avec le modèle CRW normalisé montrent une stabilité de la concentration autour de 1 dans les zones éloignées de la paroi, et environ 6 près de la paroi. Ce modèle corrige l'accumulation non physique excessive de particules près de la paroi, et l'insertion du terme de correction de la dérive réduit significativement la migration continue des particules du centre du canal vers les régions proches de la paroi. Ces résultats corroborent les approches théoriques qui considèrent le modèle CRW normalisé comme plus précis par rapport au modèle DRW.

La Figure 36 montre également une concentration quasi uniforme des particules dans le canal, avec une légère atténuation près de la paroi. Théoriquement, lorsque la vitesse verticale du fluide est nulle au niveau des parois et que les particules de traceur suivent le fluide, il est attendu qu'il n'y ait pas de dépôt. Les résultats obtenus avec le modèle CRW confirment cela, en montrant une absence presque totale de dépôt de particules sur les parois, bien qu'une concentration légèrement plus élevée que la moyenne soit observée dans cette région, ce qui met en évidence la précision de ce modèle. En revanche, avec le modèle DRW, certaines particules se déposent sur la paroi, montrant que ce modèle est moins précis dans la prédiction des vitesses de dépôt des particules.

Afin de comparer les résultats numériques des deux modèles de dispersion turbulente, CRW et DRW, les profils de concentration normalisée ainsi que les variations près de la paroi en fonction de y^+ sont présentés dans les figures suivantes, dans les mêmes conditions que précédemment.

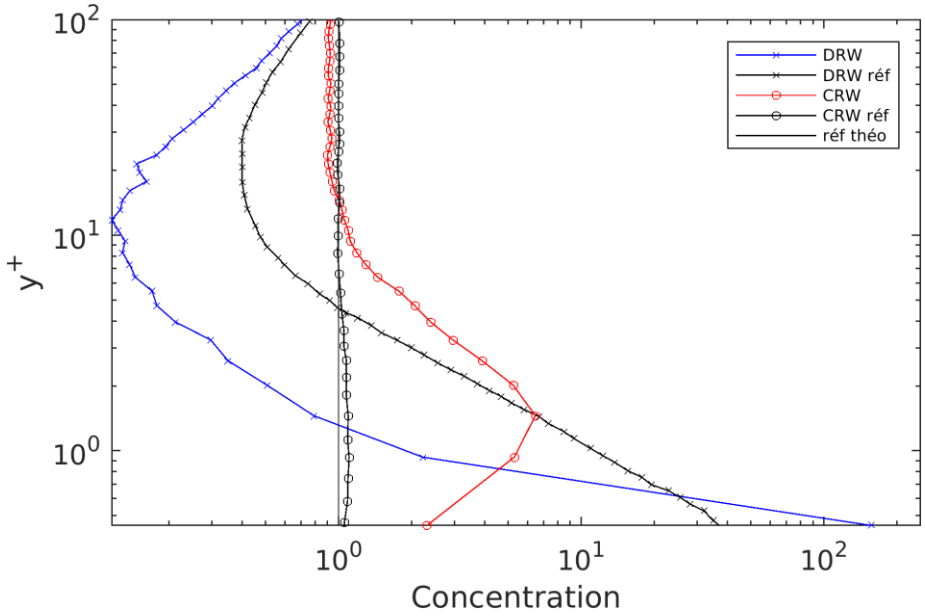


Figure 37 : Comparaison des profils de concentration normalisée par la méthode « traceur fluide » entre les modèles DRW et CRW et les références numériques en fonction de y^+

D'après ces figures, les analyses précédemment conclues sont confirmées. La concentration des particules du traceur fluide avec le modèle DRW reste inhomogène, présentant des valeurs significativement élevées près des parois. En revanche, le modèle CRW normalisé montre une concentration stable autour de 1, ce qui valide l'avantage et la meilleure précision de ce modèle pour représenter la dispersion turbulente de particules dans ces conditions.

2.2.3.2. Influence de la taille de particules

Dans cette partie, le comportement des deux modèles de dispersion turbulente, DRW et CRW, a été étudié en tenant compte d'une large gamme de micro et nanoparticules. L'objectif est de déterminer comment ces modèles réagissent dans des situations réelles, où la force brownienne et l'influence des différentes tailles de particules sont prises en considération.

Les figures suivantes présentent une comparaison des profils de concentration normalisée pour différentes tailles de particules, en fonction de η et y^+ sur une échelle logarithmique. Les résultats des deux modèles sont comparés avec les références numériques, et les simulations ont été effectuées dans les mêmes conditions temporelles que précédemment.

- **10 nm :**

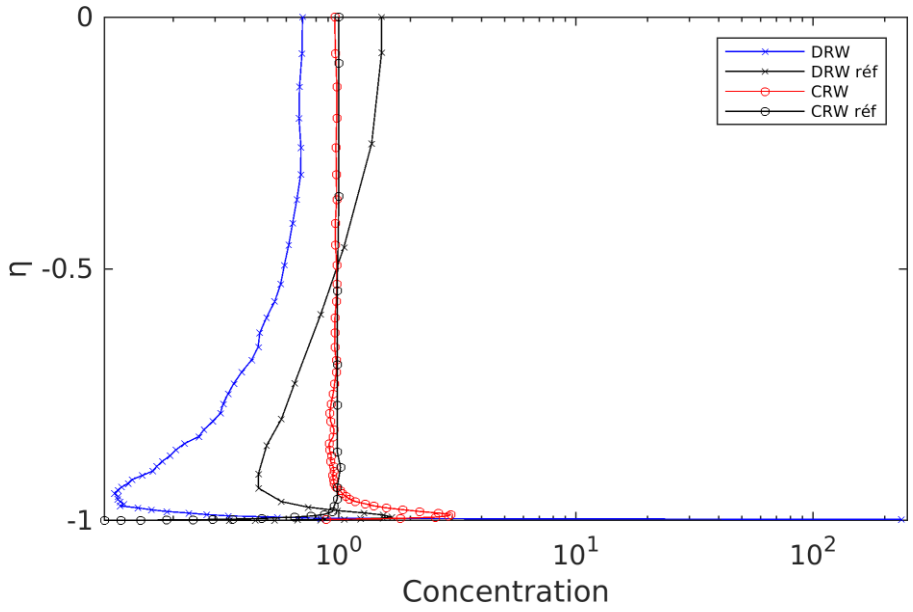


Figure 38 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 nm

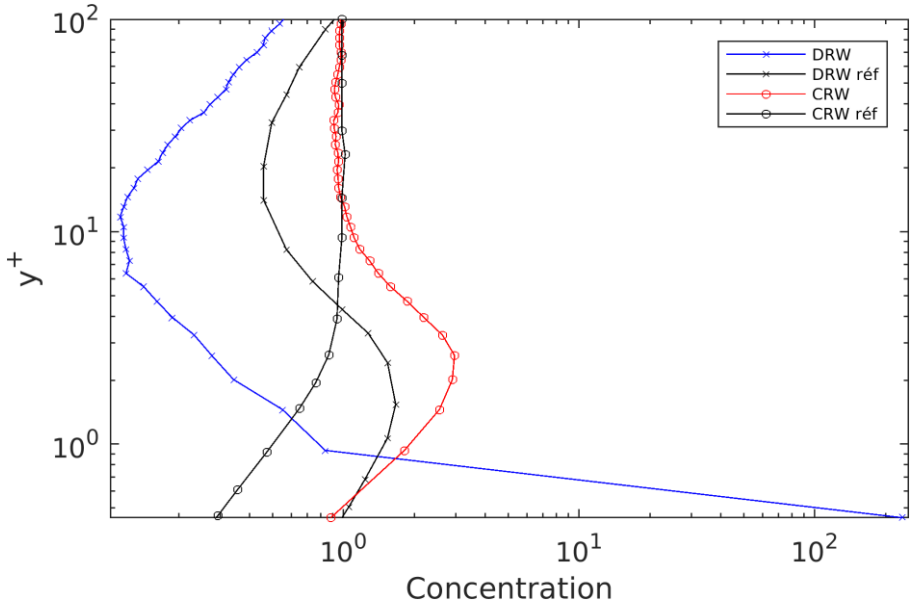


Figure 39 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 nm en fonction de y^+

D'après les prédictions des modèles DRW et CRW pour la concentration de particules de 10 nm, illustrées dans la Figure 38 et la Figure 39, il est observé que le modèle CRW suit parfaitement la référence numérique dans la région centrale, loin des parois, avec une légère divergence d'une valeur de 6 près de la paroi, bien que les profils aient une allure très similaire. En revanche, le modèle DRW présente un comportement relativement proche de la référence, sauf en dessous de $y^+ = 1$, où l'on observe une augmentation significative de la concentration avec un cumul important de particules près de la paroi.

Pour les petites particules de 10 nm, le modèle CRW montre un comportement très satisfaisant. Bien que le modèle DRW ne fournisse pas des résultats aussi précis, il peut tout de même être considéré comme une solution acceptable pour cette gamme de taille de particules.

- **1 µm :**

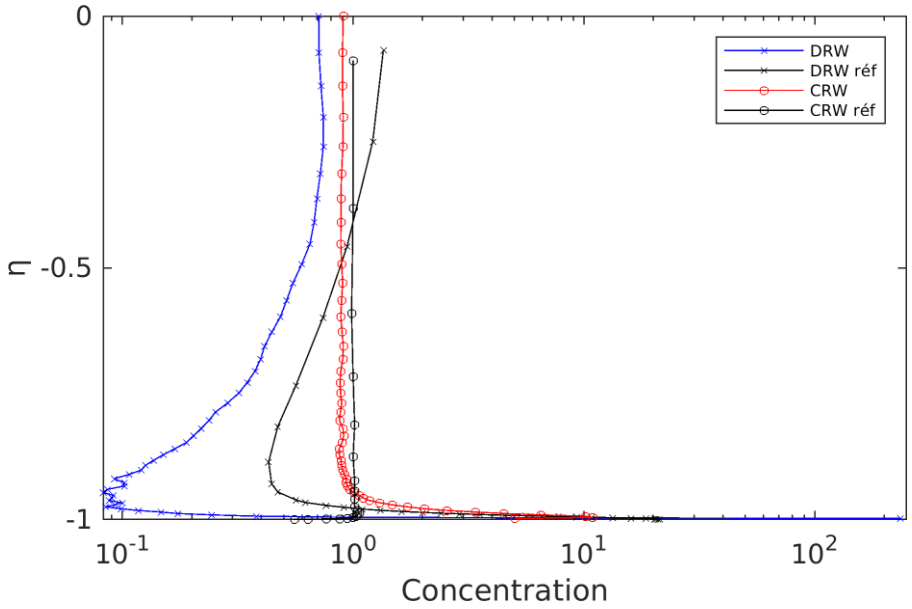


Figure 40 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 1 µm

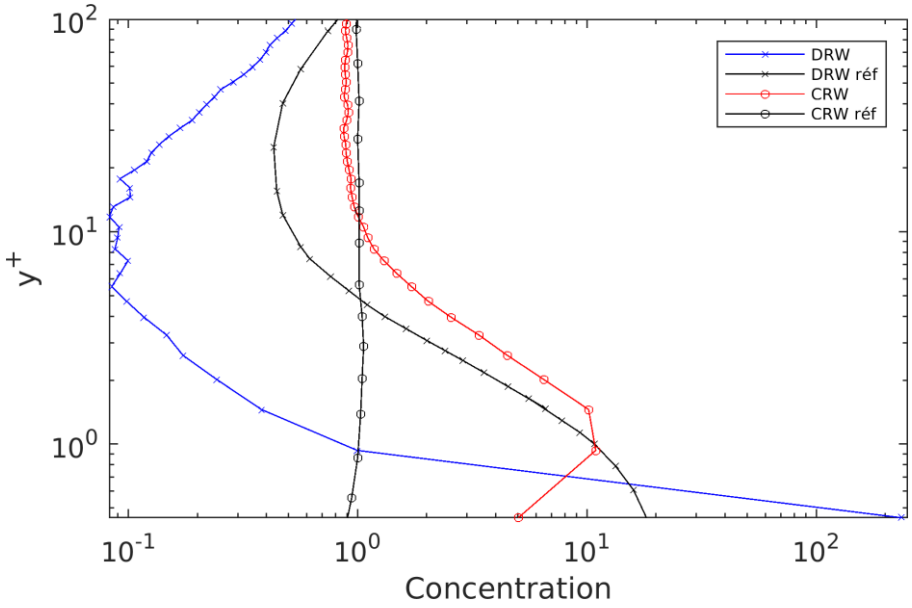


Figure 41 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 1 µm en fonction de y^+

D'après les prédictions des modèles DRW et CRW pour la concentration de particules de 1 µm dans la Figure 40 et la Figure 41, il est constaté que le modèle CRW estime des valeurs proches de 1 sur toute la hauteur du canal, avec une légère atténuation près de la paroi, où la concentration normalisée peut atteindre une valeur de 10. Cette atténuation reste toutefois assez

modérée et très proche de la référence numérique. En revanche, pour le modèle DRW, une accumulation continue de particules près de la paroi est encore observée, bien que le profil reste proche de la référence dans la région centrale.

Pour les particules de 1 µm, le modèle CRW démontre une fois de plus son efficacité. Bien que les résultats du modèle DRW soient moins convaincants, il peut néanmoins être considéré comme une solution acceptable pour les particules dont la taille varie de 10 nm à 1 µm.

- **10 µm :**

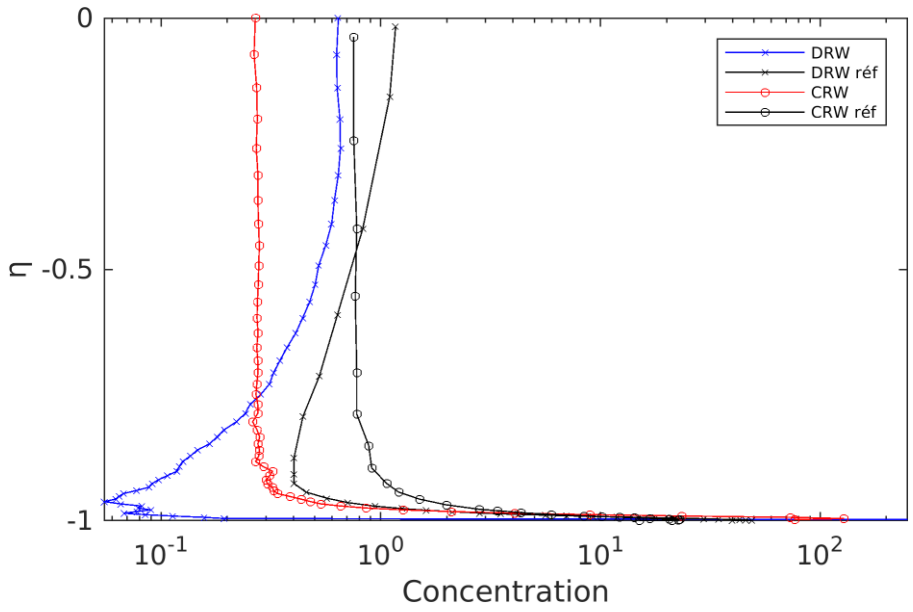


Figure 42 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 µm

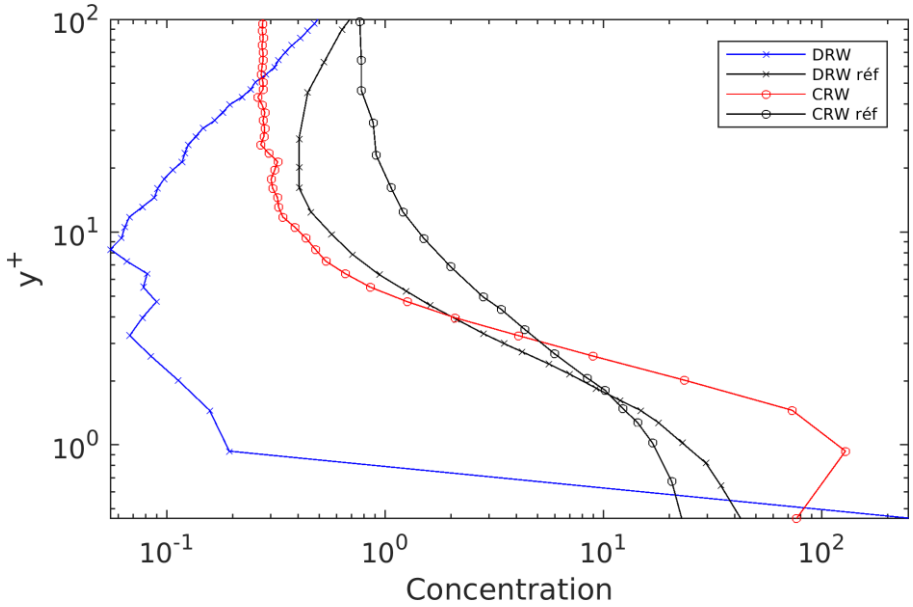


Figure 43 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 10 µm en fonction de y^+

D'après les prédictions des modèles de dispersion turbulente pour la concentration de particules de 10 µm dans la Figure 42 et la Figure 43, il est observé que le modèle CRW reproduit la même tendance que la référence, avec des valeurs relativement homogènes sur presque toute la hauteur du canal. Toutefois, ces valeurs sont légèrement décalées par rapport à la référence de 1, avec des concentrations normalisées qui dépassent 100 près de la paroi. En ce qui concerne le modèle DRW, on observe une accumulation encore plus marquée des particules près de la paroi, ce qui s'explique par leur grande inertie.

Le décalage observé par le modèle CRW pourrait s'expliquer par le fait que les résultats relatifs à l'énergie cinétique, au taux de dissipation et aux fluctuations de vitesse RMS du fluide étaient également légèrement décalés par rapport aux résultats de référence numérique [94]. Concernant le modèle DRW, cette différence s'explique par les mêmes raisons que pour le CRW, mais aussi par le fait que la méthode utilisée pour calculer le nombre aléatoire gaussien ξ_i dans la référence diffère de celle déjà existante dans OpenFOAM.

- **30 µm :**

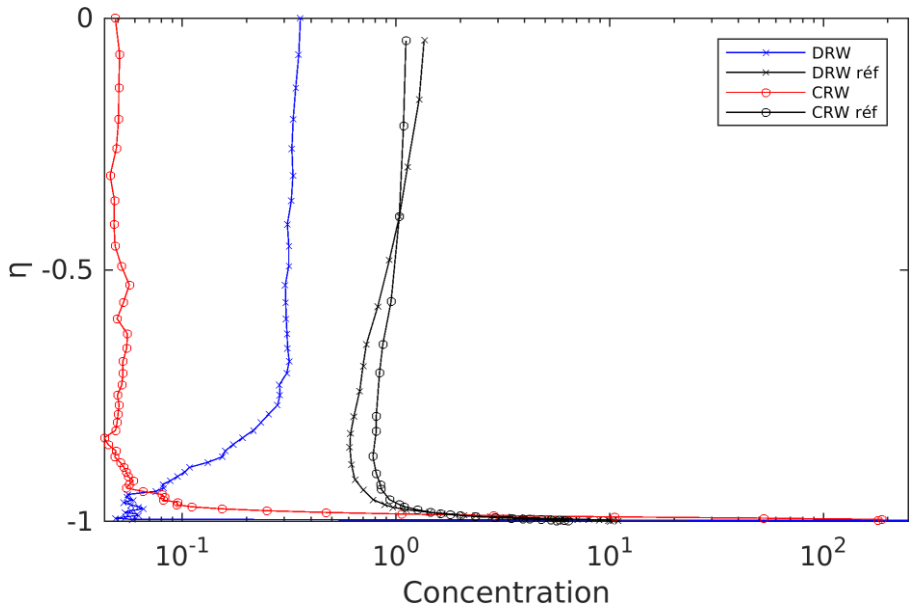


Figure 44 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 30 µm

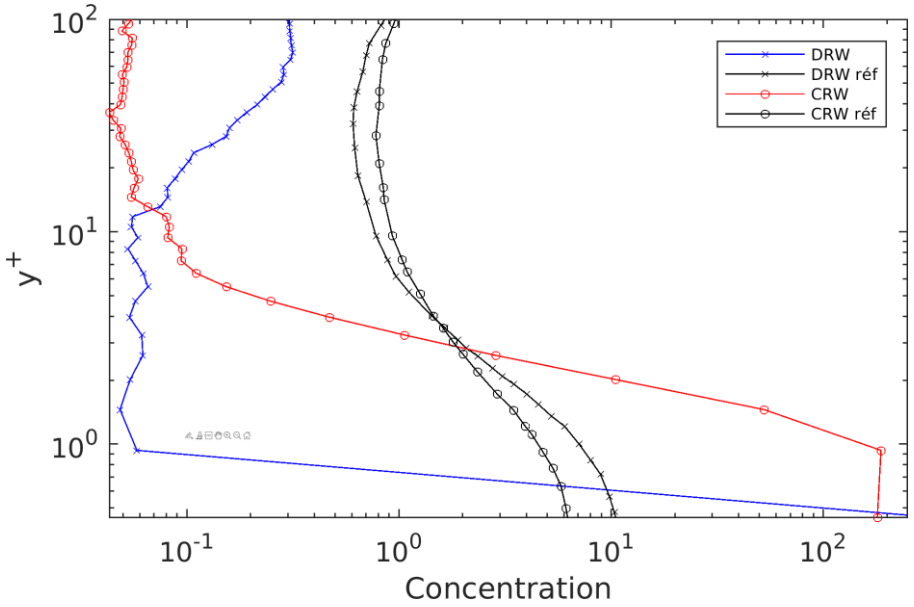


Figure 45 : Comparaison entre les profils de concentration normalisée pour les modèles DRW et CRW et les références numériques pour le diamètre de 30 µm en fonction de y^+

En théorie, les particules ayant une grande inertie s'accumulent dans la région proche paroi en raison des effets de turbophorèse [95]. Cela est observé dans la Figure 44 et la Figure 45, où les deux modèles, DRW et CRW, prédisent une accumulation des particules de 30 µm dans cette région.

Les prédictions des deux modèles montrent que le modèle CRW s'éloigne encore davantage de la référence, avec des valeurs de concentration normalisée inférieures à 0,1 sur presque toute la hauteur du canal, et des valeurs dépassant 100 près de la paroi. Pour le modèle DRW, on observe un comportement similaire à celui déjà remarqué avec une accumulation encore plus marquée des particules près de la paroi. Ce décalage peut être expliqué par les mêmes raisons que celles évoquées pour les particules de 10 µm, notamment la grande inertie des particules et les différences dans les méthodes de calcul des nombres aléatoires gaussiens dans OpenFOAM.

2.2.3.3. Vitesses de dépôt

Dans cette partie, les vitesses de déposition adimensionnelles sont calculées en fonction du nombre de particules déposées sur les parois. Pour déterminer ce nombre, une condition de « stick » a été utilisée, qui consiste à évaluer la distance entre la particule et la paroi la plus proche. Si cette distance est inférieure au rayon de la particule, celle-ci est considérée comme déposée et n'est plus suivie. De plus, une condition cyclique est imposée, ce qui signifie que lorsqu'une particule quitte le domaine par la sortie, elle est réinjectée à l'entrée avec les mêmes conditions (vitesse et distance normale à la paroi).

La vitesse de dépôt est calculée selon la formule suivante :

$$u_d^+ = \frac{N_0 H^+}{N_p t_d^+} \tag{82}$$

Où N_0 représente le nombre total des particules, N_p le nombre de particules déposées pendant un intervalle de temps t_d^+.

Les résultats des vitesses de déposition pour des particules allant de 10 nm à 30 µm, simulées par les modèles de dispersion turbulente CRW et DRW, sont présentés dans la Figure 46 en fonction du temps de relaxation adimensionnel $\tau^+ = \tau_p / t_d^+$. Ces résultats sont comparés à différentes références numériques [71,89,96,97], expérimentales [98], ainsi qu'aux données DNS [99–101] et à des modèles empiriques [102–104].

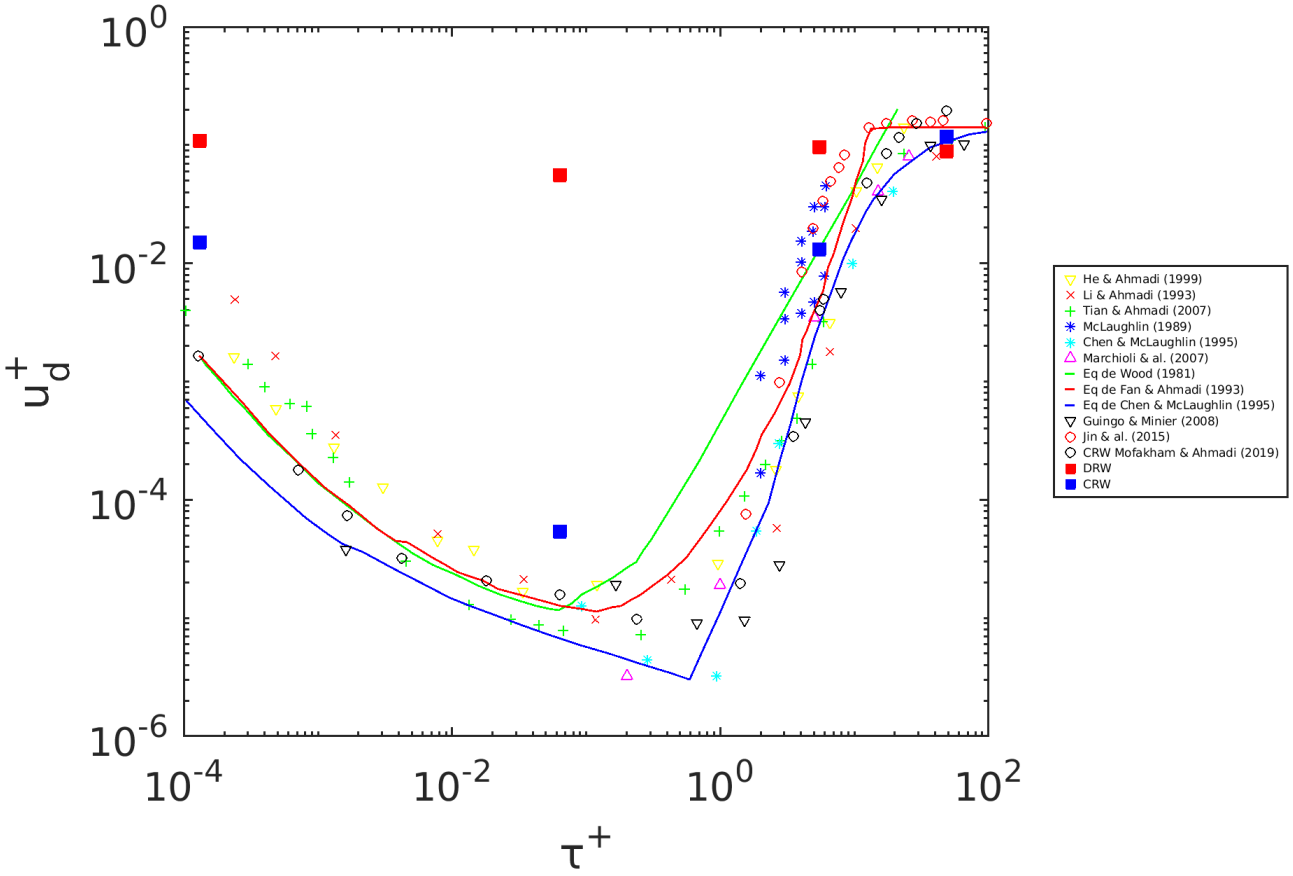


Figure 46 : Comparaison entre les vitesses de dépôt adimensionnelles prédites par les modèles DRW et CRW et les différentes références numériques, expérimentales et empiriques

À partir de la Figure 46, il est constaté que le modèle DRW surestime les vitesses de dépôt jusqu'à trois ordres de grandeur, en raison d'une surestimation de la concentration de particules près de la paroi. Cette différence est particulièrement prononcée pour les particules de taille 1 µm. En revanche, pour les particules de 10 nm et 10 µm, la surestimation est moins marquée. En introduisant le modèle CRW basé sur l'équation de Langevin avec un terme correcteur de la dérive, les résultats sont nettement améliorés, tant pour les petites que pour les grosses particules, et se rapprochent des modèles empiriques fondés sur l'approche théorique de la diffusion. À partir de la taille de 30 µm, les prédictions des deux modèles deviennent similaires en ce qui concerne la vitesse de dépôt.

2.2.4. Conclusion

Cette étude a permis d'évaluer la performance de deux modèles de dispersion turbulente, le modèle DRW (Discrete Random Walk) et le modèle CRW (Continuous Random Walk) normalisé, dans la simulation de la déposition de particules dans un écoulement turbulent. Les simulations ont porté sur une large gamme de tailles de particules, allant de 10 nm à 30 µm, en examinant divers aspects tels que la concentration normalisée, la répartition des particules et les vitesses de déposition.

Les résultats montrent que le modèle CRW normalisé, avec l'introduction d'un terme de correction de dérive basé sur l'équation de Langevin, présente une meilleure précision que le modèle DRW, notamment pour les particules de taille (10 nm à 10 µm). Le modèle DRW, bien qu'acceptable pour certaines tailles de particules, surestime souvent la concentration de particules près des parois, entraînant une surestimation des vitesses de dépôt, en particulier pour les particules d'une taille supérieure à 1 µm. Cette surestimation est nettement atténuée avec le modèle CRW, qui produit des résultats plus conformes aux références numériques, expérimentales et aux modèles empiriques.

Pour les particules de grande taille (30 µm), les deux modèles produisent des résultats similaires, avec une accumulation due à la grande inertie des particules. En revanche, pour les petites particules, le modèle CRW permet une meilleure représentation de la dispersion et du dépôt, en se rapprochant des résultats théoriques de la diffusion turbulente.

Enfin, le modèle CRW s'avère plus précis et adapté pour prédire la dispersion et le dépôt des particules dans un écoulement turbulent, en particulier lorsque les effets de la turbulence anisotrope et la dérive des particules sont importants. Le modèle DRW, bien qu'utile dans certains cas (pour des particules de taille inférieure à 1 µm), présente des limitations pour les particules de grande taille en raison de sa tendance à surestimer la concentration près des parois.

Dans la prochaine partie, les modèles développés seront appliqués au cas d'une chaudière biomasse. Des essais expérimentaux spécifiques à cette configuration seront réalisés afin de recueillir des données comparatives. Ces données expérimentales serviront à valider les modèles numériques et à évaluer leur précision dans un environnement réel.

DEUXIEME PARTIE : APPLICATION SUR CHAUDIERE BIOMASSE



Chapitre 3 : Caractérisation des émissions polluantes en cheminée

Table des matières

3.1. Etat de l'art sur les émissions de la combustion biomasse 78
3.1.1. Caractéristiques des particules 81
3.1.1.1. Description des particules de suies 81
3.1.1.2. Définitions des diamètres des particules 83
3.1.2. Méthodes de mesure des particules 87
3.1.2.1. Méthodes basées sur les propriétés aérodynamiques 87
3.1.2.2. Méthodes basées sur les propriétés optiques 88
3.1.2.3. Méthodes basées sur la mobilité électrique 89
3.2. Instrumentation de la chaudière biomasse 90
3.2.1. Description des points de mesure dans la cheminée 92
3.2.2. Mesures aérothermiques 95
3.2.3. Mesures des émissions gazeuses 97
3.2.4. Mesure des émissions particulaires 98
3.2.4.1. Système de dilution des particules fines 99
3.3. Campagne de mesure 100
3.3.1. Protocole expérimental 100
3.3.2. Caractérisation de l'écoulement dans la cheminée 101
3.3.2.1. Mesure de la température 101
3.3.2.2. Mesure de la vitesse 102
3.3.3. Mesures des émissions gazeuses 104
3.3.4. Mesures des émissions particulaires 106
3.3.4.1. Mesures de concentration des particules 106
3.3.4.2. Mesures de diamètre des particules 109
3.4. Conclusion 110

Chapitre 3. Caractérisation des émissions polluantes en cheminée

Ce chapitre expérimental est structuré en trois sections principales. La première partie présente un état de l'art des émissions liées à la combustion de la biomasse, en examinant les principales sources de particules fines ainsi que leurs caractéristiques. Les méthodes de mesure des particules y sont également décrites, fournissant une analyse des outils et techniques employés pour quantifier ces émissions. Dans un second temps, une instrumentation d'une cheminée associée à la chaudière CEBIC est effectuée avec une attention particulière est portée à la description des points de mesure dans la cheminée, ainsi qu'aux mesures aérothermiques et aux émissions gazeuses. Un focus spécifique est également mis sur la caractérisation des émissions particulaires. Enfin, une campagne de mesures a été conduite. Cette campagne se déroule en deux phases : la première lorsque la chaudière est à l'arrêt (OFF), en imposant un débit d'air dans la conduite de la cheminée, sans production de particules ; la deuxième lors de son fonctionnement en régime nominal (ON), où les fumées issues de la combustion sont chargées en particules de suie. Les résultats couvrent les mesures des émissions gazeuses et particulaires, ainsi que la concentration et le diamètre des particules fines.

3.1. Etat de l'art sur les émissions de la combustion biomasse

En raison de la diminution des combustibles fossiles et de l'intensification des restrictions environnementales, la recherche de nouvelles sources d'énergie est devenue nécessaire. L'énergie de la biomasse est une alternative intéressante en raison de ses avantages économiques et environnementaux, tels que la sécurité énergétique, le développement économique, et la réduction des déchets agro-industriels. La biomasse constitue une source d'énergie renouvelable qui permet de compenser les émissions de CO_2 générées lors de sa combustion grâce à la croissance des plantes [105] (cf. Figure 47).

La biomasse joue un rôle majeur dans la production d'électricité et le chauffage tout en aidant à réduire les émissions de gaz à effet de serre. Cependant, son impact sur la santé humaine et la qualité de l'air suscite des préoccupations [5,11,106], notamment en raison des polluants émis tels que le monoxyde de carbone, les oxydes d'azote (NOx), les composés organiques volatils (COV) [107–109] et les particules fines [107]. Ces particules, issues de la combustion, sont particulièrement nocives pour la santé et l'environnement, soulevant des questions sur les véritables avantages environnementaux de la biomasse [5,110].

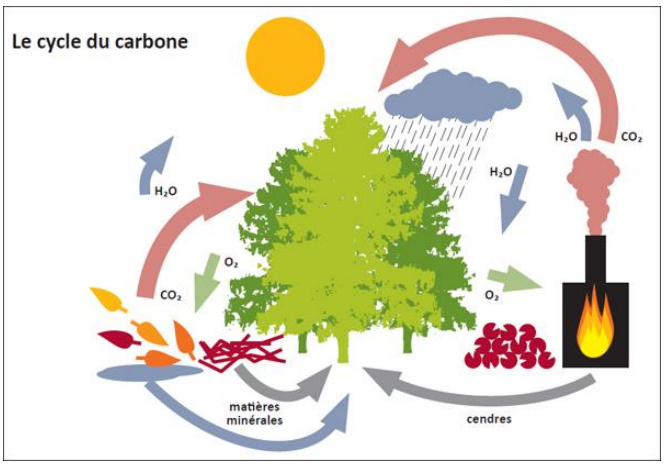


Figure 47 : cycle du carbone [111]

Des recherches récentes se sont concentrées sur la formation et les émissions de particules dans les foyers de chaudières biomasse, afin d'évaluer leur impact sur la santé et le climat [107,108,112,113]. Ces études, menées dans des chaudières domestiques, ont exploré les effets des conditions d'exploitation, de la conception du foyer, de la charge, de l'excès d'air et de la composition de la biomasse [112,113]. Les résultats suggèrent que l'optimisation de la combustion peut réduire les émissions de particules en améliorant la conception du foyer et en allongeant le temps de combustion. Toutefois, peu d'études se sont intéressées à l'effet du transport des particules dans la cheminée. A. Williams et al. [5] ont analysé les polluants issus de la combustion de la biomasse solide, notamment les NOx, SOx, hydrocarbures et particules métalliques. K. Křůmal et al. [14] ont réalisé une comparaison des émissions de divers types de chaudières, incluant des systèmes anciens (à surchauffe et à combustion descendante) et modernes (automatiques et à gazéification), alimentées par plusieurs combustibles (lignite, houille, bois sec et humide, granulés de bois, briquettes de lignite). Leurs résultats ont montré que les chaudières anciennes produisaient des concentrations plus élevées en monoxyde de carbone (CO), en particules fines, et en hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP), tandis que les chaudières modernes, en particulier celles automatiques, présentaient un impact environnemental réduit, avec des émissions significativement plus faibles en particules et en composés organiques particulaires. L. S. Johansson et al. [114] ont étudié les émissions de sept chaudières utilisant des bûches ou des granulés de bois, comparées à celles de chaudières à fioul. Ils ont observé que les chaudières à bois plus anciennes émettaient des concentrations de particules environ 180 fois plus élevées que celles des systèmes modernes, avec des particules ayant une taille moyenne de 130 nm pour ces dernières. S. Bejaoui et al. [105] ont analysé les émissions particulaires d'une chaudière biomasse en fonction de divers paramètres opératoires, notamment la charge, la conception de la chambre de combustion, l'excès d'air, et la composition de la biomasse. En utilisant la technique de l'incandescence induite par laser à large bande (LII), ils ont observé que la taille des particules en phase transitoire atteignait environ 45 nm, puis se stabilisait à 35 nm en régime stationnaire, avec des fractions volumiques de suie atteignant 160 ppb (milieu dilué). Cette étude a montré la nécessité de suivre le signal LII sur tout le diamètre de la cheminée afin de comparer la fraction volumique de suie émise et la quantité de concentration de poussières/cendres volantes. Enfin, A. Martinez [115] a étudié l'effet de différents types de biomasse (bois, miscanthus, paille) sur les émissions de gaz et de particules. Le bois s'est révélé être le combustible le moins émissif, avec des particules dont la taille variait entre 50 et 80 nm.

Au sein de notre équipe de recherche, des études ont été menées sur plusieurs chaudières biomasse. F. Mameri [116] a travaillé sur la caractérisation et la modélisation d'une unité de micro-cogénération biomasse qui se compose d'une chaudière domestique à pellets, d'un moteur à air chaud de type Ericsson et d'un échangeur air–gaz brûlés inséré dans la chambre de combustion de la chaudière, en utilisant des modèles dynamiques 0D. Des mesures d'émissions polluantes (dioxyde de carbone, oxygène, monoxyde de carbone et oxydes d'azote) ont été conduites dans la cheminée et dans le foyer de la chaudière et comparées aux normes existantes. X. Zhu [117] a travaillé sur la quantification des caractéristiques de combustion et les émissions polluantes issues de la combustion de pellets de bois naturel et de pellets torréfiés dans la chambre de combustion et dans la cheminée d'une seconde chaudière biomasse qui a été utilisée

dans le cadre de cette thèse. Cette étude est basée sur le contrôle de tous les paramètres de combustion (air entrant primaire et secondaire, débit de pellets, puissance de la chaudière). La technique optique LII a été utilisée en cheminée pour quantifier la formation des particules de suie.

En parallèle, de nombreuses recherches récemment ont été menées pour simuler numériquement la combustion de la biomasse, les émissions particulaires associées ainsi que leur formation. Ces études utilisent diverses approches et modèles de dynamique des fluides numériques (CFD), en particulier la méthode de la phase discrète (DPM). Cependant, très peu d'études se sont intéressées à l'effet de la dispersion turbulente sur la déposition des particules de biomasse. D'autres travaux ont exploré la méthode des éléments discrets (DEM), mais cette dernière présente un inconvénient majeur, à savoir un temps de calcul extrêmement long, en particulier lorsque le nombre de particules est élevé. Zahirovic et al. [118] ont utilisé la méthode des phases discrètes (DPM) dans FLUENT pour analyser la formation de scories dans une chaudière à biomasse, attribuant ce phénomène aux particules chaudes frappant les parois. Bien que le modèle soit efficace pour simuler la combustion de biomasse, des améliorations sont nécessaires pour affiner les prédictions concernant la combustion et la formation de dépôts de cendres. Gomez et al. [119] ont comparé la simulation de la combustion dans une chaudière domestique commerciale à biomasse avec des mesures expérimentales en analysant les trajectoires lagrangiennes des particules. Les résultats ont montré que le modèle numérique donne des prédictions raisonnablement bonnes de la chaleur transférée, de la température des gaz de combustion, du coefficient d'excès d'air et des émissions de CO_2. Cependant, le modèle sous-estime les concentrations de CO, probablement en raison des mécanismes de réaction des gaz trop simplifiés employés dans la simulation. Wiese et al. [120] ont utilisé la méthode des éléments discrets (DEM) pour étudier la combustion des granulés de bois dans des systèmes de chauffage domestique. Cette méthode leur a permis de suivre toutes les particules individuelles en réaction, tout en modélisant la phase fluide à l'aide d'un modèle de milieu poreux dans Ansys Fluent. Ils ont pris en compte divers paramètres, tels que la distribution de la taille des granulés. Leurs résultats ont montré que l'optimisation de la distribution spatiale des espèces gazeuses libérées par le lit de combustible pourrait réduire les émissions de CO. Ces conclusions sont cohérentes avec les données expérimentales et renforcent la fiabilité des méthodes lagrangiennes. W. P. Adamczyk et al. [121] ont étudié l'écoulement gaz-solide dense combiné à la combustion dans une chaudière industrielle à lit fluidisé circulant (LFC) en utilisant une approche hybride Euler-Lagrange dans ANSYS FLUENT. La comparaison entre les résultats numériques et les données expérimentales a démontré l'efficacité de l'approche hybride pour modéliser les processus de combustion dans les chaudières LFC.

Une des approches couramment utilisées pour simuler les particules de suie issues de la combustion de la biomasse est le modèle d'équilibre de population monodispersé (MPBM). M. R. Kholghy et al. [122] ont développé un modèle MPBM capable de simuler la formation des agglomérats de suie à partir de seulement trois équations : celles des concentrations molaires totales en carbone (C), du nombre d'agglomérats (N), et de leur surface (A). Le modèle prend en compte la polydispersité des agglomérats en ajustant leur fréquence de collision en fonction de la distribution de taille auto-préservée, basée sur le diamètre de giration en régime

moléculaire libre. Les agglomérats sont caractérisés par des lois d'échelle issues de simulations détaillées par éléments discrets (DEM). La précision du MPBM est comparable à celle des simulations CFD pour des écoulements laminaires, et son extension aux écoulements turbulents nécessite des recherches supplémentaires.

3.1.1. Caractéristiques des particules

Pour l'évaluation de la qualité de l'air, les particules sont classées en fonction de leur diamètre aérodynamique, défini comme le diamètre d'une sphère hypothétique ayant des propriétés aérodynamiques équivalentes. Les particules d'un diamètre inférieur à 10 μm sont appelées PM_{10}. Les particules plus fines, telles que les $PM_{2,5}$ et PM_1, présentent des diamètres respectifs inférieurs à 2,5 et 1 μm.

Les premières recherches se sont principalement concentrées sur les PM_{10}, mais ces dernières années, l'attention s'est davantage portée sur les $PM_{2,5}$, communément appelées « particules fines ». De nos jours, les particules ultrafines (UF, $PM_{0,1}$), dont le diamètre est inférieur à 0,1 μm, suscitent un intérêt croissant en raison de leur danger pour la santé humaine, car elles peuvent pénétrer plus profondément dans l'organisme.

3.1.1.1. Description des particules de suies

Ces particules sont issues de la formation initiale des premiers cycles des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP). À des températures suffisamment élevées, les hydrocarbures aromatiques et aliphatiques subissent une fragmentation, et les fragments ainsi formés se polymérisent. Lors de la phase suivante, la taille des composés HAP augmente, atteignant des concentrations élevées. Ce processus conduit à la formation de noyaux de suie par nucléation. Finalement, les réactions de surface, ainsi que les phénomènes de coagulation et d'agglomération, contribuent à l'augmentation de la taille de ces particules [123]. La Figure 48 illustre les différentes étapes de l'évolution des particules de suie.

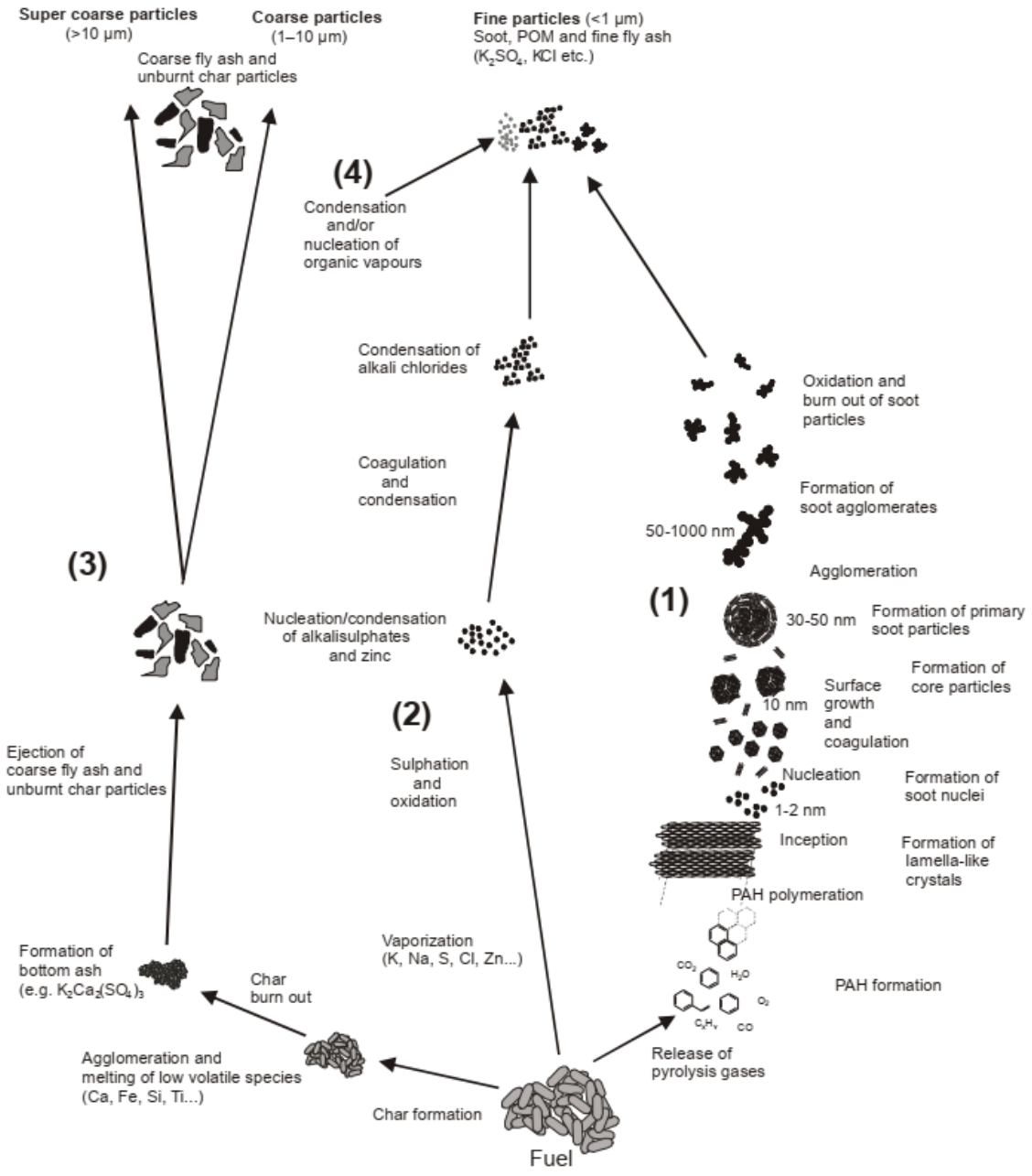


Figure 48 : Illustration du processus de formation de la suie (1), des cendres fines (2), des particules grossières (3) et de la matière organique particulaire (MOP) (4) lors de la combustion de bois [123]

- **Masse volumique effective**

La masse volumique effective (ρ_{eff}) est un paramètre qui relie la masse d'une particule à son volume, lequel est déterminé à partir du diamètre de mobilité électrique, selon l'équation (83) :

$$\rho_{eff} = \frac{m_p}{\frac{\pi}{6} d_{me}^3} \tag{83}$$

Ce paramètre permet d'établir une corrélation entre le diamètre aérodynamique et le diamètre de mobilité électrique de la particule, facilitant ainsi l'analyse de son comportement en fonction de ses propriétés physiques.

3.1.1.2. Définitions des diamètres des particules

Les agglomérats de suie sont constitués de particules carbonées non sphériques, reliées par des liaisons chimiques ou physiques. Cependant, pour simplifier leur étude, il est plus approprié de les modéliser comme des sphères équivalentes présentant des propriétés physiques similaires à celles de particules non sphériques, en utilisant un diamètre équivalent. La structure fractale de ces agglomérats résulte de la formation à partir de petites sphères de diamètre d_p, créant ainsi les agglomérats. La taille globale de la particule peut, par exemple, être définie par le diamètre de giration d_g (cf. Figure 49). Dans la littérature, les agglomérats sont généralement caractérisés par le nombre de particules primaires n_p et le diamètre de mobilité électrique d_{me}. Ces trois paramètres sont liés par l'équation (90) donné par [126].

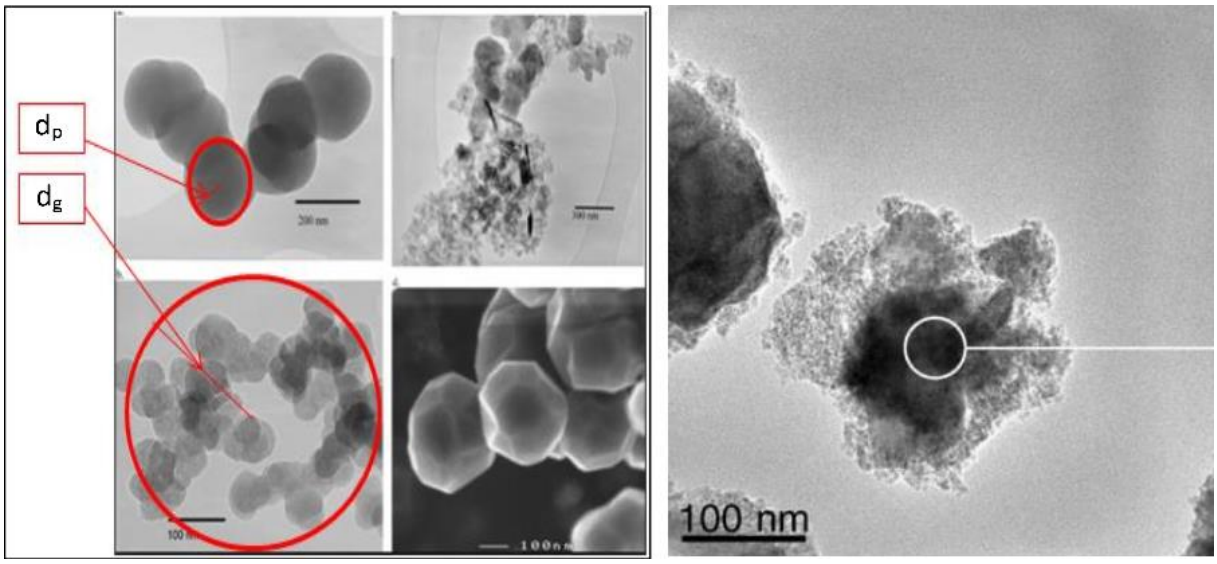


Figure 49 : Diamètres des particules de suie agglomérées [115]

$$d_g = \begin{cases} \dfrac{d_{me}}{n_p^{-0,2}} + 0.4 & \text{si } n_p > 1,5 \\ \dfrac{d_{me}}{1,29} & \text{si } n_p \leq 1,5 \end{cases} \quad (84)$$

- **Diamètre de mobilité électrique**

Le diamètre de mobilité électrique fait référence au diamètre d'une particule sphérique ayant la même mobilité électrique et la même vitesse de migration dans un champ électrique constant que la particule étudiée, ainsi que les mêmes propriétés de translation que l'agglomérat. Ce diamètre est obtenu en réalisant un bilan des forces entre la force électrique exercée par un champ constant sur les charges nettes de la particule et la force de traînée à laquelle elle est soumise. Ce diamètre est donné par l'équation suivante [124] :

$$d_{me} = d_p \,.\, n_p^{0,45} \tag{85}$$

La Figure 50 présente un schéma des différents diamètres au sein d'un agglomérat de suie composé de 16 particules primaires. Le diamètre des particules primaires d_p est supposé identique au sein de chaque agglomérat.

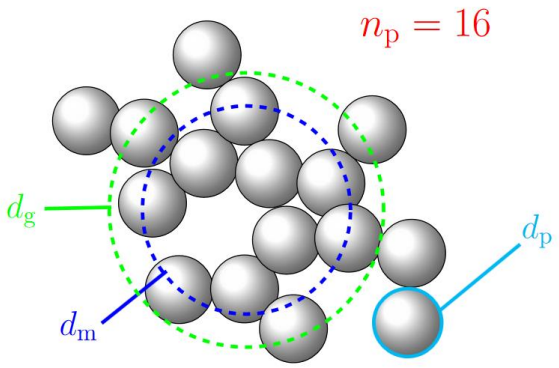


Figure 50 : Schéma d'un agglomérat de suie avec $n_p = 16$ particules sphériques [124]

En plus du diamètre de mobilité électrique, il existe d'autres définitions de diamètres utilisés pour décrire les particules, en particulier, le diamètre aérodynamique (cf. Figure 51) et le diamètre optique.

- **Diamètre optique**

Le diamètre optique, couramment employé pour mesurer les particules en suspension dans un fluide, désigne la taille d'une particule en fonction de sa réponse à un signal optique. Il correspond à la taille d'une particule sphérique idéale qui disperserait la lumière de façon identique à celle de la particule réelle observée.

Cette mesure est généralement obtenue à l'aide de méthodes d'analyse optique telles que la diffusion de la lumière ou la spectrométrie, qui permettent de convertir le signal en un diamètre équivalent. Le diamètre optique est particulièrement utile dans les études d'aérosols, car il permet d'estimer la distribution de taille des particules en fonction de leur interaction avec la lumière.

- **Diamètre aérodynamique**

Le diamètre aérodynamique correspond au diamètre d'une particule sphérique de masse volumique unitaire (1 g/cm^3) ayant la même vitesse de sédimentation ou les mêmes propriétés aérodynamiques que la particule réelle. Ce diamètre est une mesure qui permet de caractériser la taille d'une particule en fonction de son comportement dans un écoulement d'air.

- **Diamètre de Stokes**

Le diamètre de Stokes correspond au diamètre d'une particule sphérique qui aurait la même vitesse de sédimentation (ou de décantation) sous l'effet de la gravité dans un fluide que la particule réelle, en se conformant aux lois de Stokes applicables aux petites particules. Ce diamètre est une mesure qui caractérise la taille d'une particule en suspension dans un fluide, en prenant en compte sa résistance au mouvement dans le milieu.

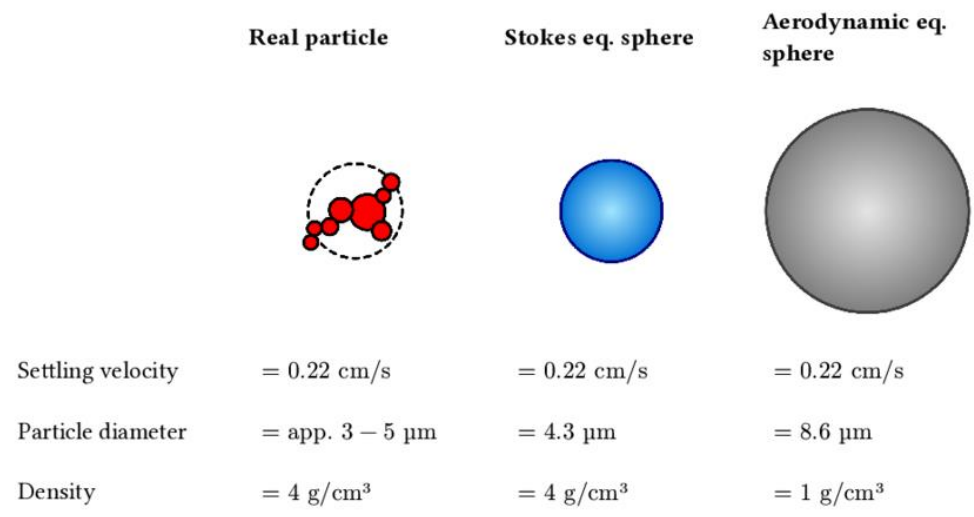


Figure 51 : Différents définitions du diamètre équivalent [125]

Le diamètre aérodynamique et le diamètre de mobilité électrique d'une même particule diffèrent généralement. Cet écart s'explique par la différence entre la masse volumique effective de la particule et la masse volumique de référence (*1 g/cm*^{3}), ainsi que par la morphologie non sphérique de certaines particules. Ces deux diamètres sont reliés par la masse volumique effective et le coefficient de Cunningham correspondant.

La relation entre ces deux diamètres est exprimée par l'équation suivante [126] :

$$\rho_{eff}\, d_{me}^2\, C_c(d_{me}) = \rho_a\, d_a^2\, C_c(d_a) \tag{86}$$

Où :

d_a représente le diamètre aérodynamique de la particule (m),

$\rho_a = 1\ g/cm^3$ la masse volumique de référence.

A. Martinez [115] a étudié la relation empirique entre la masse volumique effective et le diamètre des particules. Les résultats obtenus sont illustrés dans la Figure 52, où la courbe rouge représente le modèle empirique utilisé pour estimer la masse volumique effective, tandis que les points noirs correspondent aux valeurs expérimentales :

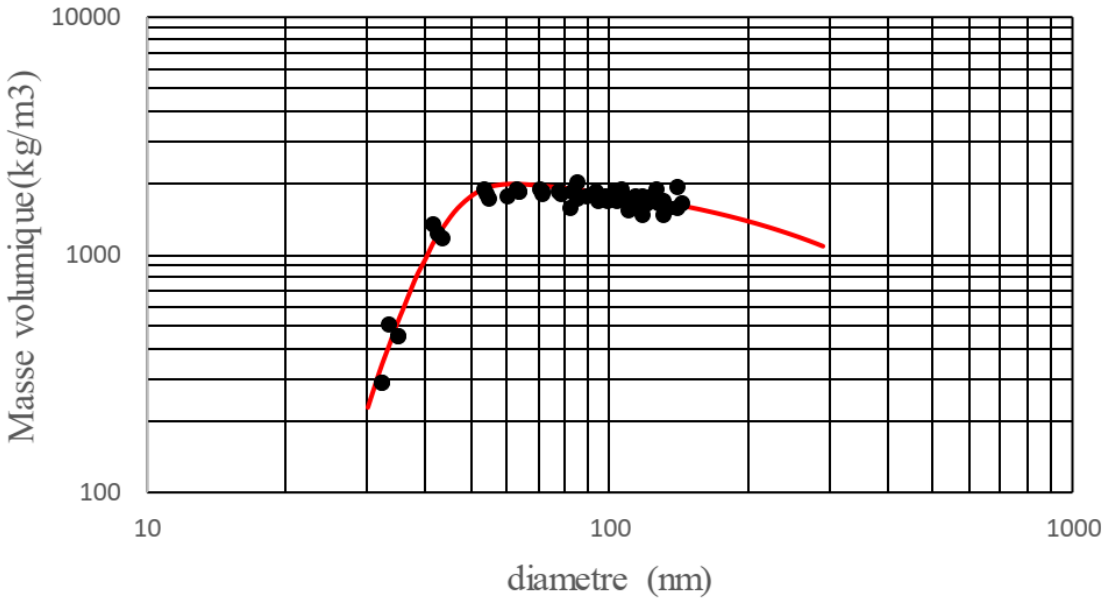


Figure 52 : Variation de la masse volumique effective en fonction du diamètre des particules [115]

A. Martinez a ensuite déterminé une relation empirique entre le diamètre aérodynamique et le diamètre de mobilité électrique en comparant les distributions de tailles obtenues par SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) et ELPI (Electrical Low Pressure Impactor). Le SMPS mesure le diamètre de mobilité électrique tandis que l'ELPI fournit le diamètre aérodynamique.

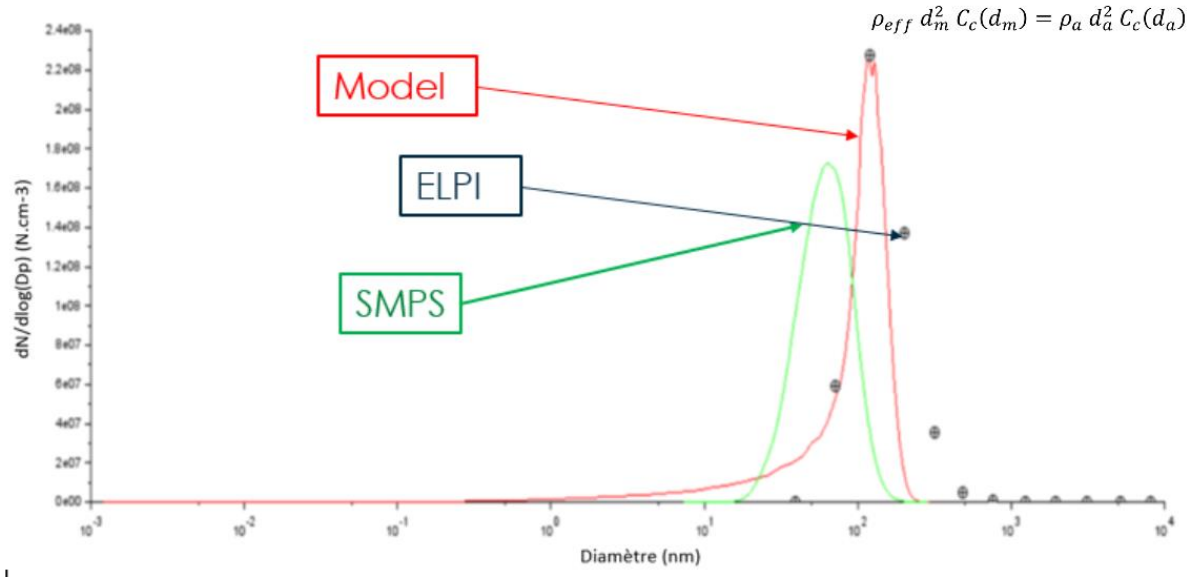


Figure 53 : Valeurs du diamètre aérodynamique calculées avec le modèle de conversion à partir du diamètre de mobilité électrique mesuré par le SMPS et comparées au diamètre aérodynamique mesuré par l'ELPI [115]

La Figure 53 montre la comparaison entre la distribution obtenue par SMPS, exprimée en termes de diamètre de mobilité électrique (courbe verte), et celle mesurée par l'ELPI,

exprimée en diamètre aérodynamique (points). La courbe rouge illustre la conversion de la distribution SMPS en distribution ELPI à l'aide de l'équation (86). Un excellent accord a été observé entre les diamètres aérodynamiques mesurés et ceux obtenus par la transformation de la distribution SMPS, en particulier pour les particules dont le diamètre est compris entre 10 et 160 nm.

3.1.2. Méthodes de mesure des particules

Il existe diverses méthodes et dispositifs de mesure des particules, dont le choix dépend des conditions opératoires et des caractéristiques des particules elles-mêmes. Ces instruments permettent de mesurer plusieurs paramètres, tels que la concentration massique, la taille des particules, et la concentration en nombre de particules. Les techniques de mesure des particules d'aérosols se répartissent en trois grandes catégories basées sur des principes fondamentaux : aérodynamique, optique, et mobilité électrique. Chaque méthode offre une caractérisation particulière des particules, en fonction de leurs propriétés physiques spécifiques. Ci-dessous une présentation de ces différentes approches :

3.1.2.1. Méthodes basées sur les propriétés aérodynamiques

Ces techniques reposent sur l'analyse du comportement des particules lorsqu'elles se déplacent dans un flux d'air, principalement en fonction de leur taille aérodynamique. Les dispositifs les plus étudiés et utilisés sont les impacteurs [127] dont le principe est représenté sur la Figure 54. Ils sont basés sur les propriétés d'inertie des aérosols.

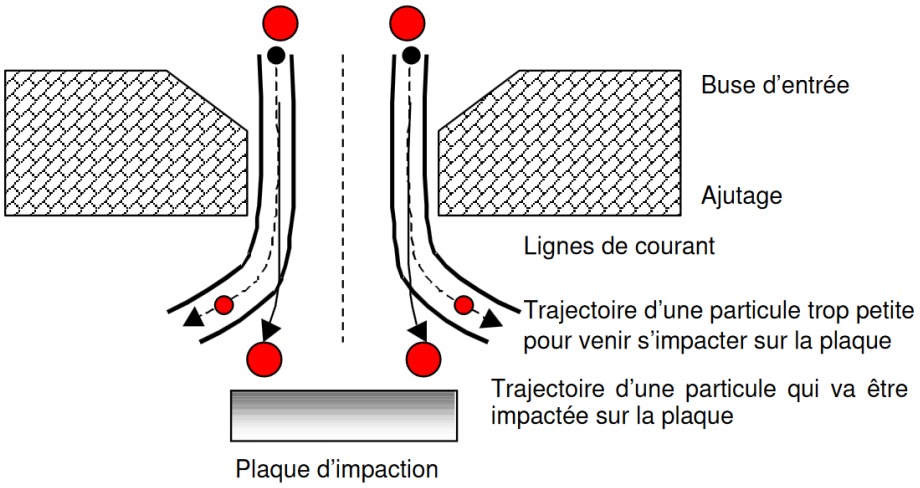


Figure 54 : Schéma de fonctionnement d'un impacteur sur un étage [128]

Une des techniques est l'ELPI (Electrical Low-Pressure Impactor). Il s'agit d'un instrument intrusif qui combine la classification des particules par impact aérodynamique et la mesure de la charge électrique. Les particules sont classées selon leur taille en traversant plusieurs étages d'impact, chaque étage étant équipé d'un capteur électrométrique mesurant la charge transportée. Cela permet de mesurer simultanément la concentration en particules et leur distribution en taille, couvrant une large gamme allant de 6 nanomètres à 10 microns.

3.1.2.2. Méthodes basées sur les propriétés optiques

Ces techniques exploitent l'interaction des particules avec la lumière (diffusion, absorption) pour en déterminer la taille, la concentration, ou d'autres caractéristiques. Voici deux exemples :

- **LII (Laser-Induced Incandescence) :**

L'incandescence induite par laser (LII) est une technique non-intrusive très sensible permettant de mesurer la fraction volumique des particules de suie dans les flammes et les fumées [129]. Le principe de cette méthode repose sur le chauffage rapide des particules à l'aide d'un laser pulsé et sur le rayonnement thermique postérieur. Le rayonnement isotrope qui suit est proportionnel à l'émission du corps noir modifiée par l'émissivité spectrale des particules. Le signal LII s'exprime en fonction de la fraction volumique de suie [105]. La fraction volumique de suie peut également être obtenue par l'application d'une méthode d'étalonnage indépendante basée sur des techniques gravimétriques ou d'extinction de la lumière [105].

- **OPS (Optical Particle Sizer) :**

L'OPS dont le principe est représenté sur la Figure 55 est un instrument intrusif de la marque TSI qui permet de mesurer la concentration et les distributions de taille des particules en masse ou en nombre en temps réel. Il est équipé d'une pompe qui permet d'aspirer le gaz avec un débit de 1 L/min.

Son principe de fonctionnement réside sur le prélèvement d'un échantillon de particules qui rentre dans la chambre optique de l'instrument. Ces particules croisent le faisceau laser en créant une impulsion lumineuse. Quand cette intensité est détectée, l'angle et la fréquence permettent de mesurer la taille de la particule. L'OPS de type 3330 mesure très bien les faibles concentrations de particules jusqu'à 3000 particules/cm3. Des problèmes de superposition des impulsions peuvent apparaître pour des concentrations élevées, ce qui conduit à une sous-estimation du nombre de particules. La distribution de taille de particules est couverte par une plage de mesure qui varie de 0,3 à 10 µm. Elle est repartie sur des gammes, et représentée par un histogramme.

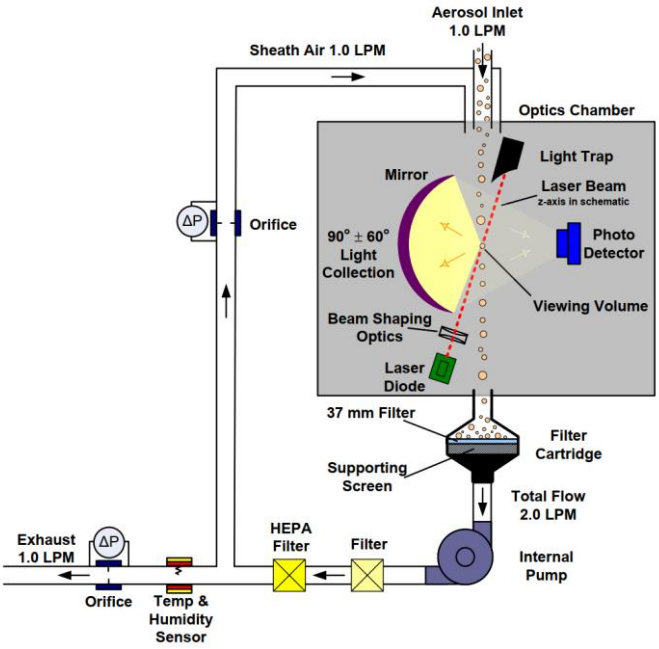


Figure 55 : Principe de mesure de l'OPS

3.1.2.3. Méthodes basées sur la mobilité électrique

Ces techniques se fondent sur la réponse des particules chargées à un champ électrique pour déterminer leur taille. Voici deux exemples :

- **SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) :**

Une autre technique de mesure est le SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) dont le principe de mesure repose sur la mobilité électrique des particules dans un écoulement. Il est composé d'un analyseur de mobilité électrique (DMA) couplé à un compteur de particules CPC. Le DMA scanne et classifie les aérosols en fonction de leur diamètre de mobilité électrique. Ensuite, chaque gamme de particules est envoyée sur le compteur qui calcule le nombre de particules par unité de volume (cm^3) associé à chaque gamme. La plage de mesure de particules est comprise entre 10 nm et 1 μm [131].

- **EEPS (Engine Exhaust Particle Sizer) :**

L'EEPS est un spectromètre de particules pour gaz d'échappement (Engine Exhaust Particle Sizer - EEPS 3090) (cf. Figure 56). Il s'agit d'un dispositif offrant plusieurs avantages par rapport aux autres instruments de mesure. Ce spectromètre haute résolution à réponse rapide est spécifiquement conçu pour quantifier les faibles concentrations de particules en nombre dans les gaz d'échappement dilués. Grâce à une résolution temporelle remarquable de 10 mesures par seconde, il est particulièrement adapté aux tests transitoires réalisés sur les chaudières à biomasse. L'EEPS permet de mesurer la distribution granulométrique et la concentration en nombre des particules émises lors de la combustion, à l'aide de 32 canaux couvrant une gamme de tailles allant de 5,6 à 560 nanomètres, correspondant à presque toutes les tailles d'intérêt [130]. Ce dispositif a déjà été utilisé dans de nombreuses études expérimentales portant sur la mesure des émissions de particules fines [131] [132].

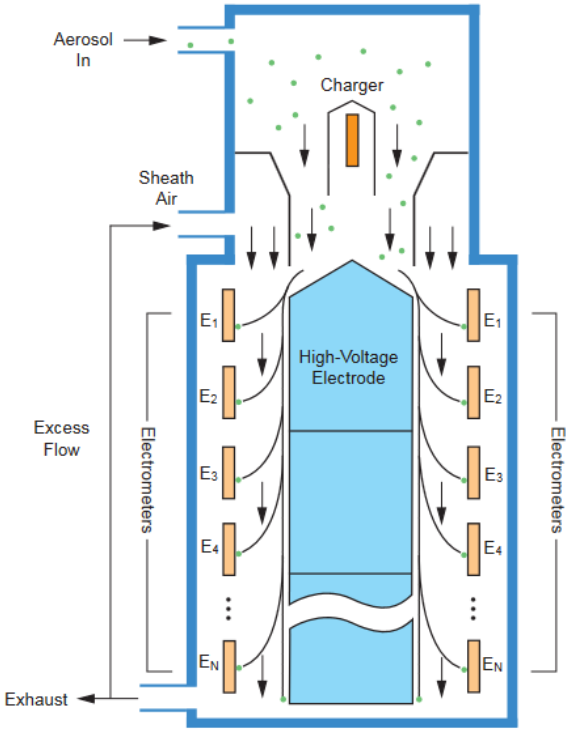


Figure 56 : Schéma du spectromètre EEPS [133]

Cet instrument de mesure prélève un flux continu d'échantillons à un débit de 10 l/min à travers son orifice d'entrée. Les particules sont d'abord soumises à un ioniseur corona négatif, suivi d'un ioniseur corona positif, afin de normaliser leur charge. Ensuite, elles traversent une colonne d'électrodes à haute tension entourée d'air filtré par un filtre HEPA. Un champ électrique positif est appliqué pour dévier les particules en fonction de leur mobilité électrique, les dirigeant vers des électromètres qui captent et mesurent leur charge. Ce dispositif utilise plusieurs détecteurs équipés de 22 électromètres sensibles, permettant de mesurer simultanément la concentration des particules de différentes tailles.

En résumé, dans le cadre de cette thèse, le choix s'est porté sur les méthodes basées sur la mobilité électrique pour la mesure des particules issues de la combustion de la biomasse, qui sont principalement des nanoparticules ultrafines. L'instrument choisi pour ces mesures est l'EEPS, disponible dans notre laboratoire.

3.2. Instrumentation de la chaudière biomasse

Le banc expérimental du LAMIH est composé d'une chaudière à combustion biomasse utilisant des pellets de bois, d'une installation hydraulique permettant de dissiper l'énergie thermique contenue dans l'eau et d'un circuit de fumées permettant d'extraire les émissions issues de la combustion du bois lors du fonctionnement de la chaudière.

La chaudière utilisée est une chaudière domestique de la marque KWB automatique à pellets de bois de puissance nominale de 10 kW (cf. Figure 57). Le foyer, de type volcan, est alimenté en pellets depuis la réserve en combustible par une vis sans fin. L'arrivée d'air au

niveau du foyer volcan est assurée par un ventilateur qui assure également l'alimentation en air secondaire.

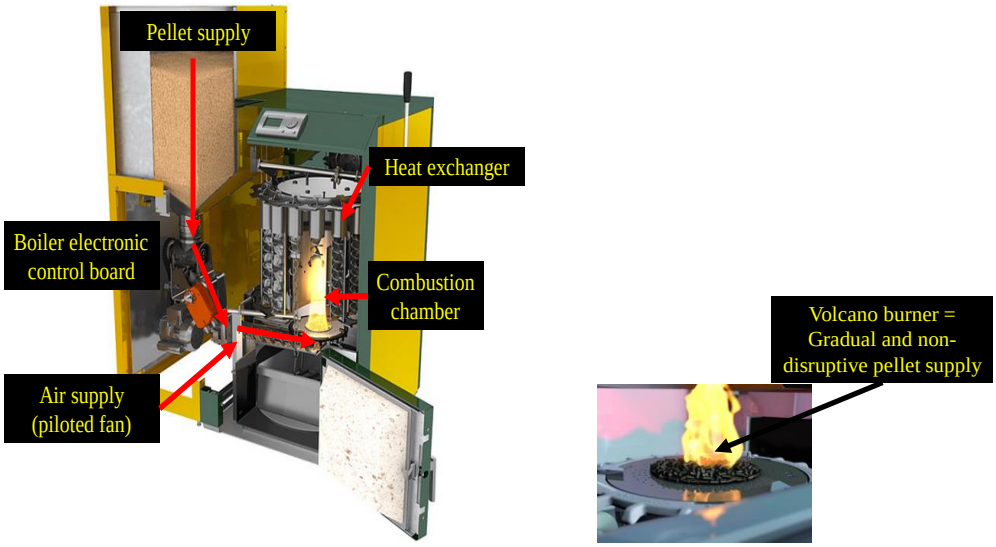


Figure 57 : La chaudière KWB avec les composants principaux

La chaudière est raccordée au niveau hydraulique sur les aérothermes présents sur la partie technique arrière des cellules d'essais. Le circuit complet (cf. Figure 58) a été conçu pour assurer la dissipation thermique du circuit d'eau de la chaudière en y associant les mesures de débits/températures ainsi que des sécurités (pressions/températures). Il permet de faire circuler l'eau dans l'échangeur gaz brûlés/eau et transporte la chaleur dans un échangeur relié à un aérotherme extérieur permettant de dissiper l'énergie thermique stockée. Un extracteur est placé en sortie de cheminée afin de pouvoir assurer l'extraction complète des fumées hors de la cellule d'essai.

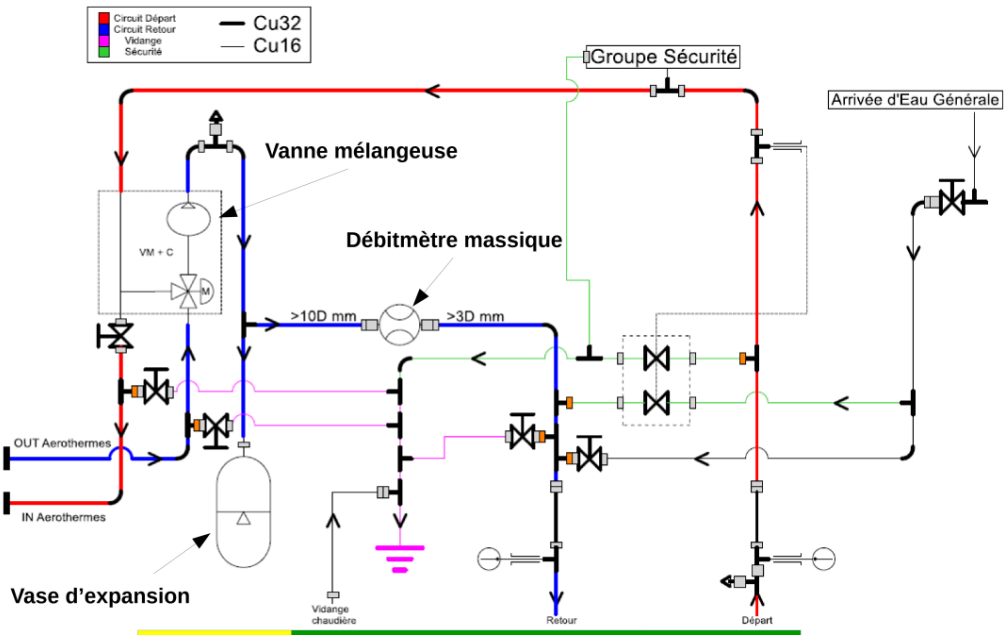


Figure 58 : Circuit hydraulique entre la chaudière et les aérothermes

La cheminée a été également instrumentée (cf. Figure 59) afin de pouvoir mesurer différentes grandeurs : débits, températures, hygrométrie, pression atmosphérique, vitesse et espèces chimiques dans la cheminée, particules de suie. L'ensemble des capteurs/analyseurs de gaz sont connectés à une centrale d'acquisition afin d'assurer à la fois une supervision du fonctionnement de la chaudière mais également d'enregistrer les différentes grandeurs à une fréquence de 1 Hz pour assurer le post-traitement des données via LabVIEW. Notre étude se concentre sur l'analyse des phénomènes au sein de la cheminée.

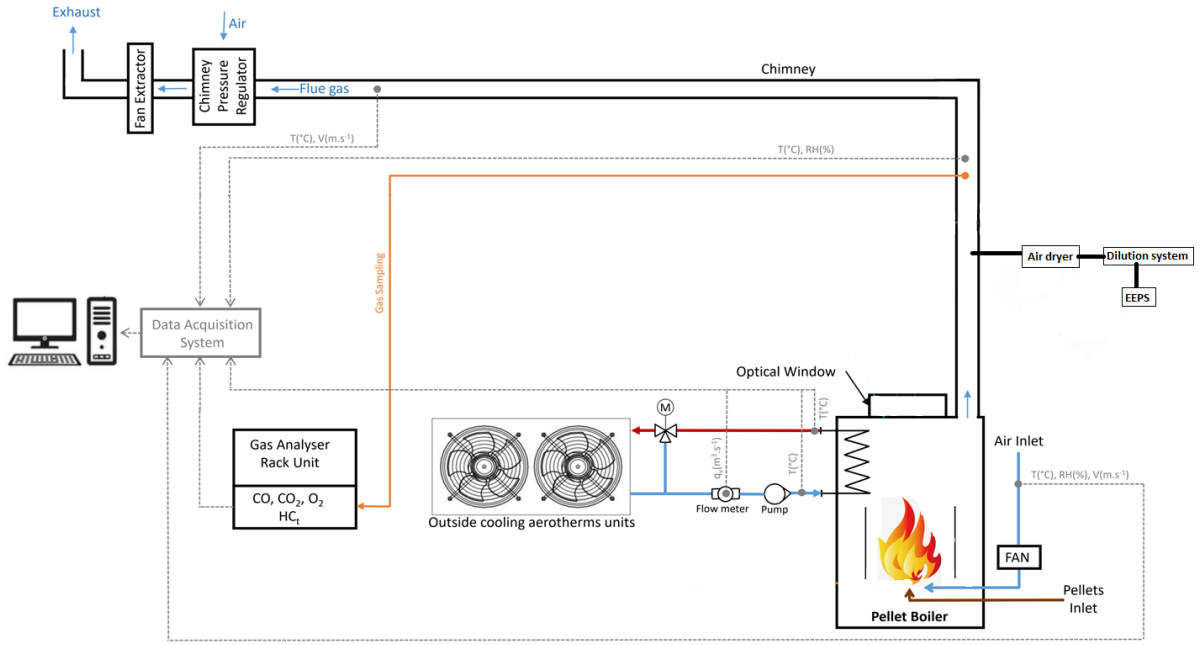


Figure 59 : Schéma de l'installation avec son instrumentation

3.2.1. Description des points de mesure dans la cheminée

Les Figure 60 et Figure 61 illustrent respectivement le domaine de mesure, qui correspond à la cheminée de la chaudière biomasse CEBIC, ainsi que les différents points de mesure et les dimensions de la cheminée.



Figure 60 : Cheminée de la chaudière biomasse CEBIC

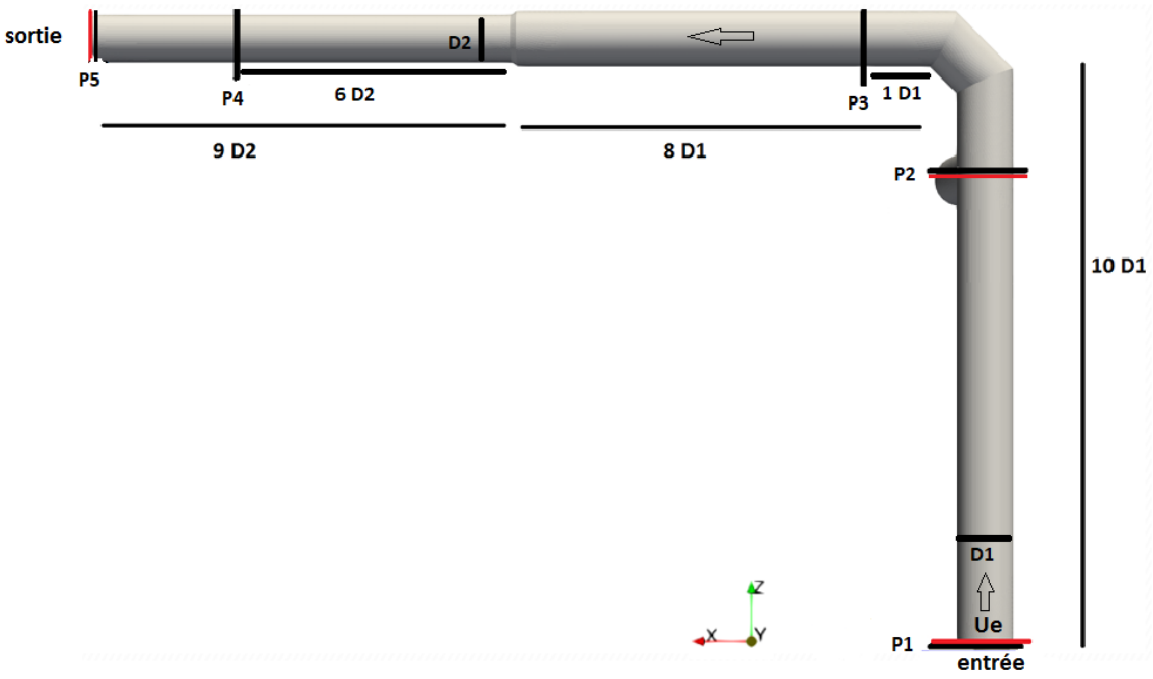


Figure 61 : Schéma représentant les différents points de mesures dans la cheminée

Les points de prélèvement correspondent à des emplacements bien précis dans la cheminée : P1 à l'entrée de la cheminée, P2 avant le coude, P3 après le coude, P4 à une distance de 33,3 cm de la sortie et P5 à la sortie elle-même (annexe 2). Les dimensions de la cheminée sont exprimées en multiples de ses diamètres caractéristiques : la section verticale a une hauteur de 10 fois le diamètre D1 (1,3 m), tandis que la section horizontale s'étend sur 8 fois D1, additionné de 9 fois D2 (2,04 m) (cf. Figure 62). Les paramètres mesurés aux différentes positions sont donnés dans le Tableau 3 :

Points de mesures	Paramètres sélectionnés
P1	Vitesse, température, émissions de particules
P2	Température, émissions de particules, émissions des gaz
P3	Vitesse, émissions de particules
P4	Vitesse, émissions de particules
P5	Température, débit du fluide (air ou fumée)

Tableau 3 : Emplacement de différents points de mesures effectuées

Les positions de mesure ont été choisies en tenant compte des contraintes d'écoulement ainsi que des types d'appareils de mesure disponibles. Il était essentiel d'effectuer des relevés à l'entrée (P1) et à la sortie (P4 et P5) (cf. Figure 62) pour analyser l'évolution de la température, les variations des profils de vitesse, ainsi que les différences de concentration des particules le long de la cheminée. Le point de mesure P3, situé après le coude, constitue également une zone d'intérêt particulier en raison de la singularité de l'écoulement à la sortie du coude.



(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 62 : Points de piquages pour les mesures expérimentales dans la cheminée : (a) P1 ; (b) P2 ; (c) P3 ; (d) P4 et P5

3.2.2. Mesures aérothermiques

Les mesures de la température des fumées et de l'air circulant dans la cheminée ont été effectuées à l'aide d'une sonde d'hygrométrie SHDI-150 (cf. Figure 63), ainsi que de thermocouples de type T, classe 1. La sonde d'hygrométrie a été placée en P5, tandis que les thermocouples ont été disposés aux positions P1 et P2. Les deux dispositifs de mesure ont été insérés jusqu'au centre de la conduite afin de capter de manière optimale les températures à ces différents points.

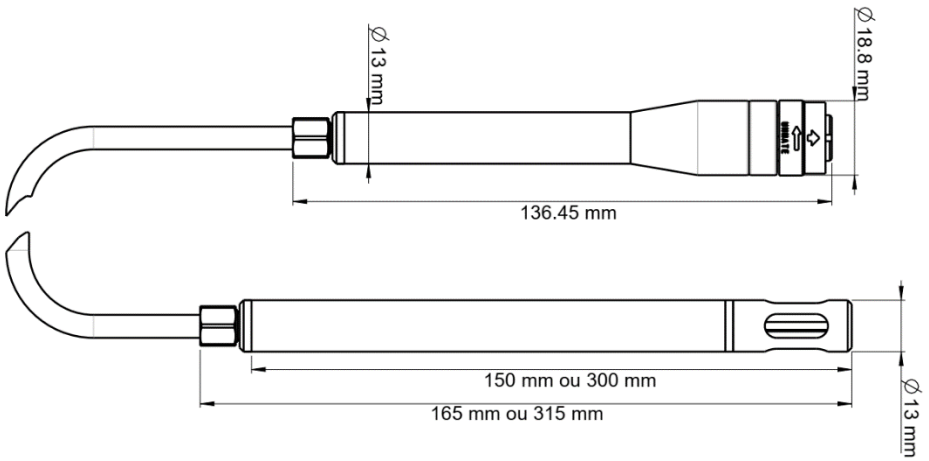


Figure 63 : Schéma technique de la sonde d'hygrométrie SHDI-150

En complément de la sonde, l'instrument de mesure KIMO C310 (*cf.* Figure 64) a été utilisé. Cet appareil a été connecté à la sonde pour effectuer les mesures d'humidité et de température du fluide.



Figure 64 : KIMO C310

La mesure de la vitesse de l'air dans la cheminée a été initialement réalisée avec un anémomètre à fil chaud KIMO CTV210 lorsque la chaudière était éteinte. Par la suite, un anémomètre à hélice (cf. Figure 65), équipé d'une hélice de 11 mm de diamètre, a été utilisé pour mesurer la vitesse de l'écoulement de l'air (chaudière arrêtée), ainsi que celle des fumées en présence de particules (chaudière en fonctionnement). L'inconvénient majeur de l'anémomètre à hélice réside dans le colmatage rapide des pales en raison des particules ultrafines, nécessitant un nettoyage fréquent de l'appareil. Le passage de l'anémomètre à fil chaud à celui à hélice a été motivé par la crainte que le fil chaud ne résiste pas à la présence de particules, risquant ainsi d'être endommagé. Les mesures avec ces deux instruments ont été effectuées aux positions P3 et P4.



Figure 65 : Appareils de mesure de la vitesse du fluide, à gauche : le fil chaud KIMO CTV210, à droite : Anémomètre à hélice de 11 mm de diamètre

Toutes les grandeurs mesurées sur l'installation sont listées dans le Tableau 4 avec les dispositifs et leurs caractéristiques principales (étendue de mesure, précision, dynamique).

Mesure	Dispositif de Mesure	Etendue de mesure	Précision	Dynamique
Tfumées en P1 et P2	Thermocouple type T classe 1	-40 °C à 350 °C	± 0,5 °C	1 Hz
P fluide	Micromanomètre DP-Calc 5825	-3735 à +3735 Pa	± 1 Pa	1 Hz
V fluide	Kimo CTV210	0 à 30 m/s	± 0,1 m/s	0,625 Hz
	Anémomètre à hélice	0,6 à 40 m/s	± 1 % pleine échelle ± 3 % valeur mesurée	1 Hz
H % fluide	KIMO C310 et sonde SHDI-150	0 à 100 % HR	0,1 % HR	1 Hz
Tfumées en P5		-40 °C à +180 °C	0,1 °C	1 Hz

Tableau 4 : Caractéristiques des mesures sur l'installation

3.2.3. Mesures des émissions gazeuses

La réaction de combustion de pellets de bois peut être écrite suivant l'équation suivante [116] :

$$\begin{aligned} C_{36,725}H_{71,6}O_{30,475} + 39{,}388\,(1+e_{air})\,(O_2 + 3{,}76N_2) \\ \rightarrow 36{,}725CO_2 + 35{,}8H_2O + 39{,}388e_{air}O_2 + 148{,}097(1+e_{air})N_2 \end{aligned} \quad (87)$$

Avec e_{air} : l'excès d'air qui dépend du fonctionnement de la chaudière biomasse

Une baie d'analyseurs (Environnement SA) mesurant les concentrations volumiques d'HCT, CO, CO_2, O_2 est reliée à la cheminée via une ligne de transfert chauffée et filtrée.

- Analyseur MIR9000

L'analyseur MIR9000 permet de mesurer en continu les émissions de CO_2 et CO par spectroscopie infrarouge, ainsi que la concentration en oxygène. Son principe de fonctionnement est basé sur la loi de Beer-Lambert, qui décrit l'absorption du gaz dans la cellule de mesure [134] :

$$\frac{l_{mir}}{lo_{mir}} = e^{-(kLC)_{mir}} \Longrightarrow C_{mir}\,\frac{1}{(kL)_{mir}}\,Ln^{-1}\left(\frac{l_{mir}}{lo_{mir}}\right) \quad (88)$$

Où :

l_{mir} : énergie reçue par le détecteur en présence de gaz dans la chambre de mesure,

lo_{mir} : énergie reçue par le détecteur en l'absence de gaz,

k_{mir} : coefficient dépendant du nature du gaz et de la longueur d'onde,

L_{mir} : longueur du trajet optique,

C_{mir} : concentration

- Analyseur Graphite 52M

L'analyseur GRAPHITE 52M permet de mesurer en continu les concentrations des hydrocarbures totaux (HCT), du méthane CH_4 et des hydrocarbures non méthaniques (HCnM). Cette mesure est basée sur le principe de détection par ionisation de flamme (FID). Le détecteur est alimenté par un mélange de 40 % H_2 - 60 % He et d'oxygène. Le mécanisme d'ionisation des hydrocarbures imbrûlés dans la flamme H_2/He se déroule en deux temps : le cracking des composés dans la zone centrale de flamme avec la formation de radicaux puis l'ionisation chimique au contact de l'oxygène. Le détecteur FID délivre un signal proportionnel au nombre d'atomes de carbone composant les hydrocarbures totaux. Pour réaliser une mesure sélective du méthane, les gaz traversent un four contenant un catalyseur dont la température est ajustée pour la conversion des hydrocarbures de C_2 à C_6. Les valeurs des concentrations des polluants gazeux sont données en temps réel [135].

Le Tableau 5 résume les caractéristiques des analyseurs de gaz avec leur étendue de mesure et précision :

Mesure	Dispositif de mesure	Technique de mesure	Etendue de mesure	Précision	Dynamique
O_2	ENVEA MIR9000	Spectroscopie infrarouge non dispersive	0 à 25 %	2 % de la PE	1 Hz
CO			0 à 5000 ppm	2 % de la PE	1 Hz
CO_2			0 à 20 %	2 % de la PE	1 Hz
HCT	ENVEA Graphite 52M	Détecteur à ionisation de flamme	0 à 10000 ppm	1 % de la PE	1 Hz

Tableau 5 : Caractéristiques des analyseurs de gaz

3.2.4. Mesure des émissions particulaires

La mesure des émissions particulaires est réalisée à l'aide de l'EEPS, mais avant leur introduction dans cet instrument, les particules sont d'abord acheminées à travers un déshumidificateur dans le but de réduire l'humidité des fumées (cf. Figure 66). Le maintien d'une faible humidité relative est important pour assurer la précision des mesures réalisées par cet instrument [64,136]. Après déshumidification des fumées, les particules sont dirigées vers un système de dilution qui permet de contrôler leur concentration avant l'analyse. Ce processus de dilution est essentiel pour éviter la saturation des capteurs de l'EEPS et garantir l'exactitude des résultats obtenus.



Figure 66 : Déshumidificateur pour séchage

3.2.4.1. Système de dilution des particules fines

Le système de dilution utilisé est le modèle 3332 de la marque TSI (cf. Figure 67), conçu pour gérer un débit d'un litre par minute. Ce dispositif permet de prévenir la saturation des électromètres en cas de concentrations de particules potentiellement trop élevées. Le diluteur réduit cette concentration d'un facteur de 100. Par la suite, les données obtenues sont corrigées en les multipliant par 100, afin de restituer la valeur réelle de la concentration des particules prélevées dans la cheminée.

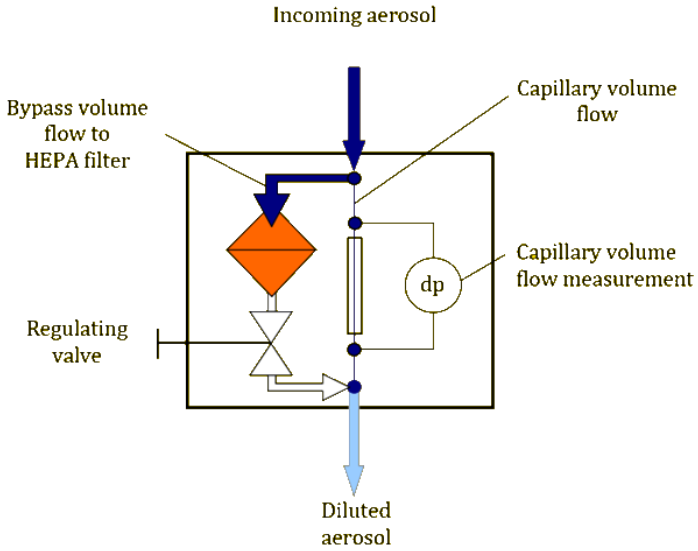


Figure 67 : Schéma du système de dilution modèle 3332 [137]

Le système dispose d'indicateurs lumineux permettant de surveiller en temps réel la chute de pression pour garantir une dilution correcte. En cas de déséquilibre des débits, signalé par une flèche rouge, un réglage manuel permet de rétablir les conditions optimales. Conçu pour limiter les pertes de particules, il peut traiter des particules de 5 nanomètres à 10

micromètres et ne nécessite pas de gaz comprimé pour fonctionner, le rendant adapté à diverses études sur les émissions [137].

3.3. Campagne de mesure

3.3.1. Protocole expérimental

La qualité de la combustion de la biomasse dépend étroitement des caractéristiques du type de pellets utilisés. Ce travail se concentre spécifiquement sur l'analyse des granulés de bois naturel, qui sont des cylindres de 6 à 8 mm de diamètre et de 3 à 40 mm de longueur. La granulation a pour objectif d'améliorer les propriétés de la biomasse en tant que combustible, notamment en augmentant sa densité et en améliorant son homogénéité. Par rapport aux combustibles traditionnels comme le bois de chauffage, les granulés de bois présentent des avantages notables, en particulier en terme de réduction des émissions de polluants et de particules fines [138]. Les normes européennes [139] imposent des critères physiques rigoureux pour garantir la qualité des granulés de bois, incluant une densité minimale de 650 kg/m^3, un pouvoir calorifique supérieur à 16,5 MJ/kg, et un taux d'humidité inférieur à 10 %.

Afin de caractériser les performances de la chaudière et de quantifier les émissions de particules et de polluants gazeux, une série d'essais a été menée. Ces tests ont été effectués pour un fonctionnement de la chaudière à son régime nominal établi. Quatre essais d'une durée d'environ 20 minutes ont été réalisés afin de vérifier la reproductibilité des paramètres opérationnels. Les résultats, présentés dans le Tableau 6, montrent une bonne reproductibilité du système, avec une variation maximale d'environ 5 % par rapport à la moyenne des quatre essais.

	Valeurs moyennes	**Variation maximale par rapport à la moyenne**
Température de l'eau à l'entrée	56,2 ºC	0,4 ºC
Température de l'eau à la sortie	51,6 ºC	0,1 ºC
Débit d'eau	29,8 L/min	1 %
Puissance calorifique	9,6 kW	6 %
Débit d'air à l'entrée	6,6 g/s	2 %
Débit des gaz brûlés	17,8 g/s	1 %

Tableau 6 : Paramètres de fonctionnement de la chaudière

L'EEPS est connecté au conduit de la cheminée via des tubes soigneusement scellés pour éviter toute fuite. Ces tubes sont solidement fixés à la paroi de la cheminée afin d'aspirer un échantillon représentatif de gaz brûlés chargés en particules. Pour chaque position, six répétitions ont été effectuées pour la mesure de concentration en particules, chacune sur une période de 20 minutes, afin d'assurer la fiabilité des données (annexe 4).

Les paramètres de température et de débit sont enregistrés de manière continue depuis le démarrage de la chaudière. Cependant, les mesures des profils de vitesse ont été réalisées séparément pour éviter toute interférence liée à la présence des sondes avec les particules. La détermination des profils de vitesse a été réalisée en insérant l'appareil de mesure à 2 cm de la paroi interne de la cheminée, avec des relevés effectués tous les centimètres sur le diamètre de la conduite, permettant ainsi de construire un profil précis des vitesses d'écoulement.

3.3.2. Caractérisation de l'écoulement dans la cheminée

3.3.2.1. Mesure de la température

Les relevés de températures effectués dans la cheminée ont permis d'obtenir les valeurs moyennes présentées dans le Tableau 7. Ces résultats intègrent les incertitudes liées à trois facteurs principaux : la répétabilité des mesures, la précision des capteurs, ainsi que l'instationnarité du système, c'est-à-dire les fluctuations des conditions thermodynamiques au sein de la chaudière et de la cheminée au cours de la période de mesure.

Positions	Valeur moyenne de la température	Variation maximale de la moyenne
P1	110,8 ºC	2,7 ºC
P2	105,8 ºC	1,9 ºC
P5	78,7 ºC	1,1 ºC

Tableau 7 : Températures des gaz brûlés dans la cheminée à différentes positions

Ces valeurs démontrent une nette diminution de la température le long de la cheminée, atteignant une valeur de 78,7 ºC à la sortie. Plus précisément, la différence de température entre le point P1, situé plus en amont dans la cheminée, et le point P5, situé près de la sortie, est de 32 ºC. Cette variation de température met en évidence le rôle clé des mécanismes de transferts thermiques, principalement la convection, au sein de la cheminée.

La convection thermique interne joue un rôle essentiel dans le processus de refroidissement progressif du fluide lorsqu'il entre en contact avec les parois de la conduite. Le fluide situé à proximité des parois de la cheminée subit des échanges thermiques, entraînant une diminution progressive de sa température le long de la conduite. Ce mécanisme causé par la différence de température entre le fluide chaud et les parois plus froides, contribue de manière significative à la baisse de température observée.

Par ailleurs, la convection externe intervient également dans le processus de refroidissement. La chaleur provenant des fumées s'échappe à travers les parois de la cheminée vers l'environnement extérieur, où la température ambiante est environ de 20 ºC dans les conditions de la cellule d'essai. Cette dissipation de chaleur crée une différence thermique encore plus marquée, ce qui intensifie la baisse de température du fluide. Ces pertes thermiques externes s'ajoutent aux échanges de chaleur internes, contribuant ainsi de manière cumulative à la réduction de la température, particulièrement visible au point P5.

3.3.2.2. Mesure de la vitesse

Dans cette partie, les mesures des profils de vitesses dans la cheminée sont présentées pour deux conditions de fonctionnement : sans combustion dans la chaudière en imposant un débit d'air dans la conduite de la cheminée, et avec combustion. Les mesures ont été réalisées à l'aide de deux instruments : un fil chaud et un anémomètre à hélice. Le fil chaud a été utilisé uniquement pour les mesures sans combustion en raison de sa fragilité, car il risquerait de se détériorer ou de se casser en présence de particules en suspension. En revanche, l'anémomètre à hélice, plus robuste, a été employé pour les deux types de mesures, permettant ainsi une comparaison directe entre les deux modes de fonctionnement de la chaudière.

Les résultats présentés dans la Figure 68 et la Figure 69 se concentrent sur les mesures obtenues avec l'anémomètre à hélice. Les relevés effectués avec le fil chaud, qui concernent uniquement la circulation de l'air dans la chaudière à l'arrêt, sont quant à eux disponibles en annexe. Les mesures de vitesse ont été réalisées aux points P3 et P4, le long du diamètre de la cheminée, par intervalle de 1 cm, afin de souligner les variations de vitesse à travers la section transversale de la conduite. Les résultats des mesures pour le point P3 sont présentés dans la Figure 68 :

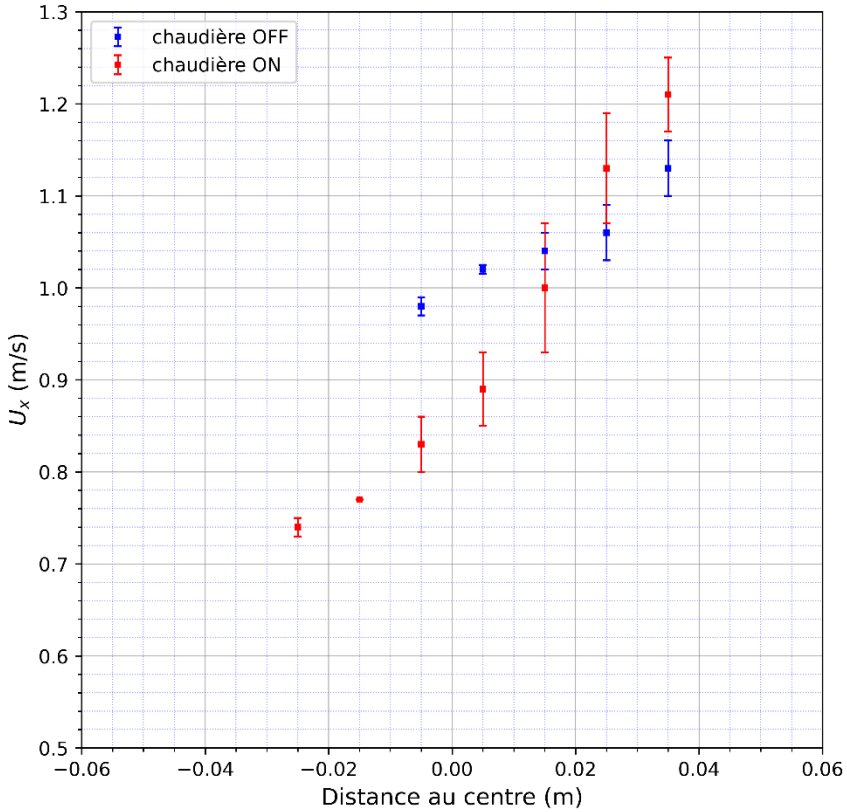


Figure 68 : Profils de vitesse axiale expérimentale du fluide au P3 sans et avec combustion

La Figure 68 illustre le profil de vitesse du fluide en fonction de la distance par rapport au centre de la cheminée au point de mesure P3, dans deux conditions expérimentales : chaudière en régime nominal et chaudière à l'arrêt. Les vitesses mesurées varient entre 0,75 m/s et 1,25 m/s. On observe une augmentation de la vitesse à mesure que l'on s'éloigne de la paroi

inférieure (de - 0,03 m à 0,04 m), avec des valeurs plus faibles dans la partie inférieure de la cheminée et une accélération progressive vers la partie supérieure. Ce comportement, similaire dans les deux conditions, indique une répartition de la vitesse relativement uniforme, quelle que soit le type de fonctionnement de la chaudière.

Ce comportement pourrait s'expliquer par la formation d'une zone de recirculation à faible vitesse, juste après le coude de la cheminée, causée par l'interaction entre les forces d'inertie et la géométrie du conduit. Le changement brusque de direction du fluide crée des écoulements secondaires et des gradients de pression, entraînant une séparation partielle de l'écoulement. Cela provoque une réduction de la vitesse dans cette zone, avec une accélération dans la partie supérieure et une décélération dans la partie inférieure. Au centre de la section, les vitesses sont plus faibles lorsque la chaudière est en marche (environ 0,82 m/s) par rapport à l'arrêt (environ 0,98 m/s). En périphérie (de 0,02 m à 0,05 m), la vitesse augmente plus rapidement lorsque la chaudière est active, atteignant des valeurs légèrement supérieures.

Les barres d'erreur associées aux mesures montrent des incertitudes faibles, suggérant une bonne fiabilité des données dans les deux configurations. Toutefois, au centre, les incertitudes sont plus marquées lorsque la chaudière fonctionne, probablement en raison de perturbations plus importantes, qui pourraient être liées à la recirculation des fumées ou à des variations de température dans cette zone. Les résultats des mesures pour le point P4 sont présentés dans la Figure 69 :

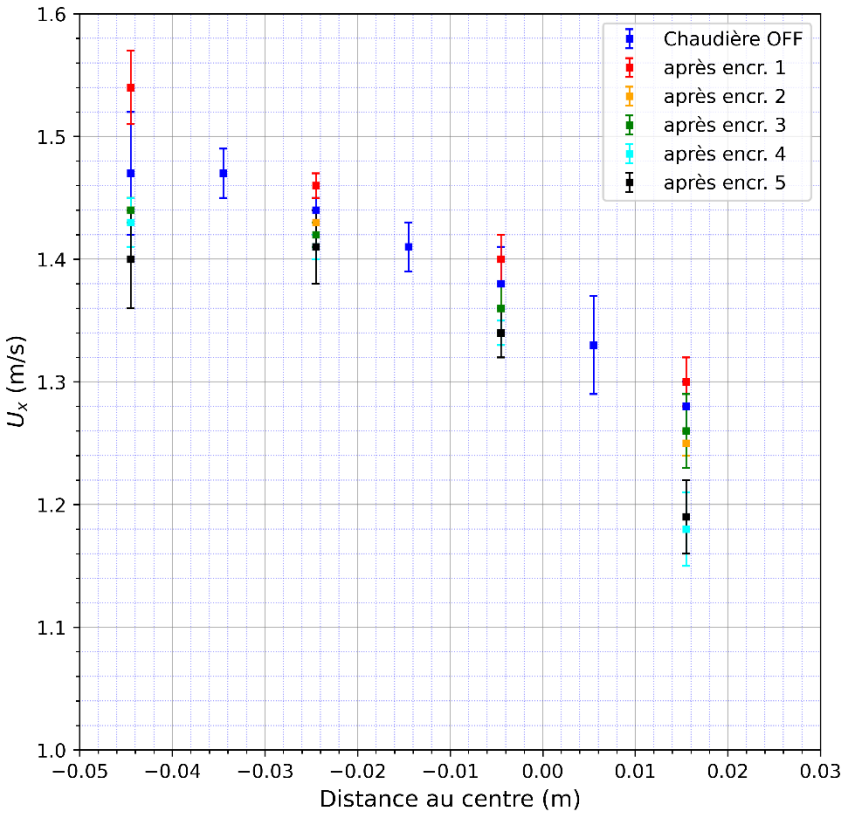


Figure 69 : Profils de vitesse axiale expérimentale du fluide au P4 sans et avec combustion après l'encrassement

La Figure 69 illustre le profil de vitesse en fonction de la distance par rapport au centre de la cheminée au point de mesure P4, en comparant plusieurs conditions expérimentales : chaudière à l'arrêt et en fonctionnement en régime nominal après différentes phases d'encrassement de l'anémomètre à hélice. Les essais, réalisés sur une période de cinq jours consécutifs, ont permis d'observer l'impact de l'encrassement. Les annotations telles que « après encra. 1 » correspondent aux résultats obtenus le premier jour de l'encrassement, et ainsi de suite pour les jours suivants.

On remarque que la vitesse du fluide varie légèrement le long de la cheminée, avec des valeurs comprises entre environ 1,15 m/s et 1,55 m/s. Un pic de vitesse est observé près du bord gauche (environ -0,05 m), atteignant un maximum de 1,55 m/s, tandis que la vitesse diminue progressivement en se rapprochant du centre (0 m), où elle avoisine les 1,3 m/s.

La courbe correspondant à la chaudière éteinte présente une légère variation par rapport aux autres courbes, mais les valeurs restent dans une plage similaire. Cela suggère que le profil de vitesse du fluide est globalement conservé, même lorsque la chaudière est éteinte.

Lorsque la chaudière est allumée, les courbes « Après encrassement 1 à 5 » montrent des profils similaires, avec de légères variations liées à l'encrassement, mais sans déviation significative. Cela indique que l'encrassement progressif ne modifie pas substantiellement le profil de vitesse, bien qu'il induise de petites fluctuations. Cependant, l'encrassement influence les valeurs mesurées, avec une différence d'environ 10 % entre l'essai 1 et 5 à une distance de -0,045 m du centre, et de 8 % à une distance de 0,015 m. Cela entraîne une augmentation des barres d'erreur, traduisant une incertitude croissante au fil des essais. Ces observations indiquent que l'encrassement affecte la stabilité et la précision des mesures.

Il est également notable que la vitesse mesurée diminue légèrement après chaque phase d'encrassement, ce qui correspond à une dégradation de la capacité des instruments à effectuer des mesures précises. L'utilisation de technologies de mesure plus robustes, telles que les anémomètres à effet Doppler ou les diagnostics optiques (LDV), pourrait être envisagée. Ces dispositifs, étant non intrusifs, sont moins susceptibles d'être affectés par l'encrassement des particules.

3.3.3. Mesures des émissions gazeuses

Pour évaluer les émissions de polluants, huit essais ont été réalisés à l'aide des analyseurs MIR9000, permettant de mesurer les concentrations de CO_2 et de CO, ainsi que du GRAPHITE 52M pour les hydrocarbures totaux (HCT). Ces analyseurs ont été connectés au système de prélèvement situé dans le raccordement de la cheminée, au niveau de la position P2.

Parmi les émissions gazeuses mesurées, le monoxyde de carbone (CO) et le dioxyde de carbone (CO_2) ont les fractions molaires les plus élevées. La présence d'humidité dans la biomasse perturbe le processus de combustion, entraînant des problématiques tels qu'un retard à l'allumage, une augmentation du temps de séjour du combustible dans la chambre de combustion et une diminution de la température de flamme. Ces phénomènes conduisent à une combustion incomplète, caractérisée par une augmentation des émissions de CO. Ce dernier représente le deuxième gaz en termes d'émissions issues de la combustion, après le CO_2 [115].

Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

	Valeur moyenne	**Variation maximale de la moyenne**
Fraction molaire de CO (ppm)	465,3	41 %
Fraction molaire de CO_2 (%)	5,7	30 %
Fraction molaire d'O_2 (%)	13,9	15 %
Fraction molaire de HCT (ppm)	32,6	52 %

Tableau 8 : Emissions gazeuses

Les résultats principaux de ces mesures indiquent que, bien que le fonctionnement de la chaudière soit stable et reproductible, cela ne s'applique pas aux émissions de polluants, notamment les polluants gazeux. En particulier, la fraction molaire de CO présente une variation maximale de 41 % par rapport à une valeur moyenne de 465,3 ppm, tandis que la fraction molaire de HCT varie de 52 % autour d'une valeur moyenne de 32,6 ppm. De même, la fraction molaire de CO_2 montre une variabilité significative, bien que les concentrations soient relativement faibles. En revanche, les niveaux d'O_2 demeurent relativement stables au cours des différents tests.

Des comparaisons avec les normes françaises et des études similaires [115,140] présentées dans le Tableau 9 révèlent que ces résultats sont cohérents avec ceux rapportés dans la littérature pour des essais utilisant des granulés de bois.

	Conditions de fonctionnement et puissance de la chaudière	**Emissions CO**
Présente étude	PL, 10 kW	465 ppm ou 582 mg/Nm^3
Norme française, 2022 (tout type de chaudières) [141]	< 500 kW	< 500 mg/Nm^3
Martinez et al., 2022 [115]	PL, 20 kW	100 à 900 ppm
Schmild et al., 2011 [140]	PL, 6 kW	751 mg/Nm^3

Tableau 9 : Comparaison des émissions de gaz provenant de la combustion de granulés de bois dans une chaudière (PL = charge partielle).

De plus, un exemple d'une illustration de l'évolution temporelle des concentrations gazeuses est fourni (cf. Figure 70), mettant en évidence une instabilité des émissions de CO et de HCT au fil du temps, malgré une tendance temporelle similaire.

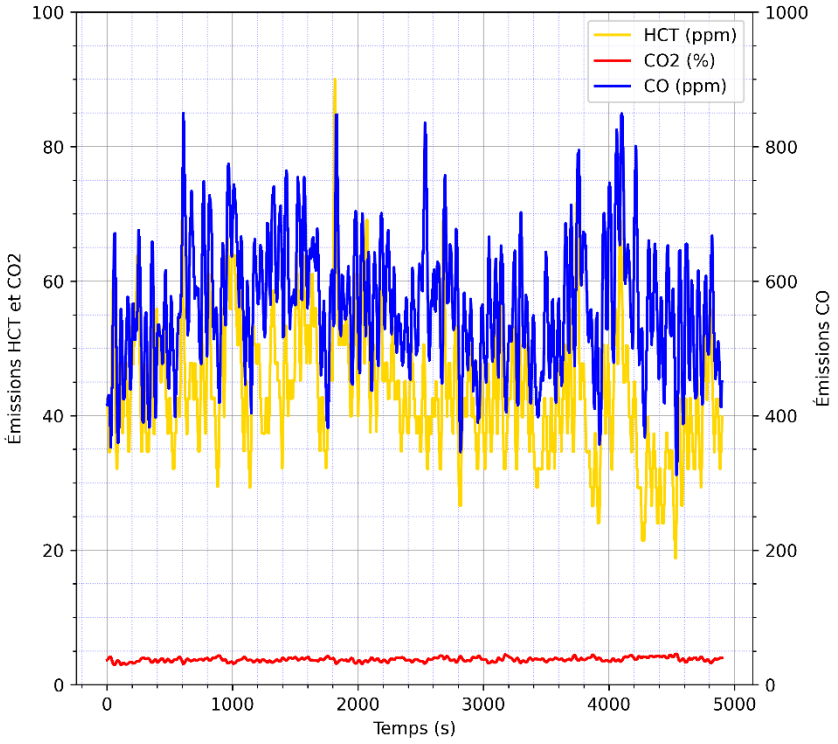


Figure 70 : Evolution des polluants gazeux en fonction du temps

Ces fluctuations temporelles pourraient être attribuées aux instabilités de la flamme, observées à travers la fenêtre optique de la chaudière, même en phase de fonctionnement stable. Cette instabilité est probablement liée à la géométrie du brûleur, qui comprend plus de 20 entrées d'air réparties autour du brûleur, engendrant une distribution asymétrique de l'air à travers la flamme [142].

3.3.4. Mesures des émissions particulaires

3.3.4.1. Mesures de concentration des particules

L'un des objectifs principaux de cette étude est de mettre en évidence l'évolution de la granulométrie ainsi que la concentration des particules fines le long de la cheminée de la chaudière, afin de mieux comprendre leur comportement au fur et à mesure de leur transport dans la conduite. Pour ce faire, six séries de tests ont été menées à plusieurs positions distinctes de la cheminée, précisément aux points P1, P2, P3 et P4.

Les concentrations moyennes des particules fines ont été mesurées à chaque position pour chaque série de tests, permettant d'évaluer les variations locales et de quantifier les changements dans la concentration des PM en fonction de la position. Les résultats de la concentration moyenne des particules fines obtenus sont présentés ci-dessous :

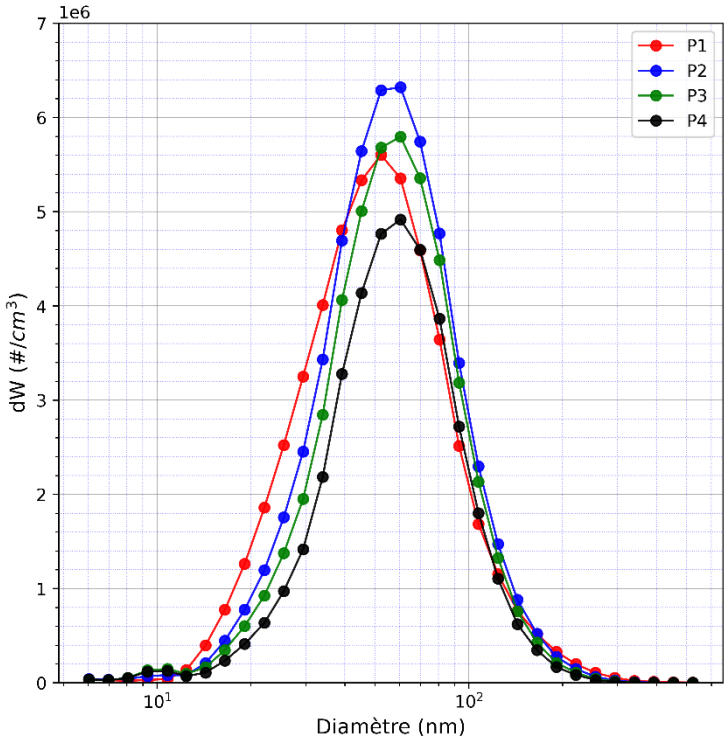


Figure 71 : Distribution moyenne de la concentration en particules fines selon la position dans la cheminée

La Figure 71 illustre les distributions granulométriques moyennes de 6 essais de 20 minutes en fonction de leur diamètre pour quatre positions distinctes : P1, P2, P3 et P4. Chaque courbe représente une position donnée. On constate que ces distributions gaussiennes ont une amplitude maximale comprise entre $6{,}32 \times 10^6$ et $4{,}92 \times 10^6$ particules/cm^3, et que les particules fines, en particulier celles de 10 à 100 nm, prédominent dans les différents points de mesure.

On observe aussi un léger déplacement du pic vers des diamètres plus grands en passant de P1 à P4. Ce phénomène peut être attribué à deux mécanismes :

- Déposition préférentielle des petites particules : En raison du mouvement brownien, les particules plus petites ont tendance à se déposer à un rythme plus rapide, laissant une proportion plus importante de particules plus grosses dans l'écoulement.
- Agglomération des particules : À mesure qu'elles se déplacent le long de la cheminée, des processus d'agglomération peuvent survenir, conduisant à la formation de particules de plus grande taille. Cela expliquerait l'élargissement du pic autour de 60-80 nm aux positions plus éloignées, comme P4.

Le pic plus marqué observé à P2 semble être lié à la configuration du système, notamment au niveau du raccordement, où des perturbations dans l'écoulement (telles que des zones de faible vitesse ou de recirculation) facilitent l'accumulation de particules. Ces accumulations temporaires, causées par des changements dans la dynamique de l'écoulement, se traduisent par une concentration plus élevée à P2 par rapport aux autres positions.

Enfin, la légère augmentation des particules à P3 par rapport à P1 pourrait s'expliquer par le transport des particules accumulées à P2. Ces particules, réentraînées par l'écoulement, sont transportées en aval vers P3, qui capte à la fois des particules en transit depuis P1 et celles remises en suspension à partir de P2.

Les résultats des concentrations en nombre de particules pour les six tests sont présentés ci-dessous :

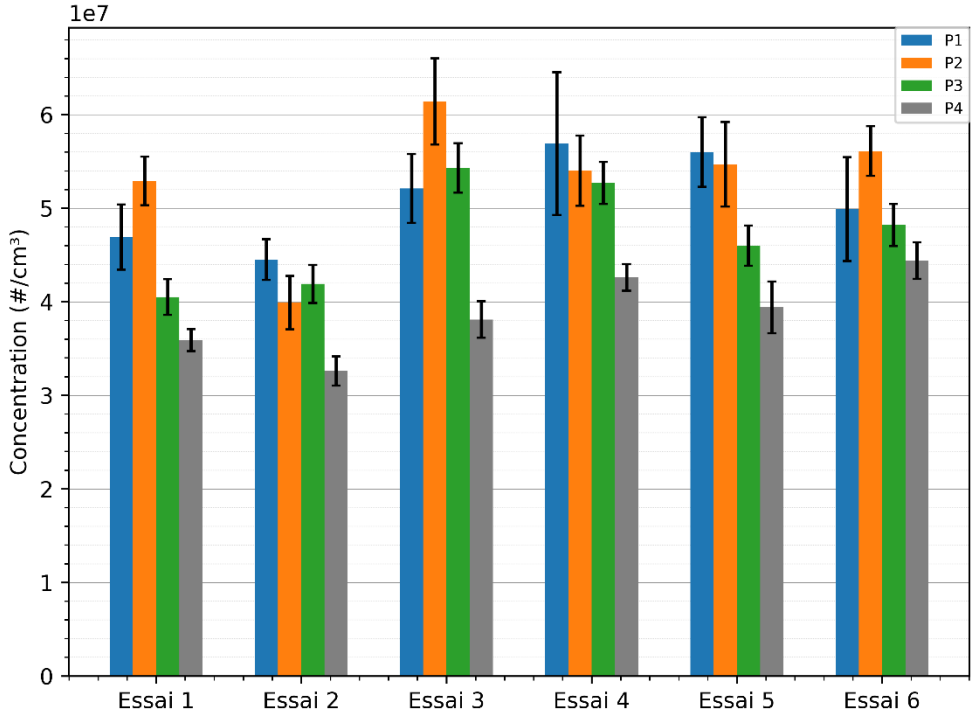


Figure 72 : Concentration en nombre de particules pour les six tests

La Figure 72 présente la concentration en nombre de particules mesurée à quatre positions distinctes (P1 à P4) au cours de six essais consécutifs. Les concentrations varient entre $3{,}3 \times 10^7$ et $6{,}2 \times 10^7$ particules par cm^3, avec des niveaux souvent plus élevés aux positions P1 et P2 par rapport aux autres. Cette observation soutient l'hypothèse d'une diminution progressive du nombre de particules à mesure qu'elles se déplacent dans le système, de P1 à P4, en raison de phénomènes de déposition et d'agglomération, comme expliqué précédemment.

Les barres d'erreur aux positions P1 et P2 sont plus importantes que celles observées aux positions P3 et P4. Cela peut s'expliquer par la proximité de P1 et P2 de la sortie de la chaudière, où la concentration et la dynamique des particules présentent davantage de fluctuations. De plus, à la position P2, un pic de concentration est observé dans plusieurs essais, notamment les essais 1, 3 et 6, ce qui pourrait être attribué à un phénomène d'accumulation des particules à ce raccordement.

Enfin, la répétabilité des mesures a permis de réduire l'impact des fluctuations accidentelles, améliorant ainsi la précision des résultats et renforçant la confiance dans les données obtenues, en particulier pour les positions P1 et P2, où les barres d'erreur sont plus importantes.

La moyenne de ces six tests pour les quatre positions est présentée dans le Tableau suivant :

Position	Concentration moyenne (#/cm^3)
P1	$5{,}1 \times 10^7 \pm 13\ \%$
P2	$5{,}3 \times 10^7 \pm 25\ \%$
P3	$4{,}7 \times 10^7 \pm 15\ \%$
P4	$3{,}9 \times 10^7 \pm 16\ \%$

Tableau 10 : Concentration moyenne pour les différentes positions

La moyenne des tests présentée dans la Figure 72 confirme les mêmes observations, à l'exception de la position P2, où les mesures semblent avoir été perturbées par le raccordement de la cheminée, entraînant une barre d'erreur relativement élevée. En dépit de cette position, les données révèlent une diminution progressive de la concentration en particules, passant de 5,1 $\times 10^7$ particules/cm^3 à P1 à 3,9 $\times 10^7$ particules/ cm^3 à P4.

3.3.4.2. Mesures de diamètre des particules

Les résultats du diamètre médian des particules pour les six tests sont présentés dans la Figure 73 :

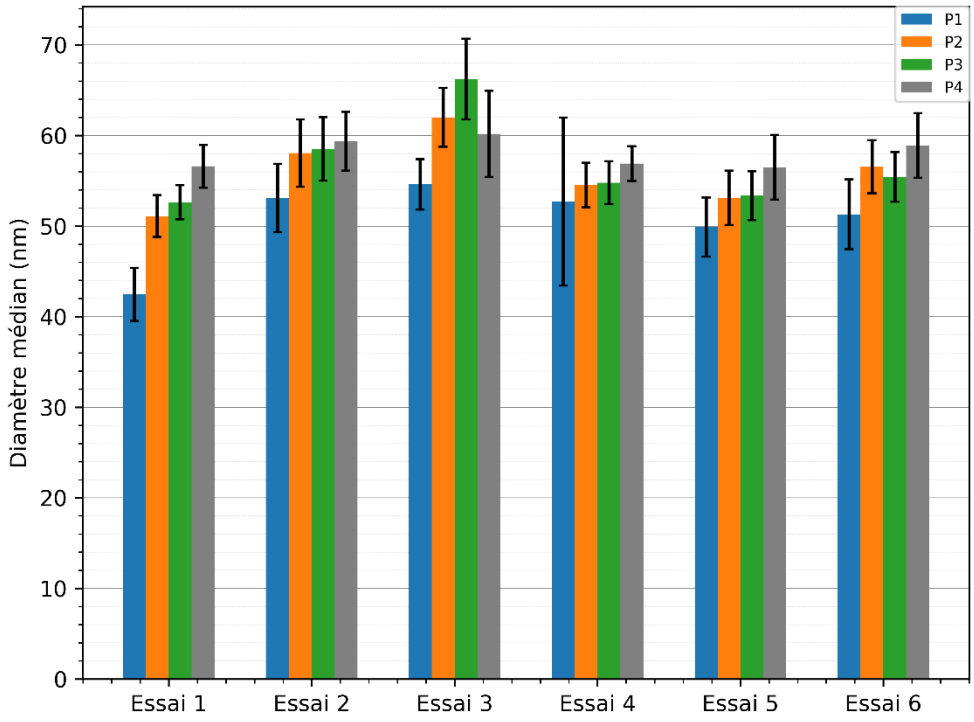


Figure 73 : Diamètre médian des particules pour les six tests

La Figure 73 présente le diamètre médian des particules mesuré à quatre positions distinctes (P1 à P4) au cours de six essais successifs. Le diamètre médian des particules varie entre 42 nm et 66 nm, avec une augmentation notable le long de la cheminée, ce qui corrobore l'hypothèse d'une agglomération progressive des particules de P1 à P4.

Les barres d'erreur observées aux quatre positions sont globalement similaires, suggérant que le diamètre des particules n'est pas significativement affecté par les fluctuations liées à la sortie de la chaudière. De plus, à la position P2, aucune surestimation du diamètre n'est relevée, ce qui indique que l'accumulation de particules à ce raccordement influence davantage la concentration que la taille des particules elles-mêmes.

La moyenne de ces six tests pour les quatre positions est présentée dans le Tableau suivant :

Position	Diamètre médian (nm)
P1	50,7 ± 16%
P2	55,9 ± 11%
P3	56,8 ± 17%
P4	58,1 ± 4%

Tableau 11 : Diamètre médian pour les différentes positions

La moyenne des résultats présentée dans la Figure 73 confirme les tendances précédentes, y compris à la position P2. Les données montrent une augmentation progressive du diamètre médian des particules entre les positions P1 et P3, passant de 50,7 nm à 56,8 nm. Entre P3 et P4, une augmentation plus modeste de 1,3 nm en moyenne est observée.

Les résultats obtenus de la mesure des concentrations et des diamètres des particules soutiennent l'hypothèse initiale selon laquelle les particules fines émises subissent un dépôt au cours de leur déplacement dans le système, ce qui contribue à la baisse de leur concentration. Par ailleurs, ils suggèrent également un phénomène d'agglomération, où les particules se regroupent en agglomérats, réduisant ainsi le nombre total de particules mesurées et contribuant à l'accroissement de leur diamètre médian. Ce phénomène d'agglomération semble être plus marqué entre P1 et P3, avec une stabilisation relative du diamètre à partir de P3, suggérant que les conditions favorisant l'agglomération sont plus efficaces dans la première section du système.

3.4. Conclusion

Ce chapitre présente une étude expérimentale portant sur les particules émises lors de la combustion de biomasse dans une chaudière domestique. Une revue bibliographique a d'abord été présentée sur les particules fines, avec une attention particulière aux PM_{10}, $PM_{2,5}$ et aux particules ultrafines ($PM_{0,1}$). Plusieurs méthodes de mesure des particules ont été abordées, incluant des techniques aérodynamiques, optiques et basées sur la mobilité électrique.

L'instrument privilégié pour ces analyses est l'EEPS, un spectromètre disponible au laboratoire. Le banc d'essai du LAMIH est équipé d'une chaudière à biomasse (KWB, 10 kW) fonctionnant avec des granulés de bois, couplée à un système d'extraction des fumées. La cheminée est instrumentée afin de mesurer différents paramètres (débits, températures, vitesses, émissions de particules et de gaz) à cinq points stratégiques (P1 à P5).

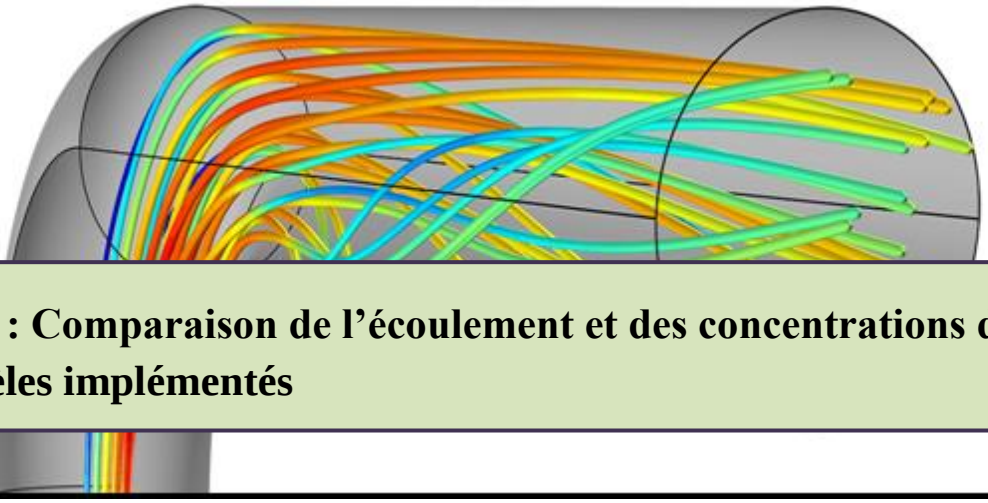
Des mesures ont été réalisées pour caractériser la combustion de la biomasse, les émissions polluantes et le comportement des particules fines dans cette chaudière à granulés de bois. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

1- Émissions gazeuses : Les gaz émis sont principalement le CO, le CO_2 et les hydrocarbures totaux. Les mesures ont montré une grande variabilité, notamment pour le CO, en raison d'une combustion incomplète liée à l'humidité présente dans la biomasse. Les résultats obtenus sont en accord avec les normes et les données disponibles dans la littérature pour des chaudières de même type.

2- Granulométrie des particules : Deux observations principales ont été faites :

- Entre les positions P1 et P3, une légère diminution de la concentration en particules fines est observée, accompagnée d'une augmentation notable du diamètre médian des particules. Une réduction des petites particules (diamètre < 80 nm) et une augmentation des particules de plus grand diamètre indiquent que le mécanisme d'agglomération prédomine dans cette zone.
- Entre les positions P3 et P4, le diamètre médian des particules évolue peu, mais une réduction significative de leur concentration est observée, ce qui suggère que le dépôt des particules devient le processus dominant à cet endroit.

Dans le chapitre prochain, une étude numérique dans la cheminée de la chaudière biomasse sera réalisée dans le but de développer un modèle capable de simuler le transport et la dispersion des particules au sein de cette configuration géométrique. L'objectif principal est de comparer les résultats obtenus avec les données expérimentales préalablement recueillies.



Chapitre 4 : Comparaison de l'écoulement et des concentrations de particule avec les modèles implémentés

Table des matières

4.1. Conception de la cheminée 113
4.1.1. Géométrie 113
4.1.2. Types de maillages utilisés 114
4.2. Application numérique pour une chaudière éteinte 117
4.2.1. Conditions opératoires 117
4.2.1.1. Conditions aux limites et initiales 119
4.2.2. Etude de la sensibilité au maillage 123
4.2.2.1. Choix du maillage : 127
4.2.3. Résultats numériques de la phase porteuse et comparaison avec l'expérience 128
4.2.3.1. Champ de pression : 128
4.2.3.2. Champ de vitesse en coupes : 129
4.2.3.3. Comparaison entre la vitesse mesurée et déduite des simulations numériques 129
4.3. Résultats numériques pour une chaudière allumée (ON) avec une comparaison expérimentale 132
4.3.1. Etude thermique 132
4.3.2. Résultats sur le champ de vitesse 136
4.3.3. Résultats sur la granulométrie des particules 139
4.3.3.1. Conditions aux limites des particules 140
4.3.3.2. Singularité des résultats à la position P2 143
4.3.3.3. Phénomène de déposition des particules 145
4.3.3.4. Résultats quantitatifs de la concentration des particules 146
4.4. Conclusion 151

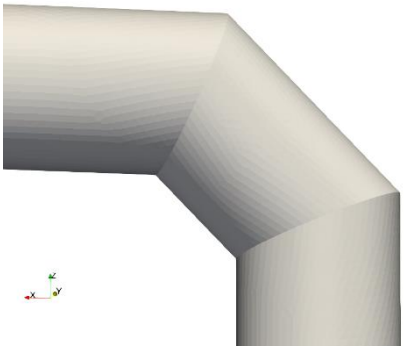
Chapitre 4. Comparaison de l'écoulement et des concentrations de particule avec les modèles implémentés

Ce chapitre est partagé en trois sections distinctes. La première section traite de la modélisation géométrique de la cheminée, incluant la description précise de la conception et du maillage utilisés pour les simulations numériques. La deuxième section présente les résultats issus de simulations effectuées sur la chaudière en mode "éteinte" (OFF), où seuls les écoulements d'air, sans combustion ni particules, sont pris en compte afin d'établir une référence de base pour les écoulements aérodynamiques internes. La troisième section se concentre sur les simulations de la chaudière en mode "fonctionnement" (ON), où l'interaction entre les écoulements du fluide et les particules issues de la combustion est prise en considération, avec un intérêt particulier porté sur la dynamique des particules en suspension, leur concentration et leur répartition au sein de la cheminée. Cette analyse permet de mieux comprendre les mécanismes de transport des particules dans des conditions opérationnelles réelles et de tester le modèle numérique par rapport aux données expérimentales.

4.1. Conception de la cheminée

4.1.1. Géométrie

La première étape de la simulation numérique a consisté en la définition précise de la géométrie du domaine d'étude. Dans ce contexte, la configuration géométrique reproduit fidèlement celle du banc expérimental, avec des dimensions adaptées et conformes aux spécifications expérimentales (cf. Figure 60 et Figure 61). La géométrie de la cheminée se caractérise par une structure en T, la présence d'un coude, ainsi qu'une zone de rétrécissement. Les raccords reliant les différentes parties de la cheminée n'ont pas été pris en compte, car ils sont situés à l'extérieur du domaine de simulation (cf. Figure 74).





(a)

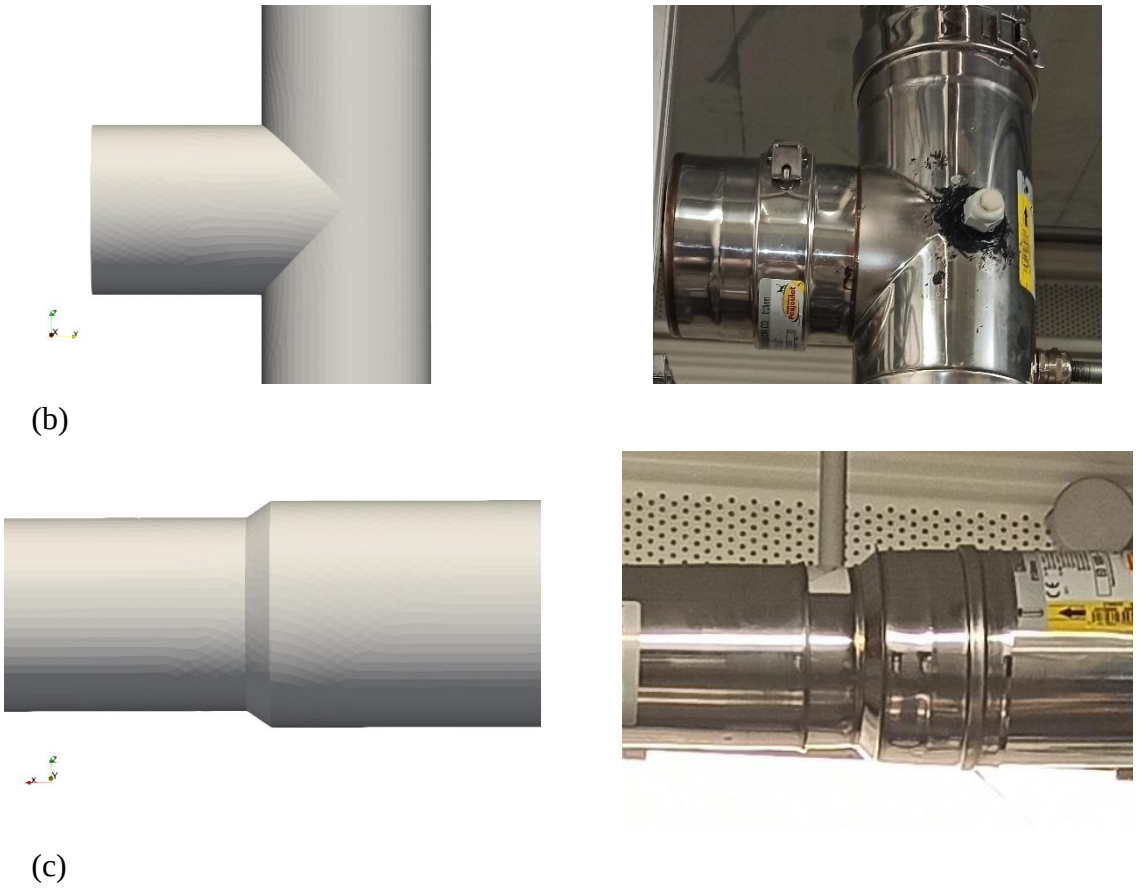


Figure 74 : Différentes formes présentes dans la cheminée : (a) le coude ; (b) le raccordement en T ; (c) le rétrécissement

La conception de la cheminée a été réalisée à l'aide du logiciel libre FreeCAD v0.21.2. Par la suite, l'assemblage des différentes pièces modélisées a été effectué à l'aide du logiciel semi-libre SALOME v9.10.0. Ce dernier permet d'importer les fichiers déjà créés au format (STEP), facilitant ainsi le processus de travail.

4.1.2. Types de maillages utilisés

Cette étude a été réalisée en trois dimensions (3D). Le choix du maillage est crucial pour obtenir des résultats précis et fiables, surtout dans un contexte où l'écoulement à proximité des parois joue un rôle essentiel en raison du phénomène de dépôt de particules. Dans ce cadre, deux types de maillages ont été retenus pour l'analyse : le maillage tétraédrique et le maillage hexaédrique, chacun décliné dans une gamme allant d'un maillage de densité moyenne à un maillage très fin. L'objectif principal a toujours été de maintenir un maillage de type bas-Reynolds dans toutes les configurations étudiées, afin de bien capturer les caractéristiques de l'écoulement près des parois.

Les maillages tétraédriques sont des maillages non-structurés, générés à l'aide du logiciel SALOME v9.10.0. Ils incluent une couche limite sous forme de prismes triangulaires et rectangulaires, ce qui permet une meilleure représentation de l'écoulement dans les zones critiques. D'autre part, les maillages hexaédriques générés par l'outil snappyHexMesh, inclus

dans la suite OpenFOAM, sont également non structurés. En effet, les cellules ne sont pas disposées selon une grille régulière permettant de les référencer à l'aide d'indices réguliers (i,j,k). Le choix de générer plusieurs maillages répond au besoin d'évaluer l'impact du type de maillage sur la qualité des résultats obtenus et sur le temps de calcul nécessaire pour les simulations. Cette approche comparative permet de déterminer la configuration qui garantit un bon compromis entre précision et temps de calcul.

Pour bien saisir les phénomènes physiques présents dans cet écoulement, une attention particulière a été accordée à deux zones clés de cette géométrie : le coude et le rétrécissement. Ces deux régions présentent des caractéristiques susceptibles de perturber l'écoulement. En effet, un raffinement accru du maillage a été effectué dans ces zones spécifiques, tout en veillant à maintenir une transition harmonieuse et cohérente entre les différentes régions de maillage (cf. Figure 75).

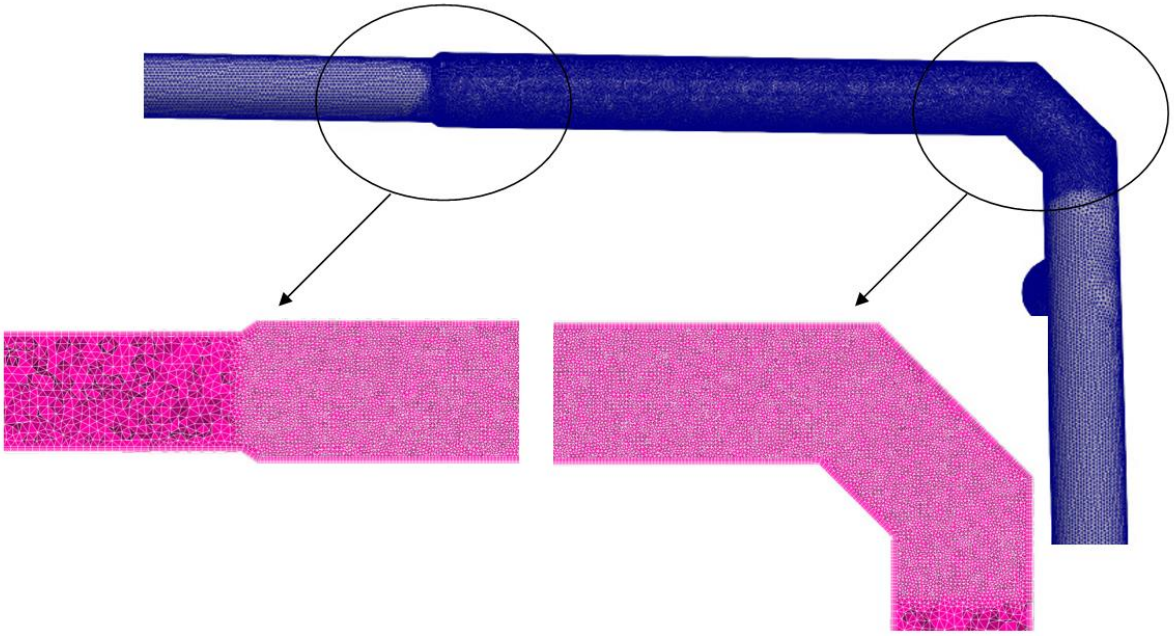


Figure 75 : Exemple de raffinement du maillage

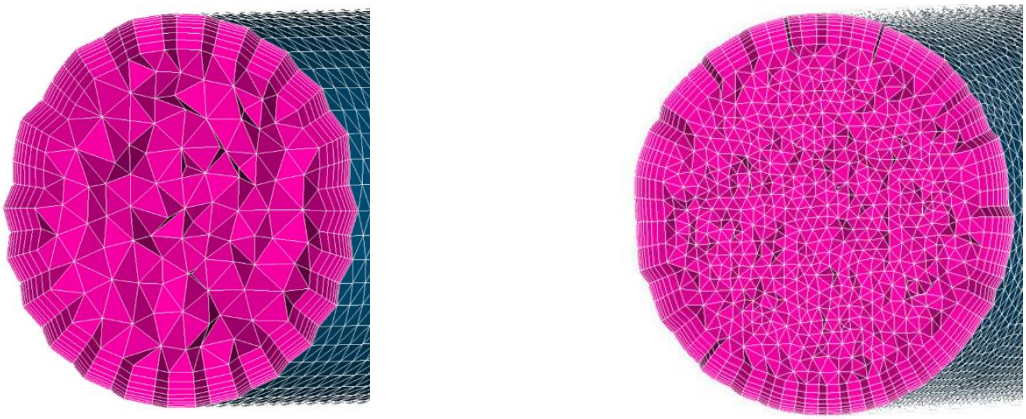
Pour simplifier le travail de post-traitement, la géométrie a été subdivisée et renommée en plusieurs segments. Ainsi, les différentes parties de la pièce ont été désignées par des noms distincts : l'entrée, la sortie, les parois verticales (qui incluent la forme en T ainsi que le coude, regroupées sous l'appellation « Walls1 ») et les parois horizontales (englobant la zone de rétrécissement, désignées par « Walls2 »).

Dans le Tableau 12, les informations sur les différents types de maillages utilisés sont répertoriées. Pour chaque maillage, le nombre de cellules est indiqué, ainsi que les paramètres qui définissent la taille des cellules dans les zones à raffinement élevé et celles qui ne sont pas soumises à un tel raffinement.

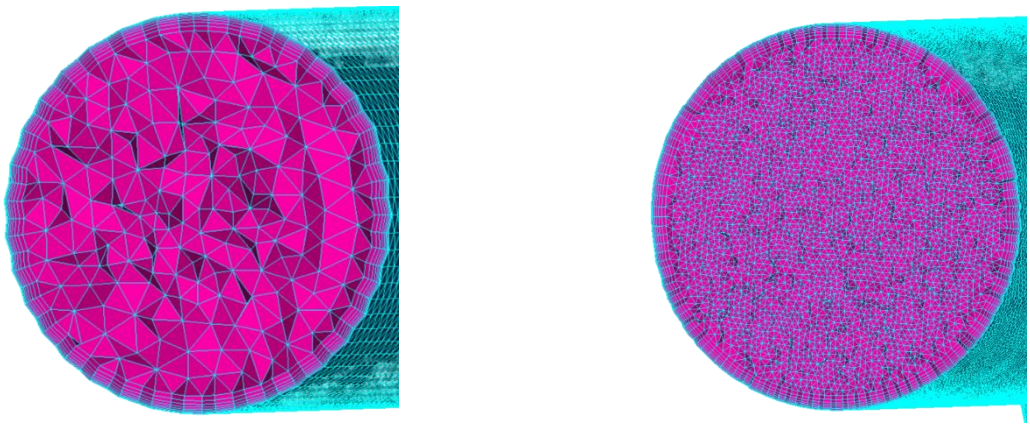
Maillage tétraédrique	Nombre de cellules (millions)	Maillage T1	Maillage T2	Maillage T3	Maillage T4
		1,8	5,2	13	30
	Taille de la cellule grossière et raffinée (m)	0,008 – 0,0045	0,0065 – 0,0027	0,0055 – 0,0022	0,005 – 0,0019
Maillage hexaédrique	Nombre de cellules (millions)	Maillage H1	Maillage H2	Maillage H3	Maillage H4
		3,3	10	15	23

Tableau 12 : Caractéristiques des maillages

Dans la Figure 76, une comparaison de deux exemples de types de maillages est présentée, à la fois tétraédriques et hexaédriques (cf. Figure 76). Le reste est présenté en annexe 3. Ces illustrations, obtenues à partir d'une coupe verticale, permettent de visualiser la taille des cellules utilisées pour chaque type de maillage, ainsi que le niveau de raffinement appliqué. On peut observer que la transition entre la couche limite et les cellules avoisinantes est adéquate, illustrant ainsi la cohérence et la continuité du maillage dans cette zone critique.



(a)



(b)

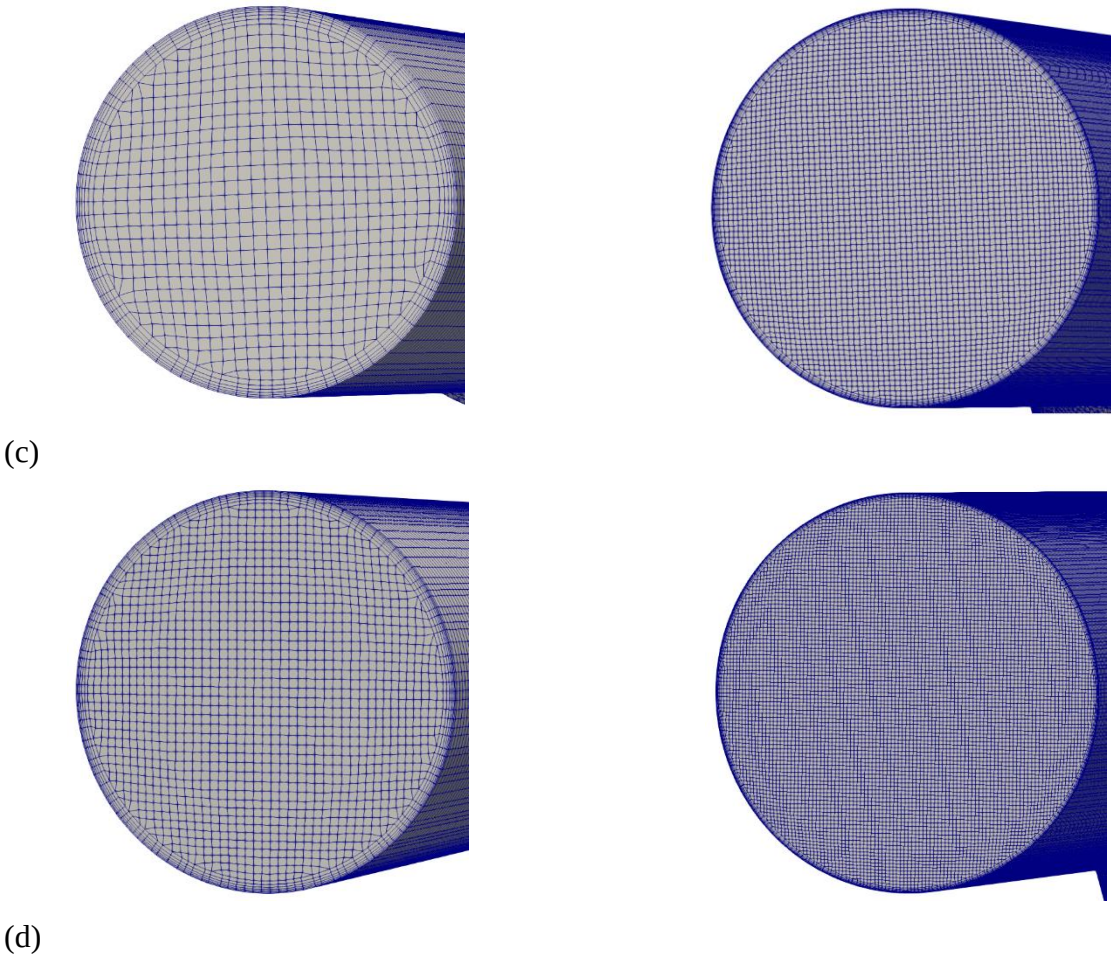


Figure 76 : Différents types de maillage tétraédrique, zone raffinée à droite, zone grossière à gauche : (a) Maillage T1 ; (b) Maillage T3 ; (c) Maillage H1 ; (d) Maillage H3

4.2. Application numérique pour une chaudière éteinte

4.2.1. Conditions opératoires

Cette étude numérique a été réalisée à l'aide du logiciel OpenFOAM version 9, en se concentrant sur une chaudière à l'arrêt (OFF). Dans ce contexte, l'air est considéré comme le seul fluide circulant à l'intérieur de la cheminée, sans aucune particule en suspension. Les propriétés physiques, telles que la viscosité et la masse volumique, ainsi que les paramètres numériques appliqués, sont identiques à ceux décrits dans le chapitre 2 : viscosité dynamique : $\mu_a = 1{,}752 \times 10^{-5}\ kg/m/s$ et masse volumique : $\rho_a = 1{,}2\ kg/m^3$ pour $T = 20\ ºC$ et $HR = 25\%$.

Même si les gradients thermiques et les effets de compressibilité sont faibles lorsque la chaudière est à l'arrêt, ils ont été intégrés dans le modèle car ils seront présents dans les simulations futures lorsque la chaudière sera allumée. La vitesse d'entrée de l'air dans la cheminée a été calibrée pour correspondre à celle observée lorsque la chaudière est en fonctionnement, soit environ 1 m/s, ce qui a permis de calculer un nombre de Reynolds correspondant de :

$$Re = \frac{\rho_a U_e D_1}{\mu_a} = 8900 \quad (89)$$

Le choix de modéliser cet écoulement turbulent s'explique par la volonté de reproduire des conditions aussi proches que possible de celles observées lorsque la chaudière est en fonctionnement (ON). Cette approche permet de calibrer le système dans des situations réalistes.

La simulation numérique réalisée avec OpenFOAM requiert l'emploi d'un solveur adapté aux conditions physiques étudiées. Dans le cadre de cette étude, le solveur **BuoyantReactingFoam** a été sélectionné pour ses capacités à modéliser plusieurs phénomènes complexes. Ce solveur est spécifiquement conçu pour intégrer l'effet de la compressibilité des fluides et les échanges thermiques, ce qui est essentiel pour des simulations précises dans des conditions où ces facteurs jouent un rôle significatif lorsque la chaudière est en fonctionnement (ON). De plus, **BuoyantReactingFoam** est conçu pour inclure un terme source spécifique dans les équations de transport, qui permet d'ajouter une phase particulaire sous forme de « Cloud » (nuage de particules) pour la modélisation du mouvement des particules, permettant ainsi de représenter les trajectoires des particules en tenant compte de leur dynamique individuelle dans l'écoulement.

Le solveur **BuoyantReactingFoam** repose sur l'algorithme **PIMPLE** pour la résolution des champs de pression et de vitesse, en respectant la condition de continuité. Cet algorithme, de nature transitoire, combine les caractéristiques des algorithmes PISO adapté aux écoulements instationnaires et SIMPLE conçu pour des écoulements stationnaires. L'objectif de cette combinaison est de tirer parti des avantages spécifiques de chaque méthode, permettant ainsi d'utiliser des pas de temps plus grands ou un nombre de Courant CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) supérieur à 1. Les conditions opératoires employées pour les simulations restent constantes dans toutes les configurations étudiées.

Dans le cadre de ces simulations, un schéma d'interpolation de type **linear upwind** de deuxième ordre a été utilisé pour traiter les termes convectifs dans les équations de continuité, de conservation de la quantité de mouvement, ainsi que pour les variables turbulentes. Ce choix s'appuie sur la capacité du schéma à offrir une meilleure précision en capturant les gradients prononcés dans les écoulements turbulents.

Le pas de temps est ajusté dynamiquement au cours de la simulation afin de satisfaire les critères de stabilité imposés par la condition CFL, avec un nombre de courant maximal fixée à $Co \simeq 3$ et une valeur moyenne maintenue à $Co \leq 0{,}5$.

La condition de stabilité CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) est un critère fondamental en simulation en dynamique des fluides (CFD). Elle impose qu'une solution explicite reste stable si la vitesse de propagation de l'information physique est inférieure à celle du calcul numérique. Autrement dit, l'information ne doit pas franchir plus d'une cellule du maillage par pas de temps. Si cette condition n'est pas respectée, la simulation devient instable et peut mener à des résultats divergents. La condition CFL se formule ainsi :

$$Co = \frac{U\ .\ \Delta t}{\Delta x} \tag{90}$$

Où : U est la vitesse locale du fluide, Δt est le pas de temps et Δx est la taille caractéristique d'une cellule du maillage.

Pour l'intégration temporelle, le schéma de **Crank-Nicolson** de deuxième ordre, avec un coefficient de 0,9 (90 % implicite), a été choisi en raison de son équilibre entre stabilité et précision.

4.2.1.1. Conditions aux limites et initiales

Le choix des conditions aux limites et initiales est un facteur déterminant pour obtenir des résultats numériques à la fois fiables et précis. Dans le cadre de l'utilisation de notre solveur en présence d'un champ gravitationnel, une attention particulière a été portée sur la sélection de ces conditions. Ainsi, le solveur utilisé travaille avec une pression alternative nommée p_{rgh} sur OpenFOAM. Cette pression dépend de la pression hydrostatique totale modifiée ph_{rgh}, et s'écrit comme suit :

$$p_{rgh} = ph_{rgh} - \frac{1}{2}\rho|U|^2 = p - \rho g h \tag{91}$$

Où : p représente la pression absolue et h la hauteur relative.

Cette approche permet d'intégrer de manière cohérente les effets gravitationnels, optimisant ainsi la précision des simulations et la robustesse des résultats obtenus.

Le modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$ a été adopté, comme mentionné précédemment. Ce modèle améliore les approches classiques à deux équations en prenant en compte l'anisotropie de la turbulence près des parois et les effets non locaux entre la pression et la déformation. Il se distingue par sa capacité à modéliser la turbulence sans nécessiter de fonctions spécifiques aux parois. Ce modèle utilise une échelle de vitesse $\overline{v^2}$ pour décrire les fluctuations perpendiculaires aux lignes de courant et inclut une fonction de relaxation elliptique f pour capturer les effets anisotropes près des parois, ce qui le rend particulièrement efficace dans les scénarios d'écoulement complexes.

Dans le cadre de cette étude, les conditions aux limites et initiales de ces paramètres sont présentées ci-dessous pour chaque frontière du domaine de calcul (patch) :

- **Entrée :**

Une vitesse constante de 1 m/s a été définie à l'entrée du domaine. Cette valeur a été choisie par rapport à la vitesse moyenne mesurée au même emplacement. Concernant le traitement de la pression, la condition aux limites « **calculated** » a été utilisée pour spécifier la pression. Cette approche permet de calculer la pression en termes de pression modifiée p_{rgh}. Pour cette dernière, la condition aux limites « **fixedFluxPressure** » a été imposée, fixant un gradient de pression nul dans la direction de l'écoulement à ce point, ce qui signifie qu'il n'y a pas de variation de pression dans cette direction particulière. Enfin, une condition similaire a

été appliquée pour la pression hydrostatique totale modifiée ph_{rgh} , assurant ainsi une modélisation cohérente de la pression dans le système en tenant compte des effets hydrostatiques.

Par rapport aux paramètres du modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$ (cf. Tableau 13), l'énergie cinétique turbulente k a été fixée par une valeur calculée à partir de l'équation (92) :

$$k = \frac{3}{2}\,(UI)^2 \tag{92}$$

La valeur de l'intensité turbulente $I = 5\%$ est calculée à partir de l'équation (93) :

$$I = 0{,}16\,(Re)^{-1/8} \tag{93}$$

Le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente a été fixé par une valeur calculée à partir de l'équation (94) :

$$\varepsilon = C_\mu \frac{k^{3/2}}{l} \tag{94}$$

Sachant que la valeur de l'échelle de longueur turbulente $l = 0{,}07\ D1 = 0{,}0091\ m$, avec $D1$ est le diamètre de la cheminée à l'entrée.

La valeur fixée de l'échelle de vitesse $\overline{v^2}$ pour le modèle $\overline{v^2} - f$ a été calculée à partir de l'équation (95) :

$$\overline{v^2} = \frac{2}{3}k \tag{95}$$

La fonction de relaxation elliptique « f » a été fixée par un gradient nul dans la direction de l'écoulement.

- **Sortie :**

Pour modéliser la vitesse à la sortie de la cheminée, une condition aux limites de type « **pressureInletOutletVelocity** » a été adoptée. Cette condition spécifie un gradient nul de la vitesse lorsque l'écoulement se dirige vers l'extérieur de la cheminée, c'est-à-dire lorsque l'écoulement est sortant. En revanche, lorsque l'écoulement est dirigé vers l'intérieur de la cheminée, la composante normale de la vitesse à la surface de sortie est déterminée à partir de la valeur interne de la cellule adjacente.

Pour ce qui est de la pression, une condition de type « **prghTotalHydrostaticPressure** » a été sélectionnée. Cette condition prend en compte la pression hydrostatique totale modifiée, laquelle intègre l'effet de la gravité, tout en soustrayant la pression dynamique pour calculer la pression à la surface de sortie. À l'inverse, l'absence d'utilisation de la condition généralisée « **pressureOutlet** » s'explique par le fait qu'elle impose une pression constante, souvent nulle, à la surface de sortie. Cependant, dans une région de faible pression, cette condition pourrait induire un gradient de pression adverse, provoquant ainsi un écoulement inverse, ou "backflow". Ce phénomène est problématique car il conduit à

des solutions non-physiques et peut empêcher la convergence des simulations en perturbant l'équation de continuité.

Pour le reste des paramètres du modèle de turbulence, un gradient nul a été imposé.

- **Parois (Walls) :**

Une condition de vitesse nulle, également appelée condition « noSlip », est imposée sur l'ensemble des parois du domaine considéré. Cette condition traduit l'adhérence complète du fluide aux parois. En ce qui concerne la pression, une condition aux limites de type Neumann homogène est appliquée, ce qui impose un gradient de pression nul dans la direction normale aux parois. Cela se traduit par l'expression suivante : $\partial P/\partial n = 0$.

Les maillages utilisés dans cette étude sont basés sur des modèles bas-Reynolds, où la distance adimensionnelle de la première maille $y^+ < 1$. Ces maillages sont conçus pour permettre une intégration complète jusqu'à la paroi et pour capturer les effets visqueux qui dominent dans les régions proches des parois. Cela nécessite une densité de cellules élevée au sein de la couche limite, ce qui impose un maillage très raffiné. Cette finesse est essentielle pour contrôler les variations rapides et significatives des grandeurs turbulentes dans cette zone. Il est important de noter que, contrairement à d'autres approches (haut-Reynolds), ces modèles ne requièrent pas l'utilisation de corrélations pour décrire les comportements dans les régions proches des parois, ce qui simplifie l'approche tout en conservant une grande précision dans la modélisation des phénomènes visqueux.

La loi de paroi « **kLowReWallFunction** » est employée pour spécifier les conditions aux parois en ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente. Pour les maillages bas-Reynolds, cette loi impose une valeur fixe de type Dirichlet, ce qui la rend particulièrement adaptée aux simulations où la couche limite turbulente est entièrement résolue, y compris la sous-couche visqueuse. Pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, une valeur fixe est assignée.

En ce qui concerne le coefficient de viscosité turbulente cinématique « **nut** », la fonction « **nutLowReWallFunction** » est employée. Cette fonction est spécifiquement conçue pour les maillages bas-Reynolds, où il est crucial que le modèle de turbulence prenne en compte les effets visqueux près des parois. Elle calcule la viscosité turbulente pour les cellules adjacentes aux parois, et elle impose une valeur nulle exactement à la paroi.

Les lois de paroi « **v2WallFunction** » et « **fWallFunction** » sont utilisées pour ces deux paramètres du modèle $\overline{v^2} - f$, à savoir l'échelle de vitesse et la fonction de relaxation elliptique, respectivement. Ces fonctions sont conçues pour améliorer la précision des simulations dans les zones proches des parois en modélisant plus précisément les effets de turbulence près des surfaces solides. Elles permettent de mieux capturer les interactions entre la turbulence et les parois, ce qui est essentiel pour les simulations de transport particulaire.

Les conditions aux limites et initiales sont regroupées dans le Tableau 13 :

		Entrée	Sortie	Parois
U *(m/s)*	Type	fixedValue	pressureInletOutletVelocity	noSlip
	Valeur à t = 0	1	(0 0 0)	/
p *(Pa)*	Type	calculated	calculated	calculated
	Valeur à t = 0	101325	101325	101325
p_rgh (Pa)	Type	fixedFluxPressure	prghTotalHydrostaticPressure	fixedFluxPressure
	Valeur à t = 0	0	0	0
ph_rgh (Pa)	Type	fixedFluxPressure	fixedValue	fixedFluxPressure
	Valeur à t = 0	0	0	0
k $(m^2.s^{-2})$	Type	fixedValue	zeroGradient	kLowReWallFunction
	Valeur à t = 0	0,00397	/	0
ε $(m^2.s^{-3})$	Type	fixedValue	zeroGradient	fixedValue
	Valeur à t = 0	0,006	/	3,5
$\overline{v^2}$ $(m^2.s^{-2})$	Type	fixedValue	zeroGradient	v2WallFunction
	Valeur à t = 0	0,0026	/	0
f (s^{-1})	Type	zeroGradient	zeroGradient	fWallFunction
	Valeur à t = 0	/	/	0
ν_t (nut) $(m^2.s^{-1})$	Type	calculated	calculated	nutLowReWallFunction
	Valeur à t = 0	0	0	0

Tableau 13 : Conditions aux limites et initiales imposées aux paramètres du modèle de turbulence

4.2.2. Etude de la sensibilité au maillage

Une analyse de la sensibilité au maillage a été effectuée, dans le but d'identifier le maillage optimal pour la simulation numérique de cet écoulement. L'objectif de cette optimisation était d'obtenir un maillage capable de capturer les phénomènes turbulents d'écoulement tout en minimisant le temps de calcul.

L'étude visait à concevoir un maillage de type bas-Reynolds pour toutes les configurations analysées, afin de capturer les caractéristiques de l'écoulement, notamment dans les régions proches des parois. Pour quantifier l'adéquation du maillage, des valeurs de la distance adimensionnelle y^+ ont été calculées pour chaque maillage au niveau des différentes parois de la géométrie de la cheminée. Ces valeurs, permettent d'évaluer la résolution du maillage vis-à-vis de la couche limite dans les régions proches des parois.

Maillage Tétraédrique	Nom des parois							
	Walls1				Walls2			
Types	T1	T2	T3	T4	T1	T2	T3	T4
Min	3e-3	1,86e-3	2,15e-4	1,8e-4	0,19	0,148	0,112	1,57e-2
Moyenne	**0,5**	**0,31**	**0,19**	**0,183**	**0,52**	**0,331**	**0,194**	**0,163**
Max	1,1	0,782	0,547	0,48	0,9	0,614	0,395	0,357

Tableau 14 : Valeurs de y^+ pour les différents maillages tétraédriques

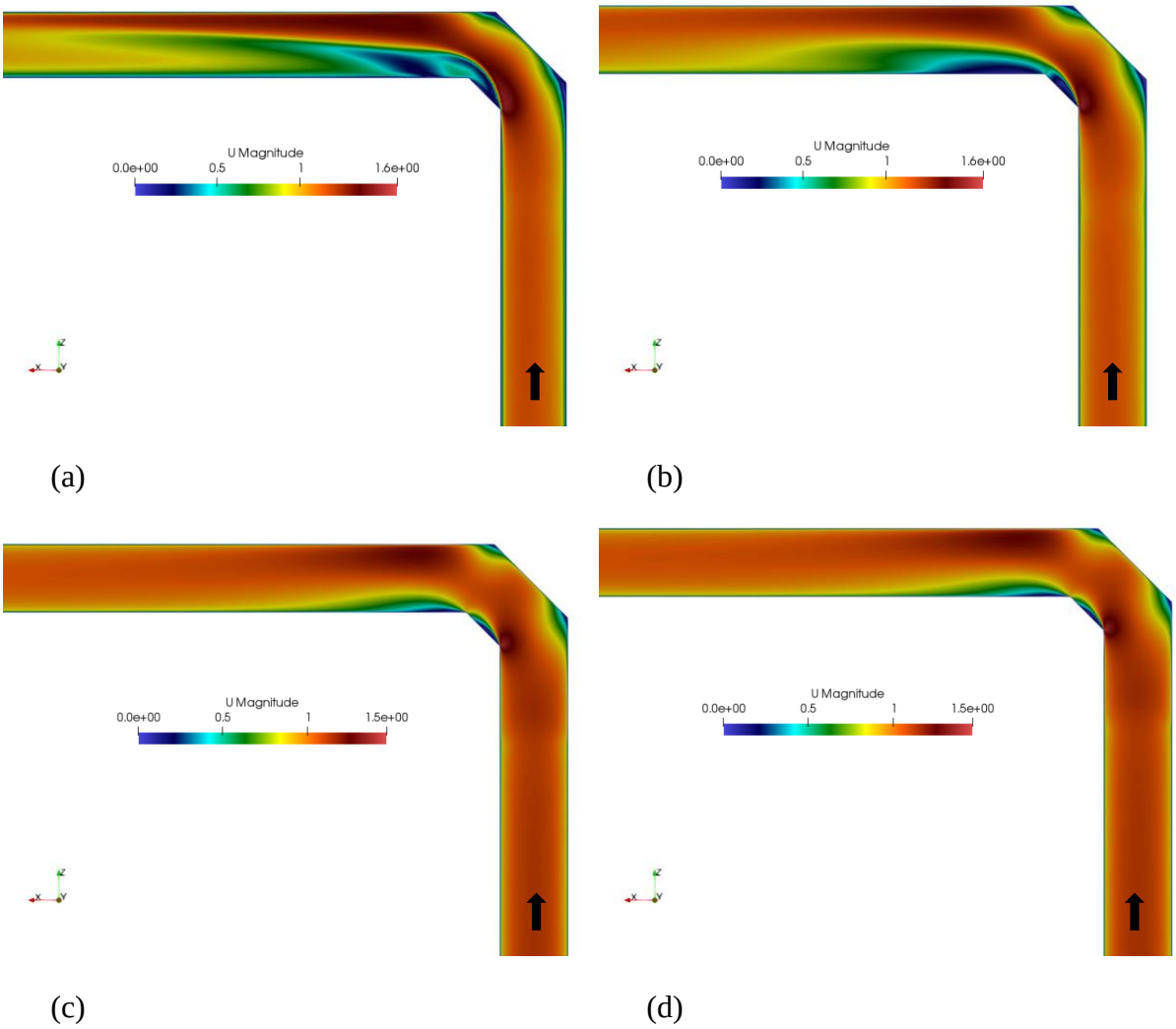
Maillage hexaédrique	Nom des parois							
	Walls1				Walls2			
Types	H1	H2	H3	H4	H1	H2	H3	H4
Min	1,62e-2	8,34e-3	1,71e-3	7,43e-4	0,25	0,2	0,11	8,51e-2
Moyenne	**0,8**	**0,64**	**0,57**	**0.51**	**1,12**	**0,8**	**0,62**	**0,55**
Max	2,73	2,30	2,04	1,99	4,93	3,35	2,84	2,59

Tableau 15 : Valeurs de y^+ pour les différents maillages hexaédriques

Indépendamment du type de maillage et du niveau de raffinement, la valeur de y^+ demeure systématiquement inférieure à 1. Cela assure que tous les maillages satisfont aux critères d'un maillage bas-Reynolds, garantissant que la première cellule du maillage se situe dans la sous-couche visqueuse. Cette condition permet l'application directe du modèle de turbulence choisi sans recourir à des lois de paroi.

Les différents types de maillages sont évalués qualitativement sur les contours de vitesse et les lignes de courant de la zone après le coude. Une analyse quantitative est réalisée sur le

profil de vitesse axiale selon l'axe z à la position P3, située après le coude. Cette région est sujette à des phénomènes complexes d'écoulement, incluant des gradients de cisaillement et la formation de zones de recirculation et de faible vitesse. Ces perturbations de l'écoulement peuvent avoir des conséquences significatives sur le champ de vitesse. Les résultats qualitatifs de cette comparaison sont présentés ci-dessous :



(a) (b)

(c) (d)

Figure 77 : Champs de la norme de la vitesse pour les maillages tétraédriques : (a) Maillage T1 ; (b) Maillage T2 ; (c) Maillage T3 ; (d) Maillage T4

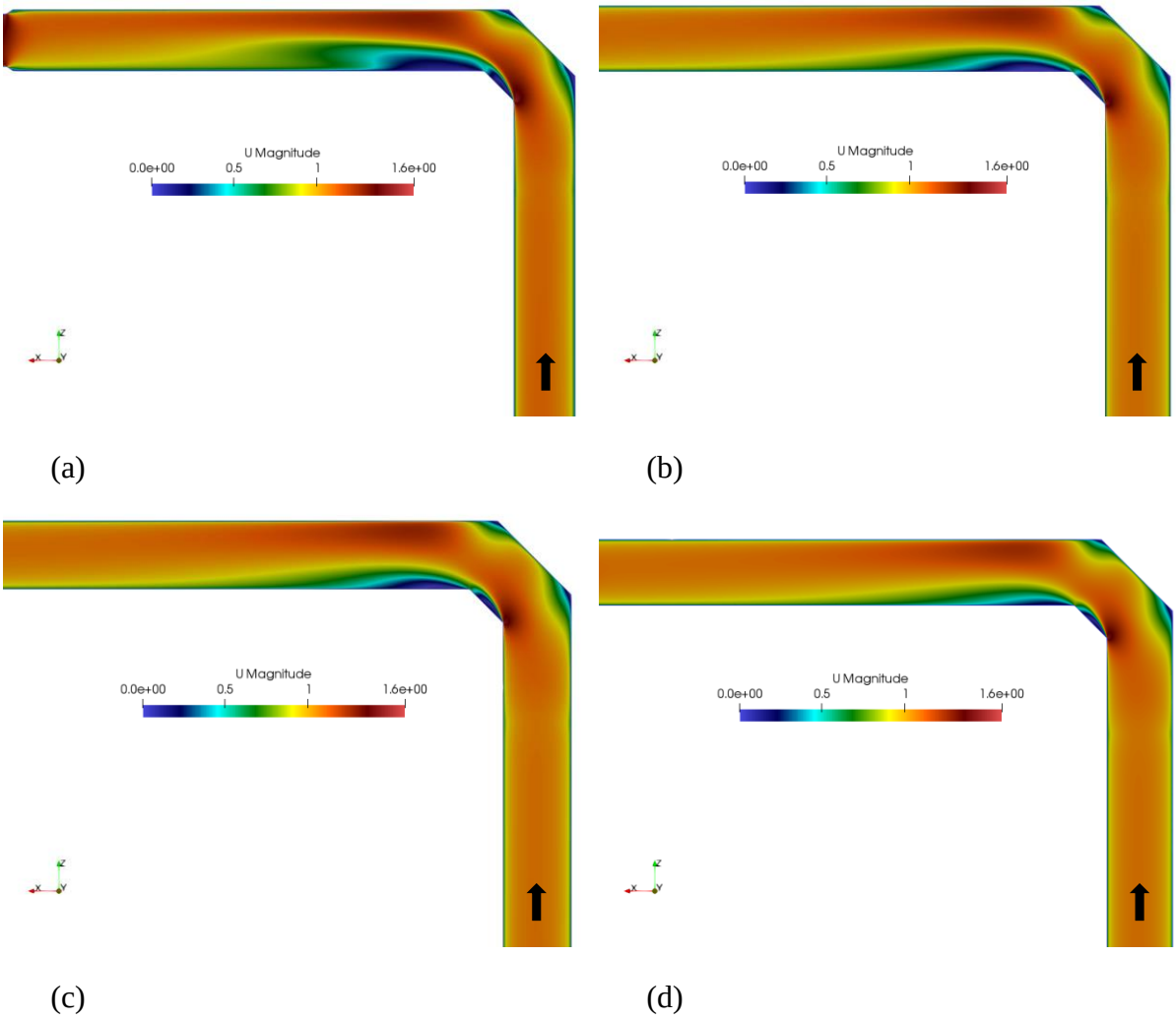


Figure 78 : Champs de la norme de la vitesse pour les maillages hexaédriques : (a) Maillage H1 ; (b) Maillage H2 ; (c) Maillage H3 ; (d) Maillage H4

D'après la Figure 77 et la Figure 78, on observe qu'un maillage plus raffiné réduit la taille de la zone de recirculation de faible vitesse. Cela peut s'expliquer par plusieurs facteurs :

- Meilleure résolution des gradients : le maillage fin capture mieux les variations de vitesse, de pression et de température.
- Réduction de la diffusion numérique : l'affinage du maillage réduit la diffusion numérique, notamment avec un maillage tétraédrique, ce qui permet de mieux représenter les phénomènes physiques.
- Convergence vers une solution réaliste : avec un maillage plus fin, les solutions convergent vers une représentation plus réaliste des écoulements.

Pour approfondir davantage l'analyse des différents types de maillages, qu'ils soient tétraédriques ou hexaédriques, des résultats quantitatifs et des comparaisons sont présentés ci-

dessous. Ces résultats portent sur l'étude détaillée du profil de vitesse axiale le long de l'axe z à la position P3, située juste après le coude.

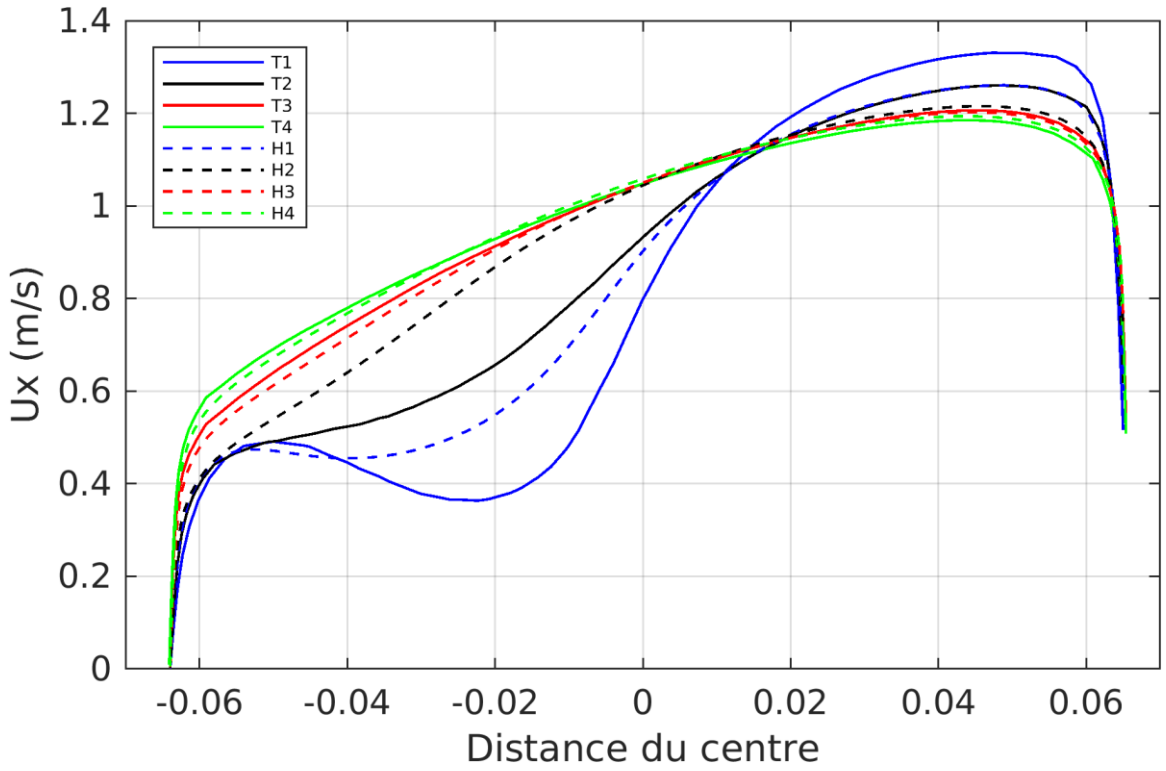


Figure 79 : Profils de vitesse axiale le long de l'axe z à la position P3 pour différents maillages

Cette courbe présente les profils de vitesse axiale pour chaque maillage. On constate que les courbes des maillages fins affichent des variations plus douces.

Pour les maillages grossiers H1 et T1, les profils de vitesse montrent des comportements non physiques près des zones à fort gradient, notamment dans les zones de séparation d'écoulement. Cela conduit à un profil de vitesse atténué pour T1 qui atteint 1,2 m/s puis chute brusquement à 0,38 m/s, indiquant que les petits tourbillons de l'écoulement ne sont pas bien capturés. Ces observations suggèrent que le maillage grossier n'est pas adapté pour une représentation précise de la dynamique de l'écoulement.

Avec les maillages intermédiaires H2 et T2, on observe une amélioration par rapport aux maillages grossiers : les oscillations non physiques sont réduites et le profil de vitesse est plus en accord avec les attentes physiques. Cependant, des différences subsistent par rapport aux résultats des maillages fins, surtout dans les régions à fort gradient, comme les zones proches des parois et de recirculation. Le compromis entre le coût de calcul et la précision est acceptable pour cet écoulement fluide, mais il pourrait s'avérer insuffisant pour des études futures impliquant des particules, où une grande précision est nécessaire.

Quant aux maillages fins H3 et T3, les profils de vitesse axiale sont beaucoup plus réguliers et capturent avec précision les variations fines de la dynamique de l'écoulement. Les résultats convergent, et l'erreur entre les simulations des maillages H4 et T4 est minime, ce qui indique que la solution est proche de la solution convergée en maillage.

Pour effectuer le choix du maillage le plus approprié, le temps de calcul est un critère à considérer. Le Tableau 16 donne les durées de calcul par processeurs pour une simulation de 10 secondes à chaque type de maillage, en utilisant un total de 96 processeurs.

Maillage	H1	H2	H3	H4	T1	T2	T3	T4
Temps d'exécution approximatif par processeur (h/procs.)	0,12	0,34	0,47	0,64	0,11	0,22	0,42	0,68

Tableau 16 : Temps d'exécution approximatif pour les différents maillages

4.2.2.1. Choix du maillage :

Afin de choisir un maillage approprié, il est essentiel de vérifier sa compatibilité avec l'injection des particules, et de s'assurer qu'il ne génère aucun problème pendant la simulation. Pour valider ce principe, nous avons injecté des particules et observé leur comportement au cours du temps dans les deux types de maillages.

Lors de ces simulations, un problème est survenu avec les maillages hexaédriques, généré par l'outil snappyHexMesh. Bien que la simulation ne diverge pas explicitement, le calcul s'interrompt prématurément, notamment lorsque les premières particules commencent à sortir du domaine simulé. Ce dysfonctionnement peut être attribué à plusieurs facteurs :

- **Qualité du maillage** : Le maillage n'est pas correctement généré dans les zones présentant des déformations géométriques.
- **Comportement des particules** : Les particules ne quittent pas réellement le domaine, ce qui entraîne leur accumulation dans certaines régions spécifiques. Cette accumulation peut bloquer le calcul et conduire à une interruption de la simulation.
- **Limitation logicielle** : Un bug potentiel dans le logiciel OpenFOAM v9 pourrait également être en cause. Malgré que ce dernier soit un logiciel open-source reconnu pour sa robustesse, des anomalies peuvent encore survenir.

En raison de ce problème, il a été décidé de poursuivre les simulations avec les maillages tétraédriques. Ces derniers ne posent aucun problème de simulation des particules, même sur de longues durées.

Enfin, Les comparaisons présentées dans le Tableau 16 et la Figure 79 nous conduisent à privilégier le maillage T3. Bien qu'un maillage intermédiaire puisse être suffisant pour des études simples, dans notre cas, où l'influence de l'écoulement du fluide est importante pour reproduire fidèlement le déplacement des particules, un maillage fin s'avère indispensable. Ainsi, Le maillage T3, qui est particulièrement fin avec ses 13 millions de cellules, réduit la diffusion numérique associée aux cellules tétraédriques. Cette configuration assure une bonne précision dans la modélisation des écoulements et le comportement des particules injectées.

4.2.3. Résultats numériques de la phase porteuse et comparaison avec l'expérience

Les résultats numériques obtenus pour le maillage de type T3 sont présentés ci-dessous. Ces résultats fournissent des informations qualitatives sur les paramètres clés du système, notamment la vitesse et la pression.

4.2.3.1. Champ de pression :

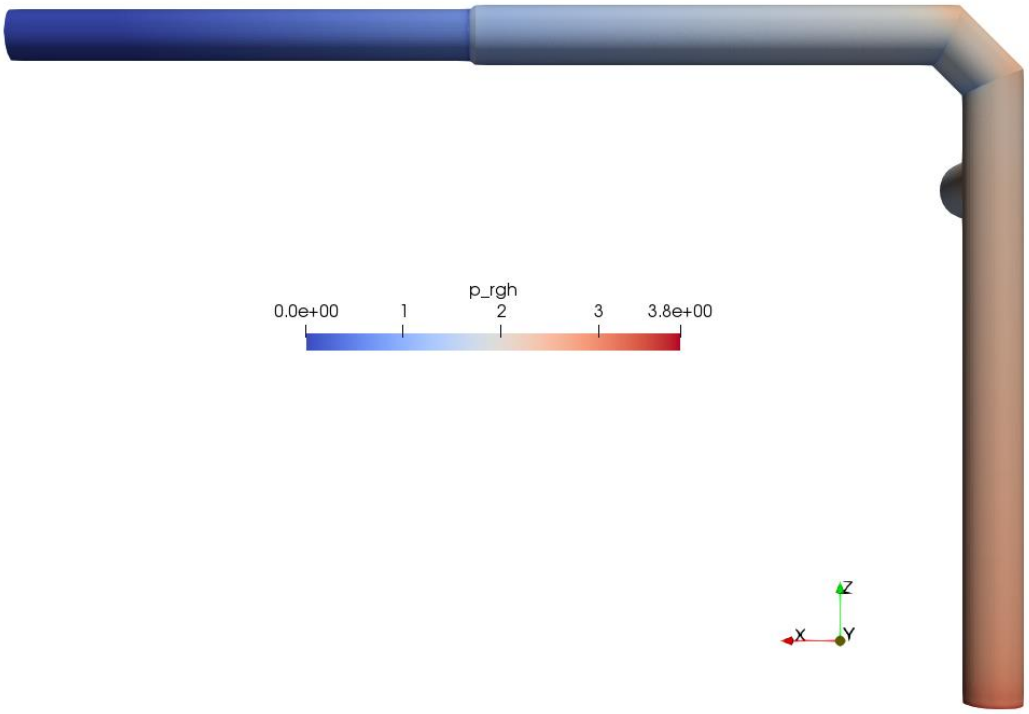


Figure 80 : Champ de pression dans la cheminée

La Figure 80 présente un contour illustrant la variation de pression entre l'entrée et la sortie du système. Théoriquement, cette variation peut être affectée par les singularités géométriques présentes le long de la cheminée, telles que les raccordements, les coudes ou les rétrécissements. Toutefois, dans ce cas particulier, la variation de pression observée est très faible, avec une différence maximale inférieure à 4 Pa. Par conséquent, l'influence de ces singularités géométriques est jugée négligeable.

Pour vérifier cette hypothèse, des mesures expérimentales ont été réalisées à l'aide du micro-manomètre dp-calc-5825 placés à l'entrée et la sortie de la cheminée. Les résultats obtenus ont montré que les valeurs de pression étaient trop faibles (< 4 Pa) pour être détectées avec précision par l'appareil utilisé, confirmant ainsi que les variations sont négligeables.

Ces résultats indiquent que les pertes de charge dans la cheminée sont très faibles et n'ont donc pas d'impact significatif sur le comportement global de l'écoulement. Par conséquent, cette faible perte de charge justifie de ne pas approfondir l'analyse de cet aspect du système.

4.2.3.2. Champ de vitesse en coupes :

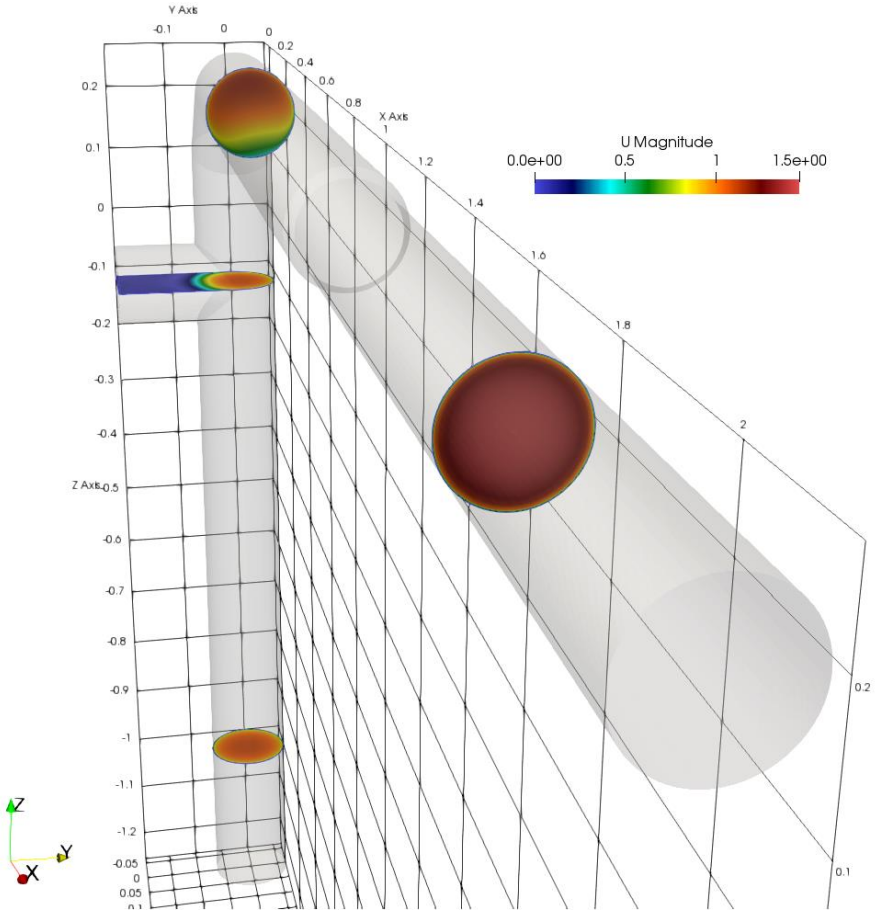


Figure 81 : Contour du champ de vitesse en coupes

La Figure 81 présente un champ de vitesse à travers plusieurs sections de l'écoulement : la première section est située immédiatement après l'entrée en P1, où l'écoulement est déjà bien établi. Les sections suivantes se trouvent respectivement en P2, au milieu de la zone de raccordement, en P3, après le coude, et en P4, juste avant la sortie de la cheminée.

En P2, on observe la formation d'une zone de recirculation dans le raccordement. En P3, l'écoulement montre des contraintes de cisaillement ainsi qu'une zone de séparation d'écoulement. Enfin, en P4, l'écoulement est marqué par une accélération notable, due à la réduction de la section.

4.2.3.3. Comparaison entre la vitesse mesurée et déduite des simulations numériques

Dans cette partie, les résultats du calcul avec la maillage T3 sont comparés avec les données expérimentales pour le fluide seul (chaudière à l'arrêt) pour les positions P3 et P4 (cf. Figure 82) :

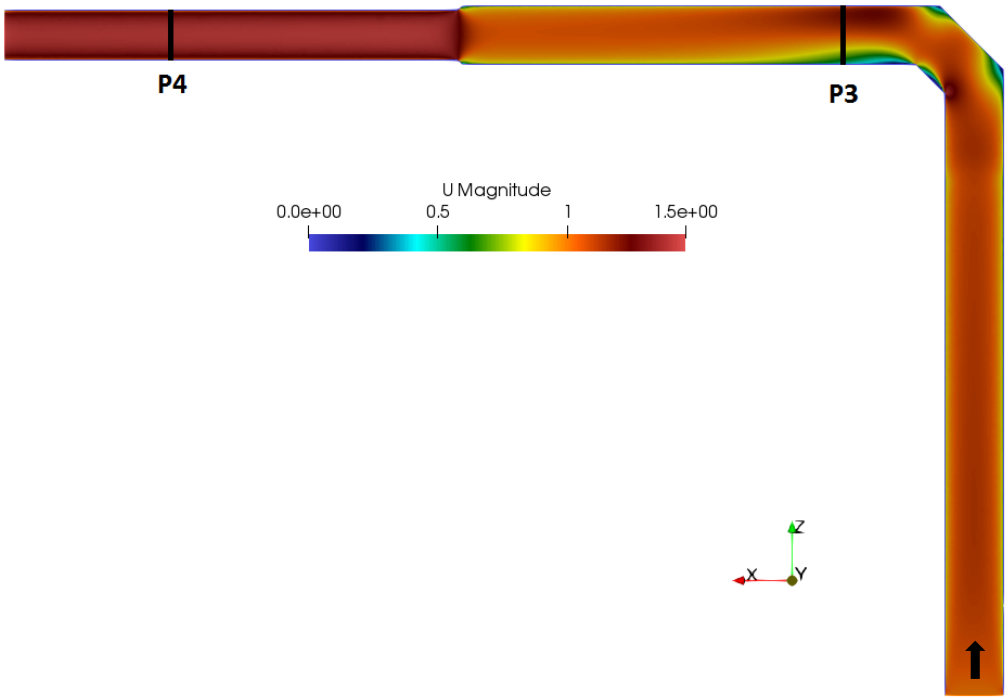


Figure 82 : Distribution numérique du champ de vitesse à l'intérieur de la cheminée

Les figures suivantes illustrent cette comparaison :

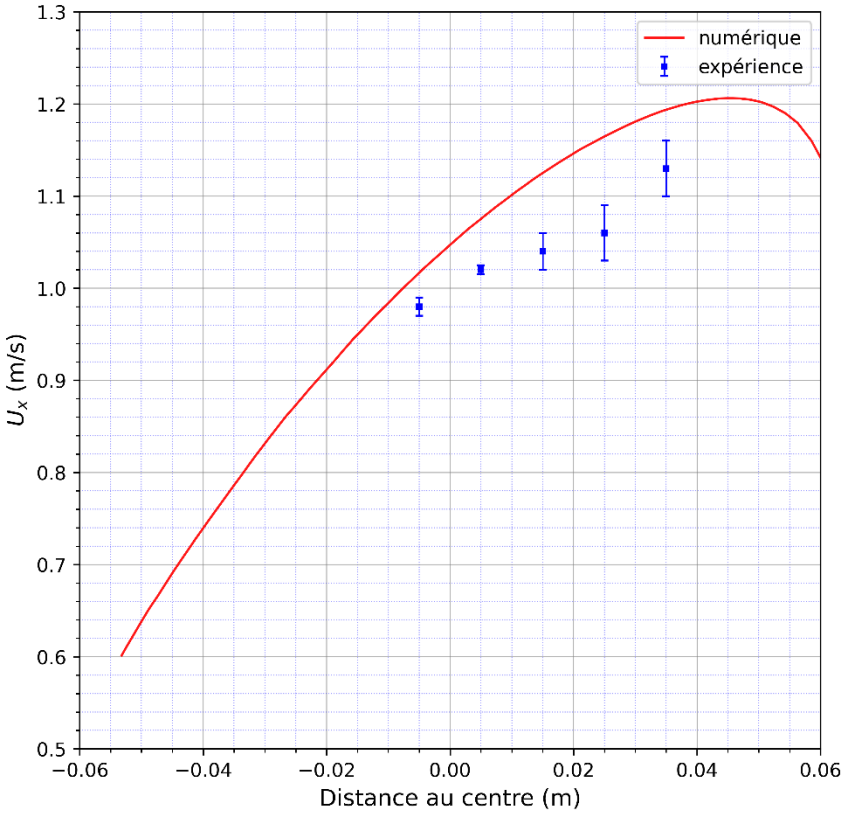


Figure 83 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale mesurée et calculée au P3 (OFF)

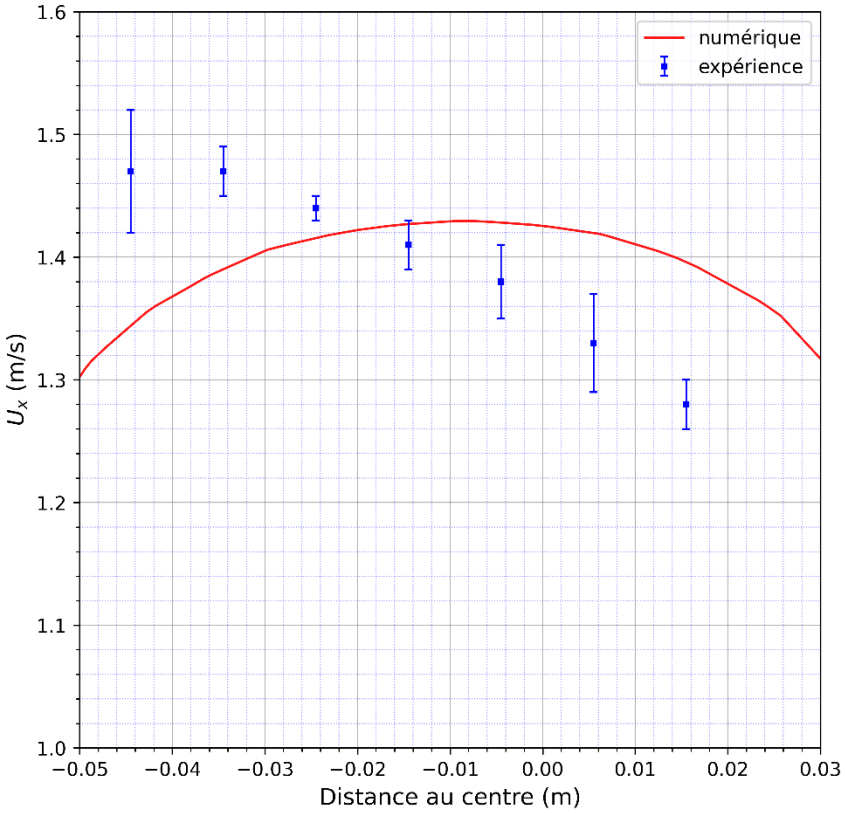


Figure 84 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale expérimentale et numérique au P4 (OFF)

L'analyse de la Figure 83 révèle une bonne concordance entre les résultats numériques et les données expérimentales de vitesse axiale, avec des écarts minimes entre les deux. Les résultats expérimentaux, représentés avec des barres d'erreur indiquant les variations maximales par rapport à la moyenne, montrent une diminution progressive de la vitesse, tendance également observée dans les prédictions numériques.

Concernant la Figure 84, le profil numérique est bien développé et proche aux points expérimentaux au centre du cylindre de la cheminée, mais s'en écarte vers les parois. Cette divergence peut s'expliquer par des perturbations dans la mesure expérimentale de la vitesse causées par la proximité de l'hélice de mesure du débit, située à la position P5. Cette proximité a également conduit à des variations plus importantes des barres d'erreur par rapport au cas précédent. Malgré ces écarts, le modèle numérique fournit des résultats proches des données expérimentales et sera considéré comme valide pour simuler l'écoulement du fluide chaud chargé en particules, lorsque la chaudière est en fonctionnement (ON).

4.3. Résultats numériques pour une chaudière allumée (ON) avec une comparaison expérimentale

4.3.1. Etude thermique

Dans cette partie, la chaudière fonctionne à son régime nominal, ce qui entraîne l'écoulement d'un fluide contenant des particules issues de la combustion de la biomasse. Dans la suite de ce mémoire, le terme (ON) désignera la situation ou la chaudière est en fonctionnement. Ce processus contribue à l'élévation de la température interne au sein de la cheminée. Avant d'analyser l'effet thermique dans la cheminée, il faut souligner que les caractéristiques du fluide (fumée) diffèrent de celles du fluide (air) lorsque la chaudière est arrêtée (OFF). Par conséquent, il est nécessaire de recalculer la masse volumique, la viscosité dynamique et le nombre de Reynolds.

Selon Liu et al. [143], les fumées résultant d'une combustion biomasse selon les conditions opératoires se composent de 70 à 75 % de N_2, de 5 à 15 % de O_2, de 5 à 10 % de CO_2 et de 2 à 5 % de H_2O. Pour simplifier l'analyse, on considère l'azote comme le composant majoritaire, et donc, le seul fluide circulant à l'intérieur de la cheminée. Les propriétés physiques de l'azote sont tirées pour *T = 90 °C* (la température moyenne de dans la cheminée) [144], avec une viscosité dynamique de $\mu_{N_2} = 2{,}06 \times 10^{-5} kg/m.s$ et une masse volumique de $\rho_{N_2} = 0{,}94\ kg/m^3$.

La vitesse d'entrée du gaz dans la cheminée est mesurée à environ 1 m/s, permettant ainsi le calcul du nombre de Reynolds correspondant pour caractériser le régime d'écoulement du fluide dans ces conditions.

$$Re = \frac{\rho_{N_2} U_{N_2} D_1}{\mu_{N_2}} \approx 6000 \tag{96}$$

Avec D_1 le diamètre de l'entrée de la cheminée. Bien que le nombre de Reynolds ait diminué par rapport au cas précédent, l'écoulement demeure turbulent.

Après avoir déterminé les propriétés du fluide lorsque la chaudière est en marche, il est essentiel de valider le modèle thermique, c'est-à-dire, de s'assurer que les profils de température correspondent aux températures mesurées le long de la cheminée. Pour effectuer cette validation, la première étape consiste à calculer les coefficients de transfert de chaleur au niveau des parois de la cheminée. Ces coefficients sont déterminés à partir de corrélations empiriques adaptées aux conditions d'écoulement turbulent. Ces corrélations permettent d'estimer les coefficients d'échange thermique convectif, qui sont ensuite utilisés dans les équations d'énergie pour simuler la distribution de température le long des parois de la cheminée. L'expression du coefficient de transfert thermique convectif est donnée par l'équation suivante :

$$h = \frac{k_f\ Nu}{L_c} \tag{97}$$

Avec k_f la conductivité thermique du fluide concerné, Nu le nombre de Nusselt, L_c la longueur caractéristique.

Pour améliorer la précision du calcul de ce coefficient, la cheminée a été divisée en deux segments distincts : une partie verticale et une partie horizontale. Cette division permet de mieux capturer les variations des conditions de convection sur chacune des sections.

Le calcul du coefficient convectif interne h_i pour les deux sections est basé sur le nombre de Nusselt, déterminé conformément aux travaux de Gnielinski [145]. Ce nombre de Nusselt est exprimé par l'équation suivante :

$$Nu = \frac{(f_r/8)\,(Re - 1000)\,Pr}{1 + 12{,}7(f_r/8)^{0{,}5}(Pr^{2/3} - 1)} \qquad \begin{pmatrix} 0{,}5 \le Pr \le 2000 \\ 3 \times 10^3 < Re < 5 \times 10^6 \end{pmatrix} \qquad (98)$$

Avec f_r représente le coefficient du rugosité et Pr le nombre de Prandtl. Ce dernier s'exprime comme suit :

$$Pr = \frac{\mu_f\, c_p}{k_f} \qquad (99)$$

Avec c_p la capacité thermique massique isobare.

Le nombre de Prandtl calculé $Pr = 0{,}69716$ pour la section verticale et $Pr = 0{,}7009$ pour la section horizontale.

Les coefficients de convection externes h_e pour les sections horizontales et verticales de la cheminée ont été déterminés à l'aide des corrélations de la littérature [146,147].

Pour la section verticale, le nombre de Nusselt est calculé par l'équation suivante :

$$Nu = 0{,}1\, Ra_L^{1/3} \qquad 10^9 \le Ra_L \le 10^{13} \qquad (100)$$

Pour la section horizontale, le nombre de Nusselt est calculé par l'équation suivante :

$$Nu = \left(0{,}6 + \frac{0{,}387\, Ra_D^{1/6}}{[1 + (0{,}559/Pr)^{9/16}]^{8/27}}\right)^2 \qquad Ra_D \le 10^{12} \qquad (101)$$

Avec Ra le nombre de Rayleigh, dont la valeur, dans le cadre de notre étude, se situe entre 10^9 et 10^{13}. Ce nombre est le résultat du produit entre les nombres de Prandtl et de Grashof. Son expression est donnée par l'équation suivante :

$$Ra = Gr\,.Pr = \frac{g\,\beta\,\left(T_f - T_a\right) {L_c}^3}{{\nu_a}^2}\, Pr \qquad (102)$$

Avec T_f la température du fluide, T_a la température ambiante, ν_a la viscosité cinématique de l'air ambiant et β le coefficient de dilatation thermique. Il s'exprime comme suit :

$$\beta = 1/\left[\left(T_f + T_a\right)/2\right] \quad (103)$$

Pour la section verticale $L_c = L$ (la longueur du cylindre). Pour la section horizontale $L_c = D$ (le diamètre du cylindre).

La résistance thermique du cylindre a été négligée, en raison de sa faible épaisseur et de la haute conductivité thermique de l'acier. Pour chaque segment de la cheminée, un coefficient de transfert thermique moyen a été calculé en tenant compte des phénomènes de convection interne et externe suivant cette équation :

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_e} \quad (104)$$

En conséquence, le transfert de chaleur le long de la cheminée a été modélisé en utilisant des coefficients convectifs distincts : un coefficient de convection $h = 4{,}1\ Wm^{-2}K^{-1}$ pour la section verticale et un coefficient $h = 4{,}9\ Wm^{-2}K^{-1}$ pour la section horizontale.

Après avoir déterminé les coefficients de transfert thermique convectifs, ceux-ci sont appliqués sur les parois dans OpenFOAM en utilisant la condition aux limites « **externalWallHeatFluxTemperature** ». Cette condition associe un flux de chaleur convectif, estimé par le coefficient de transfert thermique convectif. La température de référence extérieure correspond à la température ambiante T_a = 293 K.

À l'entrée, une température constante est imposée, correspondant à celle mesurée en P1 (Tableau 17). À la sortie, une condition nommée « **inletOutlet** » est appliquée. Elle fonctionne comme une condition de type Neumann (gradient nul) lorsque le flux est sortant, permettant ainsi à la température de sortir sans restrictions.

Le Tableau 17 regroupe les différentes conditions aux limites et initiales appliquées pour la simulation du transfert thermique sur les différents frontières de la cheminée.

	Entrée	**Sortie**	**Paroi verticale**	**Paroi horizontale**
Type	fixedValue	inletOutlet	externalWallHeatFluxTemperature	
Valeur de T (K) à t = 0	384	293	293	293
Valeur de h ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)	/	/	4,1	4,9

Tableau 17 : Conditions aux limites et initiales imposées aux paramètres thermiques

Cette simulation numérique incorporant l'effet thermique a nécessité un temps de calcul considérablement plus élevé par rapport à celle ne prenant en compte que la dynamique du fluide. Cette augmentation du temps de calcul s'explique par les équations impliquées : la convergence de l'équation de l'énergie, qui modélise les échanges thermiques, est

intrinsèquement plus lente que celle des autres équations de Navier-Stokes, telles que celles régissant la conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

Lorsqu'on ajoute la composante thermique, l'équation de l'énergie doit être résolue simultanément avec les autres équations, augmentant ainsi la complexité du système d'équations couplées. Ce couplage peut introduire des non-linéarités supplémentaires et des échelles de temps différentes, ce qui ralentit la convergence vers une solution stable et précise.

Dans notre cas d'étude, cette différence de complexité s'est traduite par un temps de calcul de plus de 20 secondes pour atteindre la convergence de l'ensemble des équations incluant les transferts thermiques (cf. Figure 85). En revanche, en omettant cet effet, le temps de calcul s'est réduit considérablement à environ 6 secondes.

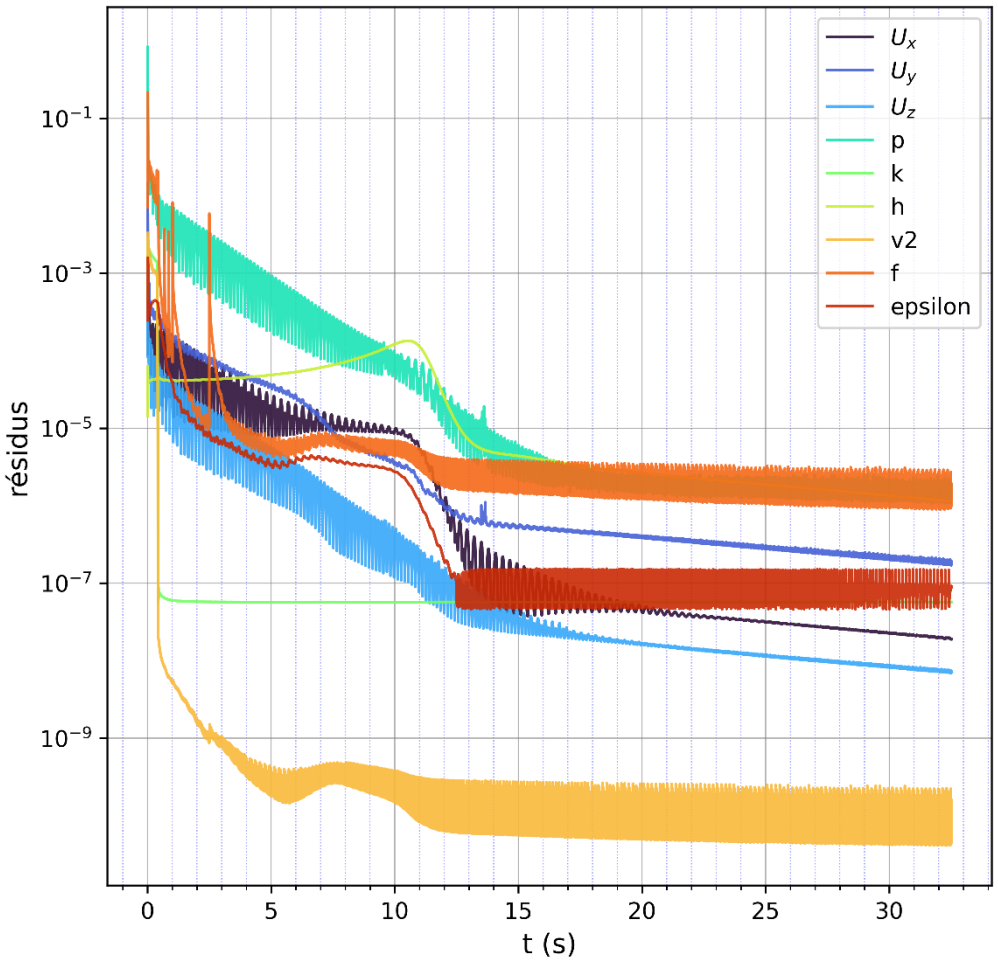


Figure 85 : Résidus de convergence du calcul en fonction du temps pour les paramètres du modèle

La distribution de la température est enregistrée tout au long de la cheminée, conformément aux indications fournies dans la Figure 86. Une température d'entrée du fluide est fixée au point P1, et les valeurs obtenues sont ensuite comparées aux données mesurées aux points P2 et P5. Le Tableau 18 présente une analyse comparative entre les températures mesurées et les températures calculées à ces différents emplacements.

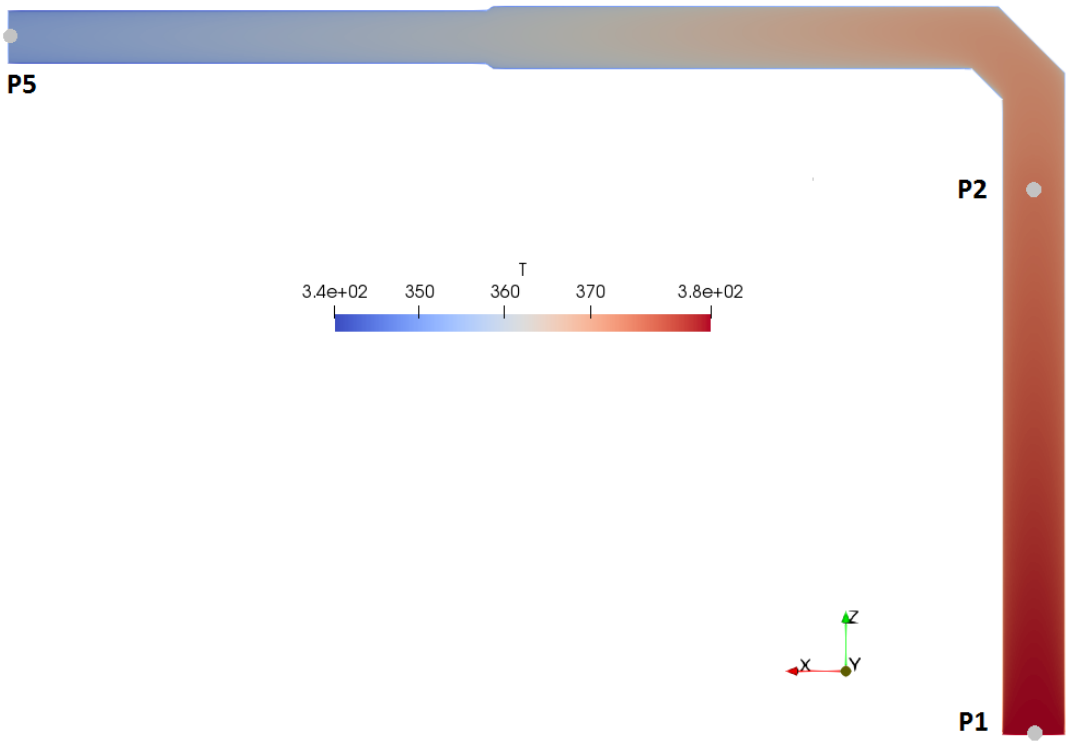


Figure 86 : Champs de température numérique dans la cheminée avec les points P1, P2 et P5

	Valeur moyenne expérimentale	Valeur numérique	Erreur
P1	110,8 ± 2,7 ºC	110,8 ºC	/
P2	105,8 ± 1,9 ºC	101,9 ºC	3,9 ºC
P5	78,7 ± 1,1 ºC	79,4 ºC	0,7 ºC

Tableau 18 : Comparaison entre les valeurs des températures mesurées et calculées dans la cheminée

La comparaison révèle, à la position P2, une différence d'environ 3,9 ºC entre la température moyenne mesurée et celle obtenue par simulation numérique. À la position P5, la différence est particulièrement faible, inférieure à 1 °C. Ces résultats permettent de valider le modèle numérique employé pour la prédiction du champ de température.

4.3.2. Résultats sur le champ de vitesse

Suite à la validation de l'effet thermique dans le cadre de notre étude, les résultats numériques obtenus sont présentés dans la Figure 87 et la Figure 88. Ces résultats fournissent des données quantitatives précises concernant la vitesse d'écoulement dans une chaudière en régime nominal (ON). Ils permettent de procéder à une analyse des performances du modèle utilisé.

Pour évaluer la pertinence et la robustesse des résultats, une comparaison est faîte aux données expérimentales issues de mesures réalisées sur un fluide chargé en particules, aux positions P3 et P4. Ces positions avaient été précédemment étudiées avec un fluide dépourvu de particules.

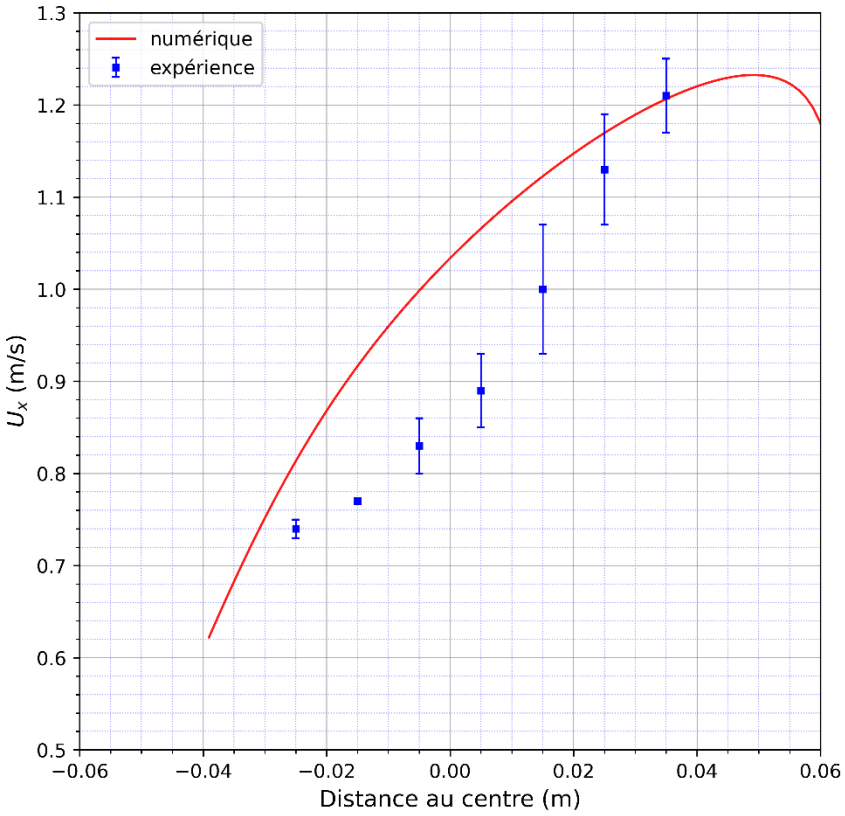


Figure 87 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale expérimentale et numérique au P3 (ON)

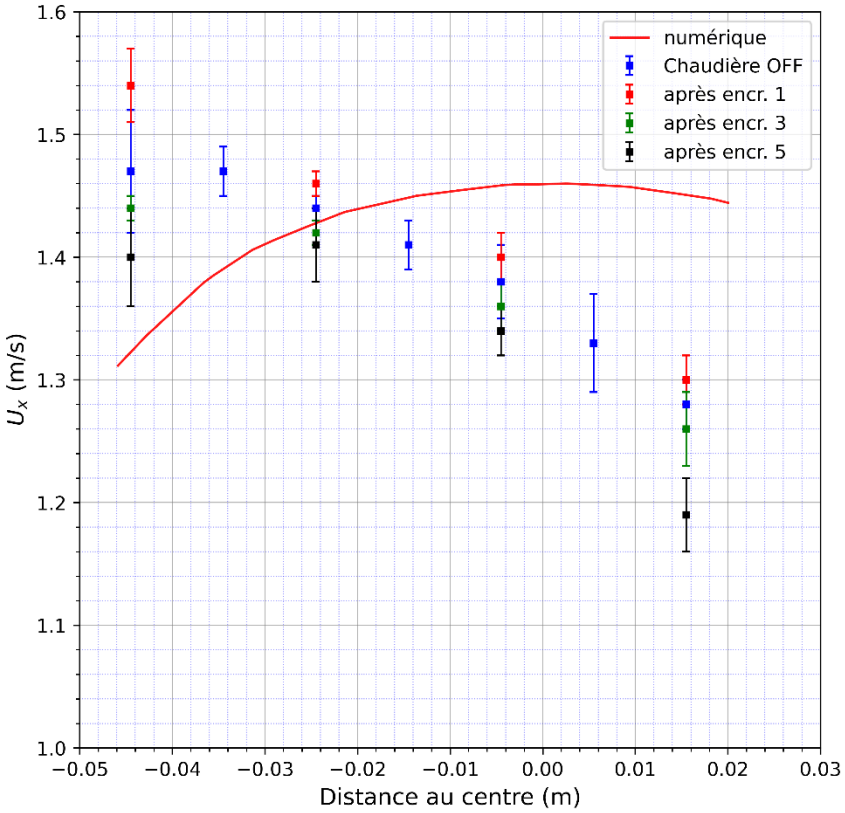


Figure 88 : Comparaison entre le profil de vitesse axiale expérimentale et numérique au P4 (ON)

L'analyse de la Figure 87 met en évidence une bonne concordance entre les résultats numériques et les données expérimentales concernant la vitesse dans une chaudière en fonctionnement (ON), avec quelques écarts marginaux entre les deux ensembles de données. Ces résultats démontrent une diminution progressive de la vitesse qui s'aligne parfaitement avec les prévisions numériques.

Ces observations valident la pertinence du modèle numérique utilisé, lequel s'avère bien adapté à la modélisation des particules dans ce contexte. En effet, l'analyse du profil de vitesse révèle qu'il est relativement proche du profil observé en l'absence de particules. Cette constatation indique que les particules exercent une influence minime sur l'écoulement du fluide dans les conditions spécifiques examinées, où le milieu est suffisamment dilué.

Dans le cadre de l'analyse des résultats présentés dans la Figure 88, la mesure des profils de vitesse à l'aide de l'anémomètre a révélé des difficultés techniques importantes. En particulier, l'accumulation de particules sur l'hélice de l'appareil de mesure a généré un phénomène d'encrassement, compromettant ainsi la précision des données expérimentales. Cette accumulation a provoqué quelques écarts dans les résultats obtenus au cours des répétitions de l'expérience. Afin de protéger les instruments de mesure et éviter toute détérioration supplémentaire, il a été décidé d'interrompre les essais et de conserver les données disponibles.

Malgré ces limitations expérimentales, le modèle numérique s'est révélé relativement fidèle aux observations réalisées dans des conditions sans particules, offrant des résultats qui convergent de manière satisfaisante avec les points expérimentaux, en particulier dans la zone centrale du cylindre de la cheminée. Dans cette région, les résultats simulés se superposent étroitement aux mesures expérimentales, ce qui témoigne de la robustesse du modèle dans des conditions contrôlées. Toutefois, une divergence plus prononcée entre le modèle numérique et les données expérimentales apparaît lorsque l'on se rapproche des parois internes du cylindre. Cet écart peut être attribué aux mêmes facteurs perturbateurs que dans le cas précédent (sans particules).

Bien que ces écarts soient apparents, ils restent dans une marge acceptable au regard des objectifs de l'étude. Le modèle numérique, malgré ses légères divergences avec les données expérimentales en périphérie du cylindre, fournit des résultats qui demeurent suffisamment proches des observations pour être considéré comme fiable. Cette cohérence relative permet de valider l'utilisation du modèle pour la simulation des écoulements en présence de particules.

4.3.3. Résultats sur la granulométrie des particules

Dans cette partie, les résultats relatifs au comportement des particules dans l'écoulement étudié sont présentés de manière détaillée. Cependant, avant d'exposer ces résultats, il est indispensable de fournir une description approfondie des conditions aux limites appliquées aux particules ainsi que des phénomènes physiques qui se manifestent dans ce type d'écoulement. Parmi les phénomènes observés, on note en particulier la déposition des particules sur les parois, car elle impacte fortement la concentration des particules à la sortie de la cheminée.

Un autre phénomène pouvant survenir dans ce type d'écoulement est l'agglomération des particules, qui correspond à la coalescence des particules fines sous l'effet de diverses forces, comme les forces de Van der Waals, conduisant à la formation de particules plus grandes. Toutefois, dans le cadre de cette étude, ce phénomène n'a pas été modélisé. L'agglomération nécessite en effet des investigations approfondies d'ordre chimique et physico-chimique, notamment l'analyse des interactions moléculaires et des phénomènes d'adhésion entre particules, ce qui sortait du cadre de l'étude, davantage orientée sur le transport particulaire.

Dans le cadre de cette étude, bien qu'un solveur ait été développé pour intégrer la force de collision entre les particules, cette force a été négligée dans les simulations. Cette décision s'appuie sur les travaux d'Elghobashi [27], qui a démontré que dans un milieu suffisamment dilué, les interactions entre les particules peuvent être considérées comme négligeables. La justification scientifique de cette approche repose sur l'idée que, dans de tels environnements, les collisions entre particules ont un impact minimal sur les dynamiques globales du système. Par conséquent, les simplifications apportées permettent d'optimiser les ressources de calcul.

La caractérisation du phénomène de déposition des particules sur les parois de la cheminée est effectuée en modélisant la dispersion turbulente à proximité des parois. Cette approche est essentielle, car elle permet de calculer les fluctuations de vitesse qui ne sont pas explicitement résolues par le modèle $\overline{v^2} - f$ employé. La dispersion turbulente est simulée à

l'aide du modèle de DRW (Discrete Random Walk), qui est couramment utilisé pour capturer les effets de la turbulence sur les trajectoires des particules.

Toutefois, l'utilisation du modèle CRW (Continuous Random Walk), bien qu'il soit l'un des plus avancés, a été temporairement suspendue en raison des difficultés rencontrées lors de son application à des géométries complexes telles qu'une cheminée cylindrique. En effet, ce modèle requiert l'utilisation de coordonnées cylindriques, ce qui implique une adaptation des équations de transport. De plus, pour le suivi des particules à travers des zones comme le coude de la cheminée, il est nécessaire d'introduire deux systèmes de repérage (fixe et mobile), rendant l'implémentation encore plus complexe.

4.3.3.1. Conditions aux limites des particules

Les conditions aux limites des particules varient en fonction du type d'écoulement et des caractéristiques des particules telles que la taille, le type, etc...

Une étude de sensibilité a été menée avec pour objectif principal d'identifier les paramètres qui influencent la convergence des simulations numériques. Dans ce cadre, le schéma d'interpolation de la vitesse a été modifié en adoptant la méthode dite « **cellPointWallModified** ». Ce schéma d'interpolation est prévu pour traiter les cellules en contact avec une ou plusieurs parois solides. Plutôt que de s'appuyer sur une interpolation classique des valeurs de vitesse sur les faces pariétales, ce schéma utilise directement les valeurs de vitesse calculées au centre des cellules. Ce choix permet d'empêcher le phénomène de piégeage des particules dans les cellules adjacentes à la paroi lorsque des conditions de non-glissement, où la vitesse est nulle, sont imposées.

La masse volumique des particules étudiée dans ce travail est estimée à 1100 kg/m³. Cette valeur correspond à la masse volumique moyenne des particules, obtenue en prenant en compte les différentes tailles de particules observées au cours de l'analyse. Cette répartition a été représentée de manière détaillée dans la Figure 52.

Les forces prises en compte dans la modélisation des particules comprennent la force de traînée, la gravité, ainsi que la force brownienne. Parmi ces forces, la force de traînée a été modélisée en utilisant le modèle « **SphereDrag** », qui est abordé en détail dans le chapitre 2.

L'influence de la force de portance, représentée par le modèle « **SaffmanLiftForce** », a été également testée dans le cadre de l'étude paramétrique. Toutefois, les simulations ont montré que cette force n'a pas d'influence notable sur le comportement des particules dans les conditions étudiées.

Certaines autres forces n'ont pas été prises en compte dans cette étude, telles que, la force de masse virtuelle, la force due au gradient de pression, la force de Basset. Cela s'explique par le fait que leurs effets sont considérés comme négligeables lorsque le rapport des masses volumiques du fluide et des particules est faible, un critère ici respecté avec un rapport ρ_f/ρ_p de l'ordre de 10^{-3}.

Afin de modéliser le processus d'injection, plusieurs paramètres doivent être définis dans le dictionnaire du modèle d'injection. Parmi ces paramètres figurent le type d'injecteur, le

moment initial de l'injection, la durée de l'injection, ainsi que le nombre de parcelles injectés par seconde. Les parcelles « **parcels** » sont des entités numériques représentant des groupes de particules de même diamètre. De plus, il est nécessaire de spécifier la vitesse initiale des particules et décrire le modèle de distribution de la taille des particules.

Dans cette étude, le modèle d'injection choisi est le « **PatchInjection** », qui permet de générer aléatoirement les particules à partir d'une surface définie. Ce modèle exige de préciser le nom de la surface d'injection, laquelle correspond, dans ce cas, à l'entrée du fluide (inlet).

Le nombre de particules par seconde dans une parcelle est déterminé en fonction du type « **fixed** » selon l'équation suivante : $n_p = CQ$

Où n_p représente le débit de particules par seconde (particules/s), *C* est la concentration volumique moyenne des particules, mesurée expérimentalement en unité de (particules/m³), et *Q* désigne le débit volumique du fluide en (m³/s). Le débit volumique du fluide *Q* est obtenu en multipliant la vitesse moyenne du fluide à l'entrée par la surface de la section transversale du tube d'entrée.

Le nombre de particules dans chaque parcelle est déterminé en fonction de la concentration moyenne des particules obtenue expérimentalement, assurant ainsi que cette concentration correspond aux valeurs mesurées. Par ailleurs, dans le modèle DPM utilisé pour ces simulations, chaque parcelle numérique contient environ un million de particules. Ce choix s'explique par le fait que le nombre total de particules dans la cheminée dépasse les 2×10^{12} particules.

Vitesse d'entrée (m/s)	*C* (particules/cm^3)	n_p (particules/s)	Parcelles/s	Nombre de particules/parcelle
1	$5{,}08 \times 10^{7}$	$6{,}74 \times 10^{11}$	650000	1036923

Tableau 19 : Nombre de particules à l'entrée de la cheminée en position P1

L'injection des particules débute une fois que les grandeurs physiques simulées pour la phase continue, telles que la pression, la vitesse et la température, atteignent un régime stationnaire, soit après 20 secondes. Ce délai est nécessaire pour garantir que la distribution des particules dans la cheminée soit en régime permanent. La Figure 89 présente l'évolution du taux de particules sortantes par rapport à celles entrantes en fonction de la durée d'injection de 10 secondes.

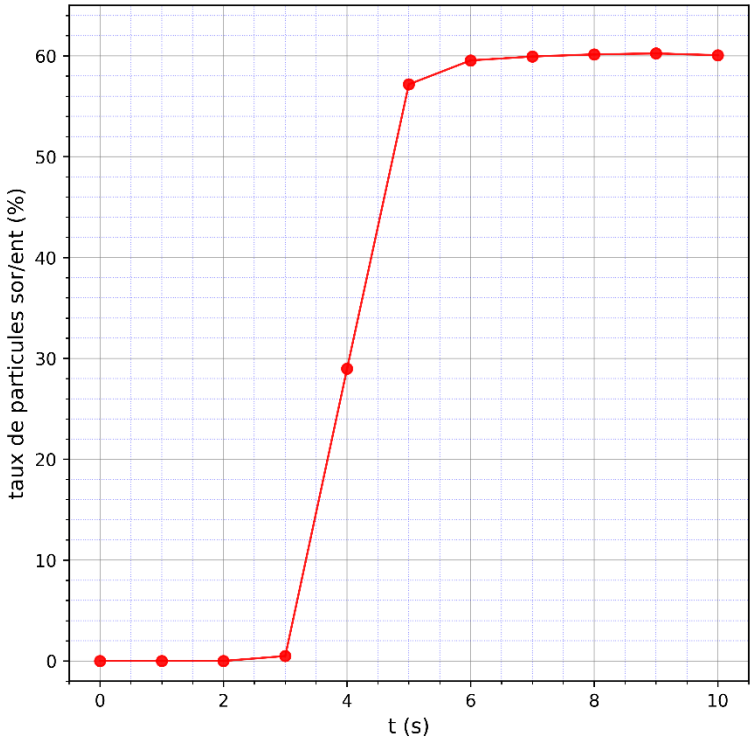


Figure 89 : Taux de particules sortantes par rapport à celles entrantes en fonction du temps

Dans la Figure 89, on observe qu'à partir de 3 secondes, les premières particules traversent entièrement la cheminée et commencent à quitter le domaine par la sortie. À partir de 6 secondes, les particules se répartissent de manière homogène dans tout le domaine, et le pourcentage de particules sortantes par rapport aux particules entrantes devient constant. Ces résultats indiquent que le post-traitement des particules peut débuter à partir de 6 secondes afin de garantir une distribution homogène des particules dans la cheminée, et que la durée d'injection optimale est fixée à 10 secondes.

La vitesse initiale des particules injectées est supposée identique à celle du fluide à l'entrée. Le débit massique des particules est considéré constant dans le temps, conformément à la configuration du paramètre « **flowRateProfile** » fixé à 1. Une distribution de tailles de particules de type « **general** » est utilisée comme condition aux limites à l'entrée (cf. Figure 90), permettant de spécifier manuellement les diamètres des particules et la fraction du nombre de particules correspondant à chaque diamètre, en proportion du nombre total de particules injectées.

L'intérêt de cette distribution réside dans la possibilité d'utiliser des données expérimentales pour reproduire numériquement les conditions opératoires à l'entrée de la cheminée. La distribution utilisée dans cette simulation est issue de la moyenne de six mesures répétées de la concentration des particules en P1. Il s'agit d'une distribution gaussienne entre 0,006 % et 11 % dont les diamètres varient entre 6 et 523 nm.

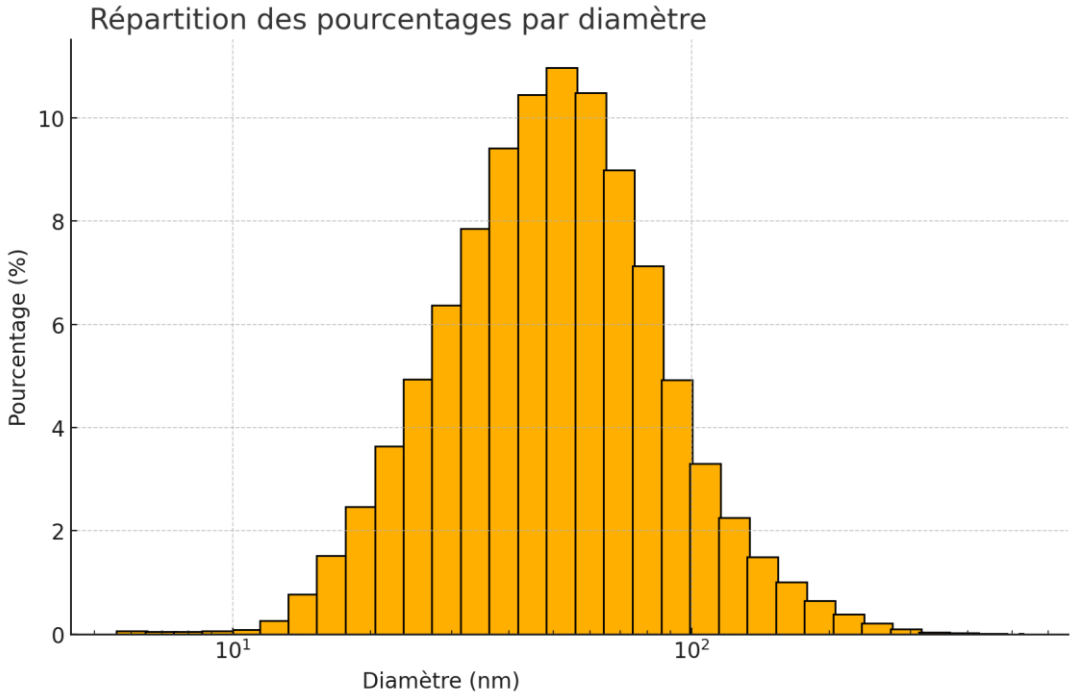


Figure 90 : Distribution initiale des particules de type « **general** »

Le modèle d'interaction avec les parois repose sur le concept d'interaction locale **« localInteraction** ». Ce modèle permet de définir un type d'interaction spécifique pour chaque section de surface géométrique, appelée "patch", à laquelle un nom distinct est attribué. Dans le logiciel OpenFOAM, trois types d'interactions locales sont prédéfinis. Le premier type est le rebond « **rebound** », où une particule rebondit après avoir touché la paroi, changeant ainsi de direction tout en conservant son énergie cinétique. Le deuxième type est l'évasion « **escape** », qui modélise l'élimination des particules lorsqu'elles atteignent les frontières du domaine de calcul. Enfin, la déposition « **stick** » décrit une situation où une particule se dépose sur la paroi lorsque la distance entre son centre et la surface la plus proche (paroi) est inférieure à son rayon. Une fois déposée, la particule cesse de se déplacer, car sa vitesse devient nulle, tout en restant présente dans le domaine de calcul. Ce dernier type d'interaction est utilisé dans nos simulations pour déterminer le nombre de particules qui se déposent.

4.3.3.2. Singularité des résultats à la position P2

La mesure granulométrique des particules a été effectuée à diverses positions le long du dispositif expérimental, y compris à la position P2. Toutefois, les résultats obtenus expérimentalement pour cette position spécifique n'ont pas été retenus pour l'analyse numérique en raison de leur qualité jugée insuffisante. Cette inadéquation s'explique par l'emplacement même de la position P2, qui est localisée au niveau du raccordement. Cette zone particulière présente une géométrie qui favorise de manière significative l'accumulation de particules à cause du dépôt et de la recirculation du fluide, ce qui entraîne des mesures de granulométrie considérablement surestimées par rapport aux autres positions.

La Figure 91 montre les lignes de courant de l'écoulement, tandis que la Figure 92 met en évidence l'accumulation progressive des particules au fil du temps dans le raccordement comprenant la position P2.

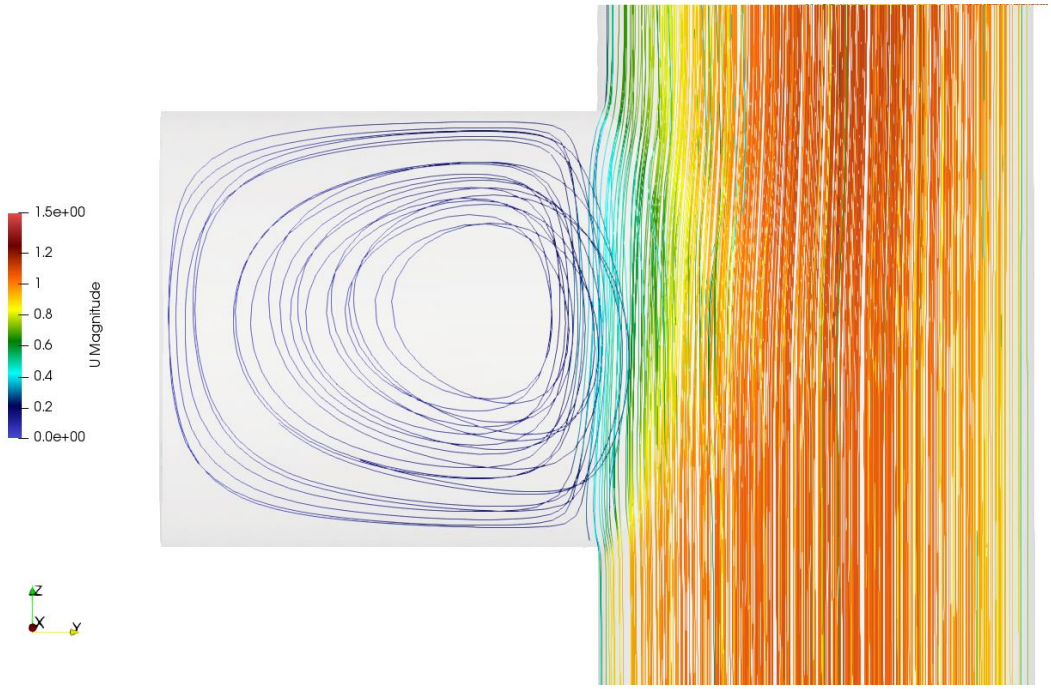
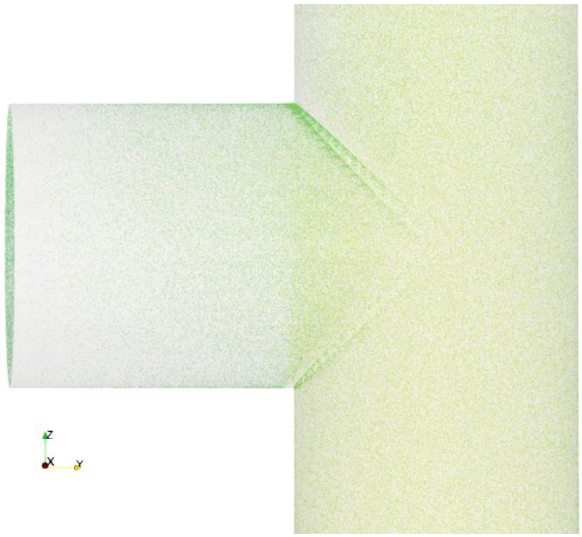


Figure 91 : Lignes de courant de l'écoulement dans le raccordement

t_1 = 2 s



t_2 = 4 s



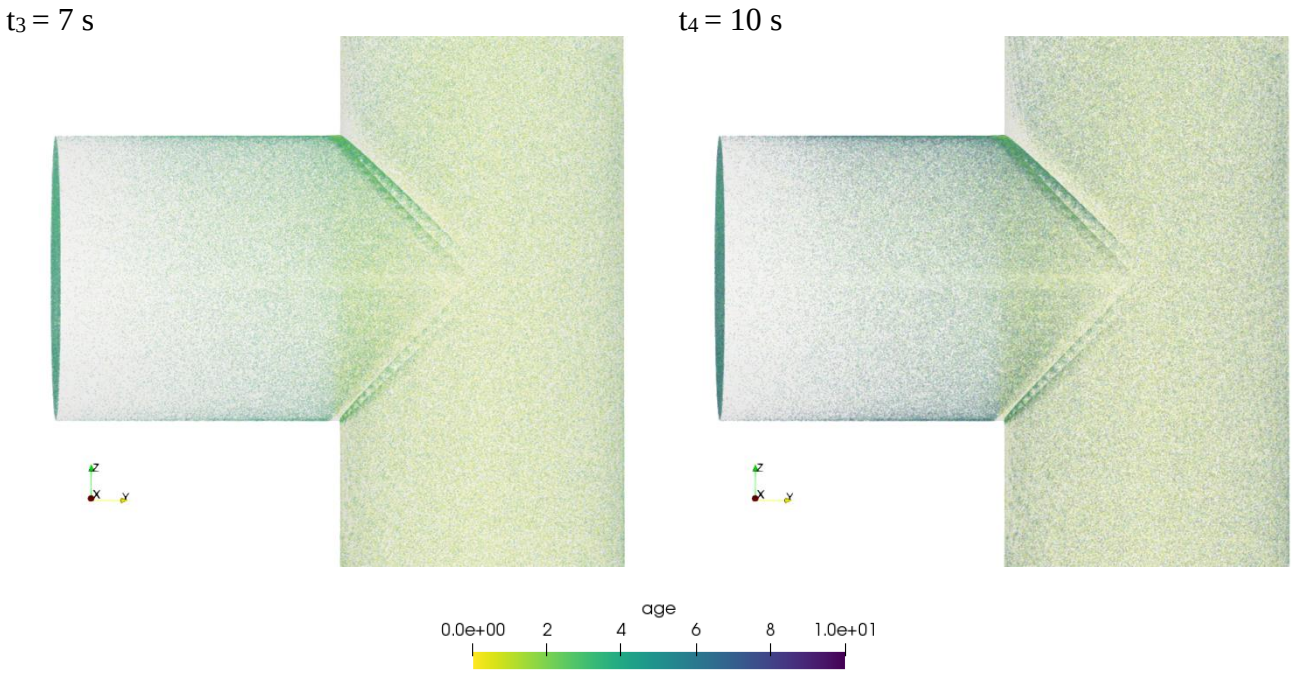


Figure 92 : Accumulation des particules au raccordement au cours du temps

La Figure 92 met en évidence la progression de l'accumulation des particules à différents instants. On peut observer que, même à des temps relativement courts, l'accumulation commence déjà à être significative, influençant ainsi de manière marquée les résultats de la granulométrie. Ces observations ont été confirmées par les mesures expérimentales présentées au chapitre 3.

La configuration géométrique de la position P2, en raison de son emplacement dans la cheminée, engendre un effet de piège à particules, altérant les données collectées. En conséquence, cette position ne peut être retenue pour les analyses granulométriques.

4.3.3.3. Phénomène de déposition des particules

Le phénomène de déposition des particules sur les parois de la cheminée a été précédemment étudié dans le chapitre 2, dans le cadre d'une analyse effectuée sur un canal. Ce processus constitue l'un des facteurs clés influençant les concentrations particulaires dans la cheminée en raison de la dispersion turbulente des particules à proximité des parois. Dans cette partie, les résultats numériques qualitatifs sont présentés accompagnés d'une illustration expérimentale afin de clarifier les mécanismes et l'importance de ce phénomène.



Figure 93 : Visualisation du dépôt des particules sur les parois numériquement et expérimentalement

Les illustrations fournies dans la Figure 93 permettent d'observer de manière détaillée la déposition des particules sur les parois de la cheminée, confirmée expérimentalement par une accumulation notable de particules fines et de cendres au fil du temps sous la forme d'une couche noire d'une certaine épaisseur.

4.3.3.4. Résultats quantitatifs de la concentration des particules

Dans cette partie, les résultats quantitatifs concernant la concentration en nombre des particules en fonction de leurs diamètres, pour les positions P1, P3 et P4, sont présentés. Ces résultats de la simulation sur le maillage T3 sont comparés aux mesures réalisées dans la cheminée.

Les données calculées sont extraites sur un volume correspondant à une section de passage d'une épaisseur de 1 cm pour chaque position (cf. Figure 94). Cela a permis de déterminer le nombre total de particules présentes dans ce volume, ainsi que leurs diamètres. Pour faciliter la comparaison avec les données expérimentales, les résultats ont été exprimés en nombre de particules par cm^3.

Les données ont été extraites du calcul à quatre instants précis, à savoir 7 s, 8 s, 9 s et 10 s après l'injection des particules dans le système. Une moyenne a été calculée pour ces quatre instants, et la variabilité temporelle a été représentée par des barres d'erreur.

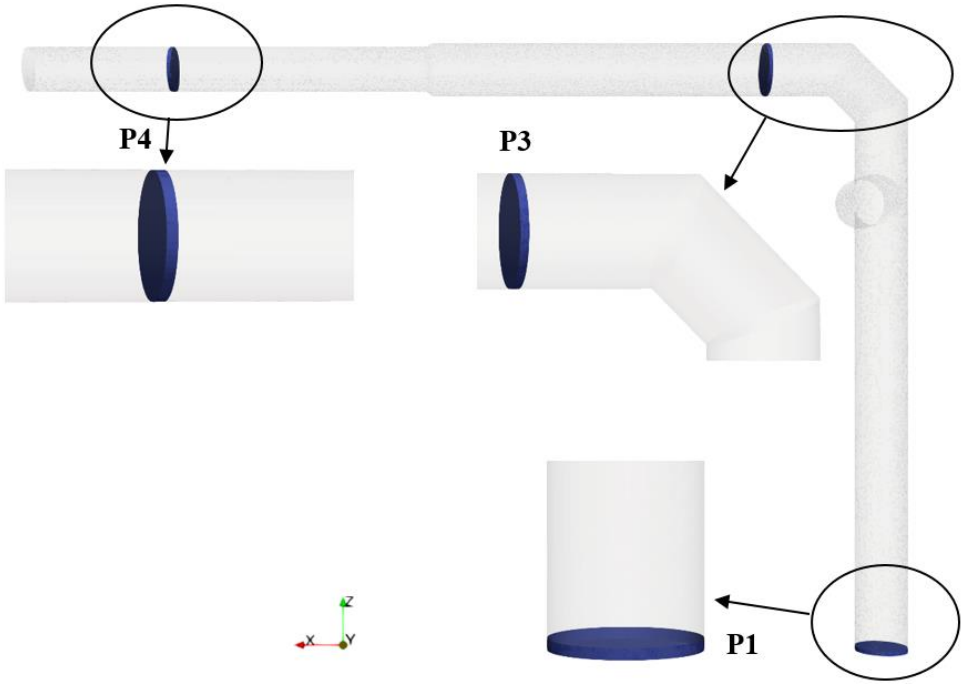


Figure 94 : Volumes de contrôle pour les positions P1, P3 et P4

Dans les Figure 95 et Figure 96, la distribution granulométrique calculée pour la concentration en nombre des particules en fonction de leurs diamètres aux positions P3 et P4 est présentée et comparé aux mesures réalisées dans la cheminée avec le modèle de dispersion turbulente DRW :

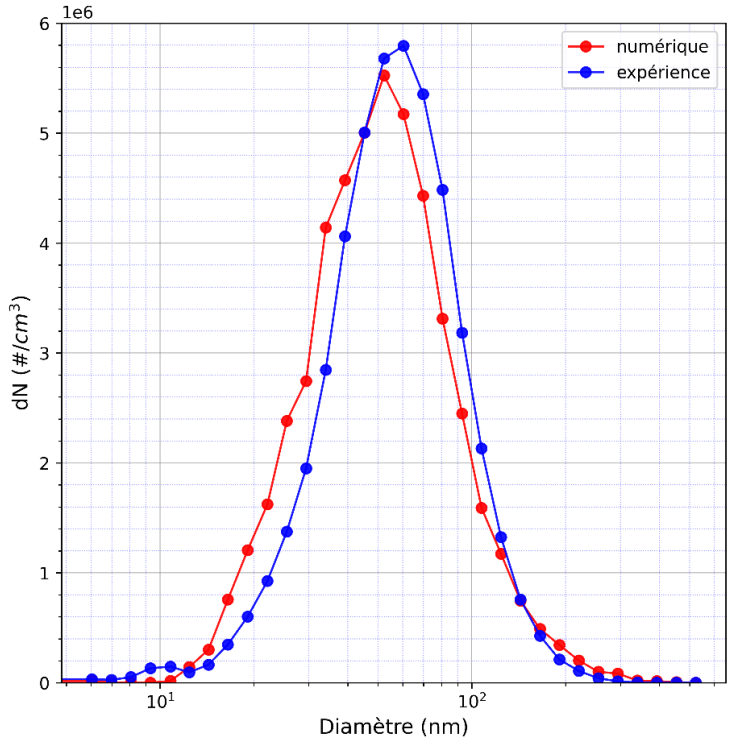


Figure 95 : Distributions granulométriques calculée et mesurée en P3

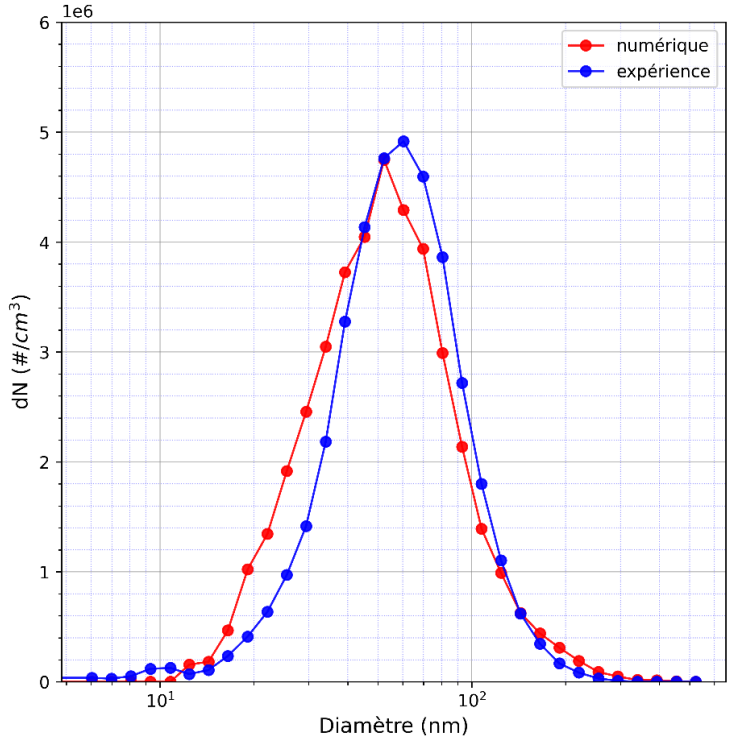


Figure 96 : Distributions granulométriques calculée et mesurée en P4

Les résultats prédits par le modèle, donnent une bonne concordance avec les mesures de l'EEPS. La concentration maximale atteinte est approximativement de 6×10^6 particules/cm^3

à la position P3, et de 5×10^6 particules/cm^3 à la position P4. Néanmoins, le modèle numérique présente une surestimation du nombre de particules dans la gamme des diamètres compris entre 20 et 50 nm, tout en sous-estimant la concentration des particules dans la gamme plus large de 50 à 150 nm. Une hypothèse possible pour expliquer cette différence réside dans le phénomène d'agglomération des particules ultrafines. En effet, une partie des particules de petite taille, comprises entre 20 et 50 nm, pourrait s'agglomérer pour former des agrégats plus volumineux, dont les dimensions s'inscriraient potentiellement dans la plage des 50 à 150 nm. Cela expliquerait ainsi la sous-estimation du nombre de particules plus grandes dans le modèle.

L'agglomération des particules n'est actuellement pas prise en compte dans le modèle utilisé. Il est néanmoins documenté dans la littérature que les particules de suie forment des agrégats au cours de leur émission [105,115]. En effet, les particules ultrafines sont connues pour avoir une propension à s'agglomérer, particulièrement dans les milieux turbulents et à haute température, ce qui est typiquement le cas dans une cheminée. Au fur et à mesure de leur progression dans la cheminée, il est possible que les particules subissent également des modifications de taille dues à des phénomènes physiques tels que la coalescence, en plus de l'agglomération.

La diminution de la concentration en nombre des particules entre les positions P3 et P4 peut être attribué non seulement à l'agglomération, mais aussi à la déposition des particules sur les parois de la cheminée. Ces deux phénomènes ont entraîné une diminution d'environ 1 million de particules/cm^3 du nombre maximal de particules de diamètre de 50 nm. Une comparaison entre les distributions granulométriques numériques aux différents positions P1, P3 et P4 est présentée ci-dessous :

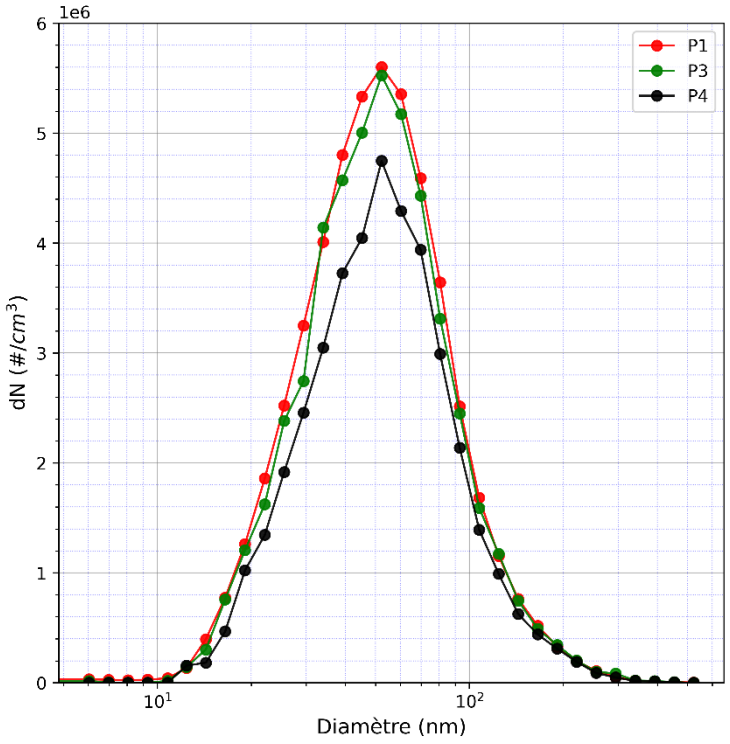


Figure 97 : Distributions granulométriques calculées aux positions P1, P3 et P4

L'analyse de la Figure 97, montre que la concentration de particules à la position P3 est très proche de celle observée en P1. Cette similitude peut s'expliquer par un faible taux de déposition des particules dans la cheminée verticale ainsi qu'une accumulation locale limitée dans cette zone, située juste après le coude de la conduite, où les vitesses d'écoulement sont réduites. Cependant, une différence notable apparaît à la position P4, où une réduction significative du nombre de particules est observée sur l'ensemble des gammes de diamètres. Cette diminution est attribuable à un dépôt accru des particules dans la conduite horizontale de la cheminée, où les conditions d'écoulement favorisent la sédimentation.

Une comparaison entre la concentration totale des particules, mesurée et calculée, est présentée ci-dessous pour les positions P1, P3 et P4, en tenant compte de la dispersion turbulente à l'aide du modèle DRW (Discrete Random Walk) et sans prendre en compte cette dispersion (NoD).

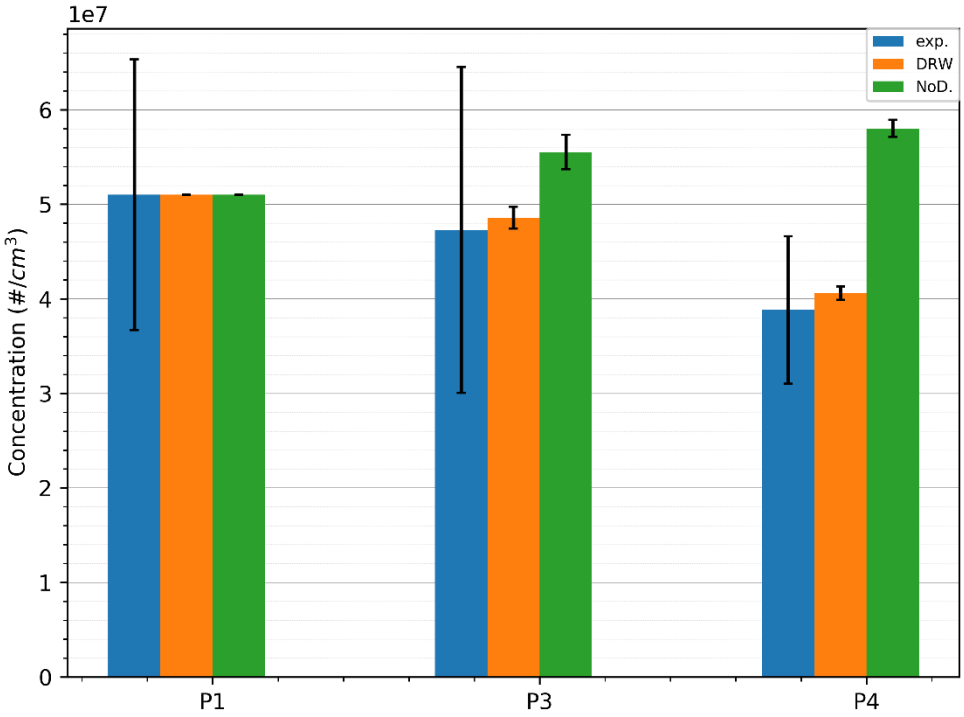


Figure 98 : Comparaison entre la concentration totale en particules mesurée et calculée sans et avec la dispersion turbulente (DRW) pour les positions P1, P3 et P4

D'après la Figure 98, en position P1, les concentrations des modèles numériques ont été calibrées à partir de la concentration mesurée, qui est d'environ 51×10^6 particules/cm^3. Cette valeur est imposée comme condition initiale à l'entrée de la cheminée.

La comparaison des résultats de deux modèles numériques avec les données expérimentales montre qu'en position P3, la concentration mesurée est d'environ 47×10^6 particules/cm^3, tandis que le modèle DRW prévoit une concentration légèrement plus élevée, autour de $48{,}5 \times 10^6$ particules/cm^3, et le modèle sans dispersion prévoit une concentration encore plus importante, environ $55{,}5 \times 10^6$ particules/cm^3. En position P4, le modèle DRW

donne une concentration d'environ $40{,}6 \times 10^6$ particules/cm^3, restant proche de la concentration mesurée, environ $38{,}8 \times 10^6$ particules/cm^3. En revanche, il existe un écart plus significatif avec le modèle sans dispersion, qui prédit une concentration de l'ordre de 58×10^6 particules/cm^3. Cette surestimation observée est due à l'absence de prise en compte de la dispersion turbulente dans ce modèle. En effet, lorsque la dispersion n'est pas modélisée, plusieurs phénomènes peuvent survenir. D'une part, le mécanisme de dépôt des particules sur les parois est réduit. D'autre part, le fluide continue d'entraîner et de transporter les particules, qui peuvent être piégées dans certaines zones, comme le raccordement, ce qui entraîne une accumulation locale et, par conséquent, une augmentation de la concentration des particules.

La comparaison entre les positions révèle une tendance similaire de diminution de la concentration des particules aux positions P3 et P4 par rapport à P1, observée à la fois dans les simulations avec le modèle DRW et dans les mesures expérimentales. Plus précisément, en P3, le modèle DRW montre une réduction d'environ 5 % du nombre total de particules, tandis que la concentration mesurée indique une diminution plus marquée, de l'ordre de 7 %. En revanche, le modèle sans dispersion donne le contraire avec une augmentation de 9 %. En P4, la concentration calculée avec le modèle DRW et celle mesurée sont très proches. Le modèle DRW indique une réduction globale de 20 % du nombre total de particules entre les positions P1 et P4, tandis que les mesures expérimentales montrent une diminution légèrement plus importante, avoisinant 24 %. Le modèle sans dispersion montre également une tendance similaire à celle observée en P3, avec une augmentation globale de 14 %. L'écart observé des concentrations calculées par le modèle DRW entre les positions P1 et P4 peut être attribué au dépôt des particules le long de la cheminée. La réduction de la concentration mesurée est due non seulement au dépôt, mais aussi à l'agglomération des particules.

Enfin, il est important de noter que le modèle DRW tend à surestimer la déposition. En effet, malgré l'absence de prise en compte du phénomène d'agglomération, la concentration calculée reste très proche des valeurs mesurées.

4.4. Conclusion

Ce chapitre présente une étude numérique appliquée à une chaudière biomasse fonctionnant avec des granulés de bois. L'objectif principal de ces travaux était de caractériser les particules de suie émises par la chaudière et de prédire leur comportement le long de la cheminée. L'évolution de granulométrie des particules et leur concentration ont été comparées avec un modèle de transport particulaire.

Les simulations CFD ont été réalisées pour modéliser le comportement des particules dans la cheminée, intégrant les phénomènes de transfert thermique. Ces simulations s'appuient sur un modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$, couplé à un modèle de suivi de particules (DRW) pour simuler la dispersion des particules solides. Afin de garantir des résultats réalistes, les conditions de fonctionnement réelles de la chaudière ont été prises en compte. Cette approche permet de prédire le transport des particules dans la cheminée d'une chaudière biomasse.

Chapitre 4. Comparaison de l'écoulement et des concentrations de particule avec les modèles implémentés

L'originalité de cette étude réside dans la combinaison d'une approche expérimentale et numérique appliquée à une chaudière biomasse domestique à échelle 1. Cela a permis de comparer les émissions de particules mesurées aux résultats des simulations.

Les principaux résultats de l'étude sont les suivants :

- **Évolution des particules solides** : Une diminution de la concentration des particules fines (PM) est observée le long de la cheminée, attribuée principalement à deux phénomènes : l'agglomération des suies issues de la combustion de biomasse, qui forment des agglomérats de nanoparticules, et le dépôt des particules, en particulier dans la section horizontale de la cheminée.
- **Validation par la modélisation CFD** : La comparaison avec les simulations CFD montre une bonne correspondance concernant la réduction du nombre total de particules en raison des dépôts. Cependant, le modèle CFD utilisé ne prend pas en compte les interactions particule-particule, telles que l'agglomération, ce qui limite la précision des résultats.

Conclusion générale

La croissance économique et industrielle rapide de ces dernières années a conduit à une expansion urbaine accompagnée d'une augmentation de la consommation d'énergie et des émissions de polluants atmosphériques. Face à la crise énergétique et environnementale actuelle, l'énergie issue de la biomasse est considérée comme une bonne alternative, notamment en raison de ses avantages économiques et environnementaux, comme la réduction des déchets et son bilan carbone neutre. Toutefois, cette source d'énergie génère également d'importantes émissions de particules fines, ce qui nécessite un contrôle rigoureux afin de mieux lutter contre la pollution de l'air.

La combustion de la biomasse libère des polluants atmosphériques tels que le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NOx), et les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP), souvent issus d'une combustion incomplète. Elle produit également des particules (PM) classées en particules grossières, fines et ultrafines.

Dans cette thèse, les émissions particulaires issues de la combustion de la biomasse ont été étudiées, en mettant l'accent sur les particules fines et ultrafines. Celles-ci sont particulièrement préoccupantes car elles peuvent pénétrer profondément dans le système respiratoire, nuisant à la santé humaine, et dégradant la qualité de l'air. La formation de ces polluants est influencée par plusieurs facteurs, tels que les caractéristiques des chaudières, la nature de la biomasse et les conditions de combustion.

Dans le premier chapitre, une revue de l'état de l'art a été réalisée. Cette synthèse a permis de mettre en lumière les travaux existants dans le domaine, et de positionner la présente recherche par rapport aux contributions antérieures. Ce chapitre était consacré également à l'élaboration d'une méthodologie numérique développée pour la modélisation des écoulements turbulents. Cette approche repose sur une description approfondie du modèle $\overline{v^2} - f$, sélectionné en raison de sa capacité à simuler des écoulements pour des maillages bas-Reynolds, ce qui le rend particulièrement efficace pour prédire les fluctuations de vitesse près des parois. Ce modèle permet ainsi d'identifier les mécanismes de dépôt des particules dans ces zones critiques. En parallèle, les modèles lagrangiens de DPM (Discret Parcel Method) ont été intégrés afin de prédire la trajectoire et le déplacement des particules au sein de ces écoulements. Une attention particulière a été portée à l'effet de la dispersion turbulente des particules.

Dans le deuxième chapitre, une étude numérique approfondie a été initiée et les résultats obtenus ont été comparés avec des données de référence issues de la littérature. Cette comparaison visait à valider le modèle numérique avec l'effet thermique développé dans un solveur, ainsi qu'à tester les performances des modèles de dispersion turbulente DRW (Discrete Random Walk) et CRW (Continuous Random Walk) dans des conditions de canal.

La deuxième partie de cette thèse porte sur une étude appliquée à une chaudière biomasse à granulés de bois d'une puissance de 10 kW. Cette étude se décompose en deux volets : une analyse expérimentale au chapitre 3 et une analyse numérique au chapitre 4 avec une

comparaison avec les résultats expérimentaux. L'objectif de cette investigation est de caractériser les polluants solides émis par la chaudière et de prédire le comportement des particules dans la cheminée. Plus spécifiquement, elle vise à modéliser les variations de la granulométrie des particules en tenant compte de leur concentration et de leur diamètre, le long de la cheminée.

Pour atteindre cet objectif, des techniques de mesure avancées ont été mises en œuvre. Parmi ces outils figure l'utilisation d'un EEPS, destiné à analyser les particules fines, et différentes techniques d'analyse des gaz. Ces mesures ont été réalisées sur une installation domestique entièrement instrumentée, équipée de multiples capteurs permettant de suivre en détail les émissions et le comportement des polluants.

Parallèlement, des simulations numériques ont été menées pour modéliser le comportement des particules dans la cheminée. Ces simulations intègrent les phénomènes de transfert thermique et s'appuient sur un modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$, couplé à un modèle de suivi de particules (DRW) pour la dispersion des particules solides. Afin de garantir une représentation fidèle de la réalité, les simulations ont pris en compte les conditions de fonctionnement réelles de la chaudière. Cette approche permet ainsi de mieux comprendre le processus de transport des polluants dans une chaudière à biomasse.

L'originalité de cette recherche réside dans l'approche combinée expérimentale et numérique appliquée à une chaudière biomasse domestique à échelle 1. Cette approche a permis de comparer les émissions de particules mesurées et modélisées, offrant ainsi une validation croisée des modèles numériques employés.

Les résultats principaux de l'étude sont les suivants :

- **Émissions de polluants gazeux :** Les concentrations de polluants gazeux, notamment le monoxyde de carbone (CO) et les hydrocarbures totaux (HCT), varient fortement au cours des différents essais, même sous des conditions de fonctionnement constantes de la chaudière et sont corrélés.
- **Dynamique des particules solides :** Une diminution d'environ 24 % de la concentration des particules fines est constatée tout au long de la cheminée, en particulier dans sa section horizontale. Parallèlement, une augmentation du diamètre médian des particules est observée. Ces deux phénomènes sont probablement attribuables aux dépôts des particules sur les parois et aux processus d'agglomération. Ces derniers sont particulièrement typiques des suies provenant de la combustion de biomasse, qui tendent à former des agglomérats de nanoparticules, favorisant ainsi une augmentation de leur taille moyenne.
- **Validation par la simulation CFD :** La comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques montre une concordance quant à la diminution de la concentration en nombre de particules. Toutefois, le modèle CFD utilisé ne prend pas en compte les interactions entre particules, telles que l'agglomération, ce qui réduit la précision et la qualité des résultats obtenus.

Perspectives

Le transport des particules dans les milieux gazeux est encore peu exploré dans la littérature scientifique. Pour enrichir les connaissances dans ce domaine, notamment en ce qui concerne les suies issues de la combustion de la biomasse dans les cheminées, il est proposé de mener les investigations numériques suivantes :

- **Modélisation de la dispersion turbulente :** Améliorer le modèle de dispersion turbulente CRW (Continuous Random Walk) pour le rendre applicable à diverses géométries, en particulier celle des cheminées. Cette amélioration inclura des corrections prenant en compte les effets de gradient liés à la géométrie cylindrique. Les résultats obtenus devraient être comparés à ceux du modèle DRW (Discrete Random Walk) ainsi qu'aux données expérimentales disponibles.
- **Effet de l'agglomération des particules :** Étudier l'impact de l'agglomération des particules sur la concentration totale en appliquant des modèles tels que le PBM (Population Balance Modeling) ou le DEM (Discrete Element Method). Ces modèles permettront de mieux comprendre les mécanismes d'agglomération et leur influence sur la concentration des particules.
- **Précision de la méthode DPM :** Réduire le nombre de particules par parcelle dans la méthode DPM (Discrete Particle Method) pour améliorer la précision des simulations. Cette réduction permettra de mieux capturer les interactions entre particules et d'améliorer la représentation de leur dynamique.
- **Interaction particules-parois :** Appliquer des modèles hybrides d'interaction entre les particules et les parois, tels que les modèles de type "Stick-Rebound", qui tiennent compte de la nature des particules et des matériaux de la conduite. Cette approche permettra de mieux représenter le comportement des particules à proximité des parois.

D'un point de vue expérimental, les perspectives de recherche suivantes peuvent être envisagées :

- Caractérisation de l'influence du type de biomasse (le bois, le miscanthus, la paille, etc.) sur les émissions polluantes gazeuses et particulaires. Cette analyse inclura également l'influence de l'injection d'air secondaire.
- **Utilisation de diagnostics optiques pour :**
  - Analyser l'écoulement des gaz à l'intérieur de la cheminée par la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV).
  - Mesurer la fraction volumique des suies formées au cours de la combustion par la technique d'incandescence induite par laser (LII).
  - Étudier la formation des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAPs) par la fluorescence induite par laser (LIF).

Références

[1] M. Pascal, P. de Crouy Chanel, V. Wagner, M. Corso, C. Tillier, M. Bentayeb, M. Blanchard, A. Cochet, L. Pascal, and S. Host, The mortality impacts of fine particles in France, Science of the Total Environment 571, 416 (2016).

[2] *Directive 2008/50/CE Du Parlement Européen et Du Conseil Du 21 Mai 2008 Concernant La Qualité de l'air Ambiant et Un Air Pur Pour l'Europe* (n.d.).

[3] M. Antar, D. Lyu, M. Nazari, A. Shah, X. Zhou, and D. L. Smith, Biomass for a sustainable bioeconomy: An overview of world biomass production and utilization, Renewable and Sustainable Energy Reviews 139, 110691 (2021).

[4] *World Energy Outlook 2023 – Analysis*, https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2023.

[5] A. Williams, J. M. Jones, L. Ma, and M. Pourkashanian, Pollutants from the combustion of solid biomass fuels, Progress in Energy and Combustion Science 38, 113 (2012).

[6] O. Sippula, J. Hokkinen, H. Puustinen, P. Yli-Pirilä, and J. Jokiniemi, Comparison of particle emissions from small heavy fuel oil and wood-fired boilers, Atmospheric Environment 43, 4855 (2009).

[7] *Pollution atmosphérique : quels sont les risques ?*, https://www.santepubliquefrance.fr/determinants-de-sante/pollution-et-sante/air/articles/pollution-atmospherique-quels-sont-les-risques.

[8] G. Oberdörster, Pulmonary effects of inhaled ultrafine particles, International Archives of Occupational and Environmental Health 74, 1 (2000).

[9] O. Sippula, Fine particle formation and emissions in biomass combustion, Report Series in Aerosol Science 108, (2010).

[10] X. Ma, T. Zhang, C. Ji, Y. Zhai, X. Shen, and J. Hong, Threats to human health and ecosystem: Looking for air-pollution related damage since 1990, Renewable and Sustainable Energy Reviews 145, 111146 (2021).

[11] B. C. Boman, A. B. Forsberg, and B. G. Järvholm, Adverse health effects from ambient air pollution in relation to residential wood combustion in modern society, Scandinavian Journal of Work, Environment & Health 251 (2003).

[12] G. Pełka, M. Jach-Nocoń, M. Paprocki, A. Jachimowski, W. Luboń, A. Nocoń, M. Wygoda, P. Wyczesany, P. Pachytel, and T. Mirowski, Comparison of Emissions and Efficiency of Two Types of Burners When Burning Wood Pellets from Different Suppliers, Energies 16, 1695 (2023).

[13] B. Ciupek, R. Urbaniak, D. Kinalska, and Z. Nadolny, Flue Gas Recirculation System for Biomass Heating Boilers—Research and Technical Applications for Reductions in Nitrogen Oxides (NOx) Emissions, Energies 17, 259 (2024).

[14] K. Křumal, P. Mikuška, J. Horák, F. Hopan, and K. Krpec, Comparison of emissions of gaseous and particulate pollutants from the combustion of biomass and coal in modern and old-type boilers used for residential heating in the Czech Republic, Central Europe, Chemosphere 229, 51 (2019).

[15] G. Gouesbet and A. Berlemont, Eulerian and Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows, Progress in Energy and Combustion Science 25, 133 (1999).

[16] Z. Xu, Z. Han, and H. Qu, Comparison between Lagrangian and Eulerian approaches for prediction of particle deposition in turbulent flows, Powder Technology 360, 141 (2020).

[17] J. Wu, L. Li, Z. Yin, Z. Li, T. Wang, Y. Tan, and D. Tan, Mass transfer mechanism of multiphase shear flows and interphase optimization solving method, Energy 292, 130475 (2024).

[18] P. Patro and S. K. Dash, Computations of particle-laden turbulent jet flows based on Eulerian model, Journal of Fluids Engineering 136, 011301 (2014).

[19] P. A. Durbin, Separated flow computations with the k-epsilon-v-squared model, AIAA Journal 33, 659 (1995).

[20] E.-J. Ding and C. K. Aidun, Extension of the lattice-Boltzmann method for direct simulation of suspended particles near contact, Journal of Statistical Physics 112, 685 (2003).

[21] J. Fan, Numerical Study of Particle Transport and Deposition in Porous Media, PhD Thesis, INSA de Rennes, 2018.

[22] L. Wang, B. Zhang, X. Wang, W. Ge, and J. Li, Lattice Boltzmann based discrete simulation for gas–solid fluidization, Chemical Engineering Science 101, 228 (2013).

[23] R. Kasper, J. Turnow, and N. Kornev, Numerical modeling and simulation of particulate fouling of structured heat transfer surfaces using a multiphase Euler-Lagrange approach, International Journal of Heat and Mass Transfer 115, 932 (2017).

[24] *Un MOOC Pour La Physique - Approche Eulérienne et Approche Lagrangienne*, http://olivier.granier.free.fr/MOOC/co/rappels-de-cours-meca-fluide-euler-lagrange.html.

[25] D. Gidaspow, Y. C. Seo, and B. Ettehadieh, Hydrodynamics of fluidization: Experimental and theoretical bubble sizes in a two-dimensional bed with a jet, Chemical Engineering Communications 22, 253 (1983).

[26] C. Morel, Mathematical modeling of disperse two-phase flows, (2015).

[27] S. Elghobashi, On predicting particle-laden turbulent flows, Applied Scientific Research 52, 309 (1994).

[28] R. I. Issa, Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting, Journal of Computational Physics 62, 40 (1986).

[29] C. Octau, T. Dbouk, M. Watremez, D. Meresse, M. Lippert, J. Schiffler, L. Keirsbulck, and L. Dubar, Liquid–solid two-phase jet in a turbulent crossflow: Experiments and simulations, Chemical Engineering Research and Design 155, 156 (2020).

[30] C. E. Brennen and C. E. Brennen, Fundamentals of multiphase flow, (2005).

[31] H. P. Zhu, Z. Y. Zhou, R. Y. Yang, and A. B. Yu, Discrete particle simulation of particulate systems: theoretical developments, Chemical Engineering Science 62, 3378 (2007).

[32] H. P. Zhu, Z. Y. Zhou, R. Y. Yang, and A. B. Yu, Discrete particle simulation of particulate systems: a review of major applications and findings, Chemical Engineering Science 63, 5728 (2008).

[33] M. J. Andrews and P. J. O'Rourke, The multiphase particle-in-cell (MP-PIC) method for dense particulate flows, International Journal of Multiphase Flow 22, 379 (1996).

[34] C. Fernandes, D. Semyonov, L. Ferrás, and J. M. Nobrega, Validation of the CFD-DPM solver DPMFoam in OpenFOAM® through analytical, numerical and experimental comparisons, Granular Matter 20, (2018).

[35] M. J. V. Goldschmidt, Hydrodynamic modelling of fluidised bed spray granulation, (2001).

[36] S. T. W. Kuruneru, E. Marechal, M. Deligant, S. Khelladi, F. Ravelet, S. C. Saha, E. Sauret, and Y. Gu, A comparative study of mixed resolved–unresolved CFD-DEM and unresolved CFD-DEM methods for the solution of particle-laden liquid flows, Archives of Computational Methods in Engineering 26, 1239 (2019).

[37] Y. T. Feng, K. Han, and D. R. J. Owen, Coupled lattice Boltzmann method and discrete element modelling of particle transport in turbulent fluid flows: Computational issues, International Journal for Numerical Methods in Engineering 72, 1111 (2007).

[38] C. Kloss, C. Goniva, G. Aichinger, and S. Pirker, *Comprehensive DEM-DPM-CFD Simulations-Model Synthesis, Experimental Validation and Scalability*, in *Proceedings of the Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries, CSIRO, Melbourne, Australia* (2009), pp. 9–11.

[39] D. M. Snider, An incompressible three-dimensional multiphase particle-in-cell model for dense particle flows, Journal of Computational Physics 170, 523 (2001).

[40] J. R. Fessler and J. K. Eaton, Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow, Journal of Fluid Mechanics 394, 97 (1999).

[41] S. Brusca, F. Famoso, R. Lanzafame, S. Mauro, M. Messina, and S. Strano, Pm10 dispersion modeling by means of cfd 3d and Eulerian–Lagrangian models: analysis and comparison with experiments, Energy Procedia 101, 329 (2016).

[42] A. N. Kolmogorov, The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences 434, 9 (1991).

[43] F. Nicoud, Unsteady flows modeling and computation, LECTURE SERIES-VON KARMAN INSTITUTE FOR FLUID DYNAMICS 9, 3 (2007).

[44] *Turbulence Modeling Techniques In CFD - DNS vs LES vs RANS - Fidelis Engineering Associates*, https://www.fidelisfea.com/post/turbulence-modeling-techniques-in-cfd-dns-vs-les-vs-rans.

[45] D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*, Vol. 2 (DCW industries La Canada, CA, 1998).

[46] *Favre Averaged Navier-Stokes Equations -- CFD-Wiki, the Free CFD Reference*, https://www.cfd-online.com/Wiki/Favre_averaged_Navier-Stokes_equations.

[47] W. P. Jones and B. E. Launder, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, International Journal of Heat and Mass Transfer 15, 301 (1972).

[48] K.-Y. Chien, Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model, AIAA Journal 20, 33 (1982).

[49] *Standard K-Epsilon Model -- CFD-Wiki, the Free CFD Reference*, https://www.cfd-online.com/Wiki/Standard_k-epsilon_model.

[50] S. B. Pope, *Turbulent Flows* (IOP Publishing, 2001).

[51] P. Chassaing, *Turbulence En Mécanique Des Fluides* (2000).

[52] P. A. Durbin, Near-wall turbulence closure modeling without "damping functions," Theoret. Comput. Fluid Dynamics 3, 1 (1991).

[53] S. Parneix, M. Behnia, and P. A. Durbin, Predictions of turbulent heat transfer in an axisymmetric jet impinging on a heated pedestal, (1999).

[54] F. Fadla, Caractérisation Expérimentale de La Dynamique Du Décollement de Couche Limite Induit Par Un Gradient de Pression Adverse et Un Effet de Courbure, PhD Thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2014.

[55] R. D. Moser, J. Kim, and N. N. Mansour, Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to Re τ= 590, Physics of Fluids 11, 943 (1999).

[56] C. T. Crowe, J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji, *Multiphase Flows with Droplets and Particles, Second Edition* (CRC Press, 2011).

[57] A. Benavides and B. van Wachem, Numerical simulation and validation of dilute turbulent gas–particle flow with inelastic collisions and turbulence modulation, Powder Technology 182, 294 (2008).

[58] C. Crowe, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji, *Multiphase Flows With* (Ž, 1998).

[59] S. E. Harris and D. G. Crighton, Solitons, solitary waves, and voidage disturbances in gas-fluidized beds, Journal of Fluid Mechanics 266, 243 (1994).

[60] D. M. Snider, Three fundamental granular flow experiments and CPFD predictions, Powder Technology 176, 36 (2007).

[61] L.-S. Fan and C. Zhu, Principles of gas-solid flows, (1999).

[62] D. Gidaspow, *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions* (Academic press, 1994).

[63] Y. Zhang, X. Lan, and J. Gao, Modeling of gas-solid flow in a CFB riser based on computational particle fluid dynamics, Petroleum Science 9, 535 (2012).

[64] W. C. Hinds and Y. Zhu, *Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles* (John Wiley & Sons, 2022).

[65] L. Schiller, Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, Z. Vereines Deutscher Inge. 77, 318 (1933).

[66] A. Putnam, *Integratable Form of Droplet Drag Coefficient*, Vol. 31 (1961).

[67] R. Clift, J. R. Grace, and M. E. Weber, Bubbles, drops, and particles, (2005).

[68] R. Zellner, John H. Seinfeld and Spyros N. Pandis: atmospheric chemistry and physics, from air pollution to climate change, Journal of Atmospheric Chemistry 37, 212 (2000).

[69] *PHYS 304 - Spring 2003*, https://galileo.phys.virginia.edu/classes/304/.

[70] E. Cunningham, On the velocity of steady fall of spherical particles through fluid medium, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character 83, 357 (1910).

[71] A. Li and G. Ahmadi, Dispersion and deposition of spherical particles from point sources in a turbulent channel flow, Aerosol Science and Technology 16, 209 (1992).

[72] J. Tyndall, On haze and dust, (1870).

[73] E. Michaelides, *Nanofluidics. Thermodynamic and Transport Properties* (2014).

[74] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer, and D. R. Willis, Thermophoresis of particles in a heated boundary layer, Journal of Fluid Mechanics 101, 737 (1980).

[75] A. Dehbi, *Assessment of a New Fluent Model for Particle Dispersion in Turbulent Flows*, in *Workshop Proceedings on Benchmarking of CFD Codes for Application to Nuclear Reactor Safety (CDF4NRS)* (2006), pp. 703–720.

[76] D. J. Thomson, Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows, Journal of Fluid Mechanics 180, 529 (1987).

[77] J. D. Wilson and B. L. Sawford, Review of Lagrangian stochastic models for trajectories in the turbulent atmosphere, Boundary-Layer Meteorol 78, 191 (1996).

[78] A. D. Gosman and E. Loannides, Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors, Journal of Energy 7, 482 (1983).

[79] T. D. Dreeben and S. B. Pope, Probability density function and Reynolds-stress modeling of near-wall turbulent flows, Physics of Fluids 9, 154 (1997).

[80] P. Langevin, Sur la théorie du mouvement brownien, Compt. Rendus 146, 530 (1908).

[81] A. Dehbi, Turbulent particle dispersion in arbitrary wall-bounded geometries: A coupled CFD-Langevin-equation based approach, International Journal of Multiphase Flow 34, 819 (2008).

[82] A. A. Mofakham and G. Ahmadi, Improved discrete random walk stochastic model for simulating particle dispersion and deposition in inhomogeneous turbulent flows, Journal of Fluids Engineering 142, 101401 (2020).

[83] G. A. Kallio and M. W. Reeks, A numerical simulation of particle deposition in turbulent boundary layers, International Journal of Multiphase Flow 15, 433 (1989).

[84] D. Wen and Y. Ding, Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 47, 5181 (2004).

[85] Y. He, Y. Men, Y. Zhao, H. Lu, and Y. Ding, Numerical investigation into the convective heat transfer of TiO2 nanofluids flowing through a straight tube under the laminar flow conditions, Applied Thermal Engineering 29, 1965 (2009).

[86] S. Z. Heris, S. G. Etemad, and M. N. Esfahany, Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convective heat transfer, International Communications in Heat and Mass Transfer 33, 529 (2006).

[87] W. Y. Lai, S. Vinod, P. E. Phelan, and R. Prasher, Convective heat transfer for water-based alumina nanofluids in a single 1.02-mm tube, (2009).

[88] J. Buongiorno, Convective transport in nanofluids, (2006).

[89] A. A. Mofakham and G. Ahmadi, Particles dispersion and deposition in inhomogeneous turbulent flows using continuous random walk models, Physics of Fluids 31, (2019).

[90] P. A. Durbin, Application of a near-wall turbulence model to boundary layers and heat transfer, International Journal of Heat and Fluid Flow 14, 316 (1993).

[91] J. Kim, P. Moin, and R. Moser, Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, Journal of Fluid Mechanics 177, 133 (1987).

[92] N. N. Mansour, J. Kim, and P. Moin, Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in a turbulent channel flow, Journal of Fluid Mechanics 194, 15 (1988).

[93] P. A. Durbin, A random flight model of inhomogeneous turbulent dispersion, The Physics of Fluids 23, 2151 (1980).

[94] A. A. Mofakham and G. Ahmadi, On random walk models for simulation of particle-laden turbulent flows, International Journal of Multiphase Flow 122, 103157 (2020).

[95] M. W. Reeks, The transport of discrete particles in inhomogeneous turbulence, Journal of Aerosol Science 14, 729 (1983).

[96] L. Tian and G. Ahmadi, Particle deposition in turbulent duct flows—comparisons of different model predictions, Journal of Aerosol Science 38, 377 (2007).

[97] C. Jin, I. Potts, and M. W. Reeks, A simple stochastic quadrant model for the transport and deposition of particles in turbulent boundary layers, Physics of Fluids 27, (2015).

[98] P. G. Papavergos and A. B. Hedley, Particle deposition behaviour from turbulent flows, Chemical Engineering Research & Design 62, 275 (1984).

[99] H. Zhang and G. Ahmadi, Aerosol particle transport and deposition in vertical and horizontal turbulent duct flows, Journal of Fluid Mechanics 406, 55 (2000).

[100] J. B. McLaughlin, Aerosol particle deposition in numerically simulated channel flow, Physics of Fluids A: Fluid Dynamics 1, 1211 (1989).

[101] C. Marchioli, M. Picciotto, and A. Soldati, Influence of gravity and lift on particle velocity statistics and transfer rates in turbulent vertical channel flow, International Journal of Multiphase Flow 33, 227 (2007).

[102] F.-G. Fan and G. Ahmadi, A sublayer model for turbulent deposition of particles in vertical ducts with smooth and rough surfaces, Journal of Aerosol Science 24, 45 (1993).

[103] N. B. Wood, A simple method for the calculation of turbulent deposition to smooth and rough surfaces, Journal of Aerosol Science 12, 275 (1981).

[104] M. Chen and J. B. McLaughlin, A new correlation for the aerosol deposition rate in vertical ducts, Journal of Colloid and Interface Science 169, 437 (1995).

[105] S. Bejaoui, M. Creyx, E. Delacourt, C. Morin, and E. Therssen, Particulate emissions measurements by laser-based techniques in a boiler fueled by wood pellets, Applied Physics B 126, 1 (2020).

[106] M. A. Bari, G. Baumbach, B. Kuch, and G. Scheffknecht, Particle-phase concentrations of polycyclic aromatic hydrocarbons in ambient air of rural residential areas in southern Germany, Air Quality, Atmosphere & Health 3, 103 (2010).

[107] L. Limousy, M. Jeguirim, P. Dutournié, N. Kraiem, M. Lajili, and R. Said, Gaseous products and particulate matter emissions of biomass residential boiler fired with spent coffee grounds pellets, Fuel 107, 323 (2013).

[108] M. M. Roy, A. Dutta, and K. Corscadden, An experimental study of combustion and emissions of biomass pellets in a prototype pellet furnace, Applied Energy 108, 298 (2013).

[109] K. L. Bignal, S. Langridge, and J. L. Zhou, Release of polycyclic aromatic hydrocarbons, carbon monoxide and particulate matter from biomass combustion in a wood-fired boiler under varying boiler conditions, Atmospheric Environment 42, 8863 (2008).

[110] S. Simões Amaral, J. Andrade de Carvalho, M. A. Martins Costa, and C. Pinheiro, Particulate matter emission factors for biomass combustion, Atmosphere 7, 141 (2016).

[111] *Comment ça marche l'énergie de la biomasse ?*, https://mtaterre.fr/articles/comment-ca-marche-lenergie-de-la-biomasse/.

[112] W. J. Smith, S. Morrin, and D. J. Timoney, Effect of operating condition on the particulate matter emission factor for a domestic biomass boiler, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy 225, 614 (2011).

[113] V. K. Verma, S. Bram, F. Delattin, P. Laha, I. Vandendael, A. Hubin, and J. De Ruyck, Agro-pellets for domestic heating boilers: Standard laboratory and real life performance, Applied Energy 90, 17 (2012).

[114] L. S. Johansson, B. Leckner, L. Gustavsson, D. Cooper, C. Tullin, and A. Potter, Emission characteristics of modern and old-type residential boilers fired with wood logs and wood pellets, Atmospheric Environment 38, 4183 (2004).

[115] A. A. M. Martinez, Etude Des Émissions Polluantes de La Combustion de Biomasses Dans Une Chaudière à Granulés, PhD Thesis, Normandie Université, 2021.

[116] F. Mameri, Caractérisation Multi-Physique et Multi-Échelle d'une Installation de Conversion d'énergie: Application à Une Unité de Cogénération Biomasse, PhD Thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2018.

[117] X. Zhu, Characterization of Wood Pellets Combustion for Clean Energy Generation, PhD Thesis, Université de Lille (2022-....), 2023.

[118] S. Zahirovic, R. Scharler, and I. Obernberger, *Advanced CFD Modelling of Pulverised Biomass Combustion*, in *International Conference on Science in Thermal and Chemical Biomass Conversion, Victoria, Canada* (2004).

[119] M. A. Gómez, J. Porteiro, D. De la Cuesta, D. Patiño, and J. L. Míguez, Dynamic simulation of a biomass domestic boiler under thermally thick considerations, Energy Conversion and Management 140, 260 (2017).

[120] J. Wiese, F. Wissing, D. Höhner, S. Wirtz, V. Scherer, U. Ley, and H. M. Behr, DEM/CFD modeling of the fuel conversion in a pellet stove, Fuel Processing Technology 152, 223 (2016).

[121] W. P. Adamczyk, G. Węcel, M. Klajny, P. Kozołub, A. Klimanek, and R. A. Białecki, Modeling of particle transport and combustion phenomena in a large-scale circulating fluidized bed boiler using a hybrid Euler–Lagrange approach, Particuology 16, 29 (2014).

[122] M. R. Kholghy and G. A. Kelesidis, Surface growth, coagulation and oxidation of soot by a monodisperse population balance model, Combustion and Flame 227, 456 (2021).

[123] J. Tissari, Fine Particle Emissions from Residential Wood Combustion (Puun Pienpolton Pienhiukkaspäästöt), PhD Thesis, Kuopion yliopisto, 2008.

[124] S. Kazemi, *Implementation of a Sectional Population Balance Model (SPBM) in Laminar Combustion Model. In Proceedings of CFD with OpenSource Software, 2023, Edited by Nilsson. H.*, http://dx.doi.org/10.17196/OS CFD#YEAR 2023.

[125] C. Gnendiger, T. Schultze, K. Börger, A. Belt, and L. Arnold, Extinction coefficients from aerosol measurements, Fire Safety Journal 104110 (2024).

[126] J. Yon, A. Bescond, and F.-X. Ouf, A simple semi-empirical model for effective density measurements of fractal aggregates, Journal of Aerosol Science 87, 28 (2015).

[127] C. Liaud, T. Dintzer, V. Tschamber, G. Trouve, and S. Le Calvé, Particle-bound PAHs quantification using a 3-stages cascade impactor in French indoor environments, Environmental Pollution 195, 64 (2014).

[128] A. Renoux and D. Boulaud, *Les Aérosols: Physique et Métrologie* (1998).

[129] H. A. Michelsen, C. Schulz, G. J. Smallwood, and S. Will, Laser-induced incandescence: Particulate diagnostics for combustion, atmospheric, and industrial applications, Progress in Energy and Combustion Science 51, 2 (2015).

[130] *Engine Exhaust Particle Sizer (EEPS) 3090*, https://tsi.com/Products/Particle-Sizers/Fast-Particle-Sizer-Spectrometers/Engine-Exhaust-Particle-Sizer-(EEPS)-3090.

[131] C. C. Barrios, A. Domínguez-Sáez, J. R. Rubio, and M. Pujadas, Development and Evaluation of On-Board Measurement System for Nanoparticle Emissions from Diesel Engine, Aerosol Science and Technology 45, 570 (2011).

[132] R. Jasiński and R. Przysowa, Evaluating the Impact of Using HEFA Fuel on the Particulate Matter Emissions from a Turbine Engine, Energies 17, 1077 (2024).

[133] Updated Inversion Matrices for Engine Exhaust Particle Sizer (EEPS) Spectrometer Model 3090 Application Note EEPS-005, (n.d.).

[134] Environnement S.A, Notice technique de MIR9000 - LCD Analyseur Multigaz, (2012).

[135] Environnement S.A, Notice technique de GRAPHITE 52M Analyseur De COVT PAR FID, (2013).

[136] H. Burtscher, Physical characterization of particulate emissions from diesel engines: a review, Journal of Aerosol Science 36, 896 (2005).

[137] *Aerosol Diluter 3332 | TSI*, https://tsi.com/product-accessories/aerosol-diluter-3332/.

[138] I. Obernberger and G. Thek, *The Pellet Handbook: The Production and Thermal Utilisation of Pellets* (Routledge, 2010).

[139] *ISO 17225-2:2021, Biocombustibles solides — Classes et spécifications des combustibles*, https://www.iso.org/fr/standard/76088.html.

[140] C. Schmidl, M. Luisser, E. Padouvas, L. Lasselsberger, M. Rzaca, C. Ramirez-Santa Cruz, M. Handler, G. Peng, H. Bauer, and H. Puxbaum, Particulate and gaseous emissions from manually and automatically fired small scale combustion systems, Atmospheric Environment 45, 7443 (2011).

[141] *Référentiel Du Label Flamme Verte SECTION CHAUDIERES DOMESTIQUES AU BOIS*, https://www.flammeverte.org/fichs/100713.pdf.

[142] F. Delcourt, A. Izerroukyene, D. Méresse, D. Uystepruyst, F. Beaubert, and C. Morin, Experimental Study of Pollutant Emissions from Biomass Combustion and Modeling of PM Transportation, Energies 17, 2586 (2024).

[143] H. Liu, J. Chaney, J. Li, and C. Sun, Control of NOx emissions of a domestic/small-scale biomass pellet boiler by air staging, Fuel 103, 792 (2013).

[144] *Propriétés Thermophysiques Des Systèmes Fluides*, https://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/.

[145] V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, International Chemical Engineering 16, 359 (1976).

[146] S. W. Churchill and H. H. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder, International Journal of Heat and Mass Transfer 18, 1049 (1975).

[147] S. W. Churchill and H. H. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, International Journal of Heat and Mass Transfer 18, 1323 (1975).

Annexes

Annexes 1 : Codes OpenFOAM

L'addition des modèles de la collision (méthode DPM et MPPIC) dans le « Cloud » qui calcule le déplacement des particules :

Afin de créer ce nouveau « cloud » appelé « heatCloud », on doit passer par les étapes suivantes :

1 – On fait appel aux « thermoCloud », ainsi que « collidingCloud » ou « MPPICCloud » :

Dans le fichier **heatCloud.H** :

```
#ifndef heatCloud_H
#define heatCloud_H

#include "Cloud.H"
#include "KinematicCloud.H"
#include "MPPICCloud.H"
#include "ThermoCloud.H"
#include "heatParcel.H"

namespace Foam
{
   typedef ThermoCloud
        <
                MPPICCloud
                <
                KinematicCloud
                <
                        Cloud
                        <
                                heatParcel
                        >
                >
                >
           > heatCloud;
}
```

Définir un nouveau Parcel <heatParcel> au fichier <**defineHeatParcel.C**>

```
#include "heatParcel.H"
```

```
#include "Cloud.H"

namespace Foam
{
   defineTemplateTypeNameAndDebug(heatParcel, 0);

   defineTemplateTypeNameAndDebug(Cloud<heatParcel>, 0);

  typedef       Foam::ThermoParcel<MPPICParcel<KinematicParcel<particle > >>
thermoParcel;
}
```

au fichier <heatParcel.H>

```
namespace Foam
{
   typedef ThermoParcel
         <
                MPPICParcel
                <
                KinematicParcel
                <
                        particle
                >
                >
           > heatParcel;

   template<>
   inline bool contiguous<heatParcel>()
   {
      return false;
   }
}
```

2 – On fait appel aux sous-modèles du DPM et MPPIC au fichier <**makeHeatParcelSubmodels.C**>

```
// MPPIC sub-models
#include "makeMPPICParcelDampingModels.H"
#include "makeMPPICParcelIsotropyModels.H"
#include "makeMPPICParcelPackingModels.H"

makeMPPICParcelDampingModels(heatCloud);
makeMPPICParcelIsotropyModels(heatCloud);
makeMPPICParcelPackingModels(heatCloud);
```

3 – Ajouter « :collidingCloudType » derrière chaque position de « Foam::CloudType » associée afin d'éviter l'erreur suivante :

```
/lib//libbasicThermoKinematicCollidingParcel.so: undefined reference to
`Foam::WallModel<Foam::CollidingCloud<Foam::KinematicCloud<Foam::Cloud<Foam
::ThermoParcel<Foam::CollidingParcel<Foam::KinematicParcel<Foam::particle>
> > > > > >::dictionaryConstructorTablePtr_'

/lib//libbasicThermoKinematicCollidingParcel.so: undefined reference to
`Foam::PairModel<Foam::CollidingCloud<Foam::KinematicCloud<Foam::Cloud<Foam
::ThermoParcel<Foam::CollidingParcel<Foam::KinematicParcel<Foam::particle>
> > > > > >::dictionaryConstructorTablePtr_'
```

Dans le fichier PairModel.H :

```
#define makePairModel(CloudType)                                    \
                                                                    \
defineNamedTemplateTypeNameAndDebug(Foam::PairModel<Foam::CloudType::colliding
CloudType>, 0); \
                                                                    \
   namespace Foam                                                   \
   {                                                                \
      defineTemplateRunTimeSelectionTable                           \
      (                                                             \
         PairModel<Foam::CloudType::collidingCloudType>,            \
         dictionary                                                 \
      );                                                            \
   }


#define makePairModelType(SS, CloudType)                            \
                                                                    \

defineNamedTemplateTypeNameAndDebug(Foam::SS<Foam::CloudType::collidingCloudT
ype>, 0);       \
                                                                    \
   Foam::PairModel<Foam::CloudType::collidingCloudType>::           \
      adddictionaryConstructorToTable<Foam::SS<Foam::CloudType::collidingCloudType>>
\
      add##SS##CloudType##ConstructorToTable_;
```

Dans le fichier WallModel.H

```
#define makeWallModel(CloudType)                                    \
                                                                    \
```

```
defineNamedTemplateTypeNameAndDebug(Foam::WallModel<Foam::CloudType::colliding
CloudType>, 0); \
                                                    \
    namespace Foam                                  \
    {                                               \
        defineTemplateRunTimeSelectionTable         \
        (                                           \
            WallModel<Foam::CloudType::collidingCloudType>,         \
            dictionary                              \
        );                                          \
    }


#define makeWallModelType(SS, CloudType)            \
                                                    \

defineNamedTemplateTypeNameAndDebug(Foam::SS<Foam::CloudType::collidingCloudT
ype>, 0);       \
                                                    \
    Foam::WallModel<Foam::CloudType::collidingCloudType>::          \
        adddictionaryConstructorToTable<Foam::SS<Foam::CloudType::collidingCloudType>>
\
            add##SS##CloudType##ConstructorToTable_;
```

L’addition de la force thermophorèse :

- Premièrement, il faut copier le fichier de la force de gradient de pression car la formule de cette dernière ressemble à celle la force thermophorèse.

- Ensuite, changer les paramètres nécessaires, et les déclarer tous comme constants (conductivité thermique, le parcours libre moyen).

Thermophoretic.H

```
//- Name of Temperature field
    const word   TName_;

    //- Particle thermal conductivity (W/mK)
    const scalar Kp_;

    //- Carrier phase molecular mean free path (m)
    const scalar lambda_;

    //- Carrier phase thermal conductivity interploator
    const scalar kappa_;

    //- Carrier phase temperature gradient interploator
    autoPtr<interpolation<vector>> DtcdtInterpPtr_;
```

ThermophoreticI.H

```
template<class CloudType>
inline Foam::scalar Foam::Thermophoretic<CloudType>::Kp() const
{
   return Kp_;
}

template<class CloudType>
inline Foam::scalar Foam::Thermophoretic<CloudType>::kappa() const
{
   return kappa_;
}

template<class CloudType>
inline Foam::scalar Foam::Thermophoretic<CloudType>::lambda() const
{
   return lambda_;
}
```

Thermophoretic.C

```
template<class CloudType>
Foam::forceSuSp Foam::Thermophoretic<CloudType>::calcCoupled
(
    const typename CloudType::parcelType& p,
    const typename CloudType::parcelType::trackingData& td,//added
    const scalar dt,
    const scalar mass,
    const scalar Re,
    const scalar muc
) const
{
    forceSuSp value(Zero, 0.0);
    //added
    //const scalar dp = p.d();
    //const scalar Tc = td.Tc();

    const scalar Cs=1.17;
    const scalar Ct=2.18;
    const scalar Cm=1.14;
    const scalar Kn=2*lambda_/p.d();
    //scalar kappa=kappaInterp().interpolate(p.position(), p.currentTetIndices());
    const scalar K=kappa_/Kp_;
    const scalar
Dt=((6.0*mathematical::pi*sqr(muc)*p.d()*Cs*(K+Ct*Kn))/(td.rhoc()*(1.0+3.0*Cm*Kn)*(1
.0+2.0*K+2.0*Ct*Kn)));

    vector DTcdt =
        DTcdtInterp().interpolate(p.coordinates(), p.currentTetIndices());
    value.Su() = -1.0*Dt*DTcdt/td.Tc();
    return value;

}
```

Annexes 2 : Banc experimental



Figure 99 : Points de piquage P2



Figure 100 : Points de piquage P3

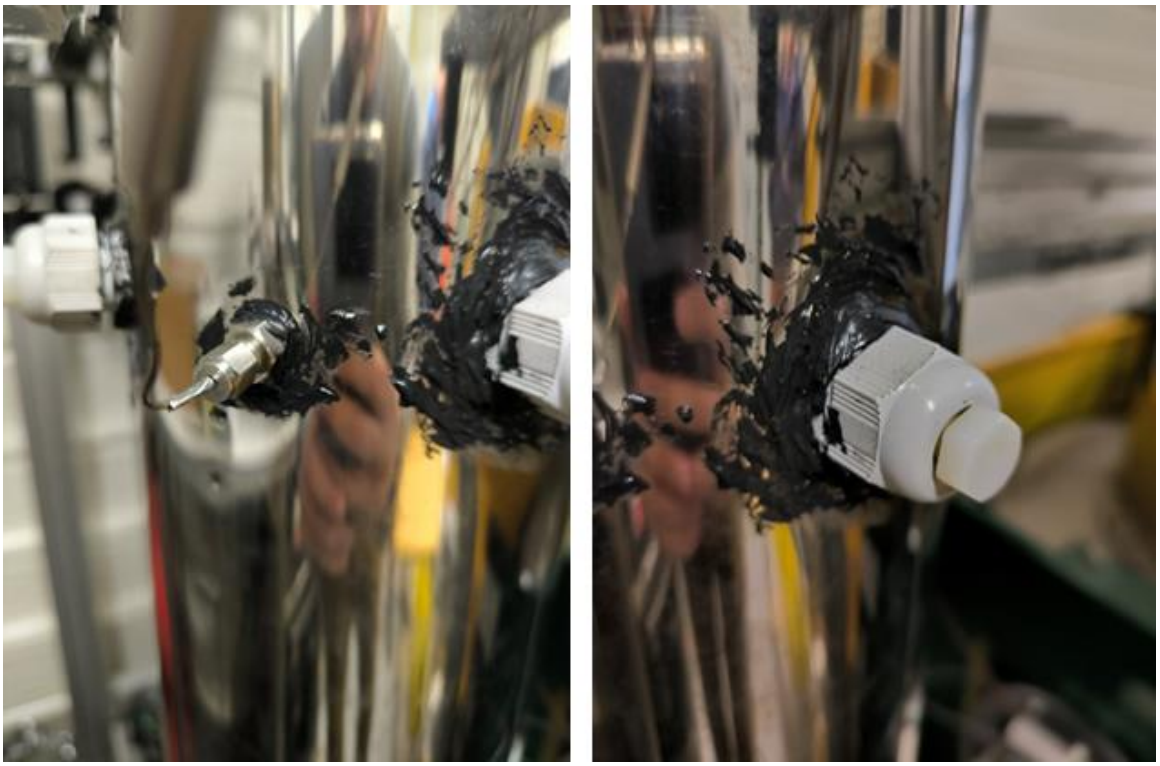


Figure 101 : Etanchéité des piquages



Figure 102 : Analyseurs MIR9000 et GRAPHITE 52M



Figure 103 : Connection des deux analyseurs à la cheminée



Figure 104 : Système de dilution modèle 3332

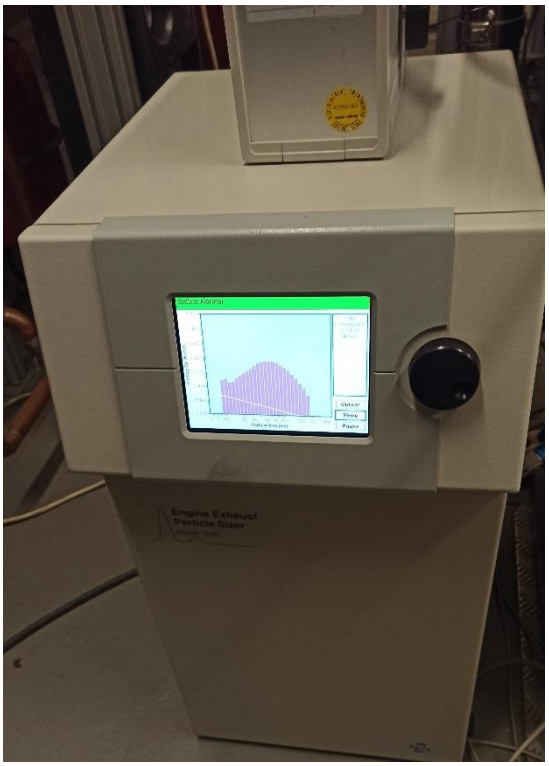


Figure 105 : L'EEPS

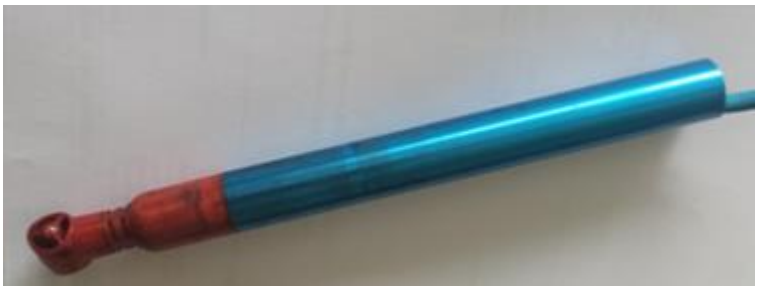


Figure 106 : Anémomètre à hélice



Figure 107 : Micromanomètre DP-Calc 5825



Figure 108 : Granulés de bois

Etalonnage des analyseurs et polluant gazeux :

Les différents analyseurs sont régulièrement étalonnés à partir de bouteilles de gaz étalon chez Air Liquide :

- Une bouteille contenant un mélange de CO à 5000 ppm et de CO_2 à 20 % dans une matrice azote pour l'analyseur MIR9000.
- Une bouteille contenant 1 % de CH4 dans une matrice azote pour l'analyseur des HCT (Graphite 52M).

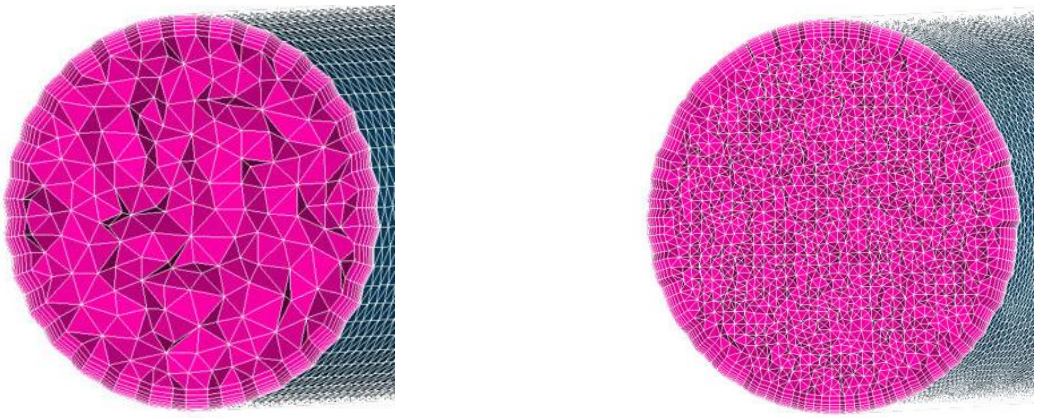
La procédure d'étalonnage est identique pour les deux analyseurs, et suit les étapes suivantes :

- Le bronchement de la sortie de la bouteille directement à l'entrée « échantillon » de notre analyseur, à l'aide d'un tuyau souple. La pression sur les manomètres des bouteilles est réglée à 1 bar. Une stabilisation de la valeur lue par l'analyseur est attendue.
- On navigue dans les menues de l'analyseur pour trouver une constante d'étalonnage appelé « K »
- La modification de la valeur de la constante d'étalonnage « K » jusqu'à ce que la valeur lue corresponde à la valeur de la bouteille, en utilisant la formule ci-dessous :

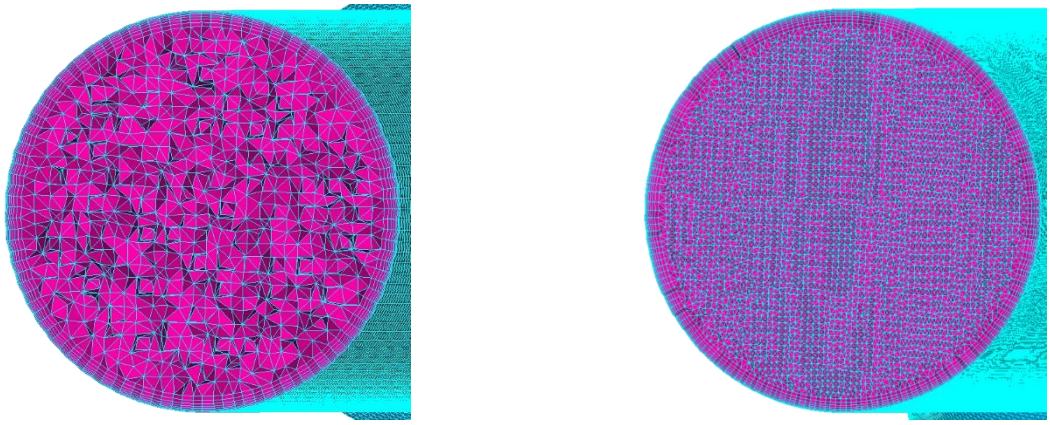
$$K_{nouveau} = K_{ancien} \times \frac{valeur\ du\ gaz\ étalon}{valeur\ lue\ (sans\ offset)} \quad (105)$$

Il est à rappeler que pour l'analyseur MIR9000, il existe deux valeurs de « K » à changer, une pour le CO et une pour le CO_2.

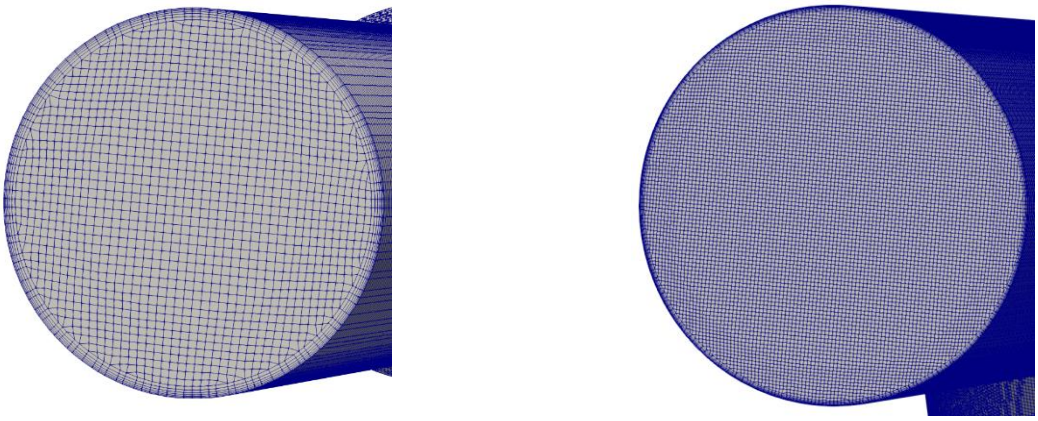
Annexes 3 : Maillages



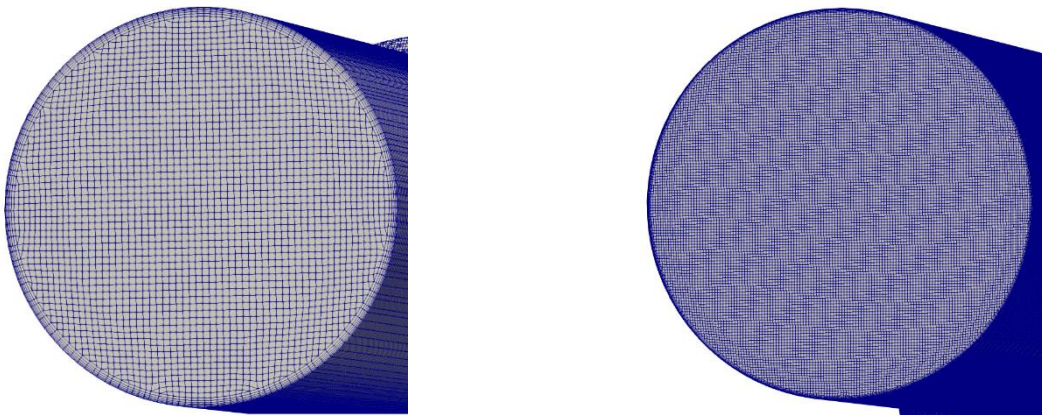
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 109 : Différents types de maillage tétraédrique, zone raffinée à droite, zone grossière à gauche : (a) Maillage T2 ; (b) Maillage T4 ; (c) Maillage H2 ; (d) Maillage H4

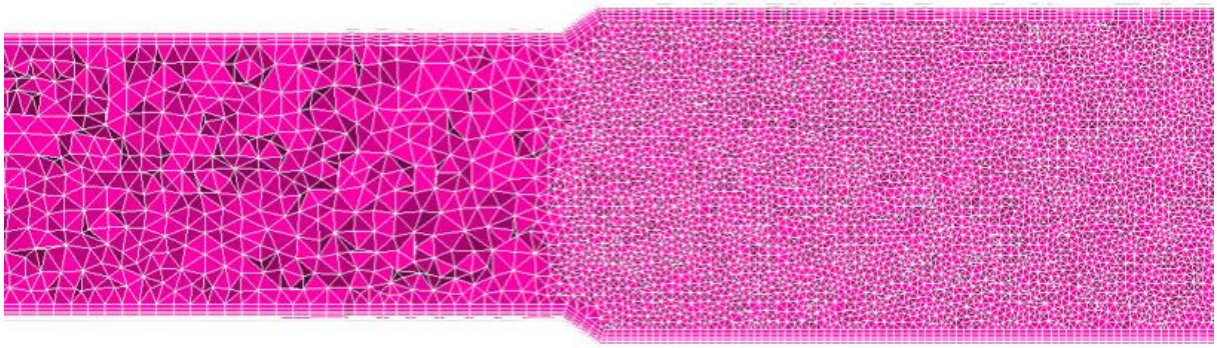


Figure 110 : Raffinement à la zone de rétrécissement

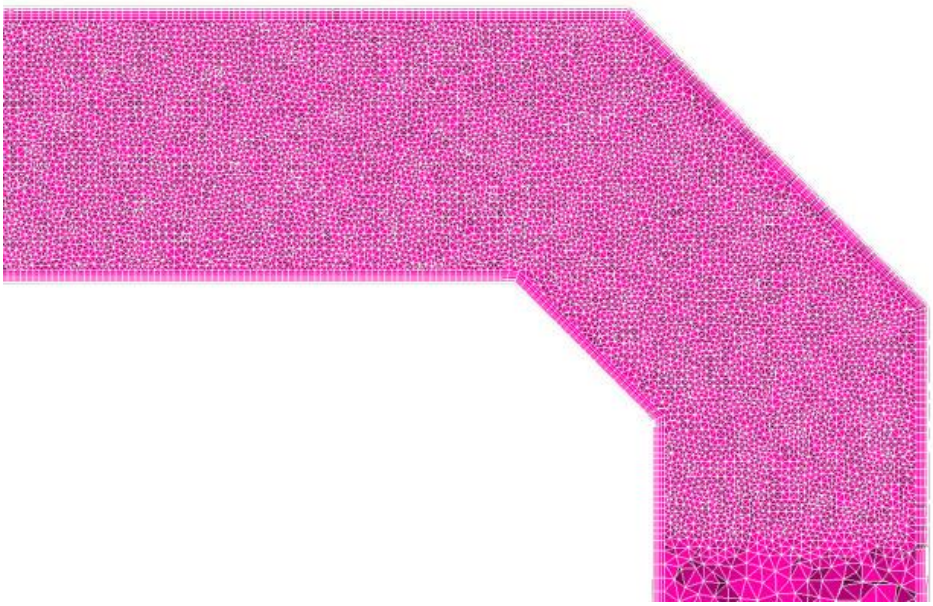


Figure 111 : Raffinement à la zone du coude

Annexes 4 : Courbes de granulométrie

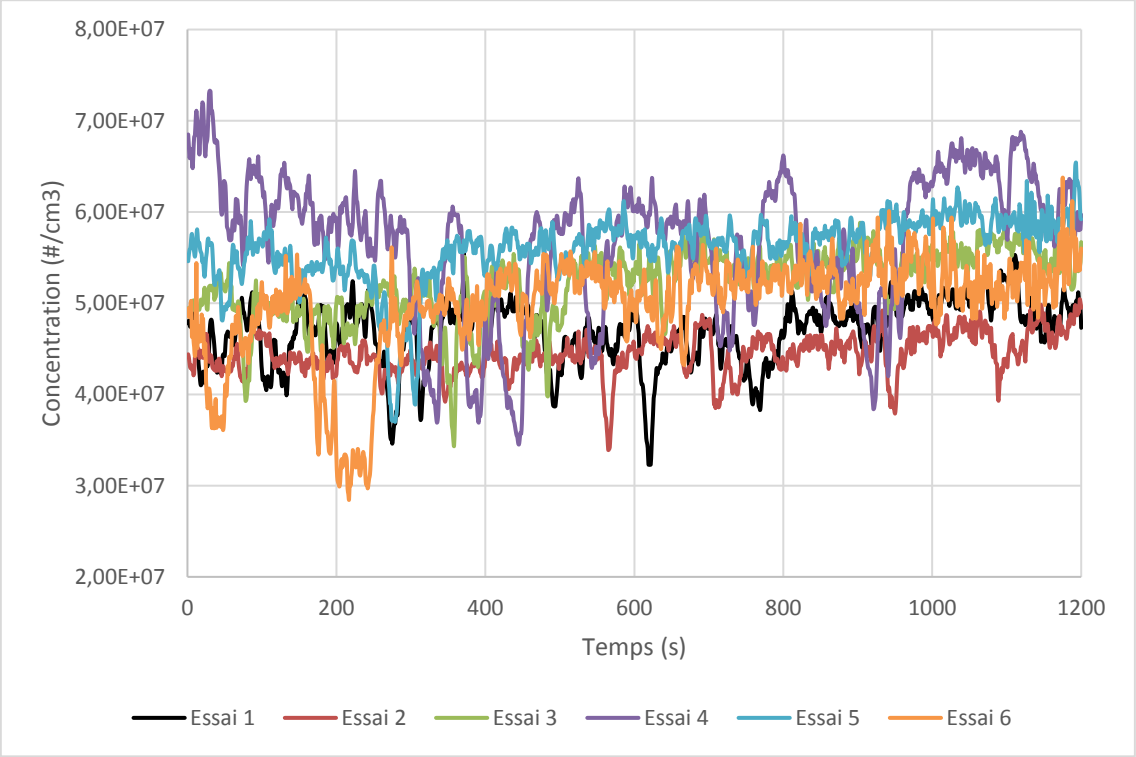


Figure 112 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P1 pour les six essais

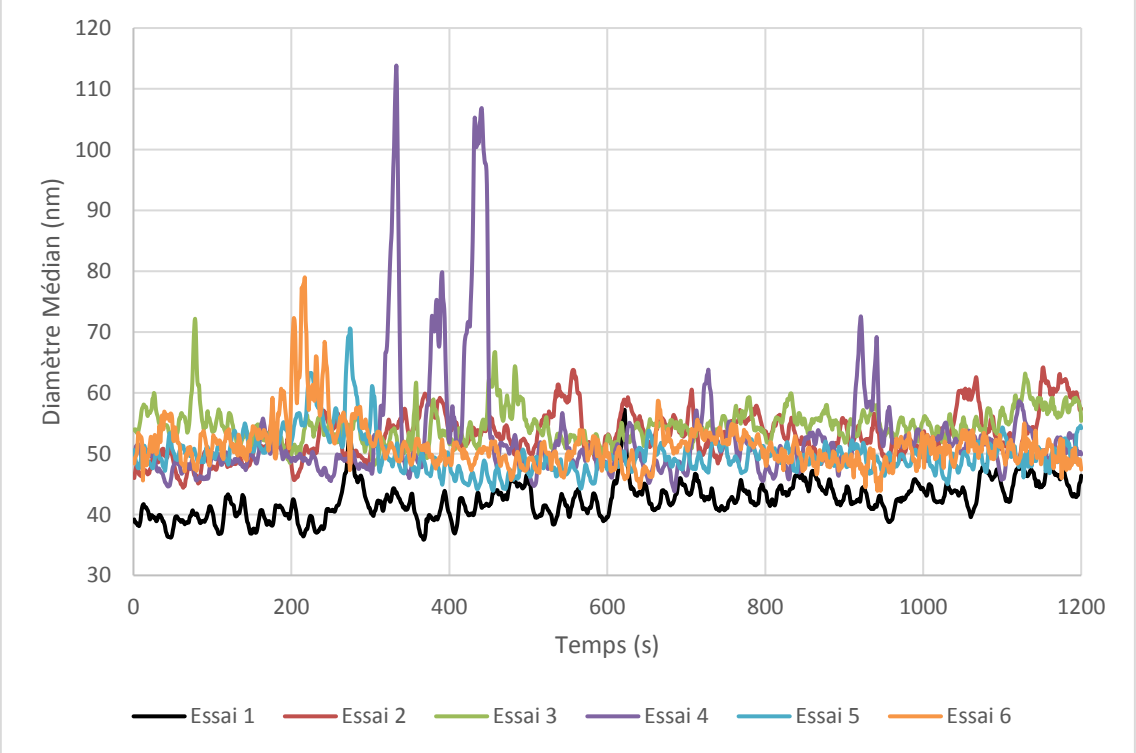


Figure 113 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P1 pour les six essais



Figure 114 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P2 pour les six essais

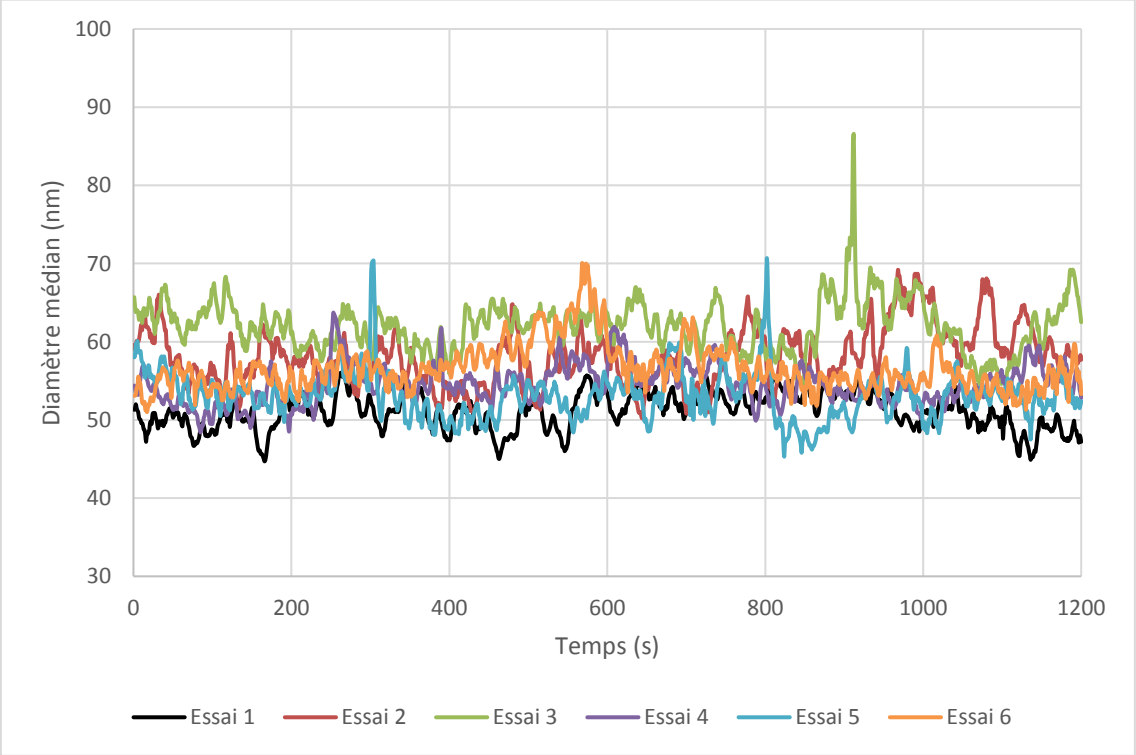


Figure 115 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P2 pour les six essais

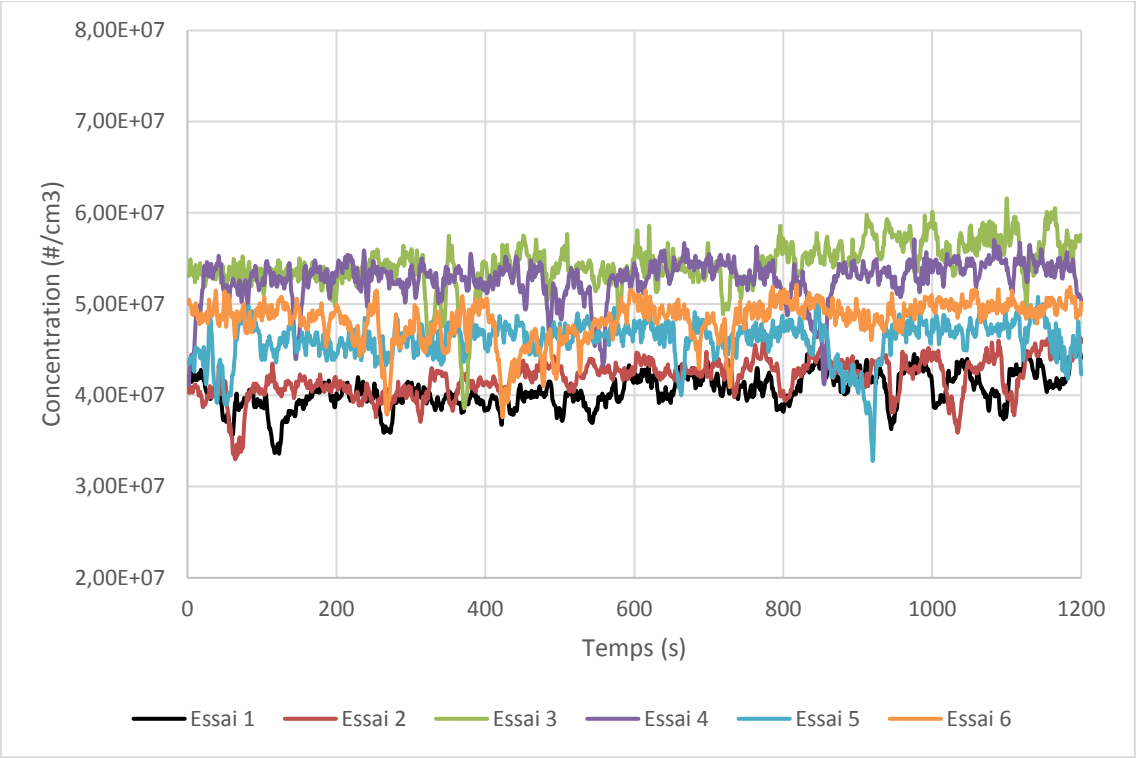


Figure 116 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P3 pour les six essais



Figure 117 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P3 pour les six essais

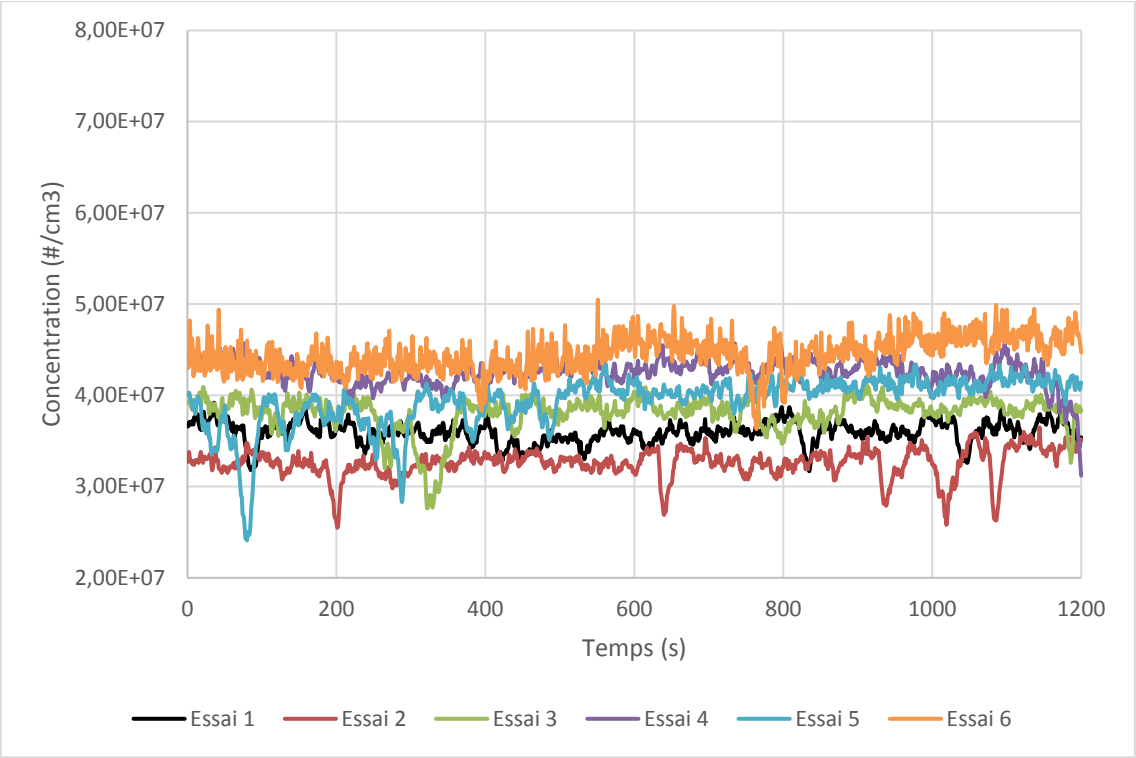


Figure 118 : Évolution de la concentration des particules dans le temps à la position P4 pour les six essais

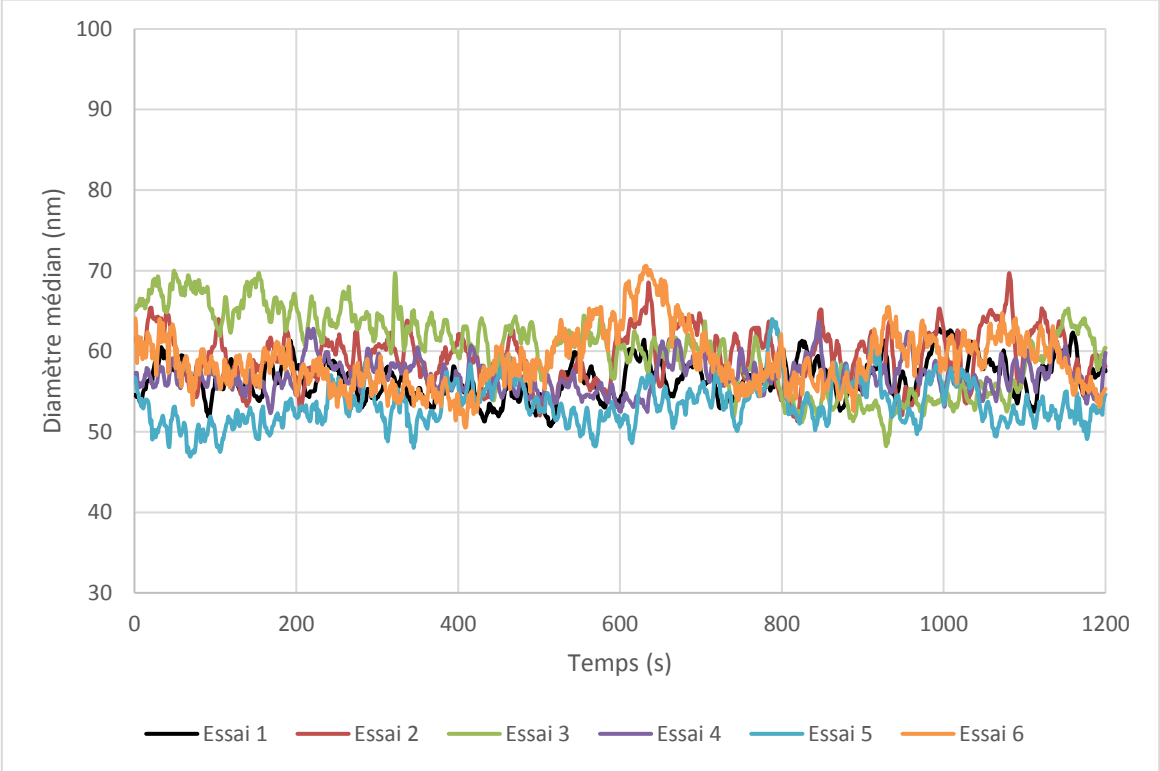


Figure 119 : Évolution du diamètre médian des particules dans le temps à la position P4 pour les six essais

Résumé

Dans le contexte environnemental actuel, marqué par le changement climatique et la crise énergétique, la biomasse suscite un intérêt croissant en raison de son potentiel de neutralité carbone. Toutefois, il est crucial d'évaluer son impact sur la santé humaine et la qualité de l'air.

Au cours de cette thèse, des mesures expérimentales et une modélisation numérique de type CFD ont été réalisées dans la cheminée d'une chaudière biomasse domestique afin d'analyser les émissions de gaz polluants et de particules lors de la combustion de granulés de bois. Une chaudière d'une puissance nominale de 10 kW, équipée d'un brûleur d'alimentation a été utilisée. Divers types de capteurs (thermocouples, débitmètres, capteurs d'humidité relative, anémomètre) ont été installés dans la chaudière.

Les émissions de particules ont été mesurées à l'aide de la technique EEPS (Engine Exhaust Particle Sizer). Par ailleurs, les émissions gazeuses (CO_2, CO, hydrocarbures totaux HCT, O2) ont été déterminées par spectroscopie infrarouge (IR) et détecteur à ionisation de flamme (FID). Les émissions ont été enregistrées pendant la phase stationnaire de la chaudière et une répétabilité a été effectuée sur plusieurs essais. Quatre points de mesure dans la cheminée ont été étudiés pour évaluer l'évolution de la taille des particules et leur dépôt potentiel sur les parois le long de la cheminée.

Les résultats expérimentaux ont été comparés à un modèle numérique CFD réalisé sous OpenFOAM intégrant le transport de particules. La modélisation de l'écoulement turbulent dans la cheminée utilise une approche RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) de premier ordre basée sur l'hypothèse de Boussinesq. Pour tenir compte de l'anisotropie de l'écoulement, le modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$ a été sélectionné pour cette étude. L'effet des fluctuations turbulentes sur la phase discrète est intégré via le modèle de dispersion turbulente DRW (Discrete Random Walk). Les résultats obtenus permettent de visualiser la topologie de l'écoulement de la phase porteuse ainsi que la distribution complète du champ de particules dans la cheminée. Des mesures avancées des émissions de polluants et la modélisation du transport des particules ont été développées pour la première fois dans une chaudière domestique biomasse fonctionnant dans des conditions réelles.

Les résultats expérimentaux révèlent plusieurs informations pertinentes. Les émissions de CO et de HCT montrent une évolution similaire au fil du temps. La distribution granulométrique des particules mesurée le long de la cheminée met en évidence le phénomène d'agglomération des particules. De plus, le modèle CFD et les résultats expérimentaux fournissent des résultats concordants en termes de caractéristiques de l'écoulement et de granulométrie des particules.

Mots clés : Modélisation CFD, Emissions de polluants gazeux et particulaires, Particules fines, Chaudière biomasse, Mesures de granulométrie, Dispersion turbulente

Abstract

In the current environmental context, characterized by climate change and the energy crisis, biomass is garnering increasing interest due to its potential for carbon neutrality. However, it is crucial to assess its impact on human health and air quality.

During this thesis, experimental measurements and numerical modeling using Computational Fluid Dynamics (CFD) were conducted in the chimney of a domestic biomass boiler to analyze the emissions of gaseous pollutants and particulate matters during the combustion of wood pellets. A boiler with a nominal power of 10 kW, equipped with a feeding burner, was used. Various types of sensors (thermocouples, flowmeters, relative humidity sensors, anemometers) were installed in the boiler.

Particle emissions were measured using the EEPS (Engine Exhaust Particle Sizer) technique. Furthermore, gaseous emissions (CO2, CO, total hydrocarbons HCT, O2) were determined by infrared (IR) spectroscopy and a flame ionization detector (FID). Emissions were recorded during the steady-state phase of the boiler, and repeatability was performed across multiple tests. Four measurement points in the chimney were studied to evaluate the evolution of particle size and their potential deposition on the walls along the chimney.

The experimental results were compared to a CFD numerical model developed in OpenFOAM, which includes particle transport. The turbulent flow modeling in the chimney employs a first-order Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) approach which is based on the Boussinesq hypothesis. To account for the anisotropy of the flow, the $\overline{v^2} - f$ turbulence model was selected for this study. The effect of turbulent fluctuations on the discrete phase is integrated using the Discrete Random Walk (DRW) turbulent dispersion model. The results obtained provide a visualization of the topology of the carrier phase flow as well as the complete distribution of the particle field in the chimney. Advanced measurements of pollutant emissions and modeling of particle transport were developed for the first time in a domestic biomass boiler operating under real conditions.

The experimental results show several pertinent insights. CO and HCT emissions exhibit similar evolution over time. The particle size distribution measured along the chimney highlights the phenomenon of particle agglomeration. Additionally, the CFD model and experimental results provide consistent outcomes in terms of flow characteristics and particle size distribution.

Keywords: CFD modeling, Emissions of gaseous and particulate matter pollutants, Fine particles, Biomass boiler, Particle measurements, Turbulent dispersion