



HAL
open science

Étude de la dispersion de nanoparticules dans le sillage d'obstacles : cas d'un véhicule automobile

Namamoudou Sidiki Keita

► **To cite this version:**

Namamoudou Sidiki Keita. Étude de la dispersion de nanoparticules dans le sillage d'obstacles : cas d'un véhicule automobile. Physique Générale [physics.gen-ph]. Université de Lorraine; Université des sciences, des techniques et des technologies de Bamako (Mali), 2018. Français. NNT : 2018LORR0205 . tel-02075785

HAL Id: tel-02075785

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-02075785>

Submitted on 2 Nov 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Ecole Doctorale, Science et Ingénierie des **M**olécules, des **P**roduits, des **P**rocédés et de
l'énergie (SIMPPé)

Thèse

Présentée en vue d'obtenir le titre de

**Docteur de l'Université de Lorraine et de l'Université des Sciences, des Techniques et
des Technologies de Bamako**

Spécialité

Mécanique et Energétique

**Etude de la dispersion de nanoparticules dans le sillage d'obstacles : cas
d'un véhicule automobile**

Par

Namamoudou Sidiki KEITA

Présentée et soutenue publiquement le 17 décembre 2018 à l'ESSTIN devant le jury composé
de

2 Rapporteurs :

Mme Evelyne GEHIN Professeur, CERTES Université Paris-Est Créteil

Mme Frédérique LARRARTE Directrice de recherche, IFSTTAR

Examineurs :

Mme Anne TANIÈRE Professeur, Université de Lorraine (Directrice de thèse)

Mr Badié DIOURTE Professeur, USTTB (Directeur de thèse)

Mr Lionel FIABANE Docteur- Ingénieur de Recherche, IRSTEA

Mr Amine MEHEL Enseignant-Chercheur, ESTACA,

Invités :

Mr Georges FOKOUA Enseignant-Chercheur, ESTACA

Mr Frédéric MURZYN Enseignant-chercheur, ESTACA,

Remerciements

Tout d'abord permettez-moi de remercier Mme Evelyne GEHIN et Mme Frédérique LARRARTE qui m'ont fait l'honneur en acceptant de consacrer leur temps pour rapporter ce travail de thèse.

Mes remerciements chaleureux s'adressent à mes directeurs de thèse, Mme Anne TANIÈRE et Mr Badié DIOURTE pour leurs conseils et orientations au gré des avancés dans les travaux. Je garderai en mémoire votre disponibilité, votre réactivité et vos qualités scientifiques et humaines qui m'ont toujours porté vers l'avant.

Je remercie très sincèrement mes encadrants, Mr Amine MEHEL et Mr Frédéric MURZYN pour avoir assuré l'encadrement scientifique et technique avec toute la patience et la confiance nécessaire à mon épanouissement scientifique et humain. Je tiens à vous témoigner toute ma reconnaissance pour vos sens élevés et votre professionnalisme dans l'encadrement d'une thèse. Durant les trois années, j'ai profité de vos expériences enrichissantes et pleines d'intérêts.

Mes remerciements à tous les membres du labo ESTACA'Lab pour m'avoir accueilli durant la période de cette thèse. En particulier je remercie Mr Philippe CUVELLIER et Mr Chérif LAROUCI respectivement responsable des pôles «Mécanique des Matériaux Composites et Environnement» et «Système et Energie Embarqués pour les Transports». De même, je remercie Mr Toufik AZIB et Mr Georges FOKOUA tous les deux (2) enseignants-chercheurs à ESTACA'Lab pour leur aide et encouragement.

Je remercie Mr Boris ARCEN enseignant-chercheur à l'ESSTIN pour son appui très remarquable en apportant ses remarques et corrections pour la rédaction d'un article de revue.

Mes remerciements à tous mes camarades doctorants de ESTACA'Lab pour la collaboration. Notamment à Romain RODRIGUEZ, à Antoine DURAND, à Mohamed Ryad BOUKHARI, à Emmanuel ROLIN, etc.

Je remercie l'Université des Sciences des Techniques et des Technologies de Bamako pour le financement de cette thèse à travers son Programme de Formation des formateurs (PFF). Dans la même occasion mes remerciements s'adressent également au Laboratoire LEMTA pour l'aide financière qu'il m'a offert durant ces trois années.

Je ne saurai terminer cette partie sans remercier du fond de mon cœur tous les membres de ma famille, pour l'assistance morale et matérielle qui m'a permis de pouvoir surmonter des difficultés.

Table des matières

Chapitre I : Introduction générale	14
1.1. Contexte de l'étude.....	16
1.2. Etat de l'art	20
1.2.1 Infiltration.....	21
1.2.2 Dispersion.....	23
1.3. Objectifs et organisation du rapport	31
Chapitre II : Nanoparticules et Aérodynamique des configurations cylindre circulaire et corps d'Ahmed à culot droit	33
2.1. Caractérisation des nanoparticules	35
2.1.1. Définition et sources.....	35
2.1.2. Propriétés des nanoparticules	38
2.1.3. Temps de résidence des nanoparticules.....	39
2.2. Nanoparticules de suie issues de la combustion de la motorisation automobile	40
2.2.1. Caractérisation.....	41
2.2.2. Distribution granulométrique des particules de suie	42
2.2.4. Effets sur la santé et sur l'environnement	45
2.3. Différents modes de transport des nanoparticules.....	47
2.3.1. Diffusion brownienne.....	47
2.3.2. Dispersion par la turbulence	49
2.3.3. Thermophorèse	50
2.3.4. Electrophorèse	51
2.4. Aérodynamique d'un cylindre circulaire et d'un véhicule	52
2.4.1. Description de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire	53
2.4.2. Caractéristiques de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed	58
2.4.3. Sillages proche et lointain	64
2.5. Conclusion.....	65
Chapitre III : Approche numérique et Etude de la Dispersion des Nanoparticules dans le sillage d'un cylindre circulaire	68
3.1. Modélisation numérique.....	70
3.1.1. La phase porteuse	71
3.1.1.1. Le champ moyen : Approche eulérienne.....	71
3.1.1.2. Traitement de la turbulence en proche paroi	73
3.1.2. Modèles retenus.....	74

3.1.3. La phase dispersée.....	74
3.1.3.1. Mouvement d'une nanoparticule dans une phase continue	74
3.1.3.2. Modèles de la dispersion par la turbulence	77
3.2. Écoulement monophasique autour du cylindre circulaire	78
3.2.1. Étude numérique de l'écoulement de sillage d'un cylindre.....	78
3.1.2. Validation expérimentale.....	85
3.3. Écoulement diphasique autour du cylindre circulaire	90
3.3.1. Conditions de simulation pour la phase dispersée.....	92
3.3.2. Résultats et analyses	92
3.4. Conclusion.....	113
Chapitre IV : Dispersion des Nanoparticules dans le sillage d'un corps	
d'Ahmed à culot droit	116
4.1. Écoulement monophasique autour du corps d'Ahmed.....	118
4.1.1. L'Étude numérique.....	119
4.1.2. Résultats et analyses	122
4.1.2. L'Étude expérimentale	125
4.2. Écoulement diphasique autour du corps d'Ahmed à culot droit.....	128
4.2.1. Étude numérique.....	128
4.2.2. Étude expérimentale	140
4.3. Conclusion.....	146
Chapitre V : Conclusion générale et Perspectives	149
Références bibliographiques	154
Annexes	165

Listes des figures

Figure 1. 1. Maladies associées à l'exposition à des nanoparticules (Buzéa et al. 2007).....	18
Figure 1. 2. Part du PIB mondial sous l'effet de la qualité de l'air sur les différents secteurs impactés (OCDE, 2016)	19
Figure 1. 3. Dispersion des polluants dans l'environnement proche d'un véhicule.....	20
Figure 1. 4. Schéma de la structuration de l'étude de l'état de l'art	21
Figure 1. 5. Distribution de la concentration en nombre de particules dans le plan (x, y) pour la vitesse d'écoulement fluide $U_{\infty}=20$ km/h (b), $U_{\infty}=30$ km/h (c) et $U_{\infty}=40$ km/h (a).....	24
Figure 1. 6. Véhicule de test avec le système de capteurs fixés sur un porte-vélo à l'arrière	25
Figure 1. 7. Evolution de la concentration des suies mesurée (+) et simulée en tenant en compte le processus de coagulation (courbe rouge) et sans effet de coagulation (courbe noire) à l'arrière du véhicule	26
Figure 1. 8. Profils verticaux d'évolution de la concentration adimensionnelle C^* dans le sillage des maquettes Ma (échelle 1:5), Mb-1 (échelle 1:8, avec plancher roulant) et Mb-2 (échelle 1:8, sans plancher roulant) (position du pot d'échappement $y/h=-0,33$ et $z/h=0,19$	28
Figure 1. 9. Changement de la concentration du polluant en aval de la maquette en fonction de la distance x de la maquette	30
Figure 2. 1. Terminologie de classification des particules atmosphériques en fonction de leur taille (Schneider et Voigt, 2011).....	36
Figure 2. 2. Comparaison des dimensions de différents types de particules incluant les nanoparticules (source, Environmental Protection Agency, Etats Unis)	37
Figure 2. 3. Particules de suies en différents stades de tailles (https://www.les-crisis.fr/la-pollution-aux-particules-fines/)	38
Figure 2. 4. Agrégats de suie observés au microscope électronique (Zhang et Li, 2011)	42
Figure 2. 5. Structure d'une particule de suie automobile (Tatry et Leoz , 1998).....	42
Figure 2. 6. Distribution granulométrique des particules issues de la combustion d'un moteur diesel en nombre et en masse de particules (Kittelson, 1998)	44
Figure 2. 7. Distribution granulométrique des particules non volatiles issues d'un moteur avec FAP (Rapport INRS, 2016).....	45
Figure 2. 8. Organes respiratoires exposés aux poussières fines (a) et efficacité du dépôt des particules dans différentes parties de l'appareil respiratoires (b), d'après Lastbom et al. (2000).....	46
Figure 2. 9. Mécanisme de diffusion des molécules de sucre dans l'eau	48
Figure 2. 10. Dispersion transversale des particules en fonction du temps (Oesterlé, 2006)	50
Figure 2. 11. Particule soumise à un gradient de température (tiré de la thèse de Brugière, 2012) ...	50
Figure 2. 12. Représentation schématique de la technique de dépôt par électrophorèse (Hamaker et Verwer, 1940).....	52
Figure 2. 13. Quelques configurations de l'écoulement au régime laminaire autour d'un cylindre circulaire (Van Dyke, 1982)	54
Figure 2. 14. Contours des lignes de champ de la vitesse moyenne autour d'un cylindre en fonction du Reynolds (Sato et Kobayashi, 2012)	55
Figure 2. 15. Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de mode de lâcher tourbillonnaire : modes A et B correspondent aux effets 2D et 3D (figure ci-dessous) (tiré de la thèse de Perrin, 2005).....	56

Figure 2. 16. Visualisation du mode 2D à gauche et du mode 3D à droite, expérimentale, figures de dessus (Williamson, 1992) et numérique en DNS pour les figures de dessous (Persillon et Braza, 1998)	56
Figure 2. 17. Contour du champ de vitesse instantanée dans le plan au Reynolds $Re=3900$ (Kravchenko et Moin, 2000)	58
Figure 2. 18. Les trois types de géométries automobiles (Ahmed et Baumert, 1979)	59
Figure 2. 19. Corps d’Ahmed et ses dimensions (d’après Ahmed et al. 1984).....	59
Figure 2. 20. Comparaison des allures de courbes de C_x en fonction de l’angle de la lunette pour un corps d’Ahmed (à gauche) et un véhicule automobile (à droite) d’après (Hucho et Sovran 1993).....	60
Figure 2. 21. Topologie de l’écoulement pour $\alpha < \alpha_1$ et $\alpha > \alpha_2$ (Gilliéron et Chometon, 1999)	61
Figure 2. 22. Moyenne du vecteur champ de vitesse dans le plan médian longitudinal obtenu par PIV pour une vitesse d’entrée de 40 m/s dans le sillage d’un corps d’Ahmed à Culot droit (Lahaye et al. 2013).....	61
Figure 2. 23. Champ de vitesse longitudinale instantanée pour le Reynolds $Re_L=2,8.106$ (Hinterberger et al. 2004).....	62
Figure 2. 24. Structure du sillage (Gilliéron et Chometon, 1999).....	62
Figure 2. 25. (a) Visualisation du décollement avant en canal hydraulique avec un plan laser situé sur le plan de symétrie longitudinal, (b) Tomographie laser relevée dans un plan horizontal situé à 3·10 ⁻³ m au-dessus du pavillon. Vue du dessus de la maquette (c) Visualisation pariétale, lignes de frottement relevées sur le pavillon. Vue du dessus de la maquette en lumière blanche, d’après (Spohn et Gilliéron, 2002)	63
Figure 2. 26. Topologie de l’écoulement dans le sillage d’une géométrie de type culot droit (Krajnovic et Davidson 2003).....	64
Figure 2. 27. Contours du vecteur vitesse dans le sillage proche d’un corps d’Ahmed à culot droit : (a) Grandemange et al. (2013), (b) Barros et al. (2016) et (c) Lahaye et al. (2013)	64
Figure 2. 28. Définition du sillage proche et lointain (Hucho, 1987).....	65
Figure 3. 1. Domaine d’étude – vue de profil (a) et Maillage pour la simulation 2D – vue de profil (b) et 3D – vue de dessus (c).....	79
Figure 3. 2. Contours de la topologie du champ de vecteur-vitesse moyen au $Re=9300$	81
Figure 3. 3. Courbe d’évolution de la vitesse longitudinale (estimation de la longueur de recirculation de l’écoulement)	82
Figure 3. 4. Schéma de calcul de l’angle θ de décollement de l’écoulement sur la paroi du cylindre circulaire	84
Figure 3. 5. Contours du champ de vecteur-vitesse moyenne pour la configuration 2D (a), 3D (b) dans le plan vertical (x, y) et 3D (c) dans le plan transversal (vue de haut) (x, z)	85
Figure 3. 6. Photo de la soufflerie de l’ESTACA contenant la maquette du cylindre circulaire de diamètre $d=2,5$ cm	86
Figure 3. 7. Principe de fonctionnement de la LDV avec les différents angles entrant en jeu (Dantec Dynamics)	87
Figure 3. 8. Schéma de positionnement des lignes de mesures	88
Figure 3. 9. Évolution de la vitesse moyenne longitudinale sur l’axe horizontal (x)	89
Figure 3. 10. Courbes d’évolution des profils verticaux de la vitesse moyenne de l’écoulement à différentes distances x/d de la paroi du cylindre	90

Figure 3. 11. Comparaison de l'évolution de la fonction de dispersion latérale pour des particules de Stokes $St= 0.001$	93
Figure 3. 12. Contours de distribution des nanoparticules colorées par leur temps de résidence au temps adimensionnel $t^*=85$	94
Figure 3. 13. Courbes des profils verticaux d'évolution de la concentration C^* en fonction de la position verticale adimensionnée par le diamètre d du cylindre $t^*=85$	96
Figure 3. 14. Évolution de la fonction de dispersion latérale dans le sillage proche (ligne 1d, ligne 2d, ligne 5d) et dans le sillage lointain (ligne 10d, ligne 15d, ligne 18d) en fonction du temps adimensionnel	98
Figure 3. 15. Impact des différents mécanismes sur la distribution de particules colorées par leur temps de résidence. (a) sans cylindre, (b) avec cylindre, (c) impact de la force brownienne, (d) impact de la dispersion par la turbulence.....	100
Figure 3. 16. Profils verticaux de la concentration des nanoparticules à l'instant $t^*=55$, adimensionnée par sa valeur maximale dans le sillage proche (figures à gauche) et lointain (figures à droite).....	103
Figure 3. 17. Distribution des nanoparticules de carbone colorées par leur temps de résidence en fonction du rapport h/d , à l'instant $t^*=55$	104
Figure 3. 18. Évolution de la concentration des nanoparticules de carbone en fonction de la hauteur h/d , à l'instant $t^*=55$	105
Figure 3. 19. Répartition des positions des nanoparticules de carbone dans le plan (x, y) à l'instant $t^*=88,96$	107
Figure 3. 20. Évolution latérale (sur l'axe y) de la concentration dans le sillage proche (a) et lointain (b) à l'instant $t^*= 88,96$	108
Figure 3. 21. Évolution transversale (sur l'axe z) de la concentration dans le sillage proche (a) et lointain (b) à l'instant $t^*= 88,96$	110
Figure 3. 22. Évolution de la fonction de dispersion verticale des particules dans les sillages proche (plan 1d, plan 2d, plan 5d) et lointain (plan 10d, plan 15d plan 18d) en fonction du temps	112
Figure 3. 23. Évolution de la fonction de dispersion transversale des particules dans les sillages proche (plan 1d, plan 2d, plan 5) et lointain (plan 10d, plan 15d, plan 18d), en fonction du temps t^*	113
Figure 4. 1. Corps d'Ahmed à culot droit dans le domaine d'étude (a) et ses dimensions (b et c)	120
Figure 4. 2. Coupe longitudinale du maillage du domaine d'étude	121
Figure 4. 3. Profils d'évolution de la vitesse moyenne longitudinale pour la vitesse $U_\infty= 10$ m/s et $U_\infty= 15$ m/s	123
Figure 4. 4. Topologie des contours de la vitesse moyenne de l'écoulement dans le plan (x, z) à gauche (vue de dessus) et dans le plan (x, y) à droite (vue de profil) pour la vitesse $U_\infty = 10$ m/s (figures d'en haut) et $U_\infty = 15$ m/s (figures du bas).....	124
Figure 4. 5. Profil transversal de l'évolution de la vitesse moyenne de l'écoulement en fonction de la distance longitudinale pour la vitesse $U_\infty= 15$ m/s	125
Figure 4. 6. Photographie de la soufflerie avec ses principaux éléments constitutifs	126
Figure 4. 7. Positionnement de l'origine du référentiel centré à l'arrière du corps d'Ahmed avec $z=0$ au niveau du plancher	126
Figure 4. 8. Distribution des vecteurs de l'écoulement fluide entre 0 à 6,6Hm du culot	127
Figure 4. 9. Zone de recirculation de l'écoulement en aval du culot composée de deux tourbillons contrarotatifs.....	128

Figure 4. 10. Distribution des positions des nanoparticules de carbone pour la vitesse $U_{\infty}= 10$ m/s (a) et $U_{\infty}= 15$ m/s (b) au temps de simulation $t=0,4s$	131
Figure 4. 11. Profils d'évolution de la concentration des nanoparticules de carbone dans le plan (x, y) situés à $x/H=1$ (a), $x/H=2$ (b) et à $x/H=5$ (c) à $t=0,4s$	133
Figure 4. 12. Profils d'évolution de la concentration adimensionnelle C^* des nanoparticules de carbone dans le plan (x, z) placés à $x/H=1$ (a), $x/H=2$ (b) et à $x/H=5$ (c)	135
Figure 4. 13. Fonction de dispersion transversale adimensionnée par la hauteur du corps d'Ahmed pour la vitesse de l'écoulement fluide $U_{\infty}=10$ m/s (a) et $U_{\infty}=15$ m/s (b)	138
Figure 4. 14. Fonction de dispersion latérale (plan (x, y)) adimensionnée par la hauteur du corps d'Ahmed pour la vitesse de l'écoulement fluide $U_{\infty}=10$ m/s (a) et $U_{\infty}=15$ m/s (b).....	140
Figure 4. 15. Schéma du montage expérimental (Mehel et Murzyn, 2015)	141
Figure 4. 16. Générateur de suies DNP – 2000.....	142
Figure 4. 17. Impacteur basse pression à détection électrique (ELPI)	143
Figure 4. 18. Schéma du vue de dessus de la veine avec les points de mesures	145
Figure 4. 19. Contours de concentration en aval de la maquette dans le plan vertical (x, y) à $z/H=0$	146
Figure A.1 Courbes de l'étude comparative de l'évolution de la concentration des nanoparticules dans le sillage proche (a) et sillage lointain (b) d'un cylindre circulaire.....	168

Liste des tableaux

Tableau 1. Evolution de la vitesse d'échappement et la concentration des gaz en fonction de la vitesse du véhicule	29
Tableau 2. Evolution de la norme EURO limitant les émissions des polluants des véhicules mis en service en Europe	41
Tableau 3. Variation de la diffusivité en fonction de la taille de particules	49
Tableau 4. Vitesse de thermophorèse en fonction du diamètre particule	51
Tableau 5. Comparaison des modèles k- ϵ et RSM.....	81
Tableau 6. Longueur de recirculation de l'écoulement.....	83
Tableau 7. Test de convergence du maillage pour $U_{\infty} = 15\text{m/s}$	12119
Tableau 8. Longueur de recirculation de l'écoulement.....	1231

Nomenclature

Liste des abréviations et symboles

LAURE : l'Air et l'Utilisation Rationnelle de l'Energie

OMS : Organisation Mondiale de la Santé

PUF : Particules Ultrafines

PM : Particle Matter

NO_x : Oxyde d'azote

EEA : European Environmental Agency

PIB : Produit Intérieur Brut

OCDE : Organisation pour Coopération et le Développement Economique

PPM : Partie Par Million

HC : Hydrocarbures

RANS : Reynolds Averaged Navier-Stokes

RSM : Reynolds Stress Model

URANS : Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

PIV : Particle Image Velocimetry

LES : Large Eddy-Simulation

DNS : Direct Numerical Simulation

EWT : Enhanced Wall Treatment

K : Degré kelvin

Re : Nombre de Reynolds

St : Nombre de Strouhal ou Nombre de Stokes

Liste de symboles latins

u_i : Composante de la vitesse instantanée du fluide

u'_j : Composante fluctuante de la vitesse du fluide

$\langle u_i \rangle$ ou \bar{u}_i : Composante moyenne de la vitesse du fluide porteur

\tilde{u} : Vitesse instantanée du fluide à la position de la particule

$\mathbf{y}_i(\mathbf{t})$: Position de la particule à l'instant t

$\bar{\mathbf{R}}$: Tenseur de Reynolds

L_r : Longueur de recirculation

T_L : échelle intégrale lagrangienne

K_b : Constante de Boltzman

S_0 : Intensité spectrale

K : énergie cinétique turbulente

\mathbf{G} : vecteur du nombre aléatoire d'une distribution gaussienne

\mathbf{F}_D : Force de trainée

\mathbf{F}_B : Force Brownienne

\mathbf{F}_L : Force de portance de Saffman

\mathbf{D} : Coefficient de diffusion mutuelle entre deux milieux

V_{th} : Vitesse thermophorétique

C_C : Coefficient de correction de glissement de Cunningham

S_{ij} : Tenseur de déformation

Q_p : Débit massique d'injection des particules

Re_b : Nombre de Reynolds basé sur le diamètre d du cylindre

Re_H : Nombre de Reynolds basé sur la hauteur H de la maquette

C et C_{max} : Concentration instantanée et maximale

C^* : Concentration adimensionnelle

t : Temps de simulation

t^* : Temps adimensionnel de simulation.

Liste de lettres grecques

λ : Libre parcours moyen des molécules

μ : Viscosité dynamique du fluide

ν : Viscosité cinématique du fluide

ρ : Masse volumique

α : Inclinaison de la lunette arrière

\mathcal{E} : Dissipation d'énergie

θ : Angle de décollement du fluide à la paroi

τ : Frottement pariétal

Chapitre I : Introduction générale

1.1. Contexte de l'étude

L'air est un mélange gazeux qui constitue l'atmosphère terrestre. Il est composé à 99% d'oxygène et d'azote, le reste est reparti naturellement entre de l'argon, du dioxyde de carbone, de l'hélium et des gaz rares. La pollution de l'air intervient lorsqu'il y a une détérioration de sa qualité causée par la présence dans l'atmosphère de composés néfastes pour la santé ou l'environnement. Les polluants sont de types gazeux et particulaires engendrent une modification de la qualité de l'air en fonction de leurs niveaux de concentration. Pour la loi française du 30 décembre 1996 sur l'Air et l'Utilisation Rationnelle de l'Energie (LAURE), la pollution atmosphérique est « l'introduction par l'homme, directement ou indirectement, dans l'atmosphère et les espaces clos, de substances ayant des conséquences préjudiciables de nature à mettre en danger la santé humaine, à nuire aux ressources biologiques et aux écosystèmes, à influencer sur les changements climatiques, à détériorer les biens matériels et à provoquer des nuisances olfactives excessives » (Aichi, 2015). De même l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS) donne une définition plus large de la pollution de l'air. Elle la caractérise par « la contamination de l'environnement intérieur ou extérieur par un agent chimique, physique ou biologique qui modifie les caractéristiques naturelles de l'atmosphère ». Les polluants responsables de la dégradation de la qualité de l'air peuvent provenir des sources naturelles (végétation, volcans, poussières, ...) et des sources anthropiques dues aux activités de l'homme (trafic routier, industrie, chauffage, etc.). Ils sont soit directement émis dans l'atmosphère (polluants primaires), soit formés par des réactions physico-chimiques dans l'air (polluants secondaires). Dans cette thèse, nous nous intéressons à des polluants particulaires, précisément ceux à l'échelle nanométrique (appelés nanoparticules) issus du transport routier et directement émis dans l'atmosphère.

Les nanoparticules se définissent selon les normes (ISO, 2008), comme un nano-objet dont l'une de ses dimensions de l'espace se trouve à l'échelle nanométrique, c'est-à-dire inférieure à 100 nm. On les appelle encore les Particules Ultrafines (PUF) dans le domaine des aérosols ou bien encore particules de suies quand elles sont issues du processus de combustion. Elles deviennent omniprésentes dans notre environnement et posent des problèmes tant en terme environnemental que sur le plan de la santé. Cette abondance excessive des nanoparticules est majoritairement liée aux activités de l'homme, en particulier le domaine du transport routier. Roumegas et Saddier (2016) rapportent par exemple que, le secteur routier est responsable en France de l'émission des NO_x, des PM₁₀ (particules de taille inférieure à 10 µm) et des PM_{2.5} à hauteur de 54%, 16% et 19% respectivement. Au même moment, les véhicules légers émettent environ 30% des PM_{2.5} issues du secteur routier tandis que les poids lourds roulant au gazole émettent 37% des NO_x de ce même secteur routier. A l'échelle européenne, l'agence européenne pour l'environnement évoque une contribution du transport routier à hauteur de 23%, 30% et 12% des émissions de CO₂, de NO_x et des PM_{2.5} (EEA, 2016). Cependant, la contribution des émissions des gaz d'échappement des véhicules circulant quotidiennement est l'un des facteurs important affectant la qualité de l'air de tous les jours. C'est pour cette raison que, dans de nombreuses villes, les problèmes de la qualité de l'air ont attiré de plus en plus l'attention du public au cours des dernières décennies (Mayer, 2000). Cela a amené de nombreuses institutions mondiales et continentales à prendre des mesures. Parmi ces mesures on peut citer le rôle de l'OMS dans la lutte contre la pollution

atmosphérique. Elle a été la première organisation internationale à souligner le lien entre pollution atmosphérique et santé des populations. De même, une ambition européenne normative concernant la qualité de l'air clairement assumée depuis l'année 1993 qui s'est traduite en France par la LAURE (*loi n°96-1236 sur l'air et l'utilisation rationnelle de l'énergie du 30 décembre 1996*) a pris une directive sur l'évaluation et la gestion de la qualité de l'air ambiant (Aichi, 2015).

De nos jours, nombreuses sont les études épidémiologiques et toxicologiques qui ont confirmé les effets négatifs sur la santé de l'inhalation des nanoparticules issues du transport routier. Le résultat de l'étude de Ozer (2005) établit qu'il est actuellement incontestable que l'augmentation de la concentration atmosphérique en particules, en suspension totale et en particules respirables, PM₁₀ a un grand nombre de conséquences néfastes sur la santé humaine. De même, Griffin (2001) et Wiggs (2003) avaient affirmé ce constat en notant qu'une importante concentration en particules solides engendre les infections respiratoires, les maladies cardiovasculaires et une multitude d'autres troubles de la santé. Il est aussi important de souligner que la sévérité de la pollution dépend non seulement de la nature des particules présentes dans l'atmosphère mais également de leur dimension. Cette dernière caractéristique permet aux nanoparticules de pouvoir s'infiltrer par les fissures des façades des bâtiments (Liu et Nazaroff, 2003 ; Jeng *et al.*, 2007) et par les défauts d'étanchéité des véhicules, (Lee *et al.*, 2015), entraînant ainsi une détérioration de la qualité de l'air dans l'habitacle des véhicules. C'est ainsi que, Pope *et al.* (2011) ; Oberdorster *et al.* (2001) établissent que les nanoparticules peuvent pénétrer jusqu'à dans le système sanguin et dans les cellules. Ceci pour conséquence d'augmenter de façon significative le risque de cancer des poumons et des maladies cardiovasculaires. Ces résultats sont en accord avec les conclusions de l'étude toxicologique sur l'inhalation des nanoparticules de Buzea *et al.* (2007). Celle-ci a montré les différentes pathologies qui peuvent être dues à la présence des PUF dans le corps humain (voir figure 1.1). En conséquence, on peut ainsi affirmer que les PUF sont en grande partie la cause de morbidité et de mortalité. Pope *et al.* (2002) ont étudié la mortalité de plus de 500.000 individus, ils concluent que chaque accroissement de 10 µg/m³ en particules fines (PM_{2.5}) entraîne l'augmentation du risque de mortalité pour toutes causes confondues, les maladies cardio-pulmonaires et pulmonaire de 4%, 6% et 8% respectivement. C'est ainsi que l'OMS estime à 3,7 millions le nombre de morts prématurés par an dans le monde à cause de l'inhalation des particules ultrafines (OMS, rapport 2012). De même en 2014, les effets de la pollution de l'air (intérieure et extérieure) engendrent en moyenne chaque année la mort prématurée de 7 millions de personnes dans le monde, dont 600 000 en Europe et 40 000 en France. De son côté, la banque mondiale estimait en 2013 le nombre de décès lié à la pollution à 5,5 millions (soit 10% des morts). En 2016, une étude de l'agence française de la santé publique évalue à au moins 48 000 le nombre de victimes annuelles, soit 9% de la mortalité nationale. Ce qui correspond à une réduction de l'espérance de vie de 2 ans pour les personnes âgées de plus de 30 ans.

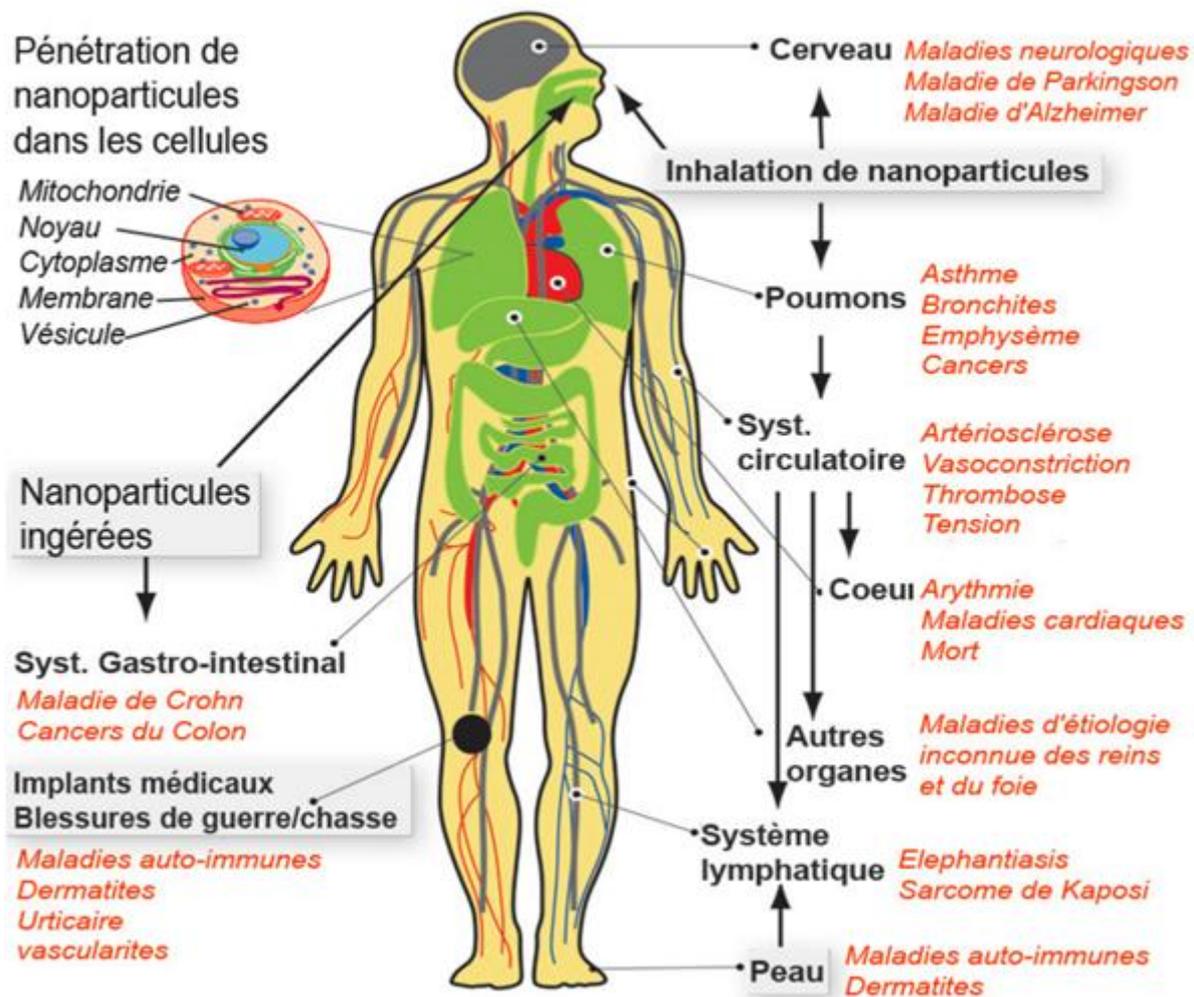


Figure 1. 1. Maladies associées à l'exposition à des nanoparticules (Buzéa et al. 2007)

Parmi les victimes de la pollution en PUF de l'air, certaines couches de la population sont plus touchées que d'autres. Il s'agit notamment des enfants, des personnes âgées, des femmes enceintes ainsi que des personnes asthmatiques. A cet effet, le directeur général de l'Unicef a déploré dans un rapport (Unicef, 2016) le fait que la pollution de l'air contribue de façon importante à la mortalité des enfants avec un chiffre de 600 000 enfants de moins de cinq ans annuellement à travers le monde, et menace la vie et l'avenir de millions d'autres. D'autre part Valentino (2016) ont conduit des investigations sur l'exposition maternelle chronique d'un animal à des polluants issus des gaz d'échappement de moteur diesel. Ces résultats montrent que cette exposition pendant la gestation entraîne des effets délétères sur la croissance et le métabolisme des fœtus en première et deuxième génération. Les scientifiques établissent ainsi pour la première fois que les nanoparticules de diesel sont capables de traverser la barrière placentaire pour atteindre le sang fœtal.

Du point de vue d'impacts environnementaux, les particules engendrent une réduction de la visibilité en milieu urbain (Jacobson, 2005) et contribuent au changement climatique (IPCC, 2007). L'étude d'Almeida (1986) a permis d'établir une relation liant la visibilité horizontale

à la concentration des particules en suspension à travers les données recueillies en 1981 et 1982 dans onze stations synoptiques essentiellement réparties au sud du Sahara. Il trouve que le coefficient de détermination (r^2) entre la concentration de poussières en suspension PM_{10} et la visibilité horizontale est de 0,95. Cette étude a porté sur plus de 200 observations de visibilité horizontale variant de 200 mètres à 40 kilomètres. Toutes les relations existantes entre visibilité horizontale et concentration en masse de l'aérosol atmosphérique ont été testées d'un point de vue expérimental puis empirique.

Nonobstant les impacts négatifs sur la santé et sur l'environnement, la pollution de l'air en PUF affecte l'économie au travers du coût alloué aux réparations des dégâts causés (façades des bâtiments qui noircissent, maladies causées, ...). Selon un rapport prévisionnel de l'Organisation pour la Coopération et le Développement Economique (OCDE), la pollution de l'air extérieur pourrait provoquer 6 à 9 millions de décès prématurés à travers le monde d'ici l'horizon 2060 et cela pourrait coûter 2600 milliards de dollars par an, soit 1% du produit intérieur brut (PIB) mondial (voir figure 1.2).

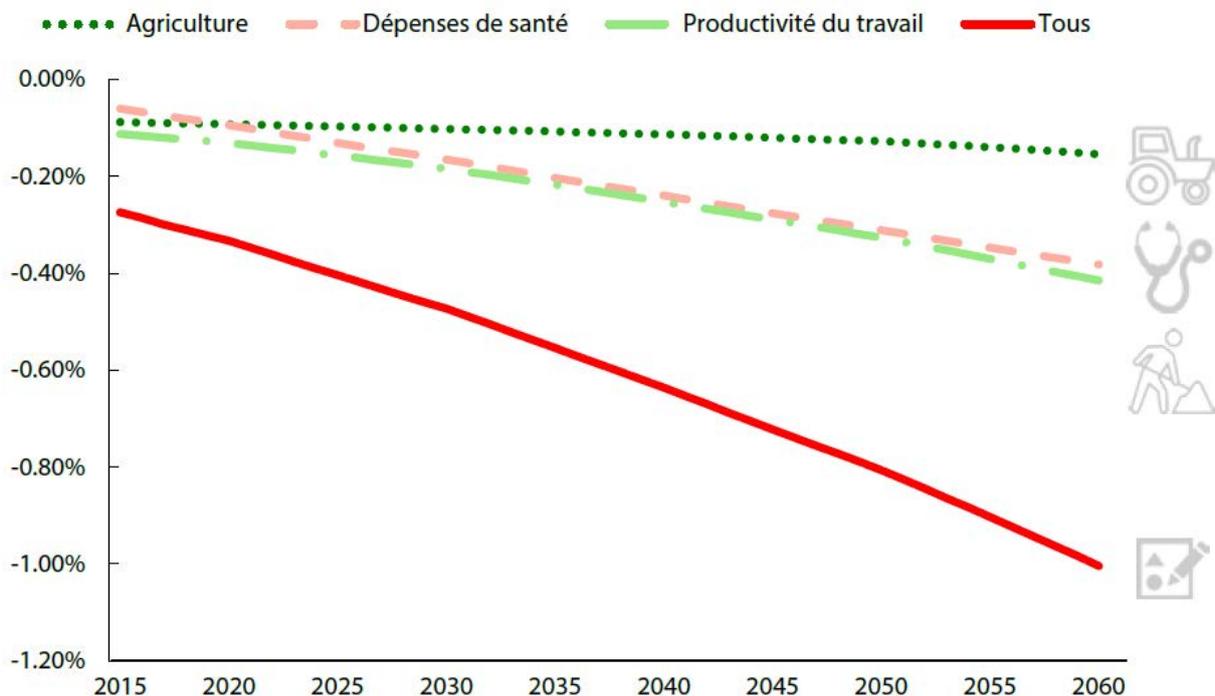


Figure 1. 2. Part du PIB mondial sous l'effet de la qualité de l'air sur les différents secteurs impactés (OCDE, 2016)

De façon synthétique, cette thèse se déroule dans un contexte de qualité de l'air médiocre, en particulier en zones urbaines, due à la pollution et en particulier les PUF issus du transport routier. Dans le but de pouvoir limiter les risques d'exposition à la pollution de l'air, l'OMS, l'Union européenne et certains pays fixent des seuils de recommandation et d'alerte sur les concentrations des polluants dans l'air. Au-delà de ce seuil, des mesures sont prises et des alertes sont lancées pour diminuer les risques sur la santé et sur l'environnement. Néanmoins, il faut souligner que même en dessous de ce seuil les risques existent toujours surtout lorsqu'il s'agit des particules à l'échelle nanométrique. Par exemple, deux études (Ole *et al.* 2013 ; Anoop *et al.* 2013) montrent que la pollution de l'air extérieur pouvait être dangereuse pour la santé humaine et augmenter les risques de cancers de poumons et d'accidents cardiovasculaires, dans certaines conditions (notamment temps d'exposition), même à des niveaux de concentrations inférieurs à ceux fixés par la réglementation européenne.

Il est nécessaire de pouvoir déterminer leur répartition spatiale en caractérisant la dynamique de dispersion de ces nanoparticules issues de l'échappement d'un véhicule qui se propagent dans l'environnement proche de leur source d'émission, affectant ainsi les piétons, les riverains, les passagers du véhicule suiveur, etc. (figure 1.3). L'objectif final de ce travail est, de contribuer à proposer des solutions permettant de diminuer l'exposition des personnes aux particules ultrafines à travers l'identification de leurs zones privilégiées d'accumulation dans le sillage des véhicules automobiles, et de mieux évaluer les taux de concentration auxquels peuvent être soumis des piétons et des occupants de véhicules environnants. En effet, les risques d'exposition aux PUF dépendent non seulement du temps d'exposition mais aussi de la concentration de ces particules.

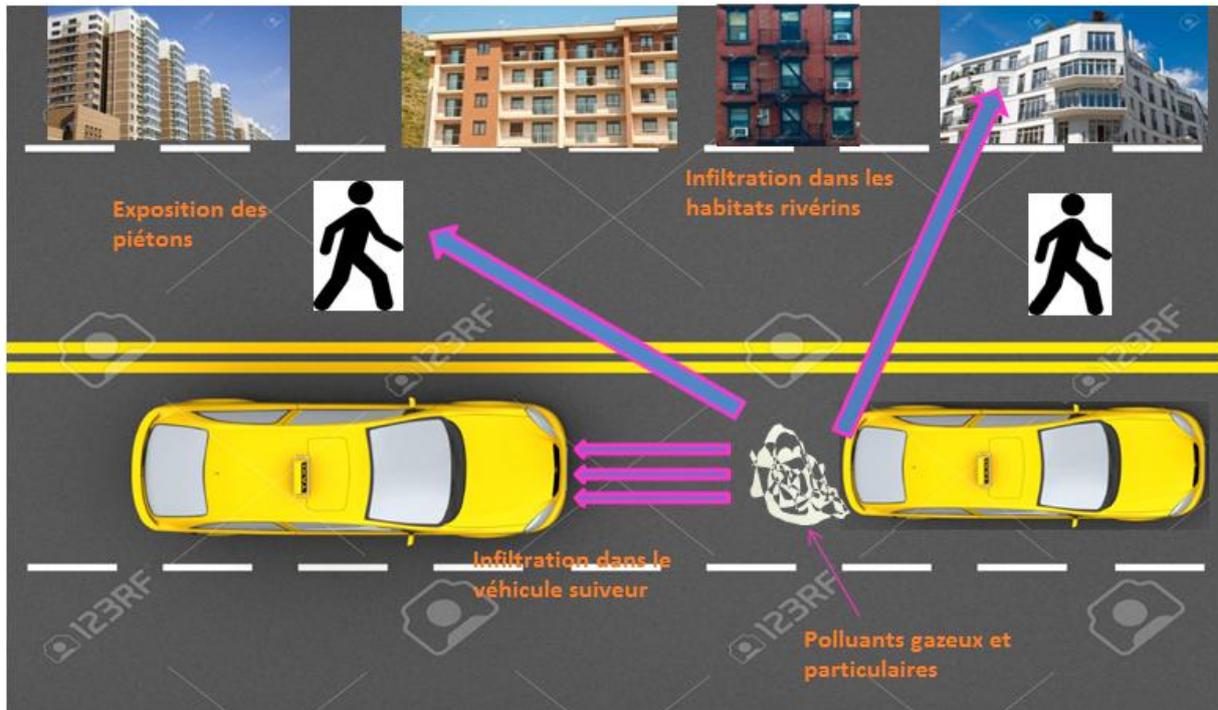


Figure 1. 3. Dispersion des polluants dans l'environnement proche d'un véhicule

1.2. Etat de l'art

L'estimation des risques d'exposition en nanoparticules passe par la connaissance du temps d'exposition et la concentration des PUF dans le milieu concerné.

Ces particules, au cours de leur mouvement de dispersion, peuvent s'infiltrer dans des environnements fermés à travers les ouvertures et les fissures et s'y accumuler. En particulier, les particules à l'échelle nanométrique ont une dynamique d'infiltration importante à cause de leur petite taille. Dans le domaine particulier du transport automobile, les particules émises lors du mouvement d'un véhicule peuvent s'infiltrer dans les habitacles du véhicule suiveur à travers les entrées d'air, dans les bâtiments aux alentours à travers les ouvertures et le manque d'étanchéité, etc. Ainsi, pour évaluer l'exposition des différentes populations (passagers, résidents...) impactés par la pollution issue du transport en zone urbaines, il est donc nécessaire d'étudier les différents processus donnant lieu à ces niveaux de concentrations dans les espaces clos :

- Le premier processus consiste en l'infiltration des particules de l'extérieur vers l'intérieur, cela voudrait dire lier les concentrations de PUF retrouvées en espaces intérieurs aux niveaux de concentrations extérieures,
- Le deuxième est le processus de dispersion qui induit des niveaux de concentrations extérieurs différents en fonction de l'évolution spatio-temporelle des nanoparticules en interactions avec la structure des écoulements
- Le troisième concerne la source d'émission elle-même mais qui ne sera pas abordée dans cette thèse.

La structuration de la suite de ce chapitre concernant l'état de l'art est donnée par le schéma suivant :

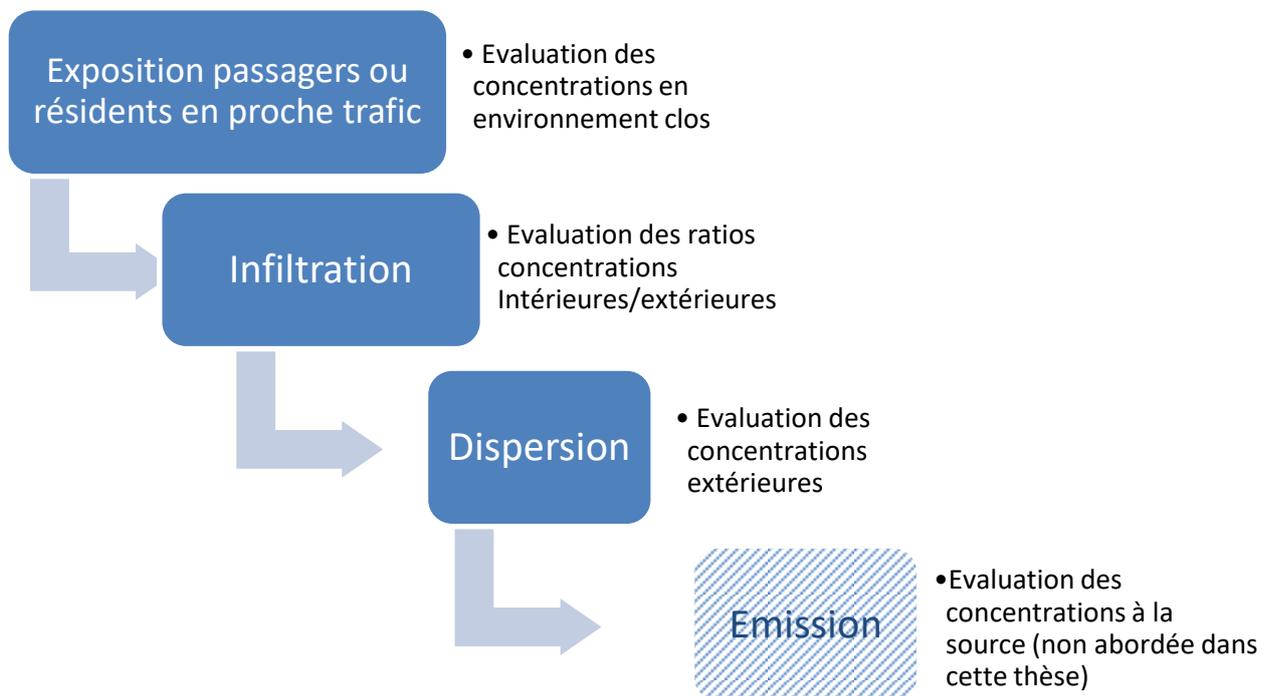


Figure 1. 4. Schéma de la structuration de l'étude de l'état de l'art

1.2.1 Infiltration

Généralement, la concentration des particules infiltrées dépend de leur taille, de la géométrie des fissures et de la différence de pression entre les milieux extérieur et intérieur. En conséquence, certains auteurs se sont orientés sur l'étude de l'infiltration des particules dans les bâtiments ou dans les habitacles des véhicules, ci-dessous un aperçu des études les plus complètes sur l'infiltration.

Liu et Nazaroff (2003) ont étudié expérimentalement et numériquement la pénétration des particules à travers les fissures des bâtiments. Ils trouvent que pour la plupart des fissures qui ont la même géométrie, les résultats expérimentaux concordent avec ceux du modèle numérique. Ainsi pour une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur supérieure ou égale à 4Pa, la pénétration ou l'infiltration des particules de diamètre entre 0,1-1 μ m est

complète à travers des fissures de taille $\geq 0,25\text{mm}$ et les particules de diamètre $0,02\text{-}7\mu\text{m}$ s'infiltrèrent complètement par les fissures de taille $\geq 1\text{mm}$.

Concernant l'infiltration à l'intérieur de l'habitacle d'un véhicule, des récentes études l'ont caractérisée à travers le rapport des concentrations des PUF noté I/O (Inlet/Outlet) intérieure sur extérieure. Elles trouvent que ce dernier dépend fortement du taux d'échange d'air noté AER (Air Exchange Rate), défini comme étant le taux de renouvellement exprimé en nombre de volume de l'enceinte concernée par heure. Ainsi, **Knibbs *et al.* (2011)** rapportent que le coefficient de corrélation r^2 entre AER et I/O est de 0,81. De même, **Hudda *et al.* (2011)** ont confirmé ce résultat avec des valeurs de r^2 comprises entre 0,75 et 0,80 avec une forte dépendance au choix du mode de ventilation, puisqu'en mode air en recirculation (RC), l'AER est de $6.\text{h}^{-1}$ alors qu'il est de $63.\text{h}^{-1}$ en mode air frais. **Hudda *et al.* (2012)** ont mené une large campagne de mesures impliquant 73 modèles de véhicules pour la caractérisation de l'infiltration. Cette étude a permis d'investiguer l'influence des paramètres internes au véhicule tels que l'âge et la vitesse de ce dernier ainsi que le mode et la vitesse de ventilation. Ils trouvent qu'avec la fermeture des vitres et la ventilation réglée en mode recirculation de l'air de l'habitacle du véhicule, le rapport I/O dévient plus bas mais la vitesse du véhicule et son âge ont une incidence importante sur le taux d'échange AER et donc le rapport I/O. Alors qu'en mode air frais, le rapport I/O était plus élevé avec la vitesse (débit) de ventilation qui est, dans ce cas, le principal paramètre influençant le taux d'échange d'air AER. Quant à l'ouverture des fenêtres, cela conduit généralement à des taux d'échange AER élevés tandis que les rapports des concentrations des particules intérieures sur extérieures étaient au voisinage de 1. D'autre part, **Lee *et al.* (2015)** ont mené une étude expérimentale sur l'infiltration des particules ultrafines dans les habitacles d'un véhicule. Ils montrent qu'en plus des conditions de ventilation, l'aérodynamique du véhicule (telle que la vitesse et la forme du véhicule) peut impacter le rapport I/O. Cela confirme les résultats de Hudda *et al.* (2012), qui avaient montré l'impact de la vitesse du véhicule ainsi que de l'âge (traduisant le défaut d'étanchéité). Dans Lee *et al.* (2015), les mesures de la différence de pression entre le milieu intérieur et extérieur ont montré que l'infiltration des particules peut se produire dans le coffre ou l'arrière du véhicule mais elle demeure moins probable au niveau des portes latérales. Cela s'explique par la présence de la zone recirculation (qui sera décrite dans le chapitre 2) à l'arrière du véhicule. Cette zone induit au niveau du coffre une pression plus élevée par rapport à l'intérieur du véhicule, les particules s'infiltrèrent donc de l'extérieur à l'intérieur du véhicule. Tandis que la pression mesurée au niveau des portes latérales est inférieure à celle de l'intérieur du véhicule, ce qui amène les particules à s'exfiltrées vers l'extérieur. D'autre part, la concentration des particules infiltrées peut être influencée par les charges électriques (Lee *et al.* 2012). Ils trouvent que la concentration mesurée, dans les habitacles à proximité de l'autoroute, des particules portant n charges positives était supérieure à celle portant n charges négatives, pour des tailles de particules de 30 à 50 nm. Par contre celles de taille 80 à 100 nm portant les mêmes charges avec des signes différents avaient presque la même concentration mesurée. Ils justifient cette différence par le fait que les particules en mode nucléation (taille entre 30 à 50 nm) avaient une forte tendance de porter les charges positives.

Au travers de ces études, il est évident que l'exposition des passagers ou résidents suite à l'infiltration des particules, tout comme les piétons dépend principalement des niveaux de concentrations extérieurs. Ces derniers sont fonction de la localisation préférentielle des particules, elles-mêmes dépendantes de l'écoulement de la phase porteuse (l'air). Par ailleurs, la topologie de l'écoulement d'air peut être influencée par la configuration locale (type de rue, exemple de type canyon, présence d'intersections...) mais également par l'aérodynamique des véhicules dans le trafic (écoulements de sillage). C'est pour cela que la concentration extérieure des particules a des répercussions sur la qualité de l'air intérieur des bâtiments et

des habitations pouvant engendrer une exposition de leurs occupants à divers polluants (Zhu *et al.* 2005)

1.2.2 Dispersion

La détection des régions à fortes concentrations en nanoparticules dans le sillage d'un véhicule constituera une étape pour la diminution des risques liés à leur exposition. Car si la connaissance, l'identification et la quantification des sources polluantes de l'atmosphère sont nécessaires pour une bonne maîtrise et de gestion des facteurs/sources d'émission des polluants dans l'air, la compréhension de la dynamique de dispersion des polluants (nanoparticules) au travers de la caractérisation spatio-temporelle de leurs concentrations sera une étape importante pour limiter leur inhalation par les êtres vivants.

Relativement nombreuses sont les études expérimentale et numérique qui ont été réalisées de nos jours afin de comprendre et caractériser le mouvement des particules dans le sillage d'un véhicule. Ainsi pour notre positionnement dans cette thèse, nous présentons une analyse sur l'état de connaissances de ces études pour souligner l'apport de l'étude de cette présente thèse:

Tout d'abord, **Kumar *et al.* (2009)** ont mené deux séries de mesure de la concentration des nanoparticules : une dans une rue de type canyon à Cambridge (Angleterre) et l'autre dans le sillage d'un véhicule diesel à la position de 20 cm au-dessus de la route. Ils ont conclu que le processus de transformation des particules (nucléation, condensation, etc.) dès leur sortie du pot d'échappement était terminé au bout de 1s en raison de la dilution rapide dans le sillage d'un véhicule. D'autre part les mesures en bordure de la route et dans la rue canyon ont montré que le temps nécessaire pour que les particules émises atteignent le bord de la route avec la condition de vent calme était environ $45 \pm 6s$. Les résultats ont également suggéré l'hypothèse que les effets des processus de transformation sont généralement complets au moment où les particules arrivent au bord de la route et que cela suppose également la conservation du nombre de particules. Pour une meilleure connaissance des études liées à la problématique de dispersion après émission par le tuyau d'échappement, **Carpentieri *et al.* (2011)** ont fait une revue bibliographique sur la dispersion des nanoparticules dans le sillage d'un véhicule. Cette analyse leur a permis de comprendre à travers les études de différents auteurs, de terrain et de modélisation que les nanoparticules sont sujettes à des transformations importantes dès leur sortie du pot d'échappement. Ces transformations (dilution, coagulation et déposition) interagissent fortement avec les champs d'écoulement turbulents dans le sillage proche, d'où la nécessité de caractériser ces processus de mélange au niveau de l'échappement. Une fois sorties, ces particules commencent à interagir avec l'écoulement. Pour caractériser ces interactions, **Carpentieri et Kumar (2011)** ont réalisé une étude de mesures embarquées en utilisant un spectromètre pour mesurer la distribution en nombre et en masse des nanoparticules dans le sillage d'un véhicule diesel en mouvement. L'étude a été réalisée en fixant à l'arrière du véhicule à la position $x=0,45m$ et $z=0,50m$ (origine se trouvant à l'arrière du véhicule au niveau du sol) une grille, constituée des points où on mesure les concentrations en nombre de nanoparticules (voir figure 1.5a). Cette expérience a investigué l'effet du sillage du véhicule sur le processus de dispersion des nanoparticules. Les mesures ont montré que la dilution est le processus de transformation le plus dominant au niveau de l'émission des particules d'un véhicule. Cette première étape ne dure que quelques secondes ensuite commence le processus de condensation qui génère une augmentation de la taille des particules. De même les mesures de concentrations de particules dans le sillage au niveau des points de mesures de la grille ont permis les résultats suivants : les concentrations maximales en nombre des particules ont été mesurées aux points de mesure

Pd ($x=0,45\text{m}$) et Pj ($x=0,80\text{m}$) (figure 1.5a), pour les trois cas de vitesses d'écoulement fluide testées, $U_\infty=20\text{ km/h}$ (figure 1.5b), $U_\infty=30\text{ km/h}$ (figure 1.5c) et $U_\infty=40\text{ km/h}$ (figure 1.5d). D'autre part, plus la vitesse d'écoulement du fluide augmente plus la concentration en nombre des particules est importante (figure 1.5c). La proportionnalité entre la vitesse d'entraînement du véhicule et la concentration des particules émises s'explique de la manière suivante : plus la vitesse du véhicule est grande, plus le régime moteur le devenait également et par conséquent les émissions à l'échappement augmentent.

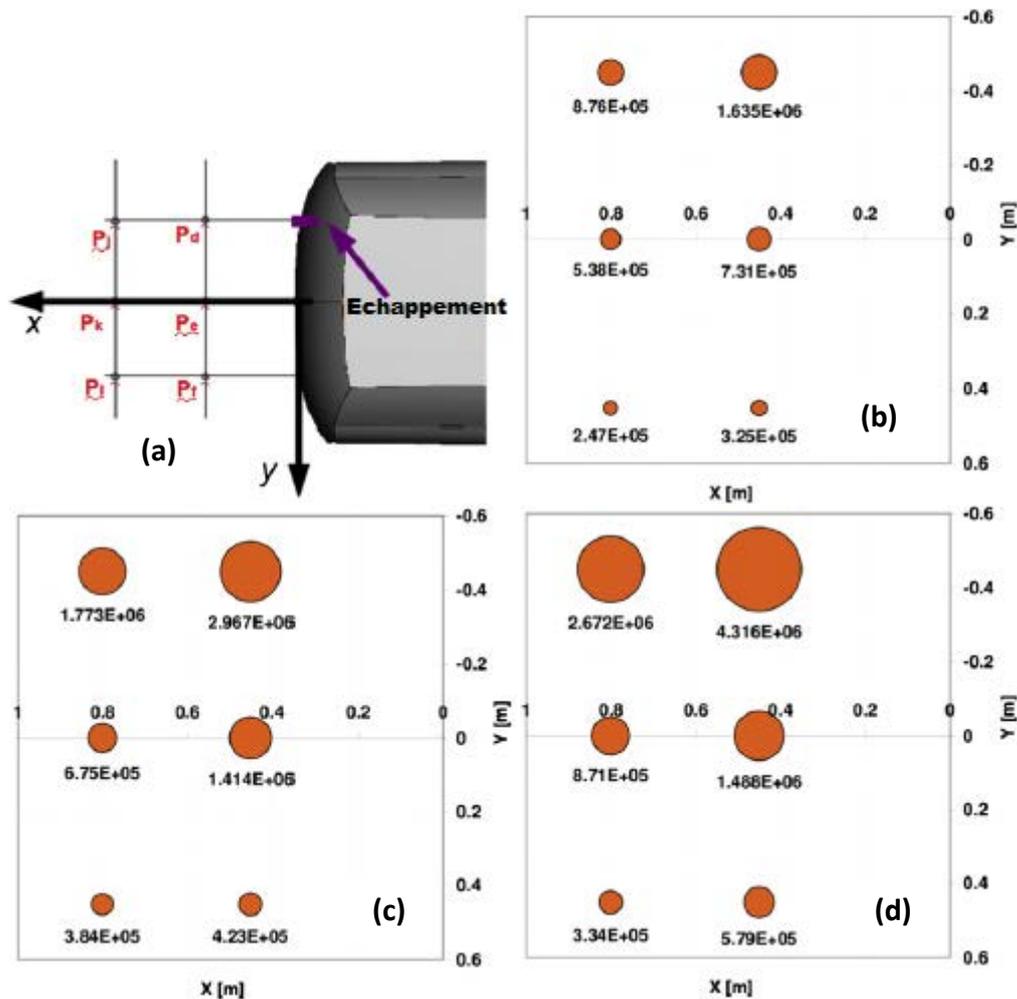


Figure 1. 5. Distribution de la concentration en nombre de particules dans le plan (x, y) pour la vitesse d'écoulement fluide $U_\infty=20\text{ km/h}$ (b), $U_\infty=30\text{ km/h}$ (c) et $U_\infty=40\text{ km/h}$ (a)

Uhrner et al. (2007) ont mené une étude numérique et expérimentale de la dilution et de la dynamique des aérosols dans le sillage d'un véhicule diesel sur route. Le système d'acquisition des données a été placé à l'intérieur du véhicule tandis que les points de mesure (capteurs des particules) sont fixés sur un porte-vélo à l'arrière du véhicule (voir figure 1.6). Les mesures des particules lors de l'expérience ont été effectuées aux points $x=0,45$ et $x=0,90$ m du pot d'échappement. La figure 1.7 présente les comparatifs de leurs résultats numériques et mesures de terrain en termes d'évolution des concentrations des particules en nombre, en fonction de la distance à l'arrière du véhicule. Il ressort de leur étude que la diminution de la concentration des particules de suie mesurée expérimentalement et numériquement avec la distance du véhicule est due à la diffusion turbulente des suies et de la nucléation de ces

particules. Les concentrations en nombre des particules de suie mesurées et simulées sont autour de $9 \cdot 10^{12} \cdot \text{m}^{-3}$ au point $x=0,45$ m tandis qu'elles ne sont que de $4 \cdot 10^{12} \cdot \text{m}^{-3}$ au point $x=0,90$ m. La taille moyenne des particules de suie mesurée aux points $x=0,45$ et $x=0,90$ m est $d_p \sim 50$ nm.



Figure 1. 6. Véhicule de test avec le système de capteurs fixés sur un porte-vélo à l'arrière

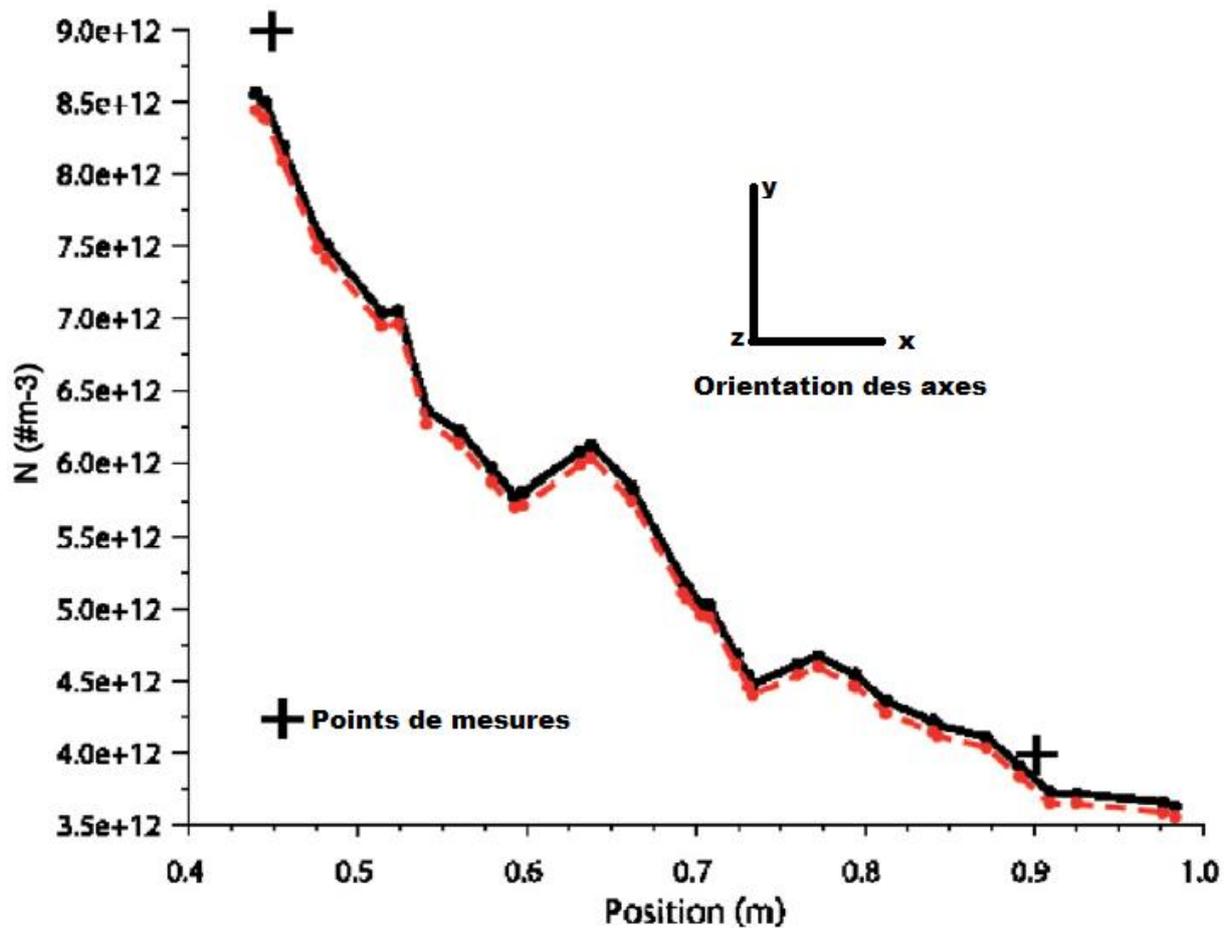


Figure 1. 7. Evolution de la concentration des suies mesurée (+) et simulée en tenant en compte le processus de coagulation (courbe rouge) et sans effet de coagulation (courbe noire) à l'arrière du véhicule

La limite de toutes les études présentées ci-dessus est le nombre de points et la distance à l'arrière dans le sillage du véhicule très restreinte. Pour pallier à cela, des études de dispersion des polluants dans le sillage du véhicule en soufflerie ont été menées :

Richards (2002) et Baker (2001) ont mené une étude expérimentale dans une soufflerie portant sur l'analyse et la caractérisation de l'écoulement et de la dispersion d'un traceur dans le sillage proche d'un véhicule. Leur étude a permis de souligner l'existence d'une relation entre le champ de concentration du gaz traceur, la vitesse d'écoulement et le champ de turbulence associé. D'autre part, **Kanda et al. (2006)** ont étudié en soufflerie la dispersion des PUF à travers celle d'un gaz dans le sillage d'un véhicule sur une route. Ils ont utilisé deux maquettes, respectivement l'une pour une voiture notée P et l'autre pour une camionnette notée T. Leur résultat montre que la dispersion des gaz d'échappement issus de la maquette P augmente de façon significative dans le sillage de cette dernière par la présence de la maquette de la camionnette, contrairement au cas où aucune maquette n'était présente dans son sillage. L'étude de la dispersion des gaz dans le sillage de chacune des deux maquettes individuelles révèle le résultat suivant. La dispersion horizontale est presque similaire pour les deux configurations de maquettes par contre la dispersion le long de l'axe vertical est beaucoup plus importante avec la maquette de la camionnette (hauteur $z=150\text{mm}$) par rapport à celle de la voiture (hauteur $z=80\text{mm}$). Cette différence serait due à la différence de taille

entre les deux configurations. D'autre part, l'utilisation du gaz traceur a révélé une dispersion gaussienne dans le plan (x, y) (vu de derrière) dans la largeur du véhicule.

Gosse (2005) a travaillé expérimentalement en soufflerie sur la dispersion d'un scalaire passif dans le sillage proche d'un corps d'Ahmed pour trois géométries particulières afin de caractériser le champ de vitesses et de température en utilisant des conditions stationnaires correspondant à un régime stabilisé. Il trouve que les niveaux de concentrations du scalaire passif dans le sillage d'un véhicule automobile sont influencés par les tourbillons longitudinaux. Par conséquent, ces derniers déplacent les niveaux de concentration vers les bords où se trouvent les piétons. Par contre la partie centrale où se trouve l'automobile enregistre les niveaux faibles de concentration.

D'autre part, **Carpentieri et al. (2012)** ont également étudié l'influence de la couche limite qui se développe au sol sur la dispersion de gaz traceur à travers un plancher mobile de la veine d'une soufflerie. Leur méthode a consisté à simuler la dispersion des PUF à travers l'injection d'un gaz traceur dans le sillage de deux maquettes différentes. Ce sont des maquettes qui représentent les échelles 1:5 et 1:8 d'un véhicule diesel de type Vauxhall Astra Van 2004 et qui sont dénommées Ma et Mb respectivement. S'ils obtiennent une meilleure description du champ de vitesse de l'écoulement dans le sillage proche des différentes maquettes utilisées par PIV et fil chaud, ils montrent également la nécessité d'approfondir encore les recherches pour une meilleure caractérisation en termes d'impact de la turbulence sur la dispersion des particules dans le sillage proche. De même la figure 1.8 montre une comparaison des profils verticaux de la concentration adimensionnelle du gaz traceur dans le sillage des maquettes. Cette comparaison dans le cas de la maquette (Mb) montre des différences marquées avec et sans la présence du plancher roulant (sans et avec présence de couche limite respectivement). Plus précisément, les concentrations sont faibles à la position $x=0,44$ m (a et b) lorsque la condition de plancher roulant est prise en compte (l'origine du référentiel se trouvant à l'arrière du véhicule centré au niveau du plancher). Plus loin de la maquette et à la distance $x=3,80$ m, la situation s'inverse à $z/h \leq 0,4$ (c et d). Avec h la hauteur de la maquette et z l'axe vertical. Cette augmentation de la concentration dans le cas du plancher roulant peut s'expliquer par la baisse de la turbulence à $x=3,80$ m par rapport $x=0,44$ m. D'autre part, dans le sillage très proche (en zone de recirculation ($X=x/h=0,44$)) la concentration maximale se trouve au-dessus du point d'émission.

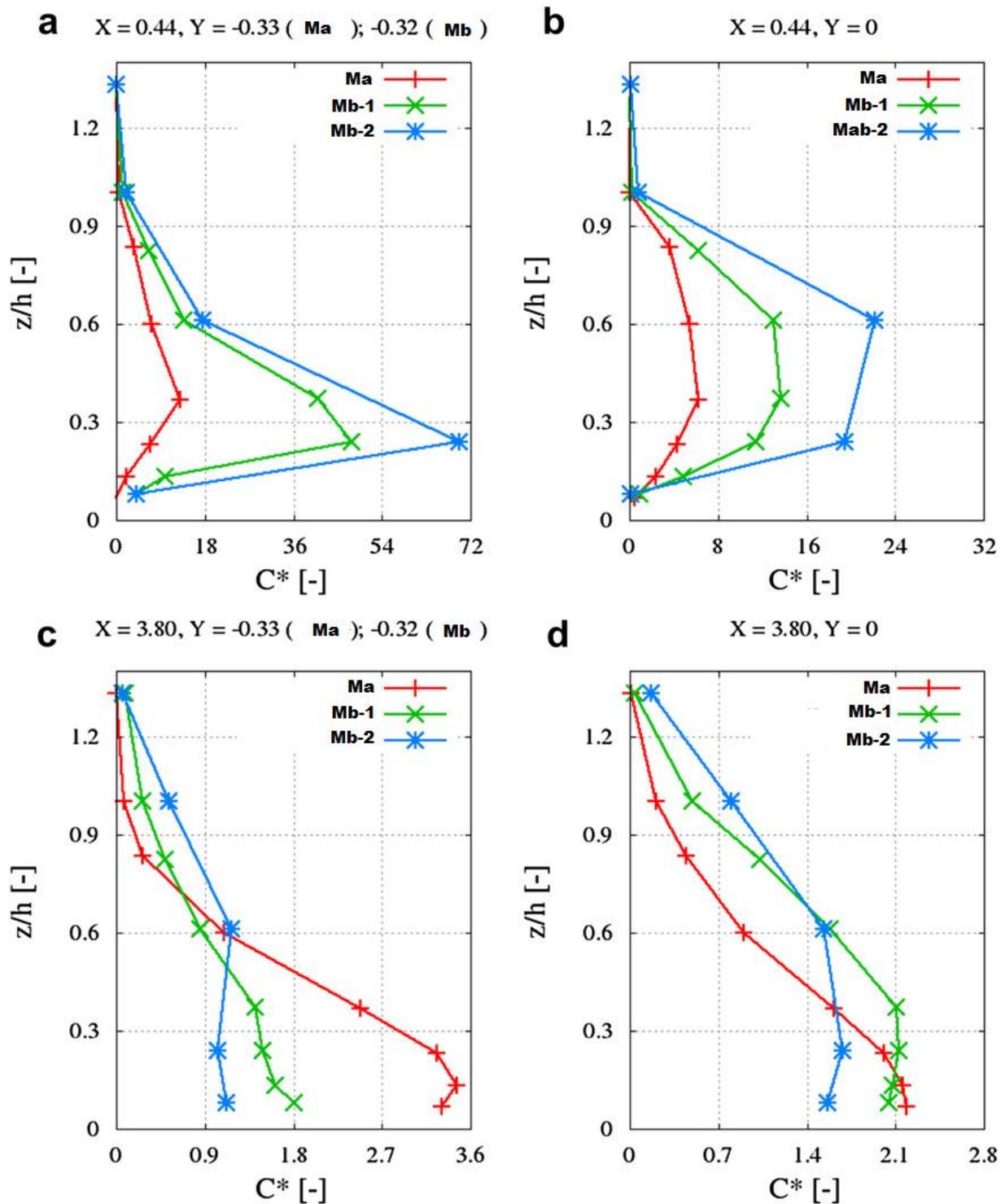


Figure 1. 8. Profils verticaux d'évolution de la concentration adimensionnelle C^* dans le sillage des maquettes Ma (échelle 1:5), Mb-1 (échelle 1:8, avec plancher roulant) et Mb-2 (échelle 1:8, sans plancher roulant) (position du pot d'échappement $y/h=-0,33$ et $z/h=0,19$)

Au vu des difficultés et de la complexité de réaliser des expériences sur la dispersion des particules dans le sillage d'un véhicule d'une part et d'autre part dans le but de couvrir un domaine plus important de dispersion des particules dans le sillage d'un véhicule (ce qui est difficile de réaliser par expérience), certaines études ont opté pour les simulations numériques de la dispersion des PUF dans le sillage d'un véhicule en utilisant des maquettes pour ce dernier.

Chan et al. (2008) ont utilisé la méthode de simulation à grande échelle (LES) pour étudier l'influence des conditions de roulage d'un véhicule sur la dispersion des particules dans son sillage à travers la dispersion des gaz. Les résultats obtenus ont permis une meilleure compréhension des structures d'écoulements 3D dans le sillage d'un véhicule et des conditions de roulage sur la dispersion des particules dans le sillage du véhicule. En particulier, le tableau ci-dessous montre que la vitesse d'échappement et la concentration du gaz injecté augmentent avec la vitesse de l'écoulement fluide.

Vitesse du véhicule (m/s)	Vitesse du gaz à l'échappement (m/s)	Concentration du gaz en (PPM)
10	7,7	135,1
30	8,1	138,8
50	13,9	153,7
70	17,1	181,1

Tableau 1. Evolution de la vitesse d'échappement et la concentration des gaz en fonction de la vitesse du véhicule

Richards (2002) a travaillé durant sa thèse sur l'étude numérique de la dispersion d'un traceur gazeux dans le sillage d'un véhicule. L'un des principaux résultats montre qu'il existe un lien étroit entre le champ de la vitesse moyenne de l'écoulement et la concentration des polluants. De même il apparaît que la concentration des polluants diminue en fonction de la distance de la maquette. Ainsi la figure 1.9 représente l'évolution du champ de vitesse de l'écoulement fluide (vecteurs vitesse à droite) et la concentration des polluants (partie gauche) en fonction de la distance adimensionnelle x/l , avec l la longueur de la maquette. L'analyse globale de cette figure montre que les polluants sont beaucoup plus accumulés dans les endroits où le champ de vecteur vitesse de l'écoulement fluide est faible. En particulier pour la figure 1.9a à $x/l=0,073$, la vitesse moyenne de l'écoulement est quasi nulle et la concentration du polluant est maximale dans cette zone du sillage, soit $0,55 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3$. Par contre à $x/l=1,02$ (figure 1.9c), la vitesse moyenne de l'écoulement fluide est maximale (10 m/s) et la concentration des polluants est de l'ordre $0,13 \cdot 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

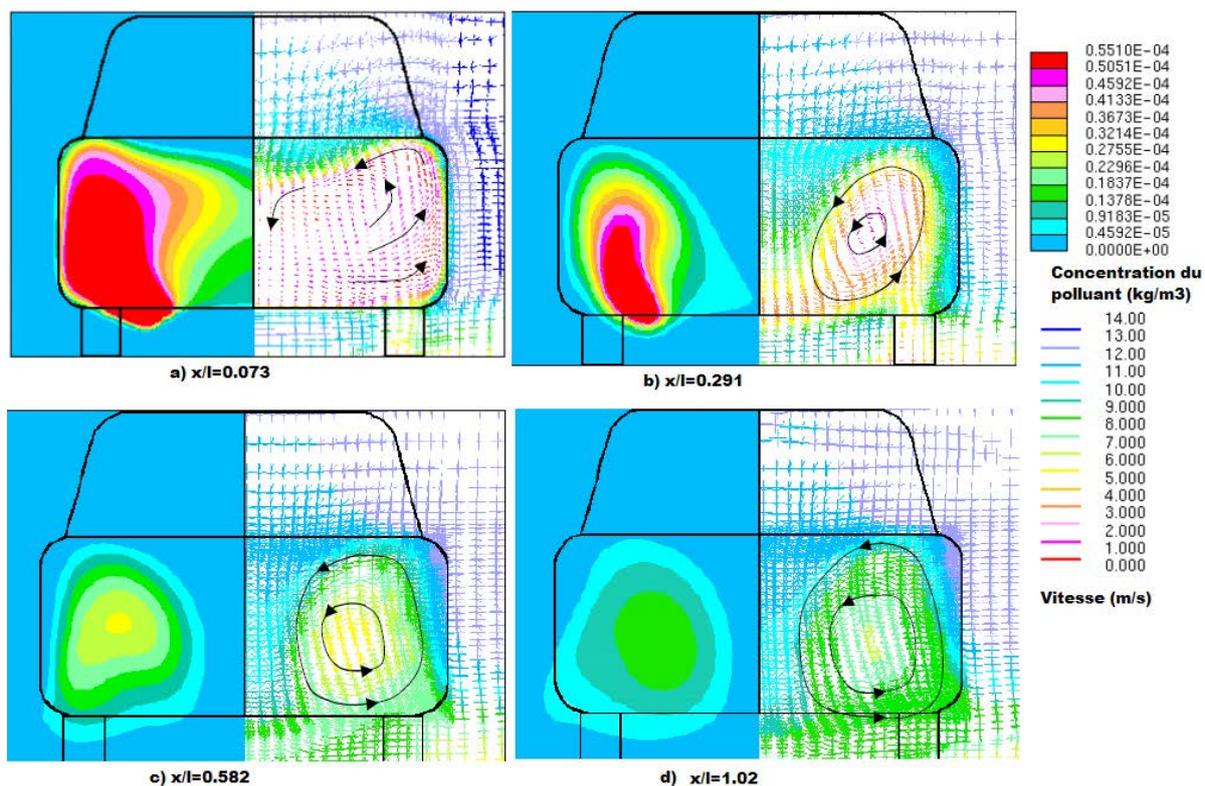


Figure 1. 9. Changement de la concentration du polluant en aval de la maquette en fonction de la distance x de la maquette

Les études précitées ont toutes portées sur la dispersion des particules dans l'environnement extérieur de leur source d'émission et en particulier dans le sillage du véhicule émetteur.

De façon synthétique dans la littérature, il apparait que la concentration en nombre et la distribution en taille des particules sont fortement liées à des processus de transformation tels que la nucléation, la condensation, la coagulation et la déposition qui se succèdent lors de la phase d'émission/dilution. Par la suite, vient l'étape de dispersion des PUF qui dépend fortement des caractéristiques de l'écoulement fluide. La plupart de ces études utilisent un gaz traceur pour caractériser la dispersion des particules dans le sillage d'un obstacle. Or, ce dernier ne subit pas de transformation contrairement aux vraies particules solides (nanoparticules) qui sont sujettes à des mécanismes de dépôt et d'agglomération (Carpentieri *et al.* 2011) pouvant modifier leur dynamique de dispersion (Mehel et Murzyn, 2015). D'autre part, la vitesse d'injection dans un écoulement de sillage a donné une forte influence sur le mélange et la dispersion. Il est donc primordial d'étudier la dispersion de particules solides avec un rapport de vitesse d'éjection de ces dernières par le pot d'échappement par rapport à la vitesse de l'écoulement (U_∞) similaire à ce que l'on retrouve dans la réalité. Ainsi, dans le but de pallier le manque des précédentes études soulignées ci-dessus, nous dégageons ce qui suit comme objectifs de cette thèse. A cet effet, par une approche numérique, on mène dans un premier temps un travail de caractérisation de la dynamique de la dispersion des nanoparticules dans le sillage du cylindre circulaire afin d'étudier finement les interactions des nanoparticules avec les structures tourbillonnaires créées dans les écoulements de sillage. Et en second temps remplacer la géométrie du cylindre par la configuration du corps d'Ahmed, maquette d'un véhicule réel pour traiter la dispersion des particules issues de ce véhicule en mouvement dans milieu urbain. Enfin une étude expérimentale ponctuelle utilisant la maquette du corps d'Ahmed dans une soufflerie sera menée pour valider la partie numérique.

1.3. Objectifs et organisation du rapport

L'exposition à court et à long terme à des concentrations moyennes de polluants gazeux et particulaires fines issues du transport routier des véhicules dans le milieu urbain peut entraîner de graves dommages à la santé humaine (Brugge *et al.* 2007; Atkinson *et al.* 2010 ; Pope *et al.*, 2002 ; Oberdörster *et al.*, 2004). Si beaucoup d'études ont été menées sur le transport des grosses particules et des gaz traceurs pour caractériser le mouvement des particules ultrafines, il est nécessaire de mener des investigations sur la dispersion des particules ultrafines solides. En effet, les nanoparticules solides issues de la combustion (particules de suies) sont soumises à divers processus de transformation (agglomération, condensation, nucléation, etc.) pouvant modifier leur taille et par conséquent leur dynamique de dispersion. À cet effet, il est encore nécessaire d'approfondir notre compréhension de la dynamique des nanoparticules solides dans un écoulement turbulent et anisotrope en présence de structures tourbillonnaires.

En tenant compte des lacunes précitées, parmi les particularités de cette thèse est, qu'à partir d'une étude numérique et expérimentale, on puisse étudier la dispersion des nanoparticules solides en lieu et place des gaz traceurs utilisés dans de nombreuses études et avec des rapports de vitesses établis. D'autre part, la dynamique d'injection respecte l'échelle cinématique qui est le rapport de la vitesse d'écoulement et de la vitesse d'émission des polluants. L'objectif principal de cette thèse est donc de caractériser finement la dispersion des nanoparticules solides dans le sillage d'un cylindre circulaire, et par la suite dans le sillage de la maquette d'un véhicule de type corps d'Ahmed. On cherche alors à identifier les mécanismes prépondérants pouvant influencer cette dispersion. Il s'agira pour cela d'étudier l'influence des structures tourbillonnaires, de la force brownienne, de la dispersion des nanoparticules par la turbulence au travers du model EIM (Eddy Interaction Model).

Le présent document de thèse traite de la dispersion des nanoparticules issues des gaz d'échappement dans le sillage d'un véhicule. Il est composé de cinq (5) chapitres. Le premier chapitre repose sur l'introduction générale, dans laquelle le sujet est situé dans son contexte à travers sa problématique environnementale et sanitaire de l'émission et la dispersion des particules ultrafines. Un état de l'art est également effectué relatif aux travaux précédents sur la dispersion des particules afin de mettre en exergue nos objectifs. Le second chapitre porte sur le cadre théorique de l'étude dans lequel on fait une description des nanoparticules en général et en particulier celles issues des gaz d'échappement d'un véhicule en marche. On clôture ce chapitre par la description de l'aérodynamique permettant de caractériser finement l'écoulement fluide autour d'un cylindre circulaire et autour d'un véhicule. Le chapitre 3 est basé sur la description des méthodes numériques utilisées et plus précisément de l'approche Euler-Lagrange ainsi que sur les résultats des études numériques et expérimentales sur la dispersion des nanoparticules dans le sillage d'un cylindre circulaire. Quant au chapitre 4, il fait l'objet des résultats des études numérique et expérimentale de la dispersion des nanoparticules dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit. Le cinquième et dernier chapitre porte sur la conclusion générale et les perspectives relatives à cette étude.

Chapitre II : Nanoparticules et Aérodynamique des configurations cylindre circulaire et corps d'Ahmed à culot droit

Ce chapitre est consacré à la description des connaissances portant sur deux axes majeurs de ce travail. Le premier concerne les nanoparticules, après les avoir définies, nous détaillerons les mécanismes de formation des nanoparticules de suie. Nous nous intéresserons également à une description morphologique de ces suies. Enfin, nous décrirons les principaux mécanismes impactant leurs dynamiques. Le second axe porte sur les caractéristiques de l'écoulement autour d'un cylindre et d'un corps d'Ahmed à culot droit. Les principales caractéristiques de la topologie des écoulements de sillages les concernant seront décrites.

2.1. Caractérisation des nanoparticules

2.1.1. Définition et sources

Les aérosols ou particules sont des substances solides ou liquides, non gazeuses en suspension dans l'air. L'ensemble de ces particules présente une large gamme de taille pouvant varier de quelques nanomètres à quelques dizaines de micromètres (Renoux et Boulaud, 1998). Selon leur taille, on emploie des terminologies différentes pour les distinguer les unes des autres (Figure 2.1). Lorsqu'elles ont un diamètre inférieur à 50 nm (respectivement 100 nm), on parle de nanoparticules (respectivement de particules ultrafines). Dans le domaine des aérosols, d'autres définitions sont utilisées, PM_{10} , $PM_{2.5}$ et PM_1 signifient que ce sont des particules de diamètre inférieur à 10, 2.5 et 1 μm , respectivement. D'autre part, les normes ISO (ISO, 2008) définissent une nanoparticule comme étant un nano-objet dont l'une des dimensions spatiales se trouve à l'échelle nanométrique (inférieure à 100 nm). Dans cette thèse, comme on s'intéresse aux particules dont la taille est inférieure à 100 nm, on pourra parler de nanoparticules ou particules ultrafines (PUF). Selon Chaudret (2005), on peut également trouver les nanoparticules dans la littérature anglo-saxonne, avec la terminologie HDAs (High-Disperse Aerosols), lorsqu'elles sont présentes dans l'atmosphère.

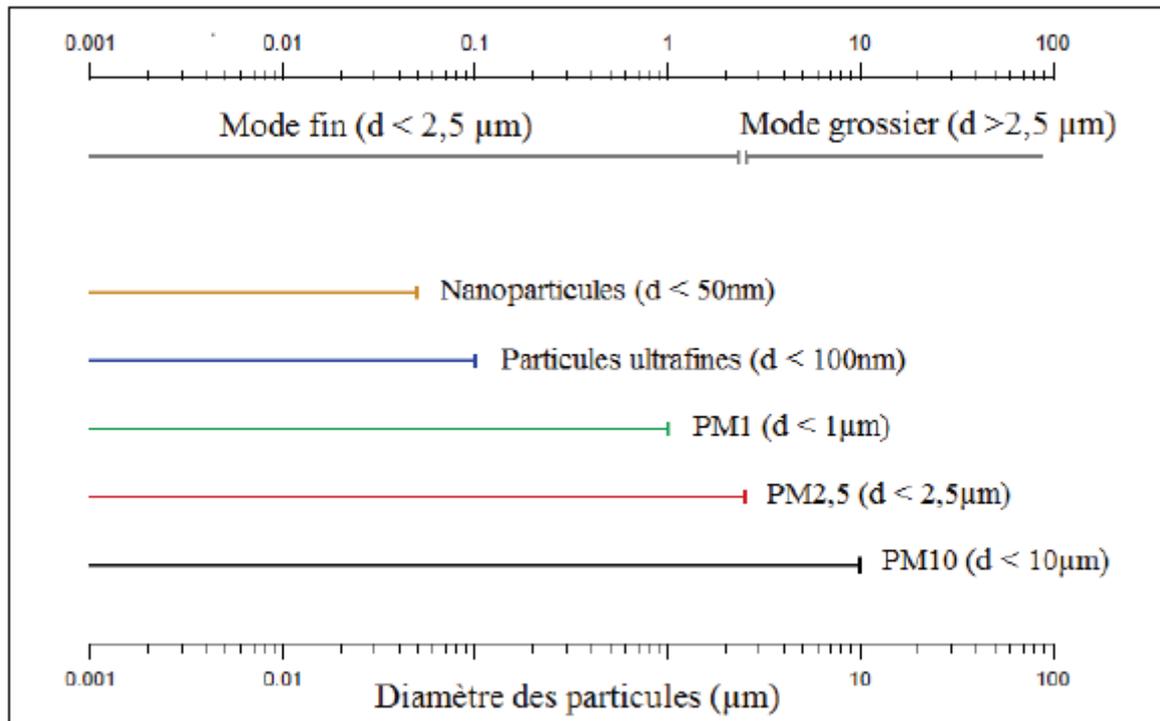


Figure 2. 1. Terminologie de classification des particules atmosphériques en fonction de leur taille (Schneider et Voigt, 2011)

Les nanoparticules ont une dimension qui se situe entre celle de la matière (échelle macroscopique) et de l'atome (échelle atomique ou moléculaire) comme illustré sur la figure 2.2. Le rayon typique d'un atome étant de 0,1 nm, une nanoparticule peut donc être constituée d'une dizaine ou centaine d'atomes.

La figure 2.2 permet de situer les tailles de certaines particules atmosphériques. Certaines peuvent avoir une taille comprise entre 1 et 100 nm à cause des réactions de combustion et de transformation chimiques. D'autres, appelées également bioaérosol due à leur nature, par exemple des virus, peuvent se fixer sur d'autres particules plus grosses par dépôt. Une partie des composants des fumées de tabac constitue des nanoparticules (<100nm) tandis qu'une autre partie a une dimension supérieure à 100 nm.

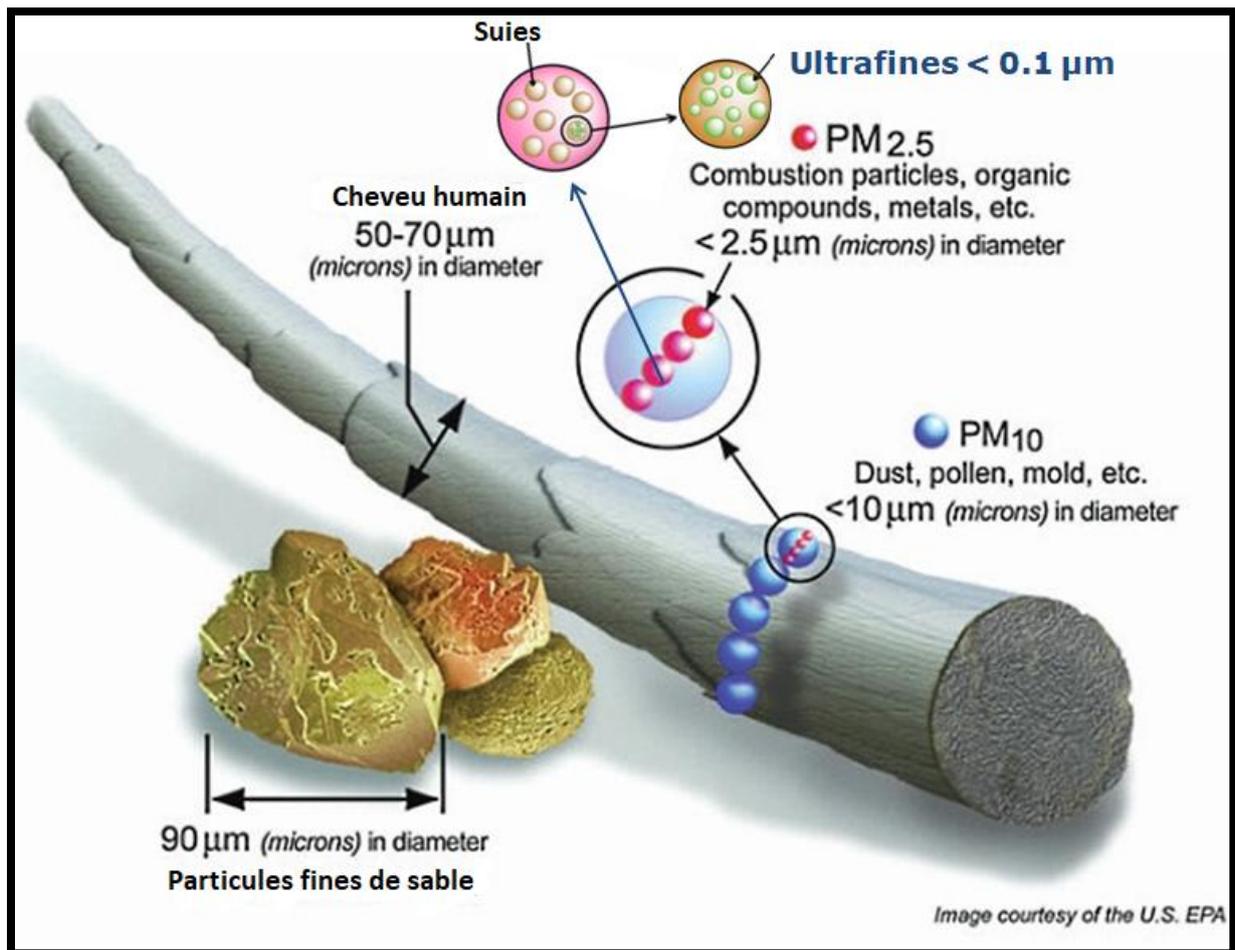


Figure 2. 2. Comparaison des dimensions de différents types de particules incluant les nanoparticules (source, Environmental Protection Agency, Etats Unis)

Les sources des particules peuvent être naturelles ou anthropiques. Parmi les sources naturelles, on peut citer les particules terrigènes provenant des poussières désertiques, les particules issues des océans de la végétation, les particules provenant des feux de forêts ou les éruptions volcaniques (Almeida *et al.*, 2005; Artinano *et al.*, 2003; Paris *et al.*, 2009). Selon Almeida *et al.* (2005), Huang *et al.* (2009) les principales sources anthropiques sont l'agriculture, la sylviculture (pesticides, engrais), l'industrie (chimie, construction, métallurgie), les secteurs résidentiel et tertiaire (combustion du bois et du fuel), la transformation d'énergie (production d'électricité, raffinage du pétrole) et les transports (voitures, trains, avions...). La nature chimique des nanoparticules est très variée, elle dépend de sa source de production qui est extrêmement diversifiée, allant des métaux aux polymères. La figure 2.3 présente les particules de suies issues du transport automobiles, se retrouvant à des tailles différentes selon les mécanismes qu'elles subissent.

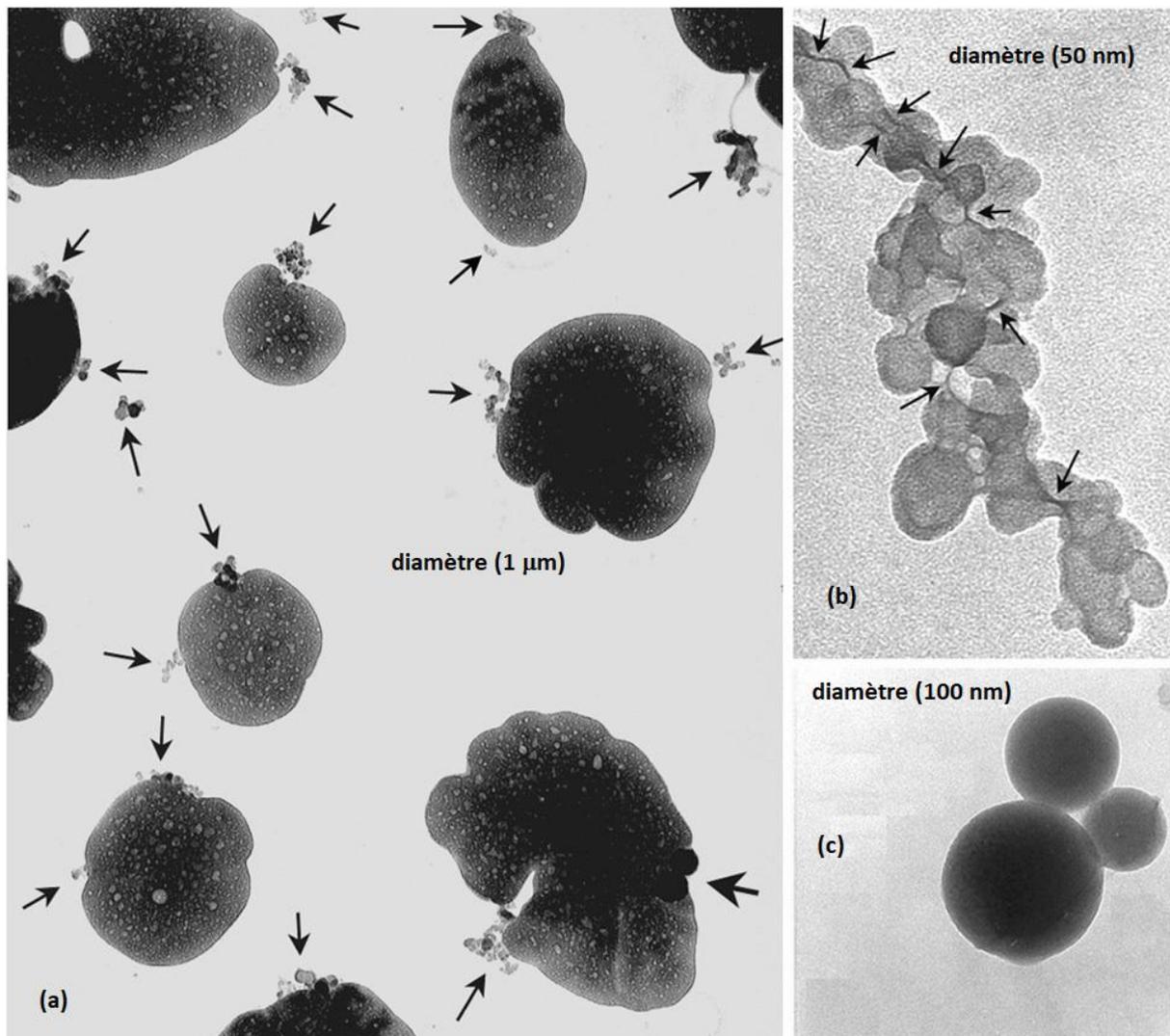


Figure 2. 3. Particules de suies en différents stades de tailles (<https://www.les-crises.fr/la-pollution-aux-particules-fines/>)

2.1.2. Propriétés des nanoparticules

La dimension d'une nanoparticule se situe entre l'échelle atomique quand elle est individuelle et celle macroscopique quand elle coagule pour former un agglomérat (l'échelle des matériaux). Cette caractéristique fait qu'elle est donc soumise à la fois aux phénomènes de la physique classique et à ceux de la physique quantique. Généralement, il existe plusieurs propriétés de particules en suspension dans l'atmosphère. Il s'agit de propriétés physiques/morphologiques (la distribution en taille et forme des particules), propriétés chimiques (basées sur la composition des particules) et les propriétés optiques (la capacité des particules d'absorber ou de diffuser le rayonnement). Dans notre travail, on s'intéresse spécifiquement à la taille des particules, propriété physique qui gouverne leur dynamique. En fonction de leurs tailles, elles peuvent avoir différentes propriétés spécifiques :

- propriété d'agglomération: les nanoparticules ont une forte tendance à s'agglomérer pour former des agrégats de particules de dimension micrométrique (figure 2.3a) et de structure

poreuse si les forces d'attraction intermoléculaires (force de van der Waals, etc.) entre particules sont importantes. Il s'agit dans ce cas d'un mécanisme qui modifie leurs tailles et donc par conséquent leurs dynamiques de mouvement au travers de nouvelles masses et densités ce qui implique pour la particule agglomérée un nombre de Stokes (caractérisant globalement son inertie) plus grand. L'agglomération impacte la distribution granulométrique par le changement continu des diamètres mais également par la diminution de leurs nombres. Pour qu'il y ait agglomération il faut que 2 ou plusieurs particules entrent en collision et restent accolées.

- propriété surfacique : cette autre propriété intervient lorsque la taille de nanoparticules décroît jusqu'à une certaine limite inférieure à 50 nm (voir figure 2.3b). En effet, plus la taille diminue, plus le rapport surface/volume devient grand et plus les propriétés de surface prennent le pas sur la masse en jeu. Par exemple, des nanomatériaux isolants et opaques peuvent devenir respectivement conducteurs et transparents lorsque la taille est en dessous de 50 nm. Plus précisément les nanotubes de carbone à cause de leur dimension nanométrique ont une conductivité électrique de type particulière, dite balistique (White et Todorov, 1998 ; Dekker, 1999). En effet, dans un nanotube isolé sans défauts structuraux, la mobilité des électrons à l'intérieur du nanotube est très importante car le libre parcours moyen qui caractérise la distance moyenne entre deux collisions élastiques d'électrons est supérieur à la longueur du nanotube de carbone.

- propriété chimique : comme les propriétés de surfaces (tension superficielle, force de van der Waals,...), elles interviennent lorsque les nanoparticules se sont regroupées en agrégats de particules (figure 2.3c). Leurs structures deviennent plus complexes et les propriétés chimiques des surfaces de ces agrégats ne sont plus nécessairement les mêmes que celles présentent en profondeur.

Ainsi, globalement, un matériau sous la forme de nanoparticules a des propriétés physico-chimiques très différentes que ceux de son état macroscopique.

2.1.3. Temps de résidence des nanoparticules

Le temps de résidence encore appelé temps de séjour des particules dans l'atmosphère correspond à la durée de vie d'une particule entre son émission par une source (pot d'échappement par exemple) et son dépôt. Il est très variable et dépend surtout du diamètre des particules, de leur densité, des conditions météorologiques et de la topographie du terrain. Par exemple, les précipitations peuvent écourter le temps de séjour des particules en les « éliminant » de l'atmosphère (déposition sur le sol), c'est ce que l'on appelle le phénomène du lessivage qui impacte également les polluants de plus grand diamètre. Dans la troposphère, ce temps peut varier de quelques minutes à quelques dizaines de jours. Le temps de séjour le plus long a été rencontré pour des particules de dimension allant de 0,1 μm et 1 μm . Selon Hidy (1984), il est de quelques jours à quelques dizaines de jours. De même, Papastefanou (2006) a déterminé un temps de résidence moyen de 8 jours pour des particules de diamètres aérodynamiques (par définition, c'est le diamètre d'une particule ayant la même vitesse limite de chute que la particule et une masse volumique de 1000 kg/m^3) compris entre 0,28 μm et 1,18 μm . Dans sa méthode, il a tenu compte des conditions atmosphériques de temps sec et de

pluie. Les nanoparticules et les particules plus grosses (taille supérieure à 1 μm) ont des temps de séjour beaucoup plus faibles, de l'ordre de quelques minutes à quelques dizaines d'heures. Esmen et Corn (1971) ont indiqué des temps de séjour allant de 10 heures à 4 jours pour des particules de diamètre aérodynamique compris entre 1 μm et 10 μm . Les particules dans cette plage de taille subissent les effets inertiels notamment dus à la gravité.

En revanche, pour les nanoparticules les plus fines, le temps de séjour est relativement court. En effet, Harrison (1996) a indiqué un temps de séjour d'environ 15 minutes pour des nanoparticules de diamètre de 10 nm, ceci est dû aux mécanismes de diffusion, notamment la diffusion brownienne qui influence fortement la dynamique des particules ultrafines soit par déposition et surtout par agglomération. Dans la pratique, les nanoparticules peuvent rester longtemps en suspension dans l'atmosphère sous une autre forme. En effet, leur évolution rapide par coagulation et attachement sur les particules du mode accumulation (particules entre 300 nm et 1 μm) font qu'on les retrouve dans la plage 0,1 μm - 1 μm . Hors c'est dans cette plage intermédiaire que les effets de diffusion brownienne comme ceux inertiels sont les plus faibles.

2.2. Nanoparticules de suie issues de la combustion de la motorisation automobile

Dans cette thèse, nous nous intéressons à la dynamique des nanoparticules du domaine de transport terrestre particulièrement celles issues de l'échappement d'un véhicule. Même si les véhicules dotés de moteurs diesel possèdent un meilleur rendement dû aux turbos compresseurs et une injection à haute pression, ils émettent d'importantes quantités de particules de suies nocives pour la santé et l'environnement. Etudier leur devenir une fois émises dans l'atmosphère revêt donc un intérêt important.

Il y a eu des progrès pour limiter les émissions de telles particules de suies, à travers notamment le filtre à particules, depuis les dernières normes EURO (norme limitant les émissions des polluants gazeux et particulaires, voir tableau 2), mais cela reste insuffisant, car le filtre à particules n'est pas efficace sur toutes les plages de fonctionnement, ni sur toutes la plage de taille de ces dernières (Valentino, 2016).

Véhicules à moteur diesel						
Norme	EURO1	EURO2	EURO3	EURO4	EURO5	EURO6b
Oxydes d'azotes (NO _x)	-	-	500	250	180	80
Monoxyde de carbone (CO)	2720	1000	640	500	500	500
Hydrocarbures (HC)	-	-	-	-	-	-
(HC) non méthaniques	-	-	-	-	-	-
HC + NO _x	970	900	560	300	230	170
Particules (PM)	140	100	80	25	5	4.5
Particules (PN) (Nb/km)	-	-	-	-	6·10 ¹¹	6·10 ¹¹
Toutes les valeurs sont en (mg/km) sauf celle de Particules (PN) qui est en nombre						

Tableau 2. Evolution de la norme EURO limitant les émissions des polluants des véhicules mis en service en Europe

2.2.1. Caractérisation

Il est difficile de donner une définition universelle aux suies. Néanmoins, on peut considérer qu'elles sont des particules solides constituées majoritairement de carbone qui sont générées suite à une combustion incomplète de composés carbonés. Elles sont d'aspect noirâtre (également appelées «carbone noir» et en anglais «black carbon»). Dans ce travail, on s'intéresse à celles qui sont obtenues par la combustion incomplète dans un moteur Diesel. Selon les études de Mielke *et al.* (1999) et Olbert-Majkut *et al.* (2002), pour que cette réaction puisse avoir lieu, il faut deux conditions essentielles :

- La première est que la température doit être suffisamment élevée (supérieure à 1500 K).
- La seconde nécessite que l'oxygène soit déficitaire dans le milieu de la réaction.

D'autre part, l'analyse macroscopique des suies montre qu'elles sont organisées sous forme de minuscules grains ronds et noirs. Son observation au microscope électronique (figure 2.4) fait état de complexes agrégats de particules de très petites tailles organisées dans des configurations étudiées par Julien et Botet (1987) et dans des morphologies dites fractales rapportées par les études de Köylü *et al.* (1995), Sorensen et Feke (1996) et Brasil *et al.* (2000). Ces agrégats, dont la taille varie entre 20 à 500 nm, sont issus de l'agglomération des particules primaires appelées sphérules dont la taille s'étend de 10 à 60 nm (Figure 2.5). L'analyse de la structure des suies montre qu'elles contiennent 85% de carbone, 10% d'oxygène, 1% d'hydrogène et le reste est le résidu d'hydrocarbures qui a été à l'origine de

leur formation et de leur croissance, principalement l'acétylène formé dans la combustion qui se condensent sur ces sphérules, appelées également les particules primaires ou noyaux élémentaires.

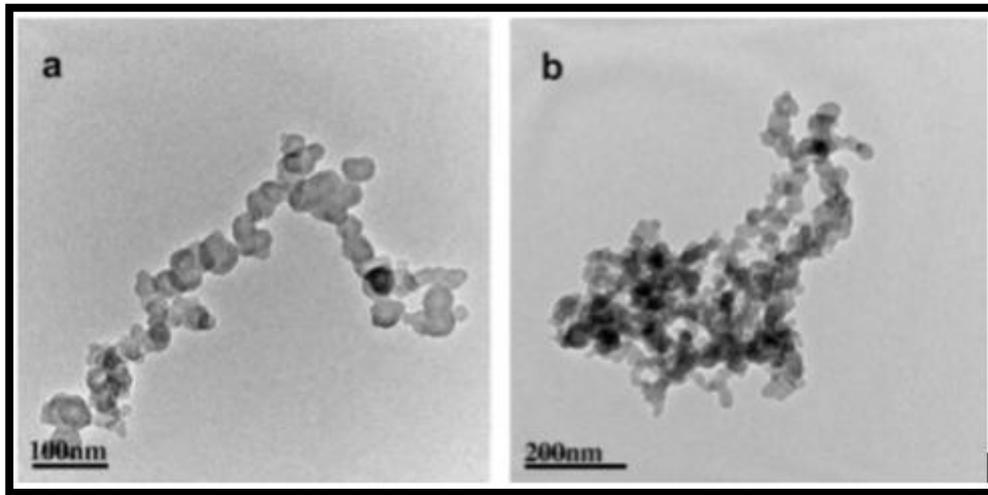


Figure 2. 4. Agrégats de suie observés au microscope électronique (Zhang et Li, 2011)

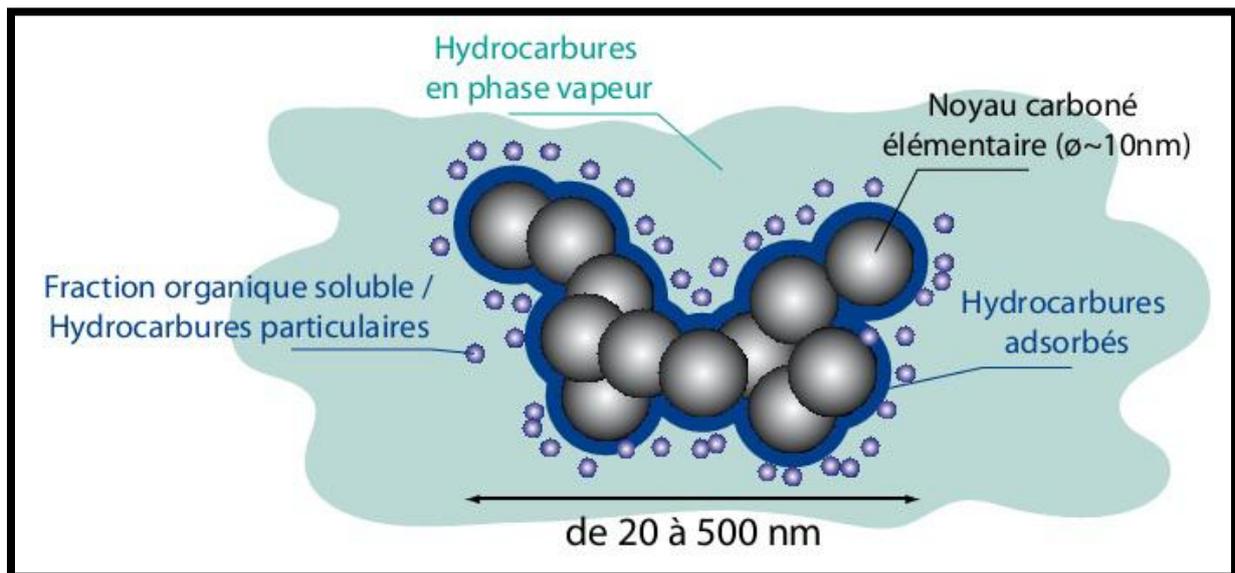


Figure 2. 5. Structure d'une particule de suie automobile (Tatry et Leoz, 1998)

2.2.2. Distribution granulométrique des particules de suie

Les particules deviennent de plus en plus omniprésentes dans notre environnement. Il est évident que dans un système donné, on trouve des particules de différentes tailles. Pour décrire la dynamique du mouvement des particules dans un milieu, il est nécessaire de connaître leurs propriétés géométriques, en particulier leur distribution de taille. La distribution granulométrique est la répartition de nombre de particules par classe de taille (ou

de masse). Une distribution granulométrique typique est donnée en figure 2.6. L'analyse de cette distribution montre qu'il existe trois modes (nucléation, accumulation et grossissement). Parmi eux, deux sont dominants : le mode nucléation et le mode accumulation. Dans notre étude, on s'attache à caractériser les particules issues des gaz d'échappement d'un moteur diesel qui obéissent aux mêmes courbes d'évolution en nombre et en masse de particules (figure 2.6) (Kittelson, 1998 ; Myung et Park, 2012). Des courbes caractéristiques de la structure bimodale de la distribution granulométrique pour les particules issues d'un moteur diesel. La description des modes granulométriques est la suivante :

- Mode nucléation

C'est le premier mode : il concerne les particules dont la taille est comprise entre 5 et 50 nm et centrée sur 30 nm. Dans ce mode, la concentration en nombre de particules est beaucoup plus importante par rapport à celle en masse (les particules étant de masse très faible). Les nanoparticules solides qui font l'objet de notre étude appartiennent au mode nucléation. On peut trouver également en mode nucléation des gouttelettes sous forme de vapeur. C'est le lieu de nombreuses réactions chimiques qui amènent à la formation des premières particules de suie. Les particules de ce mode représentent 90% du total des particules en nombre. Il est donc nécessaire de les inclure dans les nouvelles normes de limitation d'émission des particules.

- Mode accumulation

On y trouve des particules appartenant à la gamme de 80 à 1000 nm et centrée autour de 300 nm. C'est le second mode principal. Dans celui-ci, la concentration en masse est dominante par rapport à celle en nombre. Le phénomène d'agglomération permet d'expliquer ce fait : plusieurs particules du mode nucléation peuvent s'agglomérer pour former une seule particule. Par conséquent, il y a diminution du nombre de particules et augmentation de la taille de nouvelles formées en mode accumulation.

- Mode grossier

Ce mode concerne les particules de taille supérieur à 1 μm . Comparé aux deux précédents, ce mode n'est pas représentatif de la distribution granulométrique des particules issues de la combustion Diesel.

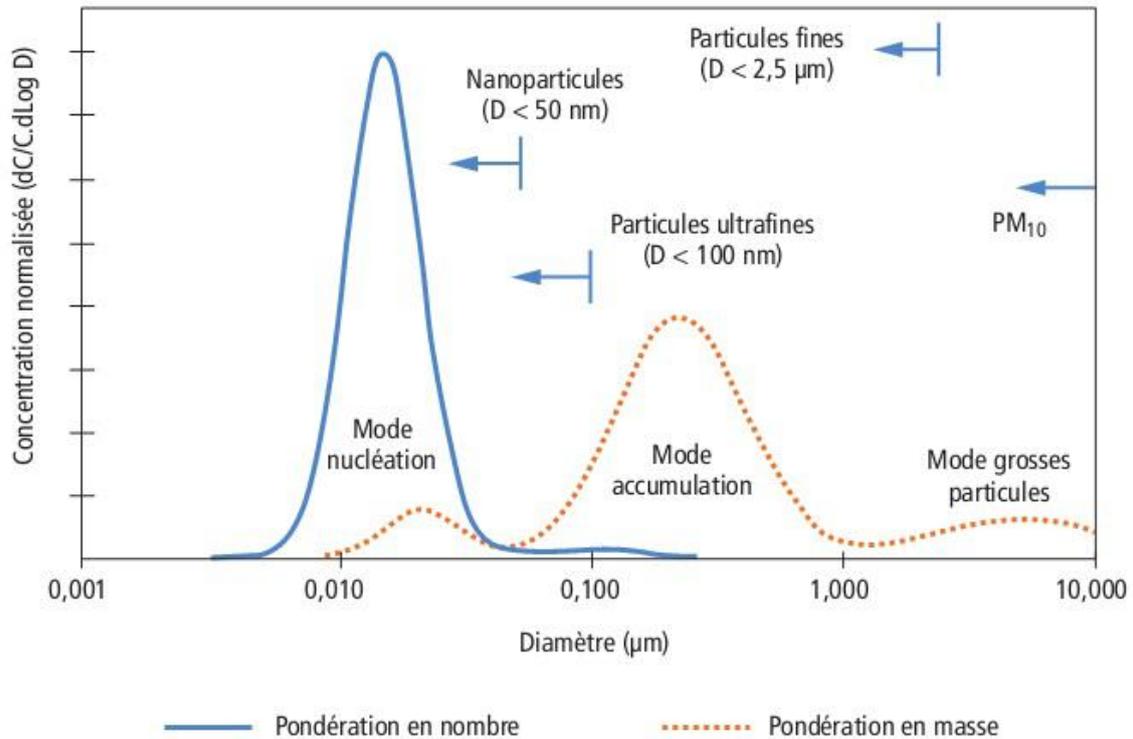


Figure 2. 6. Distribution granulométrique des particules issues de la combustion d'un moteur diesel en nombre et en masse de particules (Kittelson, 1998)

D'autre part, les véhicules diesels produits dans les années 2011 sont dotés d'un filtre à particules (FAP) pour réduire les concentrations de ces dernières. Dans ce cas, la courbe de distribution granulométrique d'un véhicule possédant un FAP est donnée par la figure 2.7. L'analyse de cette figure montre que les particules émises en présence d'un FAP sont plus fines en particulier dans le mode nucléation, c'est-à-dire centrée autour de 10nm. Au vue de l'importance du nombre de particules ultrafines de ce diamètre là émises par le moteur ou non de FAP, dans cette étude on se focalise sur la dispersion de nanoparticules de taille 10nm.

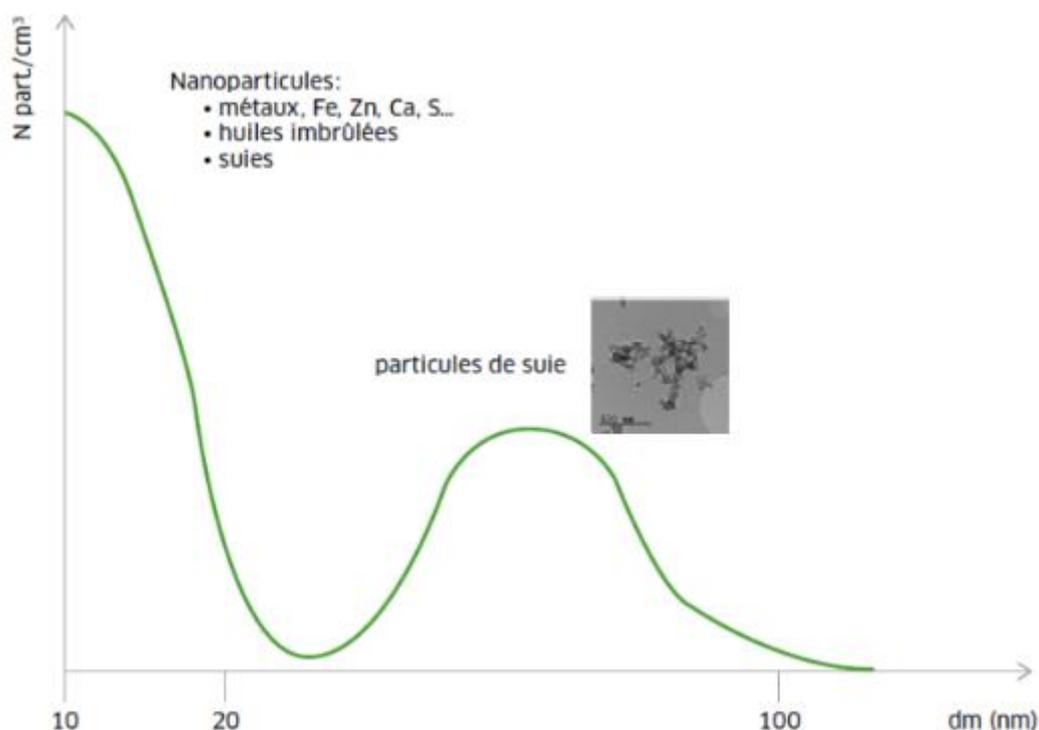


Figure 2. 7. Distribution granulométrique des particules non volatiles issues d'un moteur avec FAP (Rapport INRS, 2016)

2.2.4. Effets sur la santé et sur l'environnement

La présence des particules dans l'environnement de l'homme et en particulier en suspension dans l'air entraîne son exposition à des maladies diverses. Griffin (2001) et Wiggs (2003) ont établi qu'une importante concentration en particules solides engendre des infections respiratoires, des maladies cardiovasculaires et une multitude d'autres troubles de la santé. Le risque lié à l'exposition aux particules peut dépendre de leur nature, de leur taille, de leur concentration et surtout de la durée d'exposition. Les particules de suie ont une toxicité due non seulement à leur petite taille mais également à leur composante en HAP. Les études de l'International Agency for Research on Cancer (2012) et de Benbrahim-Tallaa et Coll (2012) indiquent qu'en juin 2012 le Centre International de Recherche sur le Cancer (CIRC) a réexaminé et reclassé les particules de suies comme étant « Cancérogènes pour l'homme ». D'autre part Pope *et al.* (2010) et Oberdorster *et al.* (2015) ont établi que les nanoparticules pouvaient pénétrer jusqu'à dans le système sanguin et dans les cellules. Ainsi, en fonction de leur taille, les particules peuvent se déposer plus ou moins en profondeur dans l'organisme (figures 2.8).

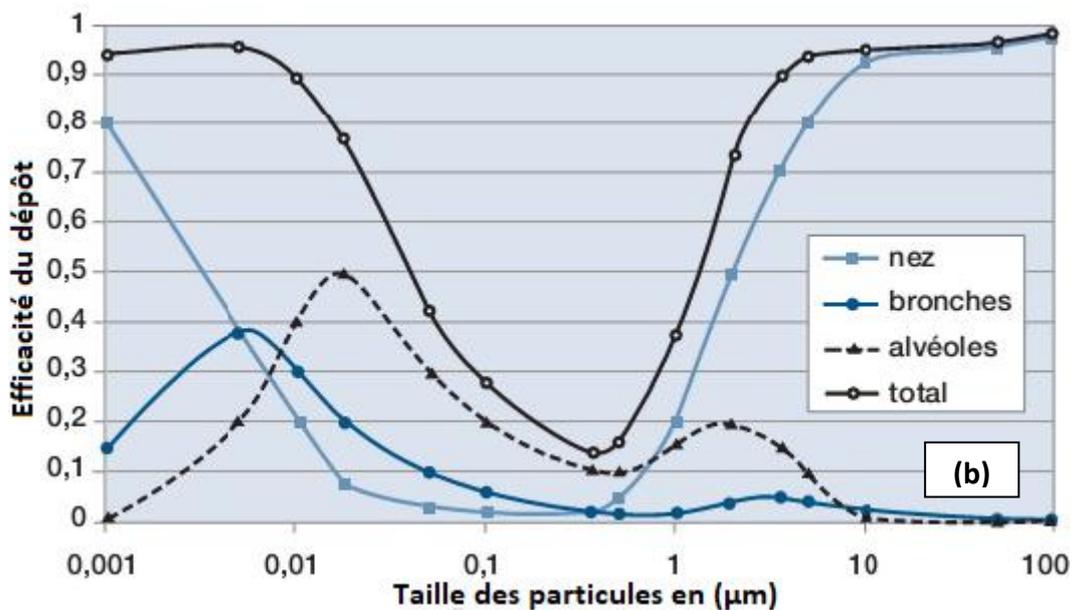
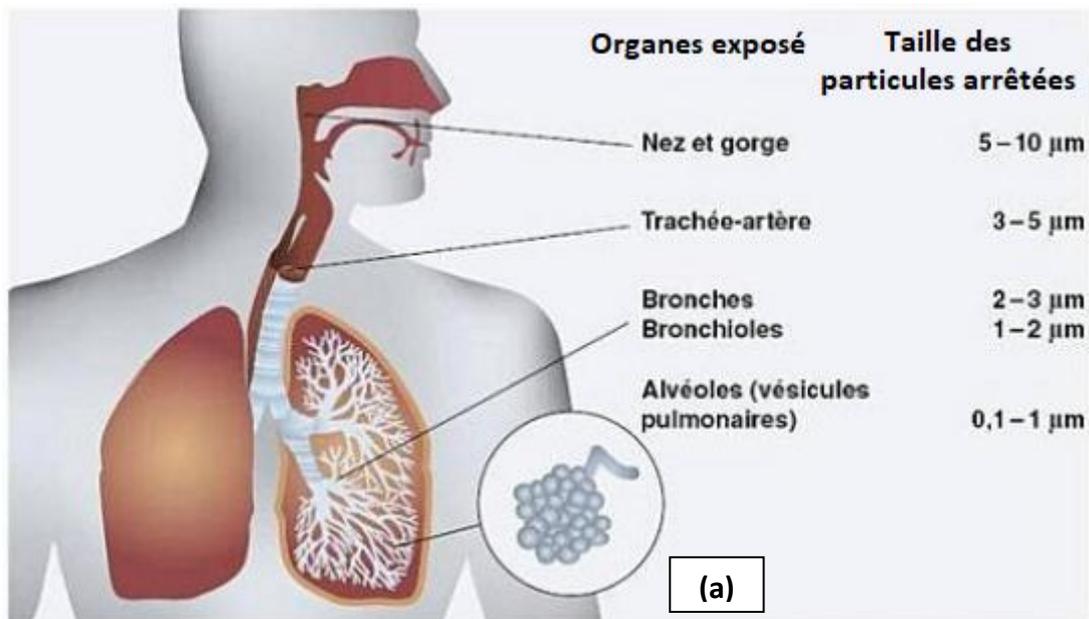


Figure 2. 8. Organes respiratoires exposés aux poussières fines (a) et efficacité du dépôt des particules dans différentes parties de l'appareil respiratoires (b), d'après Lastbom et al. (2000)

L'analyse de la figure 2.8 fait ressortir que les nanoparticules de suie (taille $\leq 0,1\mu\text{m}$) ont la capacité de dépasser les appareils de défense immunitaires tels que les membranes pulmonaires et augmentent les risques de cancer des poumons. D'autre part, les particules les plus grosses ($>10\mu\text{m}$) ou les plus fines ($<10\text{nm}$) se déposent rapidement et sont retenues au niveau du nez et de la gorge. Par effets combinés de la gravité et de la diffusion, les particules de taille intermédiaire (entre $2,5$ à $10\mu\text{m}$) peuvent être éliminées par les toux à travers la trachée artère. Enfin, les plus fines ($<2,5\mu\text{m}$) ont un pouvoir de franchir différentes barrières pour atteindre les alvéoles.

La pollution atmosphérique en particules affecte différemment les personnes selon des facteurs comme l'âge, le sexe, l'état de santé et le niveau d'activité. A cet effet, selon un

rapport de l'UNICEF (2016), 300 millions d'enfants dans le monde vivent dans un endroit où la pollution de l'air extérieur excède jusqu'à six fois les normes internationales contribuant dans une large mesure à la mortalité infantile. D'autre part, une étude récente de l'INRA chez le lapin (Valentino, 2016) tend à montrer qu'une exposition des femelles gestantes aux particules issues des moteurs Diesel entraîne des effets délétères sur la croissance et le métabolisme des fœtus en première et deuxième génération. Les scientifiques établissent alors pour la première fois que les nanoparticules issues du pot d'échappement d'un moteur diesel sont capables de franchir la barrière placentaire et d'atteindre le sang du fœtus.

En plus de son impact sanitaire, la pollution de l'air en particules a des répercussions importantes sur l'environnement. Selon Vogel *et al.* (2009), les particules en suspension dans l'atmosphère peuvent avoir un impact sur le climat et l'environnement en modifiant les régimes de précipitations, l'acidité des pluies, en polluant les sols, les eaux et la végétation, en réduisant la visibilité ou encore en dégradant les bâtiments. De plus, l'étude de Bond *et al.* (2013) classe les particules de suies comme étant le deuxième facteur du réchauffement climatique après le dioxyde de carbone. Les particules de suie, de par leur couleur noire, ont la propriété d'absorber le rayonnement lumineux et de le relâcher sous forme de chaleur après un certain temps. Par conséquent, elles ont la capacité d'influencer le bilan radiatif du système terre-atmosphère à travers le réchauffement de la couche atmosphérique. Avec leur forte accumulation dans l'atmosphère due à leur temps de séjour d'une part et d'autre aux différentes réactions qu'elles subissent dans l'atmosphère, les nanoparticules engendrent une réduction de la visibilité en milieu urbain (Jacobson *et al.* 2013).

2.3. Différents modes de transport des nanoparticules

Dans cette partie, on s'intéresse à la description des différents modes de transport des nanoparticules dans l'atmosphère, suite à leur émission depuis le pot d'échappement. Il s'agit, entre autres, de l'advection, de la diffusion brownienne, de la dispersion par la turbulence, et puis en présence de principaux champs externes (en dehors de la gravité), de la thermophorèse et de l'électrophorèse. On rappelle que dans cette thèse on considèrera particulièrement l'advection (au travers de la traînée), la diffusion brownienne et les interactions avec la turbulence pour étudier la dispersion des particules dans le sillage d'un cylindre dans un premier temps et puis celui du corps d'Ahmed à culot droit dans un second temps.

2.3.1. Diffusion brownienne

Le mouvement brownien est le mouvement des particules de faible inertie, lié aux chocs sur elles des molécules fluides au voisinage. Ces chocs intermoléculaires sont dus à leurs agitations thermiques. On définit le nombre de Knudsen noté Kn comme $Kn = \lambda / r_p$ où λ désigne le libre-parcours moyen des molécules fluides (qui est la distance inter-molécules moyenne et vaut 66 nm à température et pressions standards qui valent respectivement pour l'air $T = 297^\circ K$ et $P = 1,013 \text{ bars}$) et r_p le rayon de la particule discrète. En fonction de Kn on définit trois régimes :

- $Kn \ll 1$, le régime est dit continu, cela veut dire que la particule voit les molécules fluides arriver sur elle d'une manière continue et les forces agissantes sont celles liées à l'échelle macroscopique (force de traînée).

- $Kn \gg 1$, le régime est dit moléculaire, la particule devient sensible aux collisions, cette dernière est soumise également au mouvement brownien.
- $Kn \sim 1$, le régime est appelé intermédiaire et la particule discrète est soumise aux mécanismes d'advection et de diffusion brownienne. Le nombre de Knudsen correspondant à ce régime est $0,1 < Kn < 10$ (DeCarlo *et al.* 2004). Cela correspond dans l'air aux conditions standards à un diamètre de particule entre 7 nm et 1,3 μm . C'est pour cela que nous prendrons en compte le coefficient de glissement de Cunningham (donné dans le chapitre 3) dans les forces qui seront considérées.

Nous nous trouvons principalement dans un régime intermédiaire (particules nanométriques), les particules émises par le pot d'échappement (figures 2.6 et 2.7) sont soumises au mouvement brownien. Cette dernière consiste en la migration des particules d'une zone de forte concentration vers une zone de faible concentration (gradient de concentration de particules) dû à une agitation intermoléculaire. Elle s'applique à des particules solides de très petite taille inférieure à 5 μm . En se référant à la loi de Fick (Eq. 2.4), l'agitation des molécules fluides crée un flux dirigé de la zone de forte concentration en particules, puisque correspondant à la zone où les collisions intermoléculaires sont les plus grandes, vers la zone où la concentration est la plus faible. Les particules solides se dispersent donc de façon à rétablir une homogénéisation de concentration. Ceci est illustré sur la figure 2.9 par la diffusion des grains de sucre (molécule jaune) dans l'eau (molécule composée des atomes rouges et blancs). Les grains de sucre se dispersent suite à une agitation des molécules d'eau qui s'entrechoquent (Figure 2.9a). Les molécules de sucre se retrouvent alors réparties de façon uniforme dans le verre (Figure 2.9b) après un certain temps (important en l'absence de convection).

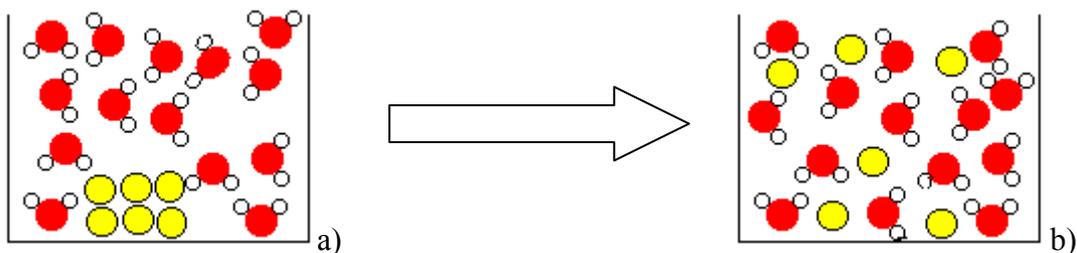


Figure 2. 9. Mécanisme de diffusion des molécules de sucre dans l'eau

La loi de Fick décrivant le mouvement brownien sur l'axe unidirectionnel est donnée par l'expression suivante (Eq. 2.4) :

$$J = -D \frac{dC}{dx} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

Où C est la concentration des particules solides, J le flux, D le coefficient de diffusion mutuelle de l'ensemble eau (fluide) et sucre (particules) en suspension et x la distance entre deux points.

Le tableau 3 ci-dessous donne quelques valeurs du coefficient D en fonction du diamètre dp des particules.

Diamètre particules (μm)	Coefficient de diffusion (cm^2/s)
0,01	$5,24 \cdot 10^{-8}$
0,1	$6,82 \cdot 10^{-10}$
1	$2,74 \cdot 10^{-11}$
10	$2,38 \cdot 10^{-12}$

Tableau 3. Variation de la diffusivité en fonction de la taille de particules

On remarque à travers ce tableau que plus une particule est fine plus elle est influencée par la diffusion brownienne (coefficient D élevé).

2.3.2. Dispersion par la turbulence

Il est important de préciser que l'expression « dispersion par la turbulence » est utilisée dans le cadre du transport des particules discrètes (particules solides) tandis qu'on emploie la diffusion turbulente lorsqu'on s'intéresse au mouvement fluctuant des particules fluides. La dispersion par la turbulence d'une particule discrète est due aux interactions entre la particule et la turbulence de l'écoulement de fluide (phase porteuse). D'autre part, la présence des particules dans un écoulement fluide peut aussi avoir une influence considérable sur les caractéristiques de la turbulence de l'écoulement de fluide. C'est ce que l'on appelle la modulation de turbulence, cet aspect n'est pas pris en compte dans ce travail.

La dispersion par la turbulence est donc une conséquence des interactions entre les particules et la turbulence du fluide en l'occurrence, ici l'air. Elle peut être caractérisée par $y_i(t)$ qui est la position latérale d'une particule fluide à l'instant t sachant que sa position à l'origine du temps est notée $y_i(0)$. $y_i(t) - y_i(0)$ représente donc l'écart type de la position de la particule discrète.

La position de la particule à l'instant t , dans un repère animé d'une vitesse moyenne uniforme, s'écrit selon Oesterlé (2006) :

$$\mathbf{y}(t) = \int_0^t \mathbf{u}(\tau) d\tau \quad (\text{Eq. 2.5})$$

où $\mathbf{u}(t)$ est la vitesse instantanée de la particule (vitesse lagrangienne). Cette vitesse lagrangienne est reliée à la vitesse eulérienne par la relation :

$$\mathbf{u}(t) = \mathbf{u}(\mathbf{y}(t), t) \quad (\text{Eq. 2.6})$$

Lorsque la dispersion des particules est unidirectionnelle, la dispersion $\langle y^2 \rangle$, représentant la variance du déplacement transversal de particules fluides issues d'un point source donné dans un écoulement homogène isotrope, peut être représentée par la figure 2.10.

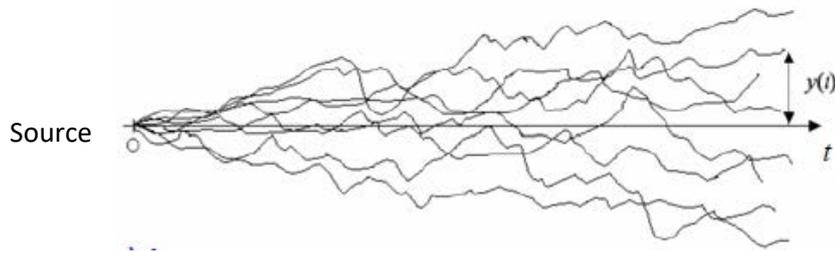


Figure 2. 10. Dispersion transversale des particules en fonction du temps (Oesterlé, 2006)

Les équations traitant de la dispersion des particules par la turbulence seront données en paragraphe 3.1.3.1.

2.3.3. Thermophorèse

Dans un écoulement non isotherme, la thermophorèse désigne le mécanisme de migration des particules en réponse à un gradient de température. Comme en diffusion brownienne suite à l'agitation intermoléculaire de la phase porteuse, les particules se déplacent dans la majorité des cas de la région de plus haute température (plaque chaude où l'agitation moléculaire est plus intense) vers la région de la plus basse température (plaque froide) (figure 2.11). Cela signifie que les particules en face des molécules fluides chaudes ont acquis une quantité de mouvement plus élevée que celles en face des molécules fluides froides. Ce phénomène engendre une force opposée au gradient de température. Sur la figure 2.11, V_{th} représente la vitesse de thermophorèse induite par le gradient de température (\overrightarrow{gradT}).

Dans le cas de particules ayant des diamètres grands devant le libre parcours moyen, la vitesse de thermophorèse résulte d'un phénomène plus complexe. Dans ce cas, elle dépend aussi du gradient thermique induit dans la particule par le gradient de température qui existe dans le gaz.

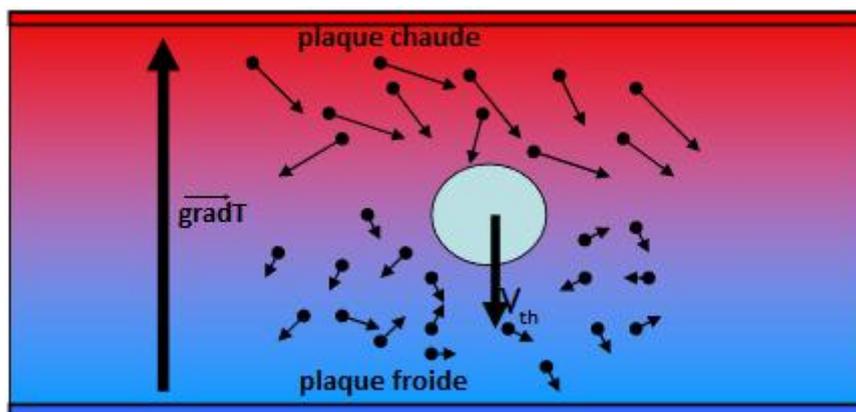


Figure 2. 11. Particule soumise à un gradient de température (tiré de la thèse de Brugière, 2012)

La vitesse de thermophorèse est proportionnelle au gradient de température dans le milieu fluide gazeux. Elle est aussi fonction de la conductivité du matériau constituant la particule. La migration des particules due au phénomène de thermophorèse dépend d'une force (Epstein, 1929) dont l'expression varie selon la taille de la particule (r_p rayon de la particule). Pour $r_p \gg \lambda$ ($Kn \ll 1$)

$$\mathbf{F} = -9\pi r_p C_c \frac{\mu}{\rho T} \frac{K}{2K+K_p} \mathbf{grad}T \quad (\text{Eq. 2.7})$$

avec, μ la viscosité dynamique du fluide, K et K_p respectivement conductivité thermique du fluide porteur et de la particule. Le signe (-) indique que \mathbf{F} est en sens inverse du gradient de température. C_c est le coefficient de Cunningham qui sera défini dans le chapitre 3. On peut donc établir une relation entre \mathbf{F} et la vitesse de thermophorèse \mathbf{V}_{th} à travers la relation :

$$\mathbf{F} = 6\pi\mu r_p \mathbf{V}_{th} \quad (\text{Eq. 2.8})$$

On en déduit l'expression de la vitesse de thermophorèse de Epstein (1929) à partir des équations (2.12 et 2.13) :

$$\mathbf{V}_{th} = -2C_c C_s \frac{\mu}{\rho T} \frac{K}{2K+K_p} \mathbf{grad}T \quad (\text{Eq. 2.9})$$

où C_s est un facteur dépendant de l'accommodation thermique. Sa première valeur vaut $\frac{3}{4}$ selon Maxwell (1879), T est la température absolue des particules.

Pour $r_p < \lambda$ ($Kn > 1$), la vitesse de thermophorèse s'écrit selon Waldman et Schmitt, 1966) :

$$\mathbf{V}_{th} = -\frac{3}{4} \frac{1}{1+\frac{\pi\alpha_m}{8}} \frac{\mu}{\rho T} C_c \mathbf{grad}T \quad (\text{Eq. 2.10})$$

α_m représente le facteur d'accommodation de quantité de mouvement. Le tableau 4 donne les valeurs de la vitesse de thermophorèse en fonction de la taille des particules dans le cas où $K_p=10$ kg, $T=293$ K et pour $\mathbf{grad}T = 100K/m$.

Diamètre particule (μm)	Vitesse de thermophorèse (m/s)
0,01	$2,8 \cdot 10^{-6}$
0,1	$2 \cdot 10^{-6}$
1	$1,3 \cdot 10^{-6}$
10	$7,8 \cdot 10^{-7}$

Tableau 4. Vitesse de thermophorèse en fonction du diamètre particule (Epstein, 1929)

2.3.4. Electro-phorèse

Le phénomène d'électrophorèse peut se définir comme une migration des particules sous l'action d'un champ électrique. Il faut donc que les particules soient chargées et le sens de

migration dépend de la charge des particules. Ce mode ne sera pas pris en compte dans ce travail. La figure 2.12 montre le déplacement des particules chargées positivement généré par l'application d'un champ électrique entre deux électrodes. Un dépôt de particules se forme alors sur l'électrode négative. C'est le principe de la technique de dépôt des particules par électrophorèse (Hamaker et Verwey, 1940).

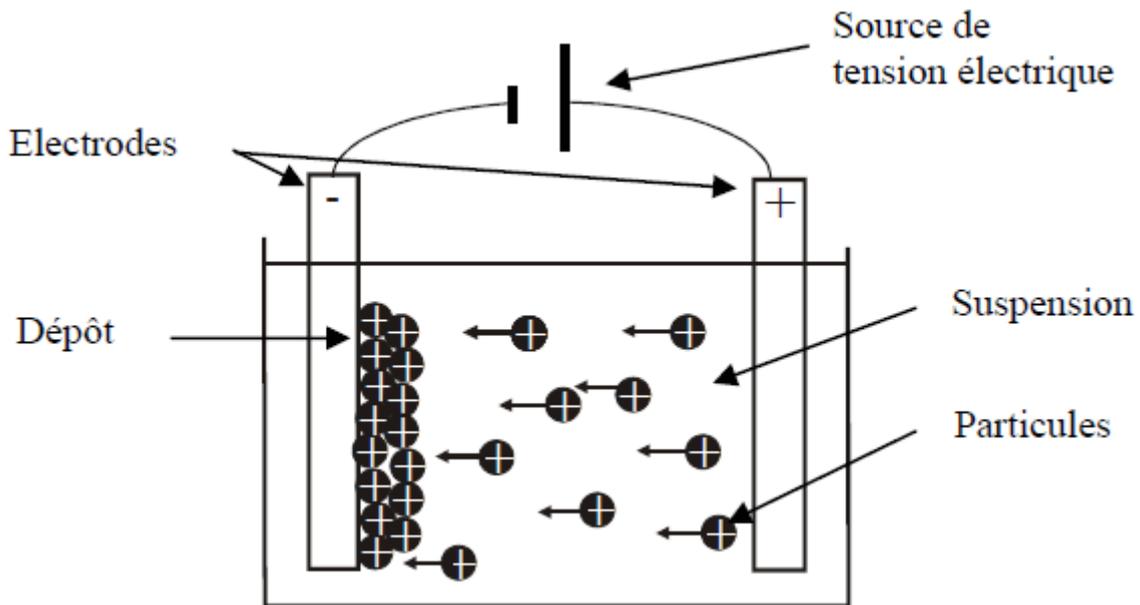


Figure 2. 12. Représentation schématique de la technique de dépôt par électrophorèse (Hamaker et Verwer, 1940)

2.4. Aérodynamique d'un cylindre circulaire et d'un véhicule

Après avoir décrit les particules en général et les suies issues de la combustion incomplète d'un moteur à combustion en particulier ; nous présentons dans la suite de ce chapitre une description des propriétés des écoulements aérodynamiques d'un cylindre et d'un corps d'Ahmed à culot droit. En effet, une description précise de la structure de l'écoulement permettra d'étudier la dynamique des nanoparticules de carbone.

Les écoulements autour d'obstacles se rencontrent dans de nombreuses applications industrielles et environnementales. Par exemple, l'écoulement du vent autour d'une aile d'avion permettant de générer une force verticale ascendante pour équilibrer la force de pesanteur de l'avion, les écoulements dans les turbomachines, l'écoulement du fluide autour d'un building, d'un véhicule, etc. Le domaine particulier du transport automobile est au cœur de cette thèse. Nous nous intéressons à l'écoulement qui se développe autour d'un véhicule automobile. Pour l'aborder, nous nous sommes intéressés dans un premier temps à l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. Même si la configuration de ce dernier est loin de représenter celle d'un véhicule, son étude permet d'appréhender dans une configuration géométrique simple et bien documentée dans la littérature le comportement aérodynamique d'un fluide autour d'un obstacle en particulier les structures tourbillonnaires turbulentes qui ont un rôle majeur dans la dispersion des nanoparticules. Par ce travail préliminaire, nous

pourrons valider notre méthodologie numérique en confrontant nos résultats à différentes études disponibles. Nous pourrons par ailleurs progressivement mieux identifier les caractéristiques de l'écoulement autour d'une géométrie plus complexe, comme celle d'un véhicule « réel ». Dans cette étude, nous considérons le fluide newtonien et l'écoulement d'air incompressible et isotherme.

2.4.1. Description de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire

L'étude de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire est un problème fondamental de la mécanique des fluides. Le cylindre possède une géométrie simple et dont la connaissance du comportement de l'écoulement dans son sillage peut aider à comprendre la structure de l'écoulement dans des configurations complexes telle que celle d'un véhicule. Plusieurs auteurs ont mené des études concernant l'écoulement autour d'un cylindre et à été étudié expérimentale (Roshko, 1954 et 1961 ; Bloor, 1964 ; Gerrard, 1966 ; Williamson ; 1989 et 1996 ; Prasad et Williamson, 1997...) et numérique (Braza, 1981 ; Braza *et al.* 1986, 1990 ; Persillon et Braza, 1998...). Ils ont particulièrement mis en évidence l'existence de différents régimes d'écoulement. Le paramètre adimensionnel le plus important est le nombre de Reynolds (Re). Il est défini comme le rapport entre les forces inertielles et celles liées à la viscosité du fluide. Il s'écrit :

$$Re = \frac{U_{\infty} d}{\nu} \quad (\text{Eq. 2.11})$$

Où U_{∞} est la vitesse de l'écoulement amont non perturbé (à l'entrée du domaine), d est le diamètre du cylindre circulaire et ν est la viscosité cinématique du fluide considéré. En effet, il existe, en fonction du nombre de Reynolds, trois principaux régimes de l'écoulement autour du cylindre séparé par une phase de transition (laminaire, transitoire et turbulent).

2.4.1.1. Régime d'écoulement laminaire

C'est le régime d'écoulement à bas Reynolds ($Re < 200$). Il constitue une zone d'écoulement stable. Ce régime est caractérisé par une décroissance logarithmique du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds. En parallèle, on enregistre un accroissement du nombre de Strouhal (Eq. 2.12) à partir de $Re = 40$. Le nombre de Strouhal est une des caractéristiques de l'écoulement basée sur la fréquence f de lâcher tourbillonnaire. Il est défini par :

$$St = \frac{fd}{U} \quad (\text{Eq. 2.12})$$

Dans cette plage de Re , on trouve différents sous régimes. Lorsque $Re < 5$, l'écoulement est symétrique de part et d'autre de la ligne centrale longitudinale (axe de symétrie horizontal du cylindre). Ce cas apparait lorsque les forces de viscosité sont prépondérantes. L'écoulement est dit laminaire rampant. Lorsque $5 < Re < 49$, on observe la diminution des forces visqueuses caractérisée par la formation d'une zone de recirculation en aval du cylindre par suite d'un décollement sur la paroi aval du cylindre. La zone de recirculation est constituée de deux tourbillons contrarotatifs symétriques par rapport à l'axe horizontal passant par le centre du cylindre. Cette phase est appelée régime d'écoulement laminaire décollé. Au-delà de $Re=49$, les deux tourbillons contrarotatifs formés précédemment perdent leur symétrie à cause des petites perturbations dues à des instabilités dites de Von Karman. Cela entraîne leur

détachement de la paroi du cylindre. Les tourbillons sont alors relâchés dans le sillage pour former l'allée de Von Karman (Figure 2.13c). Selon Provansal *et al.* (1987), cette instabilité absolue correspond à une bifurcation de Hopf supercritique. Elle est de nature bidimensionnelle et se caractérise par une périodicité marquée. Pour ce cas de figure, on parle de régime laminaire instationnaire bidimensionnel. Il s'étend jusqu'à $Re = 190$ environ.

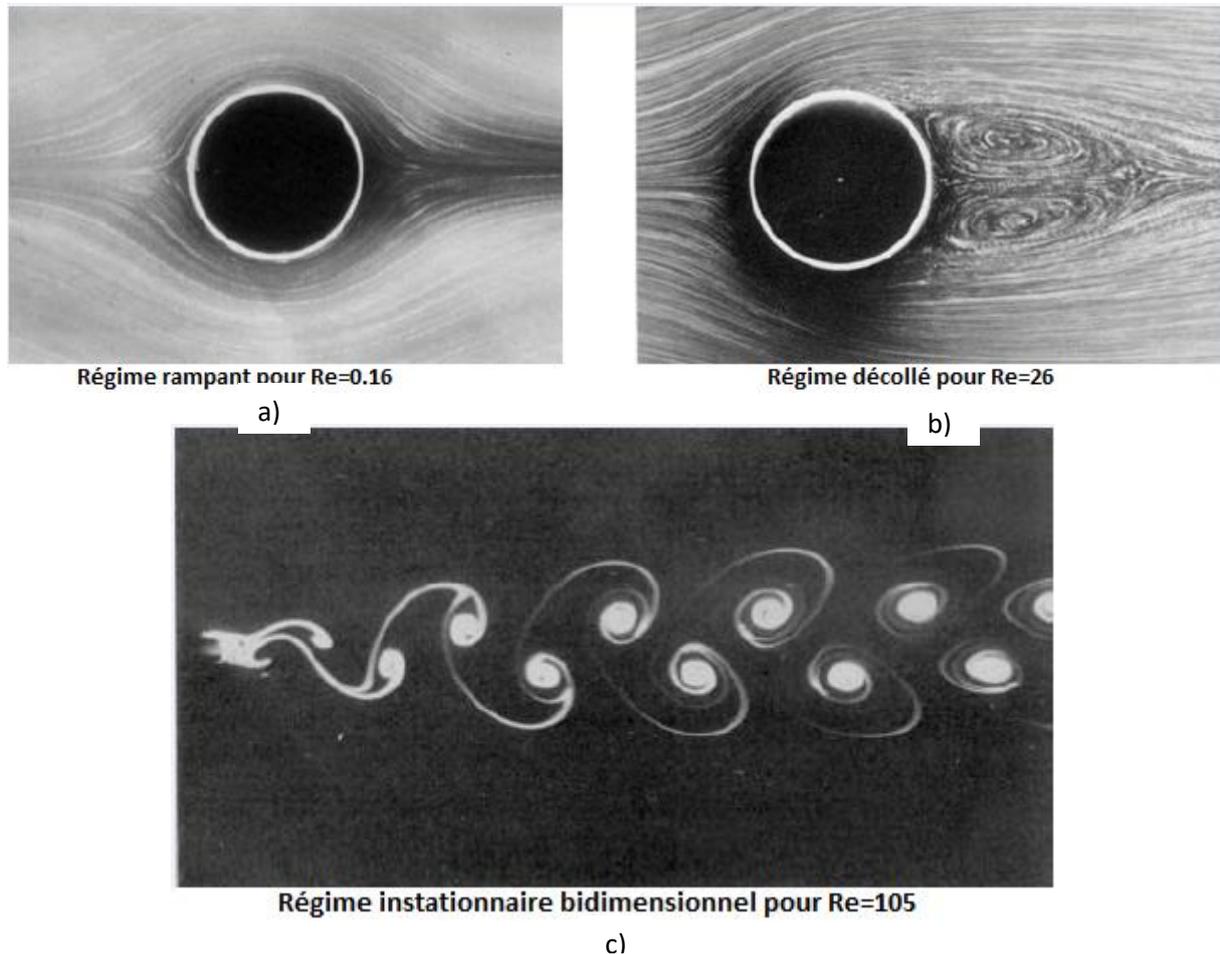


Figure 2. 13. Quelques configurations de l'écoulement au régime laminaire autour d'un cylindre circulaire (Van Dyke, 1982)

Sato et Kobayashi (2012) ont mené une étude fondamentale sur l'écoulement autour du cylindre circulaire dans le bas Reynolds en utilisant la CFD (Computational Fluid Dynamics). Leurs résultats ont permis d'identifier les trois sous régimes laminaires, mais également d'identifier les structures tourbillonnaires, qui sont caractérisées par ce que l'on appelle la longueur de recirculation qui définit la dimension de la zone de recirculation dans le sillage proche. Ils observent une augmentation de la longueur de recirculation dans le régime d'écoulement laminaire décollé en fonction du nombre de Reynolds (figure 2.14). Ce résultat a permis de conclure que la variation de la topologie tourbillonnaire de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire est fonction du nombre de Reynolds.

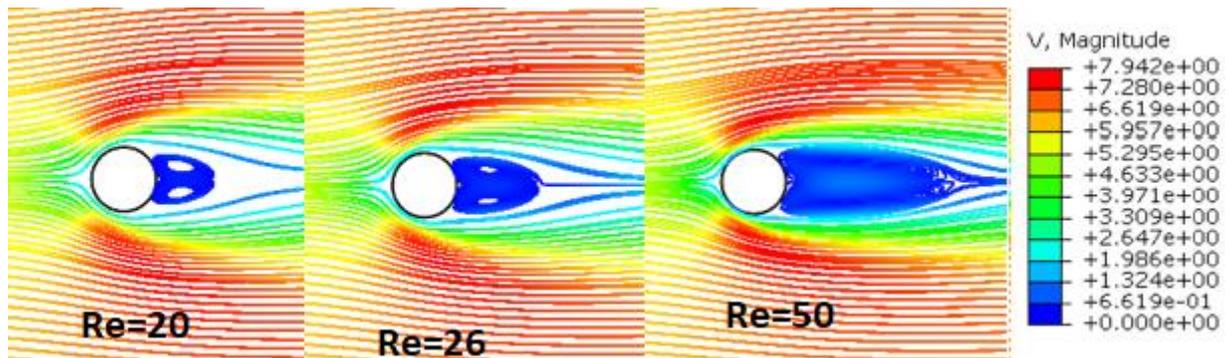


Figure 2. 14. Contours des lignes de champ de la vitesse moyenne autour d'un cylindre en fonction du Reynolds (Sato et Kobayashi, 2012)

2.4.1.2. Régime transitoire

Pour $190 < Re < 300$, le comportement du fluide est dit transitoire. Il n'est pas complètement laminaire ni complètement turbulent (stationnaire). Le mouvement passe d'une nature bidimensionnelle à un mode tridimensionnel. Cela se manifeste par l'apparition d'une nouvelle instabilité dite secondaire due à une ondulation des rouleaux de tourbillons de l'allée Von Karman dans la direction transversale selon l'envergure du cylindre couplée à l'apparition des tourbillons longitudinaux. Williamson (1996) qualifie cette phase transitoire comme le passage successif de l'instabilité du sillage d'un mode 2D à un mode 3D. La figure 2.15 montre l'analyse de la courbe représentant l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, elle illustre également l'apparition de deux modes (dits mode A et mode B) à travers deux discontinuités successives qui correspondent à deux topologies distinctes dans le sillage. Ils sont respectivement associés à des modes 2D et 3D. Le mode 2D s'observe à travers l'ondulation des tourbillons de Bénard Von Karman associée à la formation de paires de rouleaux contrarotatifs longitudinaux disposés régulièrement entre les rouleaux primaires. Quant au mode 3D, il est caractérisé par une ondulation de rouleaux primaires de plus petite longueur d'onde (de l'ordre d'un diamètre). Pour ce dernier, les tourbillons longitudinaux plus fins créent des connexions avec ceux de Bénard Von Karman. Ces observations (Figure 2.16) ont été confirmées expérimentalement par Williamson (1996) et numériquement par Persillon et Braza (1998). Selon Williamson (1996), le passage en mode tridimensionnel du sillage apparaît vers $Re = 230-240$ et constitue une transition douce vers le régime turbulent.

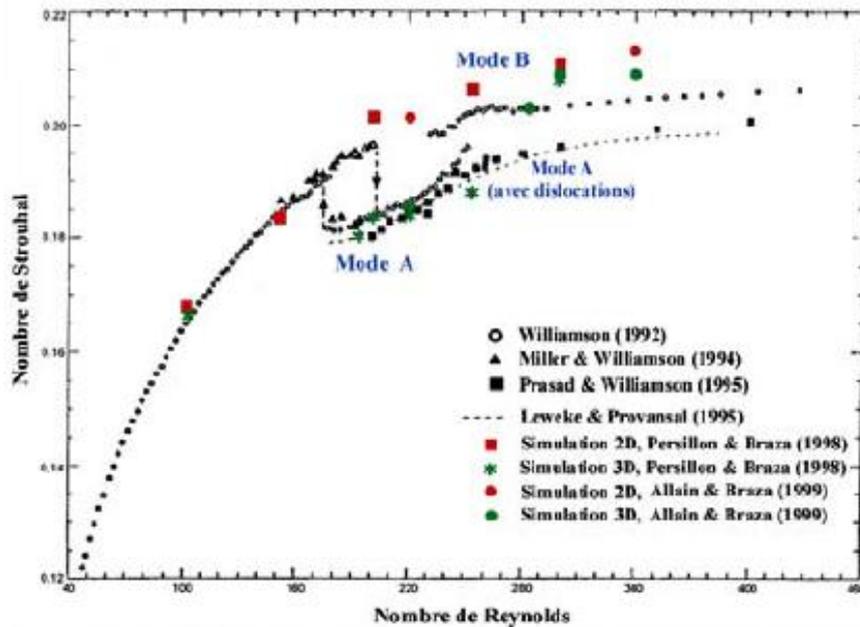


Figure 2. 15. Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et de mode de lâcher tourbillonnaire : modes A et B correspondent aux effets 2D et 3D (figure ci-dessous) (tiré de la thèse de Perrin, 2005)

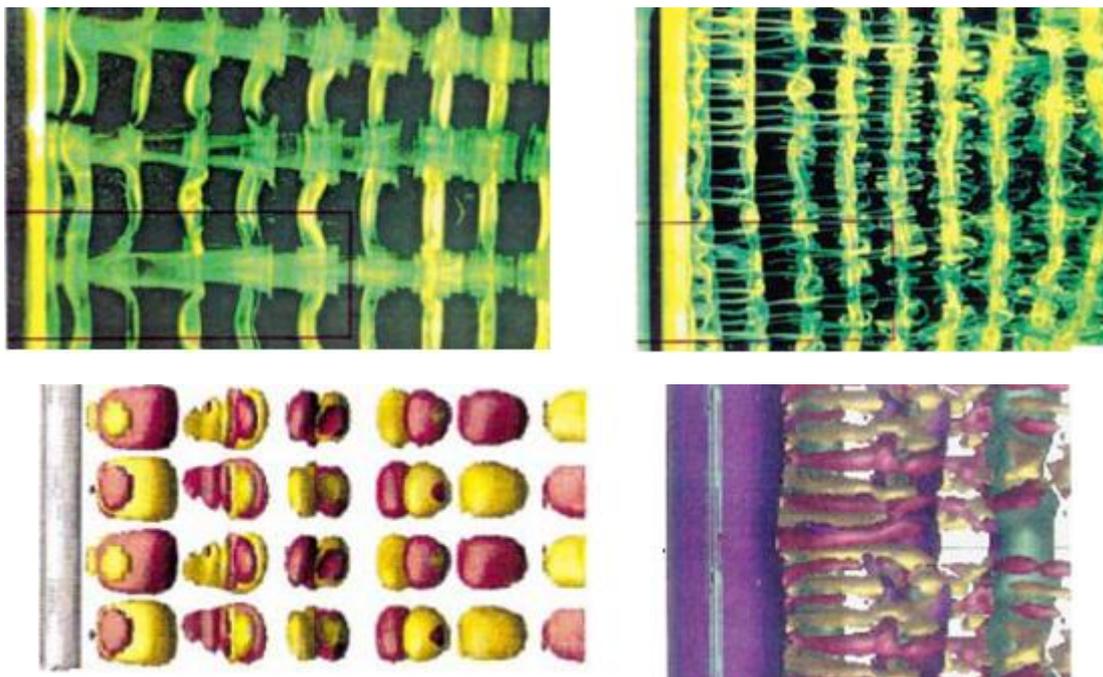


Figure 2. 16. Visualisation du mode 2D à gauche et du mode 3D à droite, expérimentale, figures de dessus (Williamson, 1992) et numérique en DNS pour les figures de dessous (Persillon et Braza, 1998)

2.4.1.3. Régime d'écoulement turbulent

C'est le régime que l'on rencontre dans la plupart des applications industrielles en particulier dans le domaine du transport automobile. Dans le sillage du cylindre ou d'un véhicule automobile, la vitesse varie de façon aléatoire amenant des irrégularités dans l'écoulement du fluide. Ce régime intervient lorsque $Re > 300$. Selon Kourta *et al.* (1987), le caractère

turbulent du sillage à forts Reynolds est fortement lié au caractère turbulent de la zone de recirculation en aval du cylindre. Comme en régime laminaire, le régime turbulent est constitué de trois types de sous-régimes en fonction de Re .

On trouve tout d'abord le régime turbulent sous-critique ($300 < Re < 2 \cdot 10^5$). Dans cette phase, l'écoulement devient chaotique dans le sillage mais la couche limite amont au niveau du point de décollement sur la paroi du cylindre dans le sillage reste laminaire. En particulier à $Re = 1000$, on observe un développement de petits tourbillons secondaires de part et d'autre de l'allée tourbillonnaire dû à l'amplification de l'instabilité locale de Kelvin-Helmholtz dans les zones de cisaillement autour du cylindre (Braza *et al.* 1986). Cette instabilité s'amplifie avec le nombre de Reynolds et donne naissance aux petits tourbillons de zone de mélange à partir de $Re = 2600$ qui vont interagir avec les tourbillons primaires.

Ensuite, le régime turbulent atteint sa phase critique lorsque le nombre Reynolds est compris entre 10^5 à 10^6 . Contrairement au régime sous-critique, la couche limite en amont devient turbulente. Ce régime se caractérise par le déplacement du point de décollement vers l'aval, ce qui permet d'avoir un angle de décollement autour de $\theta = 140^\circ$. Cela engendre la dégradation puis la disparition des tourbillons de l'allée de Von Karman à la fin de ce régime. A cet effet, la zone de dépression en aval du cylindre se rétrécit et le coefficient de traînée subit une décroissance brutale.

Enfin, au-delà du nombre de Reynolds $2 \cdot 10^6$, le régime turbulent devient supercritique selon Roshko (1961). Il se manifeste par la turbulence de la couche limite et de l'écoulement. L'allée de Von Karman qui avait disparu dans la phase critique réapparaît dans le sillage avec un Strouhal plus élevé et constant de l'ordre de 0.4.

Le régime turbulent a fait l'objet de plusieurs études (Williamson, 1996 ; Williamson et Govardhan, 2004 ; Sarpkaya, 2004). Par exemple, Parnaudeau *et al.* (2008), Kravchenko et Moin (2000), Rahman *et al.* (2007), Franke et Frank (2002), Zhang *et al.* (2013), Beaudan et Moin (1994) ou bien encore Lourenco et Shih (1994) ont mené des études sur l'écoulement à l'aval d'un cylindre circulaire pour $Re = 3900$. De façon générale, il ressort que l'écoulement a une structure fortement tridimensionnelle et turbulente à la fois. Il est caractérisé par la présence des structures fluctuantes de diverses tailles. Cependant, à une distance en aval équivalente à une dizaine de fois le diamètre du cylindre, on peut apercevoir les fluctuations de petites échelles selon l'étude numérique LES de Kravchenko et Moin (2000) ce qui n'est pas le cas dans l'étude numérique et expérimentale de Beaudan et Moin (1994). Ceci est en partie dû à la dissipation numérique dans leur simulation laquelle était basée sur les différences finies. D'autre part, il apparaît une zone de recirculation de l'écoulement très instable constituée de deux tourbillons contrarotatifs qui se lâchent alternativement par rapport à l'axe longitudinal passant le centre du cylindre pour se jeter dans le sillage et former l'allée de Von Karman. La figure 2.17 montre le contour de la vitesse moyenne instantanée de l'écoulement autour du cylindre circulaire au Reynolds $Re = 3900$ caractérisé par la présence des structures de différentes tailles (Kravchenko et Moin, 2000). L'écoulement au $Re = 3900$ est caractérisé par une longueur de recirculation adimensionnelle (L_r/d) de l'ordre de 1.3 et un nombre de Strouhal d'environ 0.2. Les caractéristiques (topologie, longueur de recirculation,

nombre de Strouhal, etc.) de l'écoulement pour cette étude vont servir de références pour valider notre modèle numérique mais également les résultats de l'expérience.

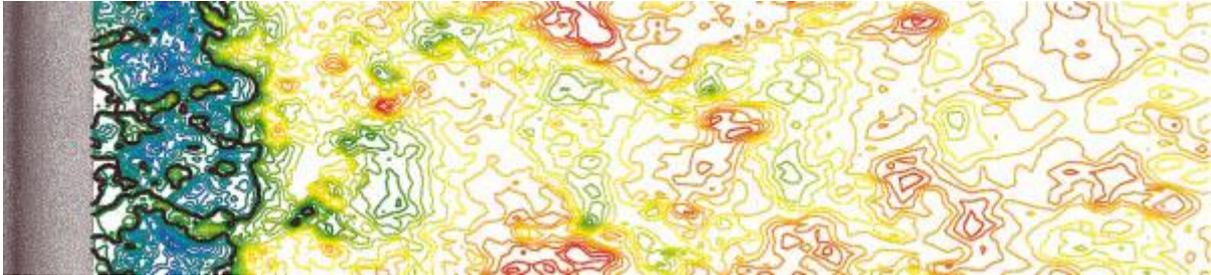


Figure 2. 17. Contour du champ de vitesse instantanée dans le plan au Reynolds $Re=3900$ (Kravchenko et Moin, 2000)

2.4.2. Caractéristiques de l'écoulement en aval d'un corps d'Ahmed

2.4.2.1. Corps d'Ahmed et ses dimensions

Pour développer un véhicule, l'aérodynamique est un des paramètres importants qui joue également sur l'esthétique. Le besoin de diminuer la consommation énergétique, de satisfaire les différentes catégories de la population font qu'il existe différentes géométries spécifiques de véhicules. La complexité des phénomènes physiques qui régissent les écoulements autour d'un véhicule réside aussi bien dans les multiples formes existantes que dans l'ajout d'éléments externes (comme les rétroviseurs) ou bien encore dans les interactions entre le sol et le bas de caisse ou le passage des roues par exemple. En s'affranchissant de tous les organes extérieurs, il existe trois types de géométries pour les véhicules automobiles qui diffèrent de par l'angle de la lunette arrière (figure 2.18). Selon Ahmed et Baumert (1979), il s'agit des véhicules de types : mono-corps (squareback), bicorps (fastback) et tri-corps (notchback). Dans le souci d'avoir des écoulements simples à étudier, la communauté scientifique et les industriels utilisent principalement un modèle du type corps d'Ahmed. Il représente la forme simplifiée d'un véhicule réel à une échelle de $1/5^{\text{ème}}$ (voir figure 2.19). Ce modèle admet comme avantage de pouvoir éviter dans le sillage les structures tourbillonnaires qui seront générées par le pare-brise, les rétroviseurs (Ahmed *et al.* 1984). D'autre part, il permet de limiter l'étude uniquement au sillage en ne considérant que des décollements provenant de l'arrière de la géométrie.

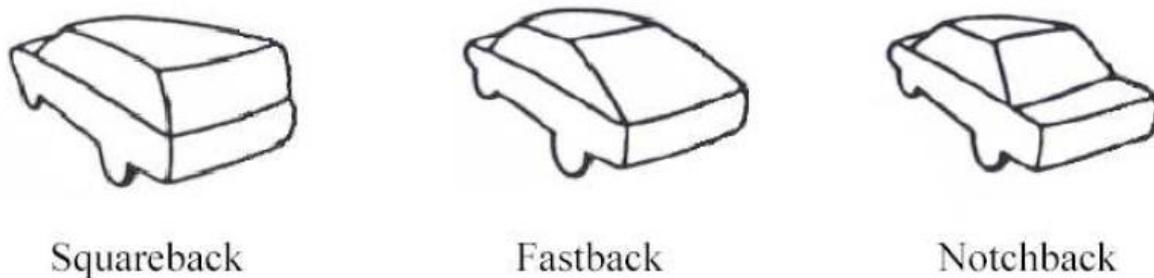


Figure 2. 18. Les trois types de géométries automobiles (Ahmed et Baumert, 1979)

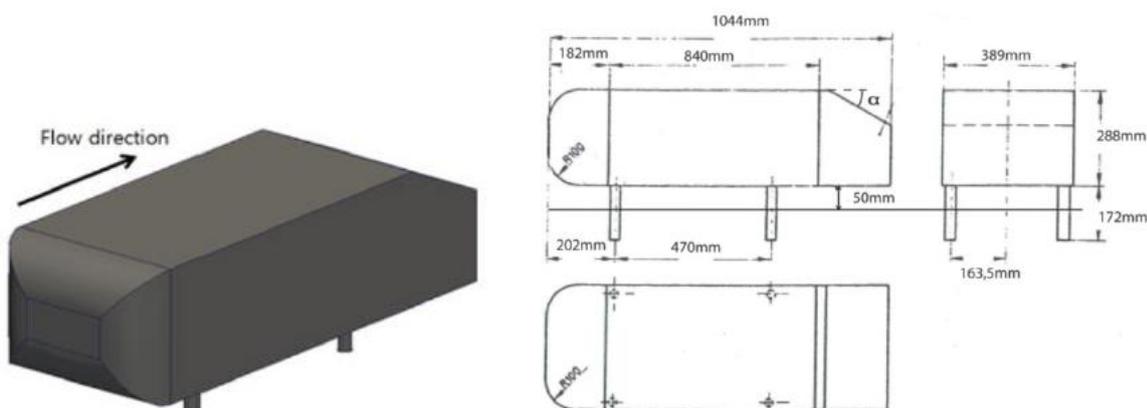


Figure 2. 19. Corps d'Ahmed et ses dimensions (d'après Ahmed et al. 1984)

Différents auteurs (Ahmed *et al.* (1984), Spohn et Gilliéron (2002), Lienhart *et al.* (2002), Beaudin *et al.* (2004) ont mené des études sur cette géométrie et leurs résultats ont permis de caractériser avec précision l'écoulement de sillage, en particulier grâce à une description fine de sa topologie. Malgré sa taille réduite (échelle 1/5^{ème}) par rapport à celle d'un véhicule réel, le corps Ahmed reproduit très correctement le comportement aérodynamique d'un véhicule réel. C'est dans ce contexte que Hucho et Sovran (1993) ont mené une étude comparée de l'évolution du coefficient de traînée en fonction de l'angle de lunette arrière avec le pavillon pour un corps d'Ahmed et pour un véhicule réel (figure 2.20). Concernant le coefficient de traînée, leurs résultats montrent que le corps d'Ahmed et le véhicule réel sont relativement similaires. En particulier, ils notent la présence d'un minimum suivi d'un pic de traînée puis d'un plateau. En revanche une légère différence est observée autour de 30°. En somme, on peut affirmer qu'un corps d'Ahmed est une configuration satisfaisante et simple capable de représenter l'aérodynamique d'un véhicule réel.

Pour leur étude, Ahmed *et al.* (1984) travaillent avec un corps d'Ahmed dont les dimensions sont $L=1,044$ m (longueur), $l=0,389$ m (largeur) et $H=0,288$ m (hauteur). L'inclinaison α de la lunette arrière est variable et permet de reproduire différentes topologies d'écoulement de sillage. La géométrie repose sur quatre pieds qui définissent la garde au sol et le soubassement est plan et lisse.

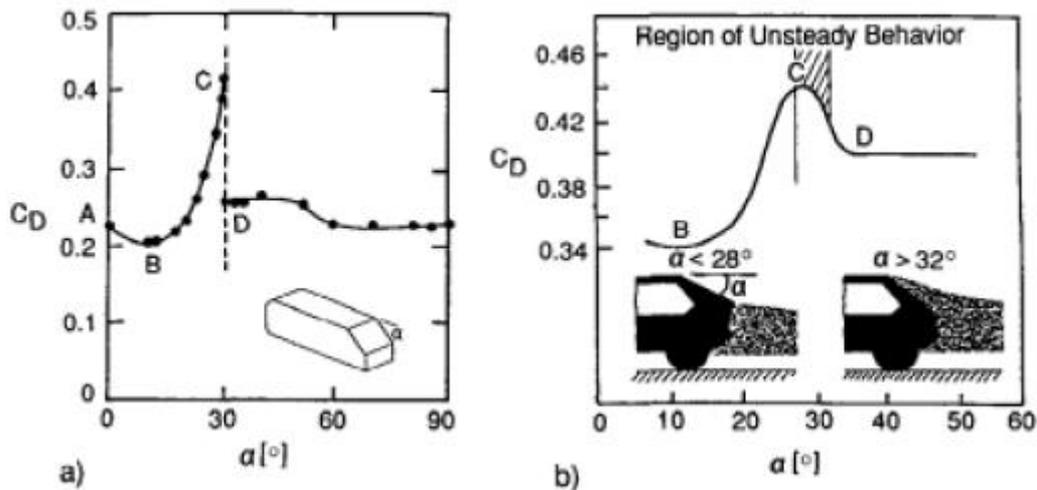


Figure 2. 20. Comparaison des allures de courbes de C_x en fonction de l'angle de la lunette pour un corps d'Ahmed (à gauche) et un véhicule automobile (à droite) d'après (Hucho et Sovran 1993)

2.4.2.2. Description de l'écoulement autour d'un corps d'Ahmed

Comme évoqué précédemment, la topologie de l'écoulement autour d'un corps d'Ahmed est fortement liée à l'angle de la lunette arrière. Ahmed *et al.* (1984) ont mené une étude de l'influence de l'inclinaison (angle α) de la lunette arrière sur la traînée totale du corps d'Ahmed (figure 2.20a). Cette étude a permis de ressortir deux angles ($\alpha_1 = 12.5^\circ$ et $\alpha_2 = 30^\circ$) qui sont des limites critiques pour la variation de la traînée mais aussi pour la modification de la topologie de l'écoulement. En fonction de cet angle, il apparaît principalement deux types de topologie.

- Pour $\alpha < \alpha_1$ et $\alpha > \alpha_2$, l'écoulement est très proche de celui d'un corps d'Ahmed à culot droit. Ceci est caractérisé par un décollement massif de l'écoulement du pavillon aboutissant à un sillage tourbillonnaire en forme de tore sur toute la périphérie du culot (figure 2.21). Lorsque l'inclinaison de la lunette arrière par rapport à l'horizontale reste inférieure à α_1 l'écoulement issu du pavillon est tangent à la lunette arrière et décolle sur toute la périphérie du culot (figure 2.20a, b). Par ailleurs, il apparaît également une zone de recirculation de l'écoulement, constituée de deux tourbillons contrarotatifs dissymétriques par rapport au plan médian. Dans la région inférieure de cette zone qui occupe environ les $\frac{3}{4}$ de la hauteur du culot, le tourbillon tourne dans le sens trigonométrique tandis que le contraire se produit dans la partie supérieure de la zone de recirculation (figure 2.21a). Lahaye *et al.* (2013) ont confirmé cette propriété de dissymétrie à travers leur étude de caractérisation du sillage proche d'un corps Ahmed en utilisant la PIV (Particle Image Velocimetry). La caractérisation de cette zone appelée également zone de recirculation passe par l'évaluation de sa dimension au travers de la longueur de recirculation définie plus haut. Ils ont trouvé que pour une vitesse d'entrée de 40 m/s la longueur de la zone de recirculation est équivalente à $1.5H$ avec H la hauteur du corps d'Ahmed (figure 2.22).

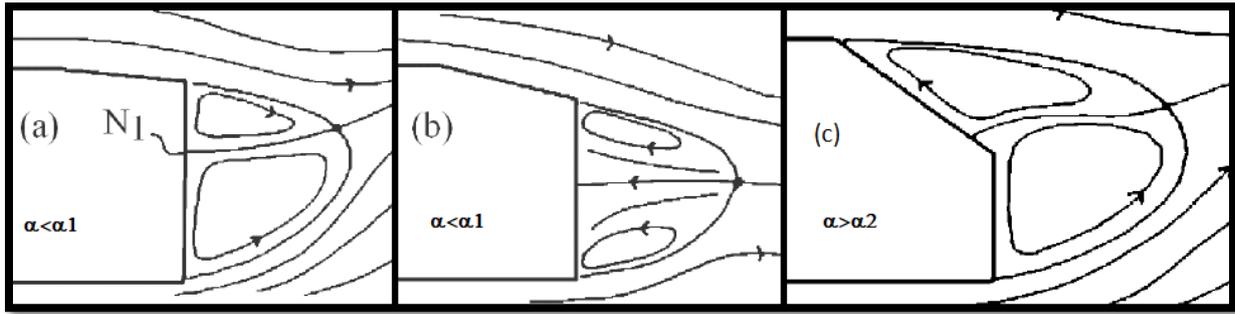


Figure 2. 21. Topologie de l'écoulement pour $\alpha < \alpha_1$ et $\alpha > \alpha_2$ (Gilliéron et Chometon, 1999)

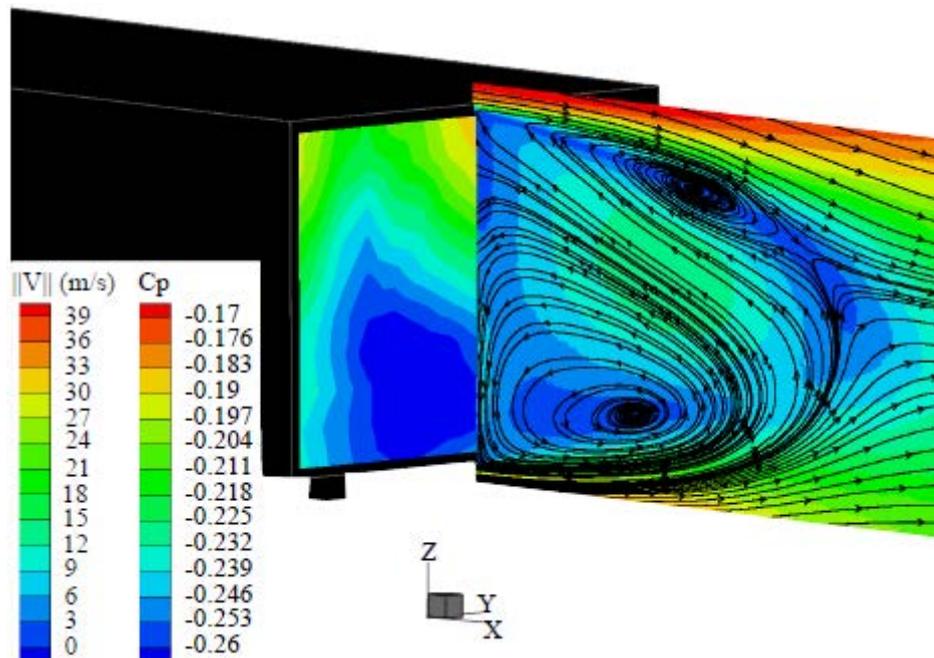


Figure 2. 22. Moyenne du vecteur champ de vitesse dans le plan médian longitudinal obtenu par PIV pour une vitesse d'entrée de 40 m/s dans le sillage d'un corps d'Ahmed à Culot droit (Lahaye et al. 2013)

- Pour $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$, la topologie de l'écoulement a un comportement similaire à celle d'un véhicule de type bicorps. Ce cas a fait l'objet de plusieurs études. Contrairement au précédent (figure 2.22), l'écoulement décolle au niveau de l'arête supérieur, se recolle à la surface de la lunette puis se décolle à nouveau au niveau de la périphérie du culot (Ahmed *et al.* 1984). En référence aux études de simulation numérique de type LES de Howard et Pourquie (2002) et Hinterberger *et al.* (2004), l'écoulement n'est pas continuellement recollé dans le temps mais de façon intermittente. A cet effet, l'image de la figure 2.23a montre que l'écoulement se rattache sur la partie inclinée et puis celle de la figure 2.23b montre qu'il se décolle totalement. La topologie de l'écoulement devient fortement tridimensionnelle à cause des structures tourbillonnaires longitudinales créées sur les arêtes latérales de la lunette arrière (Ahmed *et al.* 1984). Les différentes visualisations réalisées par Spohn et Gilliéron (2002) et Beaudoin *et al.* (2004) ont également mis en évidence la présence dans le sillage des structures de vortex. Pour cela, la topologie de l'écoulement est caractérisée par la présence en aval du culot d'une zone de recirculation constituée de deux tourbillons contrarotatifs

(figure 2.24a) et dans le sillage par des tourbillons longitudinaux issus des bords (figure 2.24b).

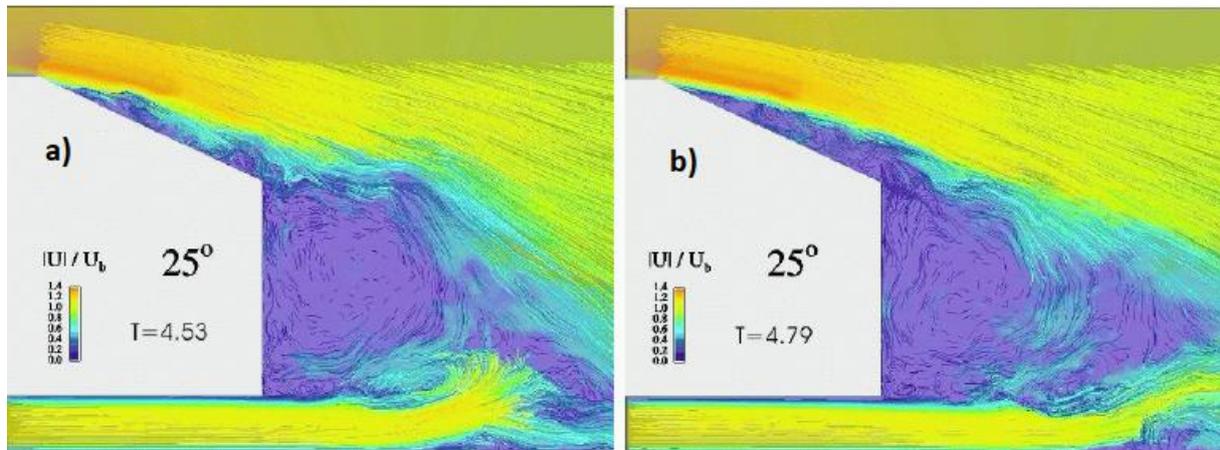


Figure 2. 23. Champ de vitesse longitudinale instantanée pour le Reynolds $Re_L=2,8.10^6$ (Hinterberger *et al.* 2004)

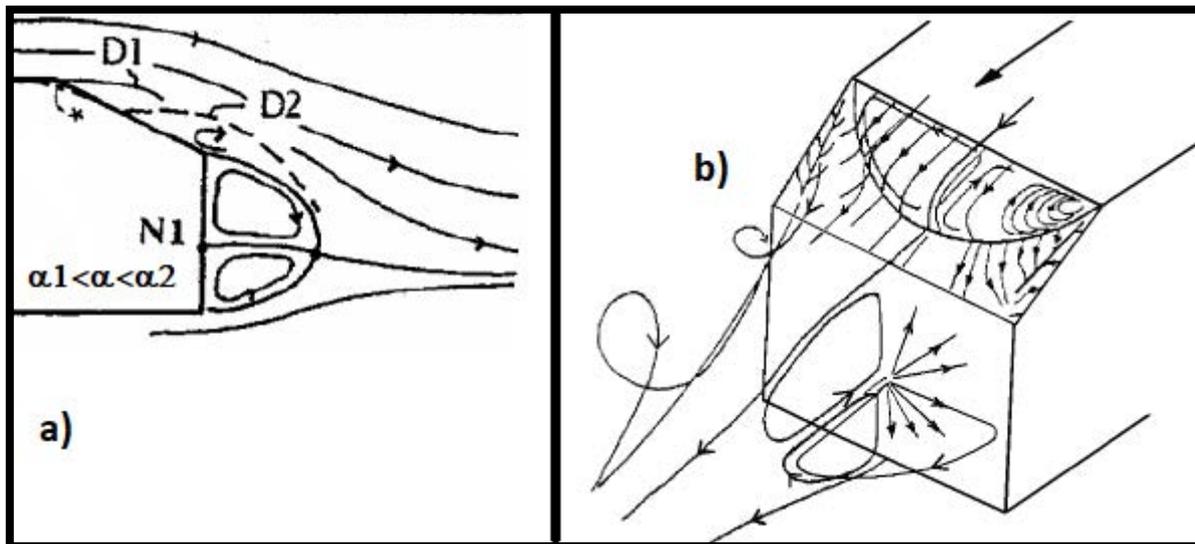


Figure 2. 24. Structure du sillage (Gilliéron et Chometon, 1999)

2.4.2.3. Caractéristique de l'écoulement pour un corps d'Ahmed à culot droit

Dans cette thèse, notre étude porte sur la dispersion des nanoparticules issues des gaz d'échappement dans le sillage du véhicule émetteur. Avant de simuler ce qui se passe dans le sillage d'un véhicule, nous avons commencé par étudier ce qui se passe dans le sillage d'un obstacle ayant une forme géométrique simple (cylindre). Pour se rapprocher de la configuration représentant un véhicule, nous nous plaçons maintenant dans le cas d'une forme géométrique simple, le corps d'Ahmed et axons notre travail particulièrement sur le cas du corps d'Ahmed à culot droit. Ainsi, on s'intéresse maintenant précisément à ce cas de figure.

a) Écoulement en amont du corps d'Ahmed à culot droit

Indépendamment de la lunette arrière, tous les corps d'Ahmed ont la même configuration avant. Pour cela, ils admettent donc le même comportement pour l'écoulement amont. Une

analyse du comportement de cette partie de l'écoulement a été menée par Spohn et Gilliéron (2002). Leur méthode était basée sur la tomographie et la visualisation pariétale. Leurs résultats montrent que l'écoulement se décolle sur la géométrie amont à hauteur de 8% de la longueur de cette dernière. Ces écoulements fluides décollés remontent ensuite dans le sillage suite à un mouvement de rotation au niveau de la nappe. Cela entraîne un développement plus important de la zone décollée dans les directions transversale et normale à la paroi. Selon Spohn et Gilliéron (2002), il y a alors un excès de fluide dans la zone décollée dont le surplus s'écoule vers l'arrière de façon périodique avec une fréquence de l'ordre 15 Hz. Ce phénomène périodique qui est entretenu par le différentiel de vitesse entre la zone fluide décollée et la zone en proche paroi du corps d'Ahmed engendre une oscillation à l'interface du fluide décollé. Cela donne naissance à des structures tourbillonnaires de types Kelvin-Helmholtz, émises avec une fréquence élevée d'environ 200 Hz (figure 2.25a). De même, les résultats tirés d'analyses par tomographie ont montré l'existence des lignes de courant dans un plan horizontal situé à 3 mm au-dessus du pavillon. Ces dernières s'enroulent autour de 2 foyers de part et d'autre du plan de symétrie longitudinal (figure 2.25b) et s'échappent de la paroi en formant deux tourbillons contrarotatifs qu'on peut observer à la lumière blanche (figure 2.25c). Ces tourbillons sont alors injectés dans le sillage en passant par le pavillon avec moins d'énergie comparé aux structures longitudinales qui se développent le long des arêtes latérales du pare-brise d'un véhicule réel.

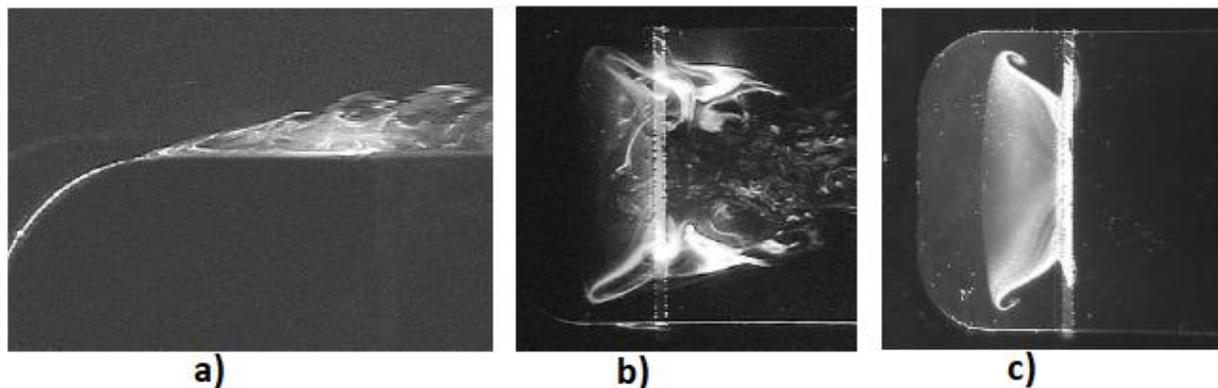


Figure 2. 25. (a) Visualisation du décollement avant en canal hydraulique avec un plan laser situé sur le plan de symétrie longitudinal, (b) Tomographie laser relevée dans un plan horizontal situé à 3-10-3 m au-dessus du pavillon. Vue du dessus de la maquette (c) Visualisation pariétale, lignes de frottement relevées sur le pavillon. Vue du dessus de la maquette en lumière blanche, d'après (Spohn et Gilliéron, 2002)

b) Ecoulement en aval du corps d'Ahmed à culot droit

Les caractéristiques de l'écoulement aval du corps d'Ahmed dépendent fortement de l'inclinaison de la lunette arrière. La topologie de l'écoulement moyen dans la partie du sillage proche comporte une structure de forme torique (zone W de la figure 2.26). La taille des tourbillons dans les plans latéraux et verticaux représente 1/3 de la hauteur du culot. Dans cette partie du sillage proche, les études expérimentales de Barros *et al.* (2016), Lahaye *et al.* (2013), et Grandemange *et al.* (2013) ont mis en évidence l'existence d'une zone de recirculation constituée de deux tourbillons contrarotatifs dissymétriques dans le plan médian longitudinal (figure 2.27). Cette zone est caractérisée par une forte dépression.

Le sillage est également caractérisé par la présence des tourbillons longitudinaux contrarotatifs observables à partir de la distance $X=1.4H$ et jusqu'à une distance $X=7H$ (zones T et P figure 2.26). Les travaux de Rouméas *et al* (2009), et Krajnovic et Davidson (2003) ont permis également d'identifier l'apparition de ces structures contrarotatives le long des arêtes, à la jonction entre le pavillon et les montants latéraux du corps d'Ahmed.

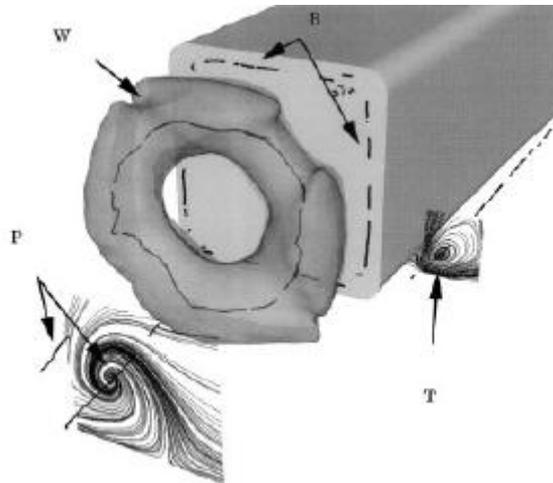


Figure 2. 26. Topologie de l'écoulement dans le sillage d'une géométrie de type culot droit (Krajnovic et Davidson 2003)

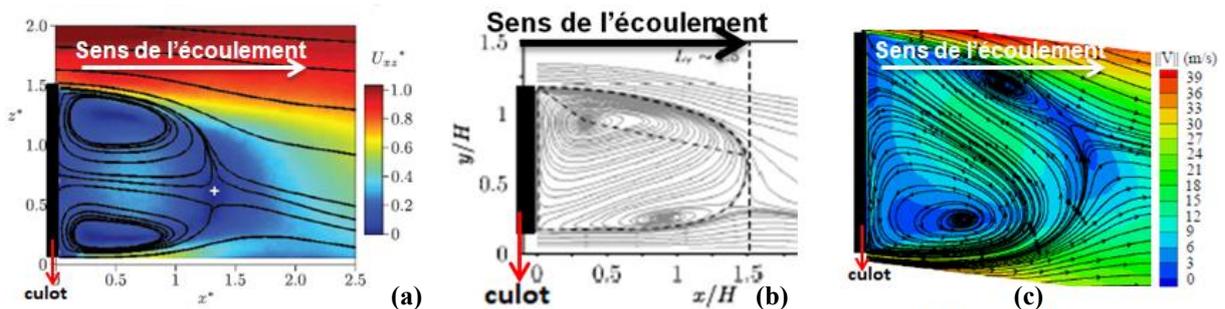


Figure 2. 27. Contours du vecteur vitesse dans le sillage proche d'un corps d'Ahmed à culot droit : (a) Grandemange et al. (2013), (b) Barros et al. (2016) et (c) Lahaye et al. (2013)

2.4.3. Sillages proche et lointain

Notre étude consiste à la caractérisation de la dispersion des nanoparticules dans l'environnement de la source d'émission. Pour cela, nous avons considéré deux types d'obstacles : un cylindre circulaire et un corps d'Ahmed à culot droit. La structure de l'écoulement aval dépend non seulement de la vitesse relative du fluide par rapport à l'obstacle mais également de la géométrie de ce dernier. En fonction de la taille de l'obstacle (véhicule), la zone de sillage peut être subdivisée en deux régions : la région de sillage proche et celle du sillage lointain. Appliqué à l'automobile, on obtient la représentation schématique de la figure 2.28 (Hucho, 1987). La délimitation des deux régions dépend également de l'obstacle en question.

Pour un véhicule, le sillage proche se situe à une distance longitudinale maximale de 15 fois la hauteur d'un véhicule à partir du point d'arrêt aval (Eskridge et Hunt, 1979). Ce seuil a été confirmé par l'étude de Hider (1998). La région du sillage proche se caractérise par la présence de la zone de recirculation fortement turbulente. Pour le sillage lointain, on se situe au-delà d'une distance de $15H$ (H étant la hauteur du véhicule). Cette région est caractérisée par la valeur très faible de son intensité turbulente, et elle est voisine de celle de l'atmosphère.

De façon similaire, Norberg (1987), Roshko (1954), Parnaudeau *et al.* (2008), Lourenco et Shih (1994) et Ong et Wallace (1996) ont également classifié l'écoulement à l'aval d'un cylindre en deux régions. Pour eux, la région du sillage proche s'étend sur une dizaine de diamètres à l'aval du cylindre depuis le point d'arrêt aval. Ils considèrent qu'au-delà de cette distance, on se situe en sillage lointain.

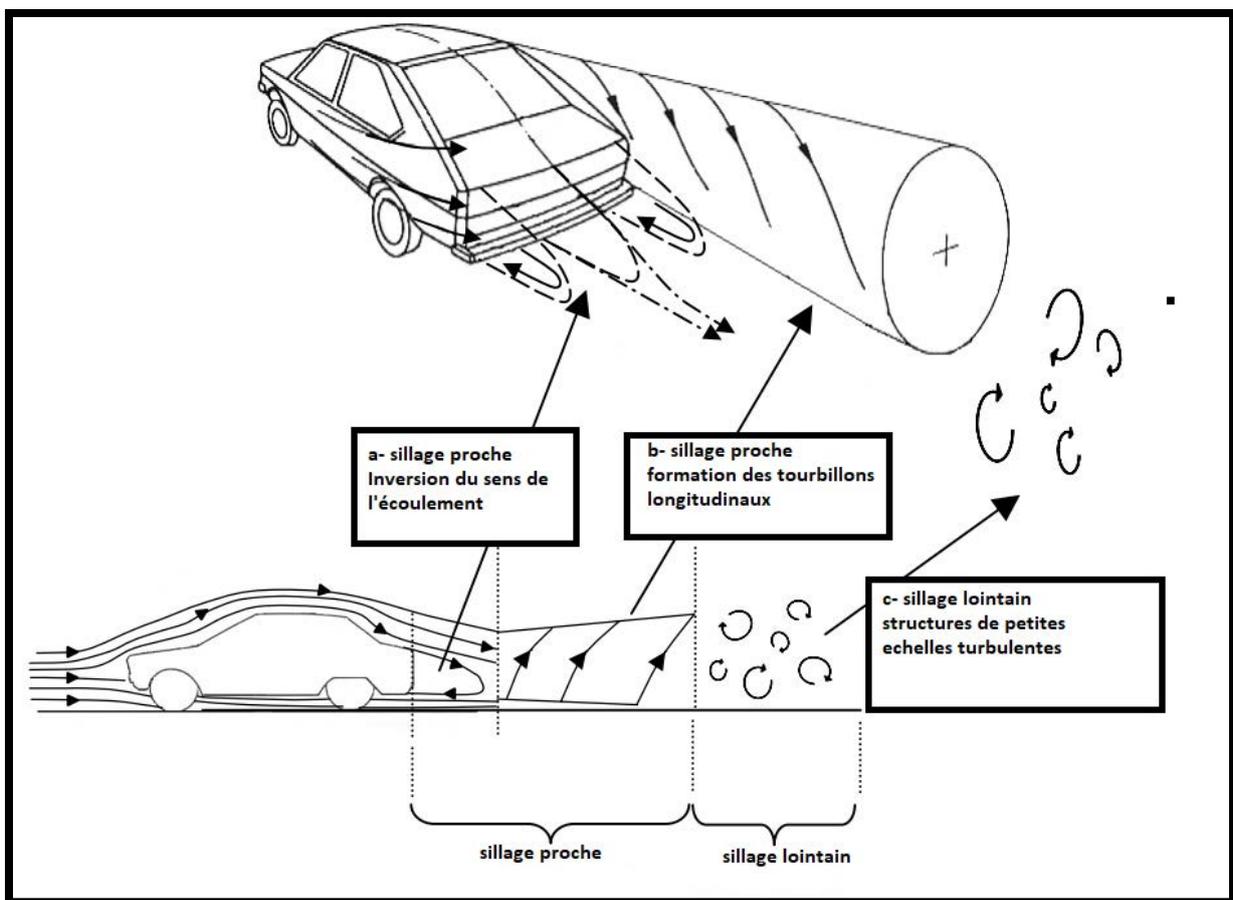


Figure 2. 28. Définition du sillage proche et lointain (Hucho, 1987)

2.5. Conclusion

Les particules présentes dans l'atmosphère ont des effets néfastes sur la santé, l'environnement et le climat. Parmi celles-ci, certaines proviennent du mode de transports et en particulier du secteur routier, elles contribuent majoritairement à la pollution particulaire en zones urbaines. C'est à celles-ci que nous nous intéressons dans cette thèse. Les études des émissions à l'échappement réalisées montrent que la distribution granulométrique de ces

particules a une structure bimodale (mode nucléation et accumulation). Par ailleurs, nous avons mis en évidence que les particules plus fines (dimension nanométrique) étaient les plus nombreuses et les plus dangereuses à cause de leur capacité de pénétration profonde dans l'organisme. C'est la raison pour laquelle les dernières données toxicologiques et épidémiologiques tendent à montrer que la concentration en nombre devrait être un paramètre important à considérer aux regards des effets sur la santé humaine. Nous avons également vu que la dynamique de ces nanoparticules était fortement influencée par les mécanismes de la diffusion brownienne et par les effets de la turbulence. Si on veut pouvoir apporter des solutions à cette problématique de la qualité de l'air dans les transports et donc limiter la dispersion des particules ultrafines dans l'environnement proche avec le risque d'infiltration dans les habitacles véhicules, bâtiments environnants..., il est donc nécessaire de mieux comprendre leur dynamique dans le sillage d'un véhicule à partir de leur émission à l'échappement en lien avec la structure de l'écoulement.

C'est ce qu'on se propose de faire dans cette étude ; pour cela, nous procédons par étape. Dans un premier temps, on s'intéresse à la dynamique des nanoparticules dans le cas d'un écoulement de sillage simple bien référencé (cylindre circulaire). L'étude des caractéristiques de ce type d'écoulement fait ressortir diverses topologies d'écoulements dépendant du nombre de Reynolds. On s'intéressera ensuite à la dispersion de nanoparticules dans le sillage du cylindre pour mieux comprendre leurs interactions avec les structures tourbillonnaires turbulentes. Par la suite, on remplace le cylindre par une géométrie simplifiée de véhicule, le corps d'Ahmed à culot droit en étude monophasique puis diphasique pour extrapoler au cas de la dispersion dans le sillage de l'automobile.

Chapitre III : Approche numérique et Etude de la Dispersion des Nanoparticules dans le sillage d'un cylindre circulaire

Il a été montré que la dispersion de particules ultrafines est fortement influencée par la présence de structures tourbillonnaires turbulentes présentes dans un écoulement que ça soit par des études qui concernent la dispersion dans des rues de type canyon (Scungio *et al.*, 2013; Hassan et Crowther, 1998; Kumar *et al.*, 2008) ou à des échelles plus localisées dans le sillage des véhicules automobiles (Mehel et Murzyn, 2015). Pour mieux comprendre ces interactions entre les nanoparticules et ces structures, l'écoulement classique du sillage d'un cylindre a été choisi. Dans cet écoulement, les structures tourbillonnaires de von Karman sont bien renseignées dans la littérature. Les résultats de l'étude de la dispersion de nanoparticules dans le sillage du cylindre nous permettent de mieux comprendre la dispersion dans le sillage d'un corps plus complexe qui est un véhicule automobile représenté par une maquette simplifiée du corps d'Ahmed dans le chapitre 4.

Ce chapitre a pour objectif l'étude de la dispersion des nanoparticules de carbone dans le sillage d'un cylindre circulaire placé dans un écoulement uniforme. Dans un premier temps, nous décrivons l'approche de modélisation adoptée pour simuler des écoulements diphasiques monodispersés où les nanoparticules sont transportées par l'air qui représente notre phase porteuse (phase continue). A cet effet, nous allons d'abord rappeler les équations qui régissent l'évolution de la phase porteuse (appelée fluide) et de la phase dispersée (particules).

Dans la seconde partie, on s'intéresse à l'étude de l'écoulement monophasique selon une approche numérique puis expérimentale pour sa validation puis celle numérique de la dispersion des particules dans le sillage du cylindre. L'objectif étant de déterminer l'influence de la diffusion brownienne, de la turbulence, des structures tourbillonnaires et puis de l'impact de la présence d'une paroi. La quantification de la dispersion s'est basée sur des paramètres tels que les profils de concentrations et le coefficient de dispersion latérale (défini plus loin équation 4.3) qui ont été évalués.

3.1. Modélisation numérique

L'évolution spatio-temporelle des nanoparticules dans le sillage d'un obstacle en général et en particulier celui d'un véhicule est soumise aux paramètres aérodynamiques (ou aérauliques en écoulements internes) du fluide porteur (vitesse, pression, température, ...) mais dépend également des caractéristiques propres aux particules (diamètre, forme, nature chimique, ...). D'une façon générale, ce fluide porteur est turbulent, et par conséquent les composantes turbulentes des paramètres aérodynamiques sont aléatoires. De même, les caractéristiques des particules notamment le diamètre, plus important dans l'étude de leur mouvement, peuvent évoluer au cours du temps. Cela est la conséquence des mécanismes d'évolution physico-chimique qui ont été présentés dans le chapitre 2. Il s'agit par exemple des processus d'agglomération, d'évaporation ou de condensation (comme pour les particules de suies) qui modifient la taille des particules. Nous savons que la caractérisation d'une particule dépend fortement de la connaissance de sa position, de sa vitesse, de son diamètre, et dans certains cas, de sa forme et de sa composition chimique. Alors si une résolution numérique exacte du nuage de particules reste possible, notamment par simulation DNS (Direct Numerical Simulation) du fluide autour de chaque particule, cela reste très limité en raison du temps de calcul très long. D'où l'intérêt d'adopter une méthode mixte composée d'une approche eulérienne pour la phase fluide couplée à un suivi lagrangien pour les particules.

La phase continue (fluide porteur) est traitée par une approche eulérienne via les équations de Navier-Stokes. Ces dernières sont constituées de l'équation de conservation de la masse (Eq. 3.1) et celles de conservation de la quantité de mouvement (Eq. 3.2). En introduisant la décomposition de Reynolds, c'est-à-dire chaque variable est écrite sous la forme de la somme de sa composante moyenne et de sa composante fluctuante, suivi par l'application de l'opérateur moyenne, on obtient les équations (3.3) et (3.4) que l'on appelle les équations de Navier-Stokes moyennées instationnaire. Cette approche est plus connue sous la dénomination URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes). L'équation 3.4 fait apparaître le tenseur de Reynolds qui empêche la fermeture des équations 3.1 et 3.2 d'où la nécessité d'un modèle de fermeture pour résoudre le champ moyen.

Pour la phase dispersée, en l'occurrence les particules dans cette présente étude, l'approche lagrangienne est utilisée. Elle consiste en l'application du principe fondamental de la dynamique, à savoir la somme des forces appliquées à une particule est égale au produit de la masse de cette dernière et de son accélération. Cette approche permet de se mettre à l'échelle du référentiel de la particule et d'étudier finement son mouvement en appliquant toutes les forces qui peuvent influencer sa dynamique. En intégrant cette équation on en déduit sa vitesse ainsi que sa trajectoire.

Ainsi, l'approche eulérienne-lagrangienne adoptée ici sera décrite plus en détail dans les paragraphes 3.2 et 3.3 qui suivent. Notre écoulement est supposé incompressible et isotherme.

3.1.1. La phase porteuse

3.1.1.1. Le champ moyen : Approche eulérienne

La phase porteuse (fluide) est modélisée par une approche eulérienne basée sur les équations de URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes). En réalité pour un fluide newtonien et isotherme les équations exactes qui décrivent son évolution spatiale et temporelle sont données par l'équation de continuité (3.1) et celles de quantité de mouvement (Navier-Stokes) (Eq. 3.2) :

$$\frac{\partial \rho_f u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Eq. 3.1})$$

$$\frac{\partial \rho_f u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_f u_i u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j x_j} \quad (\text{Eq. 3.2})$$

où u_i représente la composante de vitesse instantanée du fluide dans la direction i , x_i les coordonnées spatiales et P la pression du fluide. ρ_f et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide considéré (toutes les grandeurs qui concernent les phases fluide, et particulière ont été différenciées grâce aux indices f et p respectivement). Pour les variables de la vitesse (u_i) et de la viscosité de la phase fluide l'indice f a été omis pour une plus grande clarté. Plusieurs approches peuvent être utilisées pour résoudre ces équations, l'approche de résolution directe DNS (Direct Numerical Simulation) donne accès aux champs instantanés, alors que l'approche des équations de Navier Stokes moyennée donne accès aux champs moyens.

L'approche URANS constitue un bon compromis entre précision et temps de calcul, pour ce faire, on procède à la décomposition de Reynolds sur les inconnues du problème qui consiste à écrire une grandeur comme la somme d'une valeur moyenne et fluctuante. $u_i = \bar{u}_i + u_i$ avec \bar{u}_i et u_i respectivement la valeur de la vitesse moyenne et fluctuante du fluide porteur puis on remplace les variables décomposées dans les équations (3.1 et 3.2), et puis on applique l'opérateur moyenne. Les équations s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \rho_f \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Eq. 3.3})$$

$$\frac{\partial \rho_f \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_f \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho_f \overline{u_i u_j}) \quad (\text{Eq. 3.4})$$

où, \bar{u}_i ($i = 1, 2, 3$) sont les composantes de la vitesse moyenne.

Les équations de Navier-Stokes ainsi moyennées sont appelées équations URANS dans lesquelles on voit apparaître un terme lié à la turbulence moyenne (dernier terme membre de droite Eq. 3.4). En ce qui concerne les schémas numériques, les équations 3.3 et 3.4 sont résolues en utilisant la méthode de type Upwind du second ordre. Le couplage pression-vitesse est résolu au travers de l'utilisation du schéma Simple. Concernant la discrétisation temporelle, un schéma implicite.

D'autre part, dans l'équation (3.4) on voit apparaître un terme lié à la fluctuation de la vitesse (tenseur de Reynolds) qui génère de nouvelles inconnues (Eq. 3.5) :

$$\bar{\bar{R}} = -\overline{\rho_f u_i u_j} \quad (\text{Eq. 3.5})$$

Il est calculé à l'aide de modèles de fermeture :

- de type algébrique, basée sur l'hypothèse de Boussinesq où l'analogie est faite avec les tensions visqueuses pour relier ce terme au gradient de la vitesse moyenne en écrivant :

$$-\overline{\rho_f u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \text{ avec } \mu_t \text{ la viscosité turbulente} \quad (\text{Eq. 3.6})$$

- à une équation ou deux équations de transports, Spalart-Almaras, k - ε , k - ω ... k étant l'énergie cinétique turbulente. Dans le modèle k - ε , les équations des composantes de vitesse moyenne couplées à deux autres équations de transport, celle de l'énergie cinétique turbulente (k) et celle de la dissipation d'énergie (ε), sont résolues.

- de type Reynolds Stress Model (RSM) où sept équations sont résolues. C'est-à-dire en plus des équations moyennées de Reynolds pour les composantes de la vitesse qui représentent six (6) équations pour les six composantes des tensions de Reynolds, il y a une équation de transport pour \mathcal{E} .

Si la méthode RSM est plus gourmande en temps de calcul, il permet de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence.

Dans la présente étude, nous investiguons deux modèles de turbulence : le standard $k-\varepsilon$ et le Reynolds Stress Model (RSM). Les deux prédisent les contraintes de Reynolds d'une manière complètement différente. En effet, l'approche $k-\varepsilon$ utilise l'hypothèse de Boussinesq et un modèle pour la viscosité turbulente pour fermer les équations (Greifzu *et al.* 2015; Launder et Spalding, 1974). Pour le RSM, le but est de résoudre les équations de transport pour chaque composante du tenseur de contrainte de Reynolds. Le modèle RSM est nettement plus précis que le modèle $k-\varepsilon$ lorsque l'anisotropie de la turbulence a un effet dominant sur l'écoulement moyen (écoulement fortement tourbillonnaire et flux secondaires entraînés par le cisaillement). Ceci est particulièrement vrai pour la région proche paroi. Le modèle RSM est potentiellement le modèle le plus général et le plus complet parmi les modèles classiques de turbulence. Cependant, il reste plus coûteux en temps et la convergence de la simulation peut être difficile à atteindre.

Dans nos simulations nous avons procédé à la comparaison des deux modèles de turbulence $k-\varepsilon$ et RSM. La comparaison a porté sur certaines caractéristiques de l'écoulement dans le sillage du cylindre, cette dernière a montré de meilleurs résultats pour le RSM en comparaison avec des résultats de la littérature. Pour l'ensemble de nos simulations, nous allons donc opter pour le modèle RSM pour sa capacité à reproduire l'anisotropie de la turbulence qui peut avoir un effet significatif sur la dispersion des particules en particulier dans la région proche paroi. En effet, les écoulements de sillages automobiles sont fortement tridimensionnels et de turbulence anisotrope avec une forte influence de la couche limite se développant sur les parois (Hucho, 1998). Les modèles URANS nécessitent alors des corrections de parois pour tenir compte correctement du comportement de l'écoulement en proche paroi et de son influence sur la génération de tourbillons. En ce sens, c'est pourquoi un tel modèle de turbulence (RSM) est associé au modèle de turbulence à paroi proche (Enhanced Wall Treatment, EWT) (Lourenco et Shih, 1994). De cette manière, la simulation de l'écoulement ainsi que la dispersion des nanoparticules dans les écoulements turbulents liés à la paroi devraient être prédites avec précision (Mehel *et al.* 2010).

3.1.1.2. Traitement de la turbulence en proche paroi

L'étude de la dispersion des nanoparticules issues d'un véhicule consistera à suivre le mouvement des particules injectées du pot d'échappement. Il est important alors de prendre en compte le traitement proche paroi de la turbulence qui dépend de la couche limite, cette dernière influence la structure de l'écoulement de sillage et par conséquent le mouvement des particules.

L'influence de la couche limite sur l'écoulement de sillage dépend de son état (décollé ou rattaché à la paroi).

Pour pouvoir caractériser cette couche limite, on définit tout d'abord le frottement total noté τ_{tot} et qui est défini par l'équation (3.7). Ce dernier est constant dans toute la zone de proche paroi mais ses composantes varient selon la sous-couche de la couche limite :

$$\tau_{tot} = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho_f \overline{u_i u_j} \quad (\text{Eq. 3.7})$$

Pour les simulations sous Fluent, il existe deux principaux modèles pour un calcul plus précis des différents paramètres de la turbulence en proche paroi. IL s'agit du standard Wall Function (SWF) et du Enhanced tow-layer Wall Treatment (EWT) (Tian et Ahmadi, 2007).

L'utilisation du EWT est recommandée pour un maillage fin avec une épaisseur de première maille autour de $y^+ \approx 1$.

Une correction supplémentaire peut être imposée au plus près de la paroi ($y^+ < 6$), il s'agit de la variation quadratique de la composante normale de la vitesse fluctuante (Hinze, 1975).

3.1.2. Modèles retenus

Dans l'approche URANS, le modèle utilisé pour simuler la phase fluide est le RSM. Ce modèle a été choisi, par rapport au $k-\varepsilon$, d'une part pour son caractère anisotrope et d'autre part parce qu'il reproduit plus précisément l'écoulement de sillage. Pour la zone proche paroi, on a opté pour le modèle Enhanced Wall Treatment (two layer zonal model), qui donne aussi de meilleurs résultats en ce qui concerne l'aérodynamique (composante turbulente).

3.1.3. La phase dispersée

Notre étude porte sur la dispersion des nanoparticules de carbone issues du pot d'échappement d'un véhicule. Ce sont des particules solides, supposées sphériques, de masse volumique $\rho_p = 2000 \text{ kg/m}^3$ et de taille $d_p = 10 \text{ nm}$ ($St = 3 \cdot 10^{-6}$) (calculé à partir de l'équation (2.12)). Elles constituent la phase dispersée de notre écoulement diphasique. L'approche lagrangienne est utilisée ici pour simuler la trajectoire des particules soumises aux différentes forces considérées (paragraphe 3.3.1). Les fluctuations de la turbulence et leurs impacts sur le mouvement des particules sont prises en compte à travers le modèle de dispersion par la turbulence (paragraphe 3.3.2).

3.1.3.1. Mouvement d'une nanoparticule dans une phase continue

Le mouvement d'une particule sera régi par le principe fondamental de la dynamique en prenant en compte toutes les forces qui peuvent s'exercer sur chaque particule. On suppose que la concentration des particules est suffisamment faible pour que l'écoulement diphasique soit considéré comme étant dilué (pas d'interactions inter-particules ni d'effets de particules sur la turbulence du fluide). D'autre part, comme mentionné précédemment, on s'intéresse à des nanoparticules solides pour lesquelles ($\rho_p \gg \rho_f$). Par conséquent selon (Zhao *et al.* 2004 ; Ounis *et al.* 1993), les forces de masse ajoutée, de gradient de pression, de Basset, ainsi que la poussée d'Archimède sont négligeables. Les forces qui s'exercent sur les nanoparticules dans l'écoulement de la phase fluide sont la traînée, la diffusion Brownienne et la force de portance de type Saffman. Les équations qui régissent le mouvement d'une particule sont donc données par :

$$\frac{dX_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (\text{Eq. 3.8})$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \sum \mathbf{F}_i \quad (\text{Eq. 3.9})$$

où \mathbf{x}_p , \mathbf{u}_p et m_p sont respectivement le vecteur-position, le vecteur-vitesse et la masse de la particule. $\sum \mathbf{F}_i$ représente la somme de toutes les forces considérées qui agissent sur la particule :

$$\sum \mathbf{F}_i = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_L \quad (\text{Eq. 3.10})$$

avec \mathbf{F}_D la force de traînée, \mathbf{F}_B la force Brownienne et \mathbf{F}_L la force de Saffman.

L'expression de la traînée est donnée par la relation :

$$\mathbf{F}_D = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{m_p}{C_c d_p} C_D (\tilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_p) |\tilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_p| \quad (\text{Eq. 3.11})$$

d_p et ρ_p sont le diamètre et la densité de la particule, $\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_p, t)$ est le vecteur-vitesse instantané du fluide à la position de la particule et C_D le coefficient de traînée. Notons que C_D dépend du nombre de Reynolds particulaire à travers la formule: $Re_p = \rho_f d_p |\tilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}_p| / \mu$. Dans cette étude l'expression de C_D retenue est :

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2} \quad (\text{Eq. 3.12})$$

a_1 , a_2 et a_3 sont des constantes données par (Morsi et Alexander 1972).

C_c est le coefficient de correction de Cunningham qui prend en compte le fait que les particules ultrafines peuvent avoir des tailles du même ordre de grandeur que les molécules d'air et donc la phase porteuse n'est pas vue comme étant une phase continue. Son expression est donnée par (Davies, 1945) selon l'expression:

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d_p} (1,257 + 0,4e^{-0,55d_p/\lambda}) \quad (\text{Eq. 3.13})$$

La force Brownienne et la force de portance de Saffman sont modélisées selon les expressions proposées par (Li et Ahmadi, 1992). Chaque composante de la force Brownienne est exprimée comme un processus de bruit blanc gaussien.

$$\mathbf{F}_B = \mathbf{G} \sqrt{\frac{\pi S_0}{\Delta t}} \quad (\text{Eq. 3.14})$$

où \mathbf{G} est le vecteur du nombre aléatoire Gaussien indépendant avec une moyenne nulle et une variance unitaire, Δt est le pas de temps utilisé dans le calcul. S_0 est appelée l'intensité spectrale, son expression est donnée par :

$$S_0 = \frac{216\rho_f \nu k_b T}{\pi \rho_p^2 d_p^5 C_c} \quad (\text{Eq. 3.15})$$

avec $k_b = 1,38 \cdot 10^{-31}$ J/K la constante de Boltzmann et T la température absolue en kelvin (K).

L'équation de la force de portance (force de Saffman) s'écrit :

$$\mathbf{F}_{L,i} = \frac{2\rho_f K \nu^{1/2} S_{ij}}{\rho_p d_p (S_{lk} S_{kl})^{1/4}} (\tilde{\mathbf{u}}_j - \mathbf{u}_{p,j}) \quad (\text{Eq. 3.16})$$

où $K=2,594$ est la constante de Saffman et S_{ij} est le tenseur de déformation et vaut :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{Eq. 3.17})$$

La force de portance a été prise en compte, d'une part pour être aux mêmes conditions que les études avec lesquelles on s'est comparées (Huang et al, 2014) et d'autre part, pour l'étude de l'effet de la paroi sur la dispersion, où elle pourrait avoir un effet.

Il ressort que les expressions de la force de traînée et de celle de portance sont fonction de la vitesse instantanée du fluide vu à la position de la particule. Lorsque l'écoulement du fluide devient turbulent, une alternative consiste à ne résoudre que les grandeurs moyennes de l'écoulement (vitesse, pression etc.). Pour cela on fait une décomposition de Reynolds sur les inconnues du problème qui consiste à écrire une grandeur comme la somme d'une valeur moyenne et celle fluctuante. Cette décomposition pour le champ de vitesse fluide s'écrit: $\tilde{u} = \bar{u} + \tilde{u}$. Dans notre étude la composante moyenne est résolue par l'approche URANS et celle fluctuante est modélisée par ce que l'on appelle le modèle de dispersion turbulente le long de la trajectoire de la particule. Des modèles stochastiques sont utilisés pour modéliser les fluctuations turbulentes de l'écoulement. Ils consistent à générer des vitesses fluctuantes du fluide porteur respectant l'intensité turbulente moyenne locale. Pour modéliser ces vitesses fluctuantes, deux principaux modèles sont utilisés :

- celui appelé Langevin qui permet de prendre en compte la non-homogénéité et l'anisotropie de la turbulence (Mehel *et al.* 2010) mais reste incomplet tout de même puisque ne respectant pas tout le tenseur de Reynolds pour cette même turbulence non homogène et anisotrope. D'autre part, sa mise en œuvre est plus délicate et plus gourmande en temps de calcul

- et puis l'Eddy Interaction Model (EIM), dont le principal inconvénient est son isotropie s'il est utilisé sans précaution. C'est ce dernier qui est utilisé dans cette étude mais combiné au RSM pour respecter le caractère anisotrope de la turbulence dans les écoulements de sillage. Ce modèle sera décrit dans le paragraphe 3.3.4.

La dispersion de la phase particulaire est définie par l'équation (Eq. 3.18) (Oesterlé, 2006 ; Mehel, 2008) et on la caractérise par la mesure de l'écart type du déplacement de la particule.

$$D_{p,ij} = \frac{1}{2} \frac{d\langle y_{p,i} y_{p,j} \rangle}{dt} \quad (\text{Eq. 3.18})$$

Où y_p est la position de la particule

La turbulence étudiée ici au cours de cette dispersion est inhomogène et anisotrope et l'interaction des structures tourbillonnaires avec des particules de densité différentes de celles du fluide porteur est plus complexe et fait appel à des modèles spécifiques de dispersion qui font l'objet du paragraphe suivant.

3.1.3.2. Modèles de la dispersion par la turbulence

La dispersion des particules est due à un ensemble de mécanismes : diffusion moléculaire (brownienne), convection, sédimentation gravitationnelle, gradient de température (thermophorèse) et la dispersion par la turbulence. Cette dernière est primordiale et est due aux fluctuations instantanées de l'écoulement. Il est donc primordial de modéliser correctement ces fluctuations turbulentes. Les caractéristiques de l'écoulement du fluide porteur obtenu à partir du modèle URANS sont des propriétés moyennes. Ces propriétés sont les champs de vitesse et de la turbulence (les tensions de Reynolds en ce qui concerne le RSM). A cet effet, la vitesse instantanée du fluide en tout point n'est donc pas connue et par conséquent, il faut un modèle qui permet de la générer pour prendre en compte l'effet des fluctuations de la turbulence le long de la trajectoire des particules. Le but est de pouvoir déterminer la trajectoire des particules, à partir de la génération par un processus stochastique approprié, la vitesse instantanée du fluide vue par une particule à chaque pas de temps.

Nous abordons ici uniquement le modèle d'Interactions particule-tourbillon (Eddy Interaction Model) le seul disponible dans la plupart des codes CFD, en particulier Ansys Fluent. Il est connu également sous le nom de Discret Random Walk (DRW) dans Ansys Fluent.

C'est un modèle initié par (Hutchinson *et al.* 1971) et développé par (Gosman et Ioannides, 1983), connus aussi sous le nom de Discret Random Walk Model (DRW) dans Fluent. Il consiste à générer des vitesses fluctuantes instantanées du fluide porteur en respectant l'intensité turbulente moyenne locale et sont maintenues constantes pendant un temps $t_{EI} = \min(t_1, t_2)$ où $t_1 = 2T_L$ représente la durée de vie du tourbillon et t_2 est le temps nécessaire pour que la particule traverse le tourbillon de dimension Le .

$$t_2 = \tau \ln \left[1 - \frac{Le}{\tau |u_i - u_p|} \right] \quad (\text{Eq. 3.19})$$

τ étant le temps de relaxation de la particule. L'échelle temporelle lagrangienne est évaluée dans Fluent sous la forme :

$$T_L = C \frac{k}{\varepsilon} \text{ avec } C=0,3 \text{ en RSM} \quad (\text{Eq. 3.20})$$

La vitesse du fluide vu générée est de la forme:

$$u_i^* = G \sqrt{\langle u_i \rangle} \quad (\text{Eq. 3.21})$$

avec $\sqrt{\langle u_i \rangle}$ la valeur RMS (Root Mean Square) locale de la fluctuation de la vitesse et G un nombre aléatoire de distribution normale centrée réduite.

Quant à la non-homogénéité de la turbulence, elle peut être prise en compte en ajoutant un terme pour la correction de dérive (spurious drift) (Mehel, 2008). Cette dérive consiste en l'accumulation artificielle des particules dans les zones de faible intensité turbulente. Ce modèle est très utilisé par les codes de calculs commerciaux, notamment Fluent.

3.2. Écoulement monophasique autour du cylindre circulaire

Comme souligné dans le chapitre 2, l'écoulement de sillage d'un cylindre circulaire a été largement étudié. Cette configuration est une première étape permettant de mieux comprendre le sillage d'objets ayant des configurations plus complexes. Le cylindre circulaire soit un corps épais est un très bon candidat à l'étude menée dans ce travail. Il possède à la fois les propriétés de décollement de la couche limite et d'apparition de tourbillons dans son sillage, zones d'écoulement qui ont un impact sur la dispersion des particules. De plus, l'abondance des résultats sur ce dernier dans la littérature nous permet de valider notre modèle de simulation numérique.

3.2.1. Étude numérique de l'écoulement de sillage d'un cylindre

3.2.1.1. Domaine d'étude et Maillage

La figure 3.1 représente la géométrie (a) et le maillage du domaine d'étude utilisés pour nos simulations 2D (b) et 3D (c). Le même cylindre, de diamètre d , et son positionnement dans le domaine d'étude sont choisis pour les configurations (2D et 3D).

Pour la 2D, les paramètres dimensionnels du domaine d'étude ont été choisis en accord avec l'étude de Nishino *et al.* (2008). A cet effet, la longueur entre le centre du cylindre à l'entrée et entre le centre du cylindre et la sortie du domaine sont respectivement $L_i=10d$ et $L_o=20d$. La hauteur du domaine est $H=10d$. L'origine du repère est prise comme le centre du cylindre au point de coordonnées $(x=0, y=0)$. x représente la direction principale de l'écoulement (axe horizontal) et y la direction verticale orientée positivement vers le haut. Concernant le maillage de ce domaine, il a consisté à faire un maillage structuré pour la couche limite dans le voisinage de la paroi du cylindre en créant 10 couches avec un taux de progression de 1.2 à partir de la taille de la première couche ($y=0.004d$). Au-delà, un maillage non-structuré a été choisi avec, dans la limite d'un rayon de $2.8d$ du centre du cylindre, la taille des éléments vaut $0.08d$. Loin de la paroi, la taille des mailles représente $0.2d$. Ce qui correspond à un maillage composé de 28402 éléments.

Pour la 3D, les paramètres dimensionnels ont été choisis conformément aux dimensions de la soufflerie du laboratoire de ESTACA sur le site de Laval (voir photo, figure 3.5). Ainsi les longueurs entre le centre du cylindre à l'entrée et entre le centre du cylindre et la sortie du domaine valent respectivement $X_i=12d$ et $X_o=28d$. La hauteur et la profondeur du domaine ont la même dimension et représente $12d$. Comme en 2D, l'origine du repère est toujours prise comme le centre du cylindre au point de coordonnées $(x=0, y=0, z=0)$. x représente la direction principale de l'écoulement (axe horizontal). y et z sont respectivement les directions verticale et transversale. Nous avons discrétisé ce domaine en créant un maillage structuré constitué de 10 couches créés à la paroi du cylindre avec une progression de 1.2 à partir de la taille de la première couche qui est $0.02d$. La taille des éléments sur la face représente $0.04d$. En somme, on obtient un maillage composé de 3119602 éléments. Pour ce maillage, la taille de la première couche de la couche limite est caractérisée par $y^+ \leq 10$. Ce qui est conforme avec le modèle Enhanced Wall Treatment pour le traitement de la turbulence en proche paroi.

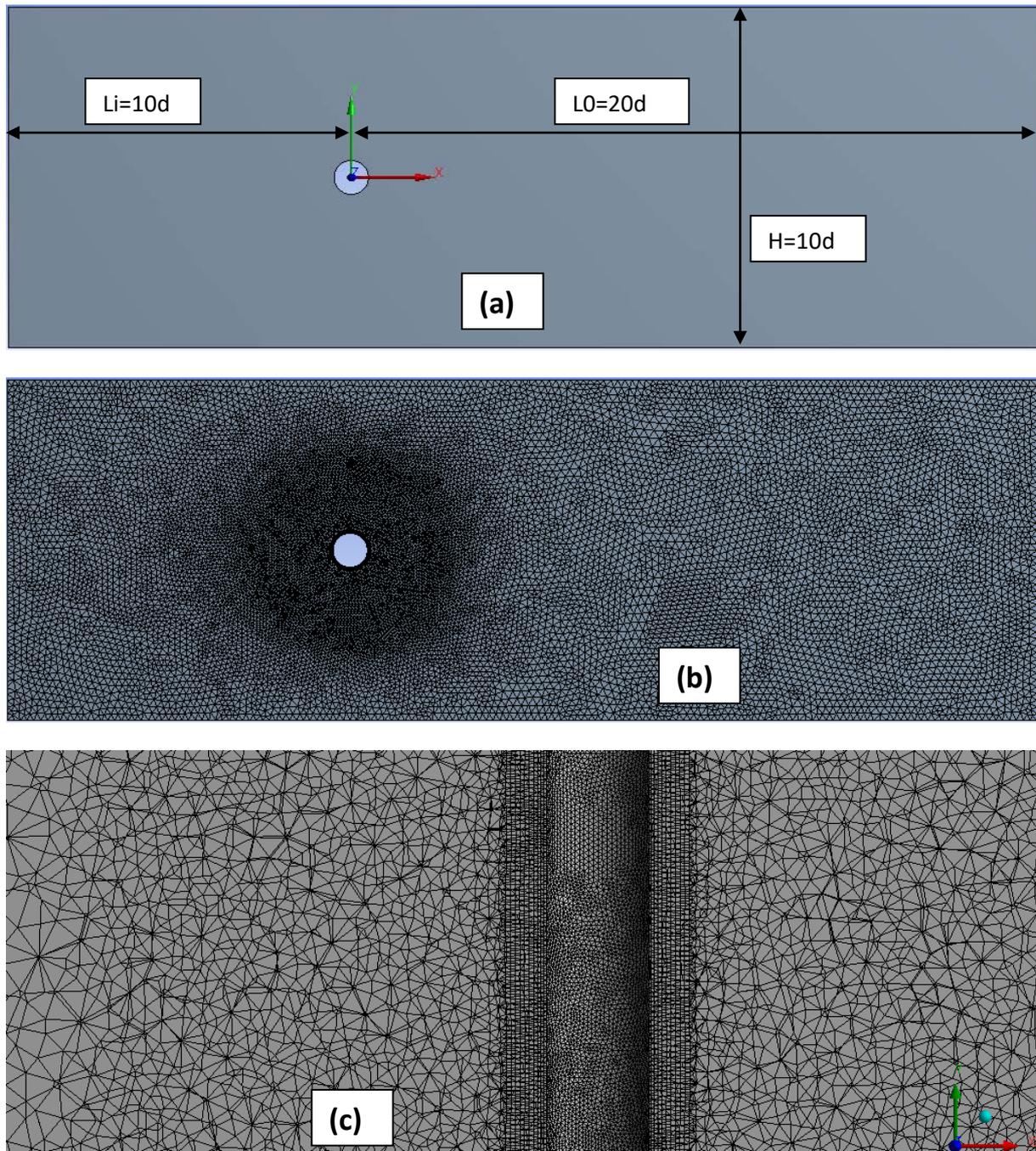


Figure 3. 1. Domaine d'étude – vue de profil (a) et Maillage pour la simulation 2D – vue de profil (b) et 3D – vue de dessus (c)

3.1.1.2. Conditions de simulation

Pour le fluide porteur, la vitesse d'entrée de l'air est $U_{\infty} = 5,56 \text{ m/s}$. l'objectif final de cette thèse étant d'étudier le mouvement des particules ultrafines issues des gaz d'échappement d'un véhicule dans un milieu urbain. A cet effet, la vitesse $5,56 \text{ m/s}$ (20 km/h) est choisie dans la plage de la vitesse qu'un véhicule peut avoir dans un milieu urbain. Cette plage varie entre 20 et 50 km/h (Kanda *et al.* 2006 ; Ericsson, 2000). Ainsi le nombre de Reynolds associé est de 9300 , il est lié à la vitesse par $Re = U d/\nu$, au diamètre du cylindre $d = 25 \text{ mm}$ et ν la viscosité cinématique du fluide. La condition en sortie du domaine est de type pression

absolue du fluide $P= 101325$ Pascal. Concernant les conditions aux frontières supérieure et inférieure, la paroi du cylindre est fixe et ne fait l'objet d'aucun glissement ou rotation. Les parois du haut et du bas du domaine sont supposés fixes. Le pas de temps de la simulation est $\Delta t=10^{-4}$ s et un nombre de pas de temps de 2500 itérations.

3.1.1.3. Modèles numériques

Notre étude repose sur des simulations instationnaires 2D et 3D de l'écoulement avec une approche eulérienne type URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes) pour la phase porteuse (l'air). Nos simulations ont été effectuées à l'aide du code commercial Fluent (version 16.1). Les équations de Navier-Stokes moyennées (Eq. 3.3 et Eq. 3.4) sont résolues avec des approches du second ordre pour les équations de la quantité du mouvement et de continuité. Le couplage pression-vitesse est résolu à travers l'algorithme « Simple ». Concernant la discrétisation temporelle, une approche implicite du second ordre est utilisée. Quant à la résolution statistique des équations de Navier-Stokes moyennées, elle fait apparaître des nouveaux termes liés à la turbulence moyenne, à savoir les corrélations doubles qui forment le tenseur de Reynolds. Ainsi, dans ce travail, nous avons exploré deux modèles de turbulence. Le premier est le standard k- ϵ , où k et ϵ désignent respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation de cette énergie. Le second est le Reynolds Stress Model (RSM). Ces deux modèles sont disponibles dans Fluent. L'approche k- ϵ utilise l'hypothèse de Boussinesq et un modèle de la viscosité turbulente pour fermer les équations de contraintes de Reynolds. Pour le RSM, il résout les équations de transport pour chaque composante du tenseur de Reynolds. C'est un modèle nettement plus précis que celui de k- ϵ dans le cas où l'anisotropie de la turbulence a un effet dominant sur l'écoulement moyen. C'est le cas lorsque l'écoulement est fortement tourbillonnaire, ce qui est vérifié pour le cylindre lorsque $Re > 300$. Le RSM apparaît donc potentiellement comme le modèle plus général et plus complet parmi les modèles classiques de résolution de la turbulence moyenne (URANS). Par contre, il est très gourmand en temps de calculs.

Comme première phase de validation, nous avons mené une étude comparative en 2D pour les deux modèles testés, basée d'une part sur la topologie de l'écoulement et d'autre part sur des paramètres quantitatifs tels que la longueur de recirculation de l'écoulement (voir figure 3.3) et l'angle de décollement θ de l'écoulement à la paroi du cylindre (défini sur la figure 3.4). La figure 3.2 présente la topologie de l'écoulement pour un nombre de Reynolds $Re= 9300$. Elle compare nos résultats numériques obtenus avec les deux modèles à celui de l'étude expérimentale de Norberg (1993). Visuellement, il en ressort que la topologie obtenue avec le modèle RSM s'accorde mieux avec celle décrite expérimentalement par Norberg (1993). En particulier, les tourbillons formant l'allée de Von Karman sont clairement mis en évidence à l'aide du modèle RSM et comparables au résultat expérimental de Norberg (1993). En effet, la prise en compte de l'anisotropie par le modèle RSM permet de faire apparaître plus clairement la structure du sillage de manière moins lisse et diffuse qu'avec le modèle k- ϵ . Ce constat est vérifié si on compare nos résultats concernant la longueur de recirculation (L_r/d) et l'angle du décollement (θ) pour les deux modèles par rapport à celui de l'étude numérique LES de Kravchenko et Moin (2000) (tableau 5).

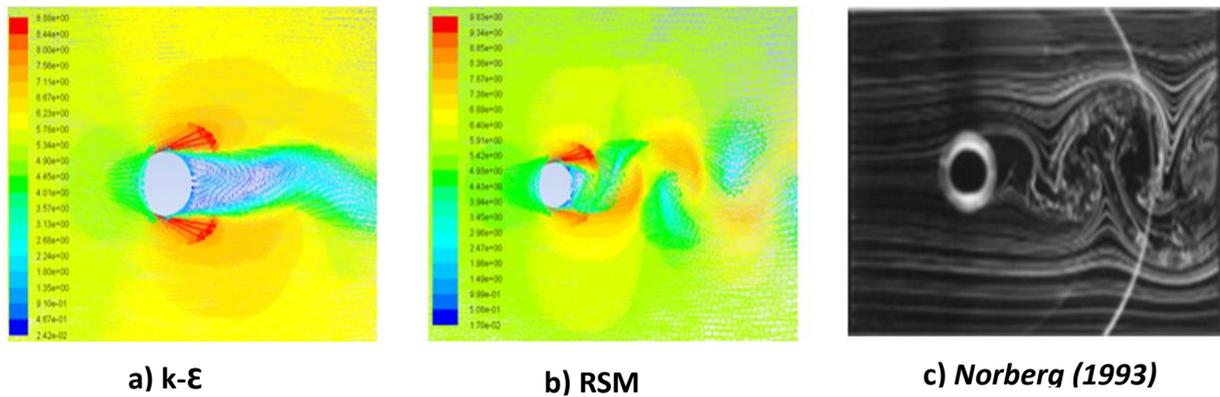


Figure 3. 2. Contours de la topologie du champ de vecteur-vitesse moyen au $Re=9300$

Etudes	Lr/d	Erreur relative (%)	θ (°)	Erreur relative (%)
Kravchenko <i>et al.</i> (2000)	1,35	-	88	-
Modèle (k- ϵ)	1,11	18	81	8
Modèle (RSM)	1,30	4	80	9

Tableau 5. Comparaison des modèles k- ϵ et RSM

Finalement, compte tenu de l'ensemble de ces résultats préliminaires, nous avons opté pour le modèle Reynolds Stress Model (RSM) associé à un traitement proche paroi type Enhanced Wall Treatment (EWT) pour la résolution de la turbulence dans la couche limite.

3.1.1.4. Résultats et analyses

a) Comparaison avec la littérature

Pour aller plus loin dans la validation de notre modèle, nous avons mené une étude comparative avec la littérature existante concernant particulièrement l'une des caractéristiques de l'écoulement monophasique du sillage d'un cylindre: la longueur de recirculation. Ce choix s'explique par le fait que cette thèse s'articule autour de la dispersion des particules dans l'écoulement du sillage d'un véhicule. Or, dans un tel écoulement avec présence de structures tourbillonnaires turbulentes, la dispersion des particules est fortement dépendante de la topologie de l'écoulement du sillage et des structures de différentes tailles qui s'y développent. Dans le sillage d'un cylindre, le décollement de l'écoulement à la paroi, à une certaine position angulaire θ conduit à la formation d'une zone dite de recirculation caractérisée par une composante horizontale de la vitesse négative (Figure 3.3). Cette zone est caractérisée par sa longueur définie comme la distance horizontale séparant le point d'arrêt aval (point A) de l'obstacle au point où la composante longitudinale de la vitesse moyenne longitudinale s'annule (point B). Elle correspond à la dimension de la zone de recirculation constituée de deux tourbillons contrarotatifs. On retrouve cette même structure dans les écoulements de sillage des véhicules. Cette zone étant au voisinage direct du point d'émission

des particules, elles ont une influence importante sur leurs dynamiques comme on le verra plus tard.

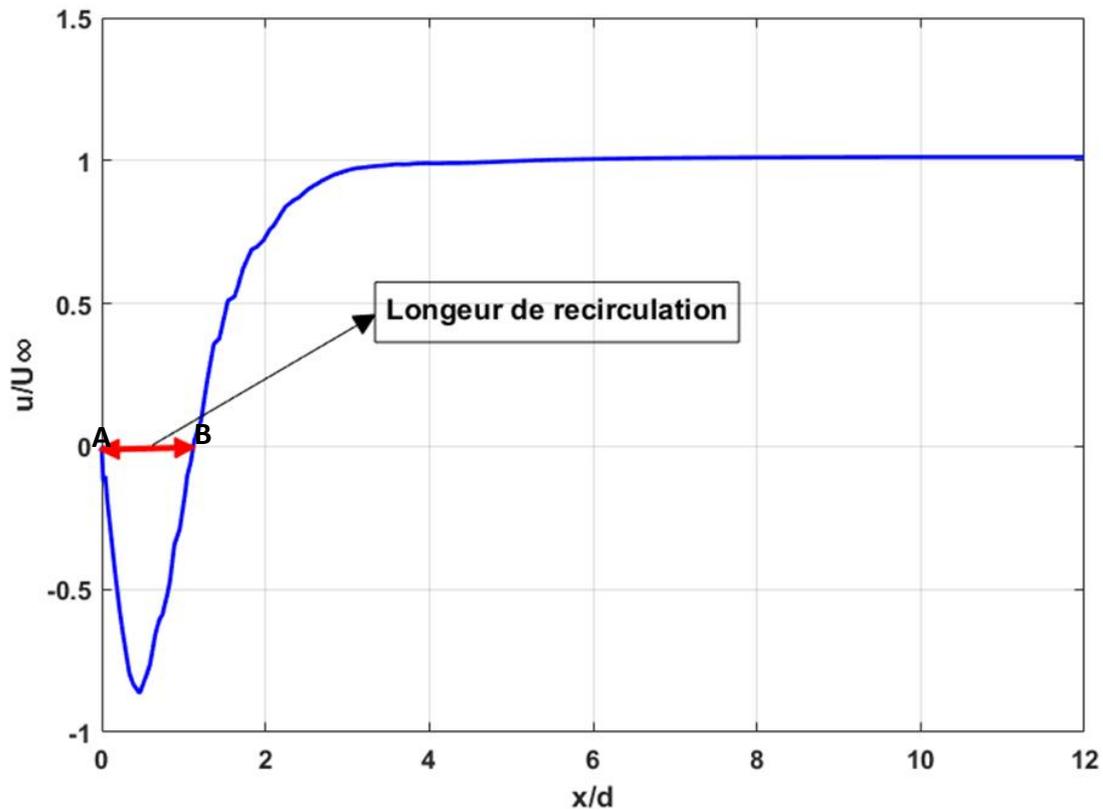


Figure 3. 3. Courbe d'évolution de la vitesse longitudinale (estimation de la longueur de recirculation de l'écoulement)

Les résultats de nos études de simulation 2D et 3D relatifs au calcul de cette longueur de recirculation sont présentés dans le tableau 6 et comparés à ceux trouvés dans la littérature pour des nombres de Reynolds proches du notre (9300). Nous sommes particulièrement attachés aux travaux expérimentaux menés par Norberg (1998) et numériques de Dong et Karniadakis (2005) par l'application du modèle de simulation numérique directe (DNS). Dans ces deux cas, le nombre de Reynolds était $Re=10000$. L'analyse comparative des résultats des deux études précitées montre que la simulation 3D tend à produire des résultats comparables. Des écarts relatifs de 9% et 1% sont constatés par rapport aux travaux de Norberg (1998) et de Dong and Karniadakis (2005), respectivement. Pour les simulations en 2D, ces écarts sont de 5% et 13%. Cela s'explique principalement par les effets tridimensionnels dans un tel écoulement de sillage 3D.

Etudes	Lr/d	Re
Notre étude 2D	0,90	9300
Notre étude 3D	1,13	
Norberg (1998), Exp	1,04	10000
	1,17	8000
Dong et Karniadakis (2005), DNS	1,12	10000

Tableau 6. Longueur de recirculation de l'écoulement

b) caractéristiques de l'écoulement

Dans le cas de l'écoulement autour d'un cylindre, le coefficient de traînée est un coefficient aérodynamique caractéristique important. On le note C_x ou C_D et il est calculé à travers l'expression suivante:

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho s u^2} \quad (\text{Eq. 3.22})$$

où F_x représente la force de traînée et s la surface de référence.

Dans nos simulations, nous avons obtenu un C_x de 1.05 (2D) et 0.83 (3D). Pour $Re= 10000$, Dong et Karniadakis (2005) trouvent un coefficient de traînée fluctuant entre 1,11 et 1,208, Gopalkrishnan (1993) obtient 1.186 pour le même Reynolds dans sa thèse.

Deux autres paramètres caractéristiques de l'écoulement du sillage sont l'angle θ de décollement de l'écoulement à la paroi (Figure 3.4) et le nombre de Strouhal St caractérisant les lâchers tourbillonnaires. Par définition, l'angle de décollement est l'angle formé entre l'axe horizontal (axe x) et le point sur la paroi du cylindre pour lequel la contrainte pariétale est nulle. Son expression est :

$$\theta = \arccos\left(\frac{x}{r}\right) \quad (\text{Eq. 3.23})$$

x représente l'abscisse du point où la contrainte pariétale est nulle et r est le rayon du cylindre. Le nombre de Strouhal est un nombre sans dimension calculé à partir de l'équation (Eq. 2.12) connaissant la fréquence de lâcher tourbillonnaire. Nos simulations nous ont permis d'obtenir un nombre de Strouhal de l'ordre 0.23 pour les deux configurations de simulations (2D et 3D). Pour $Re= 10000$, Dong et Karniadakis ont obtenu des valeurs entre 0,195 et 0,209. D'autre part, nous avons obtenu des angles de décollement de 90° (2D) et 66° (3D). Ces différences peuvent s'expliquer par la dissipation de la force de traînée dans les trois directions en 3D qui entraîne aussi un décollement de l'écoulement localisé plus vers le point d'arrêt aval du cylindre. .

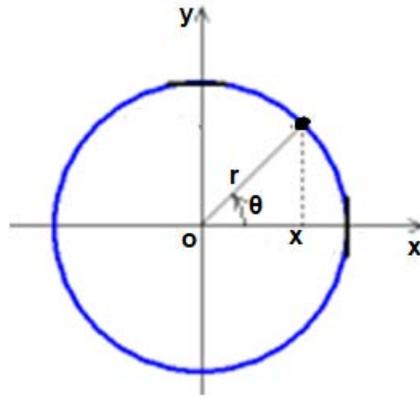
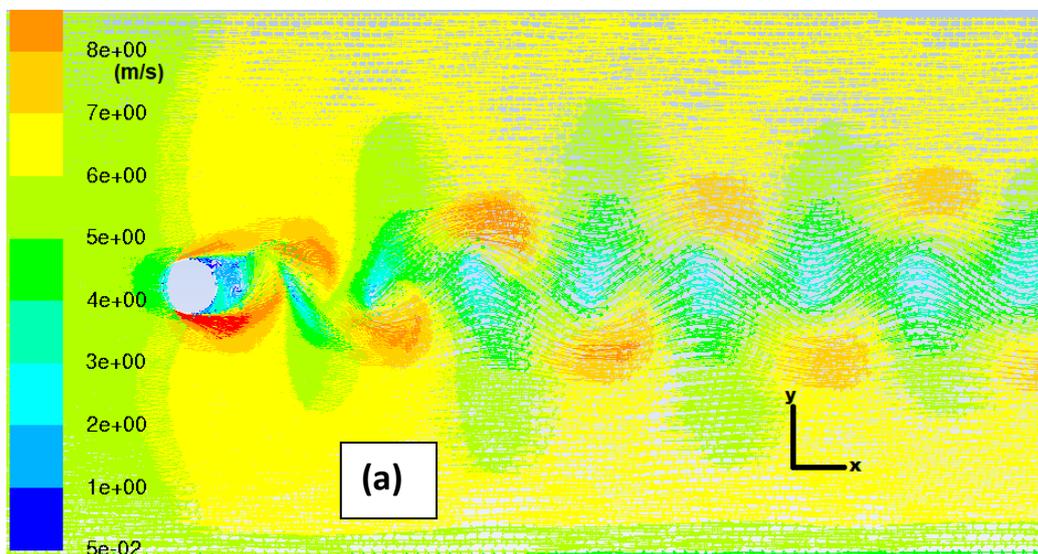


Figure 3. 4. Schéma de calcul de l'angle θ de décollement de l'écoulement sur la paroi du cylindre circulaire

Les contours du champ moyen du vecteur-vitesse obtenu en écoulement 2D et 3D illustrent la nature turbulente de l'écoulement (figure 3.5). En effet, on observe la présence de structures de différentes tailles. De même, le décollement important de l'écoulement fluide à la paroi du cylindre entraîne la formation de l'allée de von Karman (figure 3.5). Elle se manifeste par des lâchers des structures tourbillonnaires alternativement de part et d'autre de la ligne longitudinale passant par le centre du cylindre. De plus, en aval et en proche paroi du cylindre, on distingue également une zone de recirculation de l'écoulement constituée des deux tourbillons contrarotatifs et avec des vitesses déficitaires dont les composantes longitudinales sont dirigées vers la paroi du cylindre.



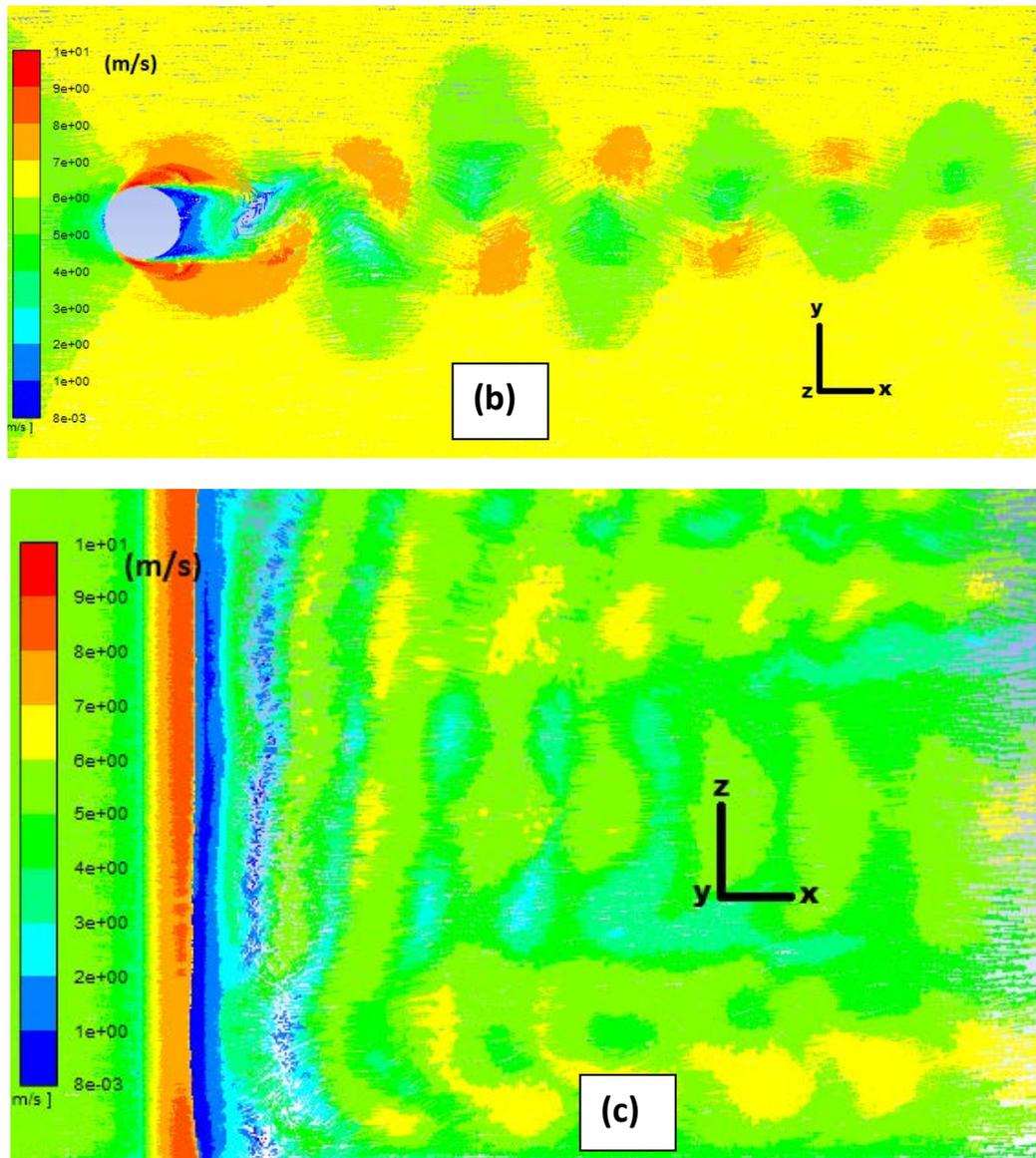


Figure 3. 5. Contours du champ de vecteur de la vitesse moyenne pour la configuration 2D (a), 3D (b) dans le plan vertical (x, y) et 3D (c) dans le plan transversal (vue de haut) (x, z)

3.1.2. Validation expérimentale

Pour conforter nos choix des modèles numériques, nous avons réalisé une campagne de mesures expérimentale en soufflerie pour une vitesse d'écoulement d'air ($U_\infty=5,56\text{m/s}$). Les champs de vitesses 2D ont été mesurés à l'aval d'un cylindre de diamètre $d=2,5\text{cm}$ et grâce à un système LDV à 2 composantes, le nombre de Reynolds correspondant est toujours de 9300. Nous présentons par la suite le dispositif expérimental et les résultats obtenus.

3.1.2.1. Descriptif de l'expérience

a) Soufflerie

La soufflerie utilisée est à circuit ouvert (figure 3.6). Elle est composée de trois parties principales. La première est le convergent qui constitue l'entrée de la soufflerie. Un filtre est

placé à l'entrée de la veine de manière à obtenir un écoulement uniforme et unidirectionnel à l'intérieur de la veine. Cette dernière placée au centre de la soufflerie est le second élément constitutif de notre outil expérimental. Elle a une section carrée de dimension 30 cm x 30 cm et sa longueur est de 1 m. Elle est transparente pour permettre d'une part de réaliser des visualisations, et d'autre part, d'utiliser les moyens de mesures optiques non intrusifs (LDV). La dernière partie est constituée d'un moteur (permettant d'atteindre une vitesse maximale de 40 m/s) et d'un divergent placé en sortie de la veine.

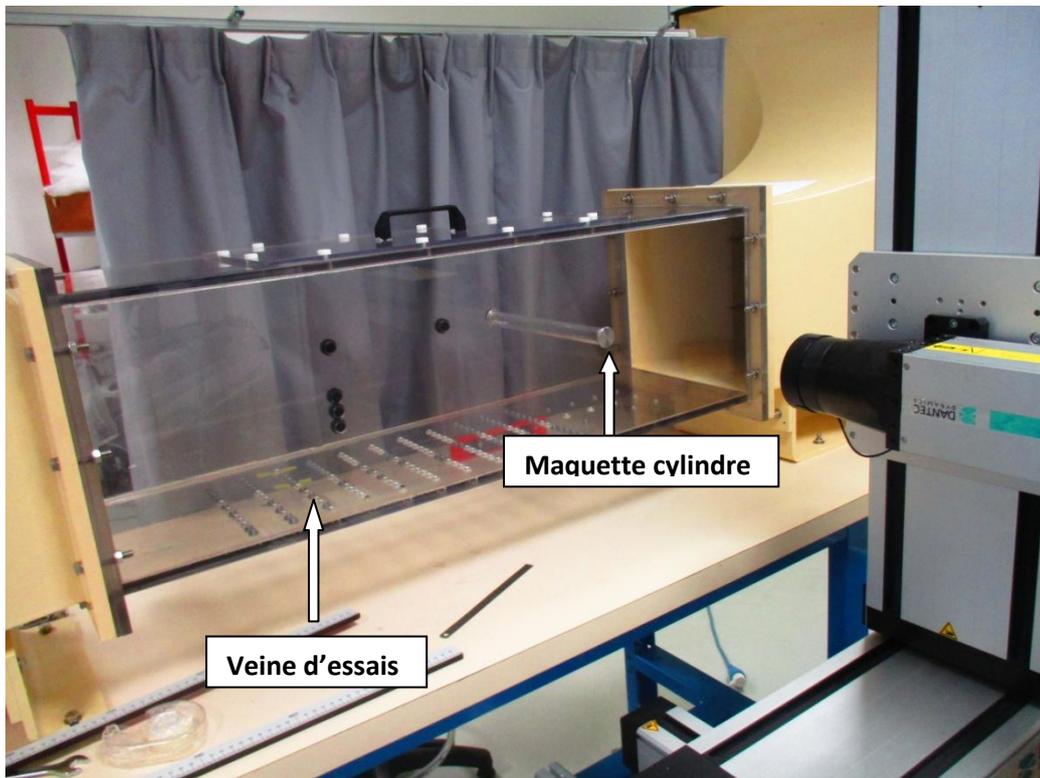


Figure 3. 6. Photo de la soufflerie de l'ESTACA contenant la maquette du cylindre circulaire de diamètre $d=2,5$ cm

b) Principe de fonctionnement de la LDV

Cette méthode LDV repose sur l'exploitation de l'effet Doppler et se définit comme une technique optique basée sur la mesure du décalage en fréquence de la lumière diffusée par une particule en mouvement et éclairée par une onde lumineuse. En fait, ce décalage en fréquence étant très faible devant la fréquence du faisceau incident, la détection de la fréquence Doppler s'effectue suivant la méthode dite du mode Doppler différentiel. Cette dernière consiste à faire converger deux faisceaux incidents vers un même point de mesure, appelé volume de mesure. La fréquence Doppler est alors équivalente au battement des deux faisceaux diffusés par la particule. Le volume de mesure est constitué par la rencontre des faisceaux monochromatiques et cohérents formant un réseau de franges d'interférence. Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, chacun des photomultiplicateurs reçoit une bouffée Doppler de même fréquence (proportionnelle à la vitesse de la particule) et dont la phase dépend de la position spatiale (angle ψ) des détecteurs (3 en général) (figure 3.7). Le banc LDV est composé principalement de quatre parties :

- **Le laser** de type argon-ion où la lumière est produite par excitation des atomes d'argon. L'utilisation d'un miroir et d'un filtre séparateur de couleurs permet d'obtenir 2 faisceaux laser continus de puissance modérées de longueurs d'onde respectives généralement de 514,5 nm (vert) et 488 nm (bleu).
- **Le système** optique joue plusieurs rôles. Il permet de modifier la fréquence des faisceaux lumineux avec la cellule de Bragg, de faire converger les faisceaux dans le volume de mesure à partir d'une lentille de focalisation et enfin un module optique permet de capter l'intensité lumineuse diffusée par les particules.
- **Le photomultiplicateur** amplifie et convertis les signaux lumineux des faisceaux en signaux électriques.
- **La traverse** est entraînée par une vis sans fin, elle-même entraînée par un moteur pas à pas, ce qui permet le déplacement de l'injecteur suivant l'axe vertical.

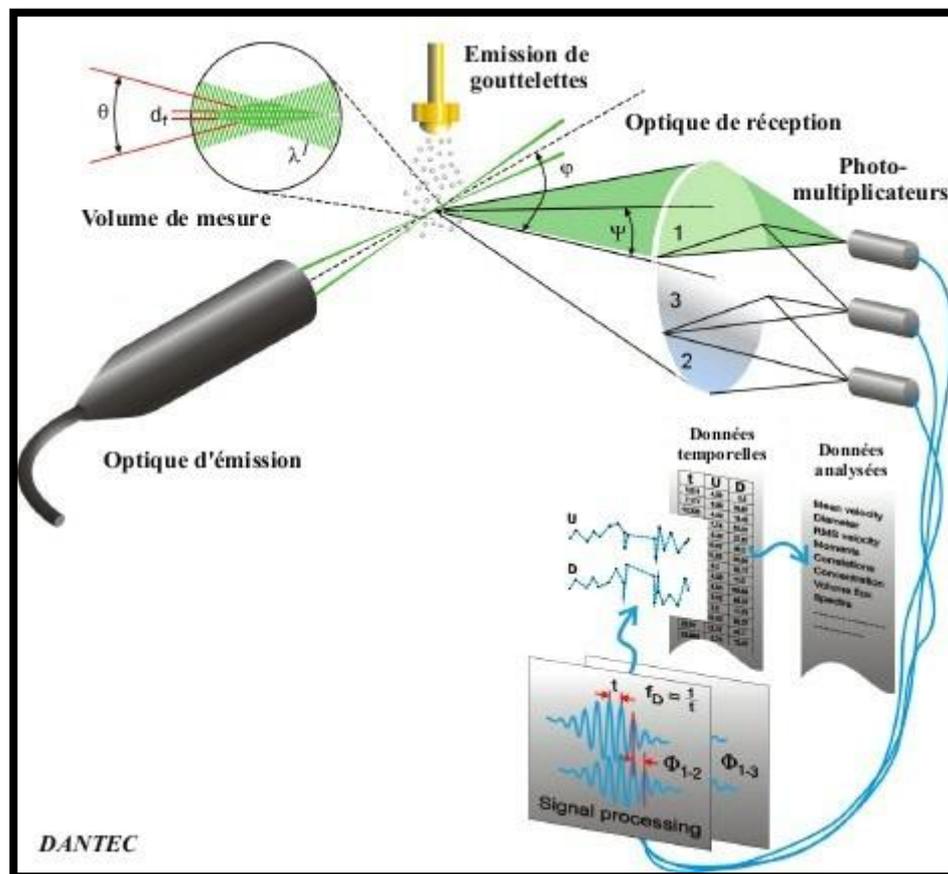


Figure 3. 7. Principe de fonctionnement de la LDV avec les différents angles entrant en jeu (Dantec Dynamics)

c) Déroulement de mesures

Les champs de vitesse ont été mesurés à l'aide d'un système LDV monté sur un système de déplacement 3 axes comme on peut le voir sur la figure 3.7. Pour les mesures, la durée d'acquisition a été fixée en 60 secondes. Pour chaque point de mesures, 10000 échantillons

ont été collectés. Ce qui permet d’avoir une moyenne convergée des mesures représentatives de la vitesse locale. Le sens de l’écoulement ainsi que l’orientation du repère est la même qu’en étude numérique. La vitesse de référence de l’écoulement non perturbé est $U_\infty = 5,56$ m/s. Comme en étude numérique le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre est $Re=9300$. Les mesures sont réalisées dans le plan (x, y) organisé comme suit : 12 lignes verticales perpendiculaires au sens de l’écoulement et donc à l’axe (x), placées à des distances ($x/d = 0,5 ; 0,6 ; 0,8 ; 1 ; 1,2 ; 1,4 ; 1,6 ; 2 ; 5 ; 10 ; 15 ; 18$) par rapport à la paroi du cylindre, et comportent chacune 41 points de mesures; une ligne horizontale centrale passant par le centre du cylindre constitué de 58 points de mesures (voir figure 3.8).

L’ensemencement a été réalisé manuellement à l’aide d’un générateur de fumée. L’objectif est d’assurer un taux d’acquisition de données suffisant (minimum 10 Hz). Mais il pouvait arriver d’atteindre difficilement cette valeur en certains endroits. Ce qui nous a amené à faire un post traitement de correction sur les données avec Matlab.

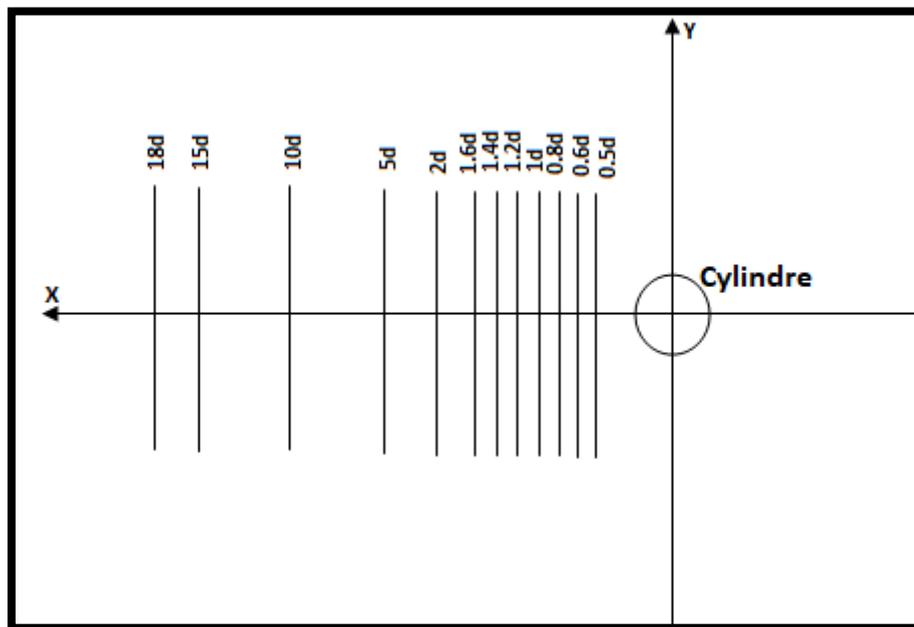


Figure 3. 8. Schéma de positionnement des lignes de mesures

3.1.2.2. Caractéristique de l’écoulement : longueur de recirculation

Le premier résultat auquel nous nous sommes intéressés concerne la longueur de recirculation. L’évolution de la composante horizontale moyenne de la vitesse est fonction de la distance au cylindre est présentée sur la figure 3.9. Pour ce profil, on se situe dans le plan $y=0$ (axe de symétrie du cylindre). L’exploitation de ces résultats nous a permis d’obtenir une longueur de recirculation de l’ordre de $1,13d$ pour la simulation 3D et de $1,22d$ en soufflerie, soit un écart relatif de 9% indiquant un accord satisfaisant entre la simulation 3D et l’expérience. D’autre part, cet écart peut être expliqué par une légère augmentation de la vitesse de l’écoulement du fluide en expérimentale qui était de $5,60$ m/s au lieu de $5,56$ m/s en simulation.

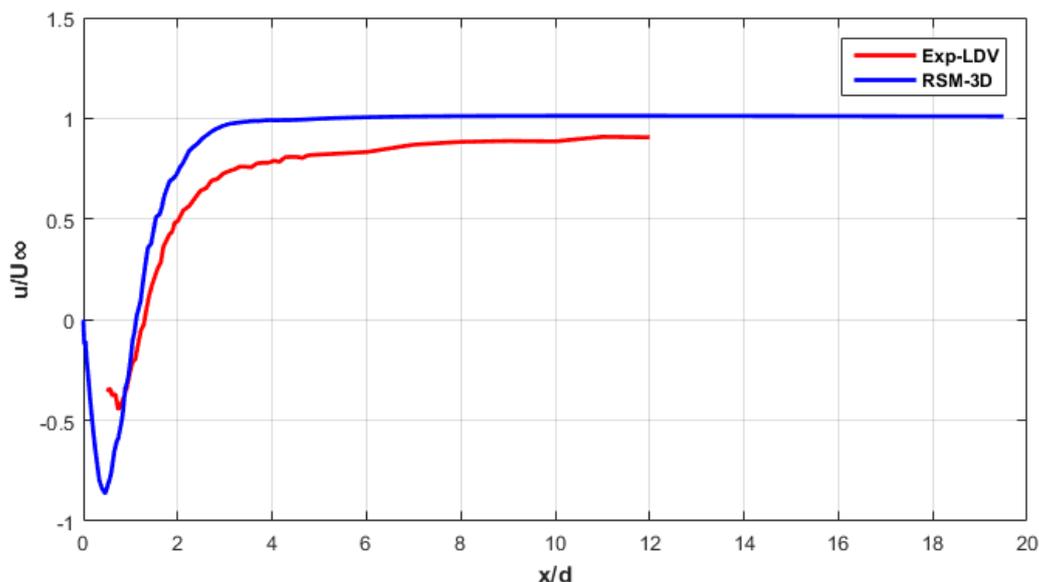
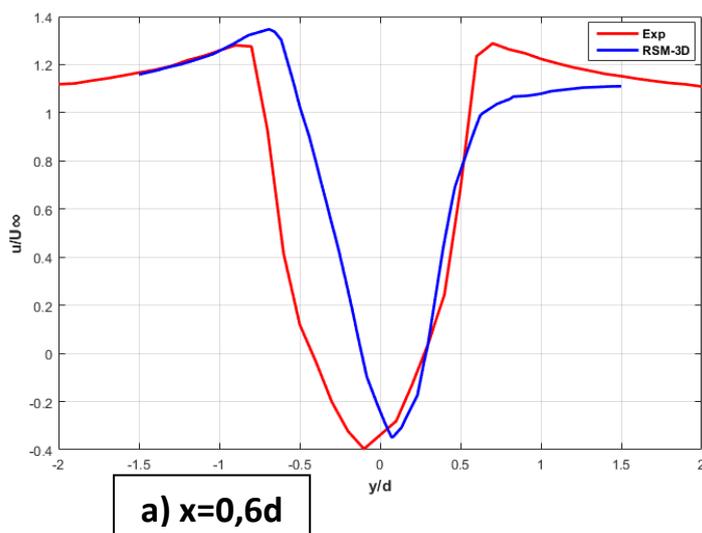
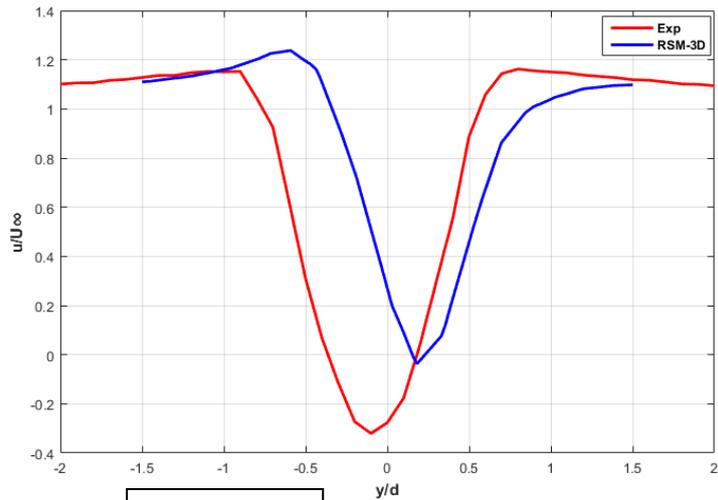


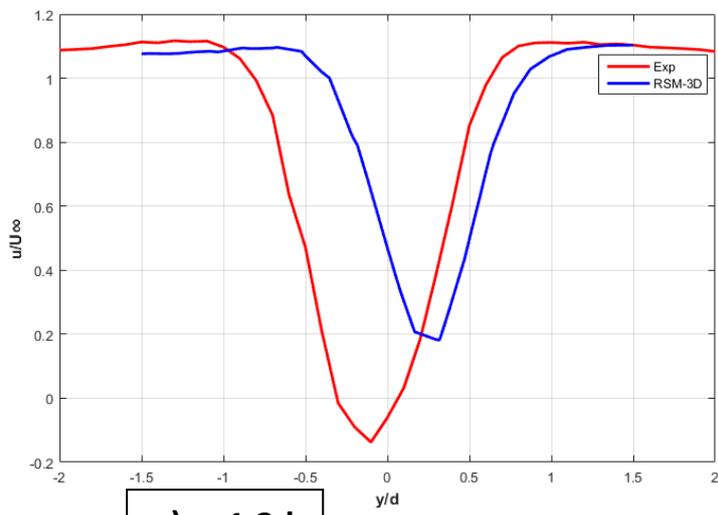
Figure 3. 9. Évolution de la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe horizontal (x)

La figure 3.10 présente des profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale à différentes distances x/d en aval du cylindre à l'instant de simulation $t = 0,4s$. Ce temps de simulation a été déterminé au préalable, il représente le temps au bout duquel la concentration des particules dans le sillage était convergée. Autrement dit la concentration n'évoluait plus à l'instant $t \geq 0,4s$, ce qui nous a permis d'arrêter nos simulations à cet instant. Ils montrent la présence de la zone de recirculation sur l'axe horizontal passant par $z/d=0$. Cela se manifeste par le signe négatif de la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement sur la ligne $z/d=0$ (figures 3.10a et 3.10b). D'autre part, on aperçoit une augmentation de la vitesse moyenne longitudinale sur l'horizontal passant par $y/d=0$ au fur et mesure qu'on sort de la zone de recirculation. De même, l'augmentation de la vitesse moyenne de l'écoulement indique une survitesse tout de suite en sortie du sillage dû à l'accélération du fluide sur les parois du cylindre.





b) $x=1d$



c) $x=1,2d$

Figure 3. 10. Courbes d'évolution des profils verticaux de la vitesse moyenne de l'écoulement à différentes distances x/d de la paroi du cylindre

La comparaison des profils numériques et expérimentaux montre une plus grande vitesse déficitaire pour ces derniers dans le plan central, cela peut s'expliquer par la fréquence d'acquisition qui est faible à cet endroit avec un faible nombre de particules d'ensemencement quel que soit le débit de leur injection (le nombre d'échantillons par seconde était inférieur à 1000).

3.3. Écoulement diphasique autour du cylindre circulaire

Les nombreuses études menées sur le cylindre circulaire avaient pour objectives de caractériser l'écoulement autour de ce dernier (écoulement type monophasique) et non pas d'étudier un type d'écoulement diphasique. A cet effet, la dispersion des particules dans le sillage d'un cylindre circulaire n'a été que peu étudiée, ce qui fait l'originalité de ces travaux. Parmi les quelques travaux disponibles spécifiquement sur cet aspect, on peut citer en particulier les travaux de :

Liu et al. (2004) : ils ont utilisé la simulation numérique directe (DNS) pour étudier la dispersion des particules dans l'écoulement se développant à l'aval d'un cylindre circulaire à bas Reynolds (entre $Re=30$ à $Re=200$). Ils ont trouvé qu'il y avait trois facteurs qui influençaient la dispersion des particules. Le premier est le nombre de Stokes des particules. Précisément, la dispersion verticale diminue en fonction de l'augmentation de l'inertie de la particule. Le second facteur est le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre du cylindre. En particulier, ils ont montré que le mécanisme de dispersion des particules dépend principalement du processus d'aspiration des régions à gradient de vitesse élevé entre les différentes structures. Le troisième facteur est le temps de simulation. Pour ce dernier, ils estiment qu'il faut un temps (adimensionnel) $T \geq 80$ ($T = tU_0/R$) pour observer l'effet de la variation du nombre de Reynolds de l'écoulement sur le processus de dispersion. Avec R le rayon de leur cylindre, t le temps de simulation et U_0 la vitesse de l'écoulement non perturbé. En dessous $T= 80$, les particules ont la même trajectoire quel que soit le nombre de Reynolds.

Yao et al. (2009) : ils ont étudié la dispersion des particules pour différents nombres de Stokes (0,01 ; 0,1 ; 1 ; 10), à Reynolds $Re \leq 300$ en utilisant l'approche URANS pour la phase fluide couplée à un suivi lagrangien des particules en tenant compte de la force de traînée, de la gravité et de Saffman. Dans un premier temps, ils mettent en évidence d'une part que la fonction de dispersion transversale augmente respectivement lorsque le Reynolds de l'écoulement augmente de $Re= 30$ à $Re= 300$ et lorsque le nombre de Stokes diminue de $St= 100$ à $St= 0,01$. Par ailleurs, leurs simulations révèlent que l'amplitude de la vitesse, de la traînée de l'écoulement augmente avec le Reynolds Re .

Luo et al. (2009) : Pour $Re= 140-260$, ils ont conduit une étude numérique 3D en utilisant une approche Eulérienne-Lagrangienne en prenant en compte uniquement la seule force de traînée. Ils ont montré que l'évolution temporelle de la fonction de dispersion latérale des particules augmente au départ en fonction du nombre de Stokes pour ensuite devenir constante en fonction du temps.

Huang et al. (2014) : ils ont mené une étude numérique 2D sur la dispersion des particules émises à la surface d'un cylindre circulaire placé dans un écoulement de gaz pour $Re= 200.000$. Ils ont étudié la dispersion des particules à travers la fonction de dispersion latérale par variation du nombre de Stokes des particules, en utilisant la méthode du vortex discret pour simuler l'écoulement de la phase porteuse. Les forces prises en compte sont la traînée, la force de la masse ajoutée, la force de gradient de pression, la force de portance de Saffman et la force brownienne. Il a été montré que des particules avec $St= 0,001$; $0,0038$; $0,01$ se dispersent au centre et à la périphérie des tourbillons de l'allée de Von Karman tandis que celles avec $St= 0,1$, 1 ne peuvent se disperser qu'en s'accumulant uniquement à la périphérie des tourbillons. Ils ont également mentionné, comme les précédentes études, que l'intensité de la fonction de dispersion latérale des particules diminue de façon significative à mesure que le nombre Stokes St augmente de $0,001$ à 1 . La dispersion latérale des particules avec $St= 0,001$ étant à près de deux fois celle des particules avec $St= 1$. Cette étude a été prise comme référence dans notre simulation 2D.

3.3.1. Conditions de simulation pour la phase dispersée

Dans notre étude, l'injecteur simulant le tuyau d'échappement est situé sous le cylindre à une position définie par $x/d=0$ et $y/d=-0,62$ pour la 2D et $x/d=0$, $y/d=-0,62$ et $z/d=0$ pour la 3D. 1000 nanoparticules de carbone de diamètre $d=10\text{ nm}$ ($St=3\cdot 10^{-6}$) et une densité $\rho_p=2000\text{ kg/m}^3$ sont injectées à chaque pas de temps $\Delta t=10^{-4}\text{ s}$. Le choix de cette taille de particules étudiées repose sur ce qui a été discuté concernant les figures 2.6 et 2.7. Néanmoins une étude comparative basée sur la taille des particules montre que la dispersion de particules en dessous de 100nm est assez similaire (Figure A-1 de l'annexe 3)

Plus le temps de calcul est long, plus les particules comptabilisées sont nombreuses. Comme conditions aux limites, aucune condition de réflexion des particules sur la paroi supérieure ou en sortie. Ce qui donne la possibilité aux particules de sortir par ces parois au lieu de s'accumuler indéfiniment à l'intérieur du domaine d'étude. Pour la paroi d'en bas, lorsqu'elle est à une distance inférieure ou égale au rayon de la particule, cette dernière est considérée comme si elle s'est déposée sur la paroi et ne compte plus dans le domaine d'étude (fonction « trap » dans Fluent). La vitesse d'injection des particules est $u_{p,i}=6,875\text{ m/s}$ avec un débit massique de nanoparticules de carbone $dm/dt=0,0625\text{ mg/s}$. Ce débit a été calculé à partir du seuil de la norme EURO6 concernant les niveaux de limitation en masse des particules émises par les véhicules (4,5 mg/km) et pour une vitesse urbaine de (50 km/h).

3.3.2. Résultats et analyses

3.3.2.1. Simulations 2D

a) Dispersion des nanoparticules de carbone autour du cylindre circulaire centré dans le domaine d'étude

Cette étude est menée en tenant compte des forces de la portance, du mouvement brownien et de la dispersion des particules par la turbulence (modèle EIM activé). Pour cela le mouvement d'une particule est régi par les équations (3.8, 3.9, 3.10).

Comme on vient de le souligner, l'étude de Huang *et al.* (2014) a été utilisée comme référence pour valider cette partie de simulation 2D. À cet effet, nous avons lancé une première simulation avec des particules ayant le même nombre de Stokes et pour des conditions de simulation similaires à celles de Huang *et al.* (2014). Le nombre de Reynolds est $Re=200000$, le cylindre a un diamètre de 11 mm et le pas de temps est fixé à $\Delta t_H=0,02\text{ s}$. La phase fluide de l'écoulement d'air a été résolue par la méthode Discret Vortex Method pour Huang et toujours du URANS en ce qui concerne nos simulations. L'approche lagrangienne basée sur une approche « one-way » fut utilisée. C'est une approche dans laquelle on néglige l'influence des particules sur la turbulence de la phase fluide, autrement dit pas de modulation de turbulence selon Osterlé (2006). Le suivi des particules de nombre de Stokes $St=0,001$ en régime instationnaire et la comparaison des résultats s'est basée sur la fonction caractéristique de la dispersion latérale des particules dans la direction verticale (y), notée $D_y(t)$. Cette fonction est définie par Huang *et al.* (2014), selon l'expression suivante :

$$D_y(t) = \left\{ \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} [y_i(t) - y_m(t)]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{Eq. 3.24})$$

où N_p est le nombre total de particules dans le domaine à l'instant t de la simulation, $y_i(t)$ est le déplacement de la particule numéro i dans la direction verticale (y) entre les instants $t-\Delta t$ et t , $y_m(t)$ est la moyenne des déplacements des particules dans la direction (y) entre les instants $t-\Delta t$ et t . Les courbes d'évolution temporelle de la fonction de dispersion pour notre simulation et l'étude de Huang *et al.* (2014) sont présentées sur la figure 3.11. Globalement l'analyse montre un bon accord entre notre courbe et celle de Huang *et al.* (2014). Une légère différence est constatée pendant le régime transitoire qui a lieu pour $t^* < 1332$. Néanmoins, au-delà de $t^* \sim 1500$, on note une cohérence satisfaisante des résultats. t^* est un temps adimensionnel définie selon la relation :

$$t^* = \frac{tU}{d} \quad (\text{Eq. 3.25})$$

où t représente le temps de simulation.

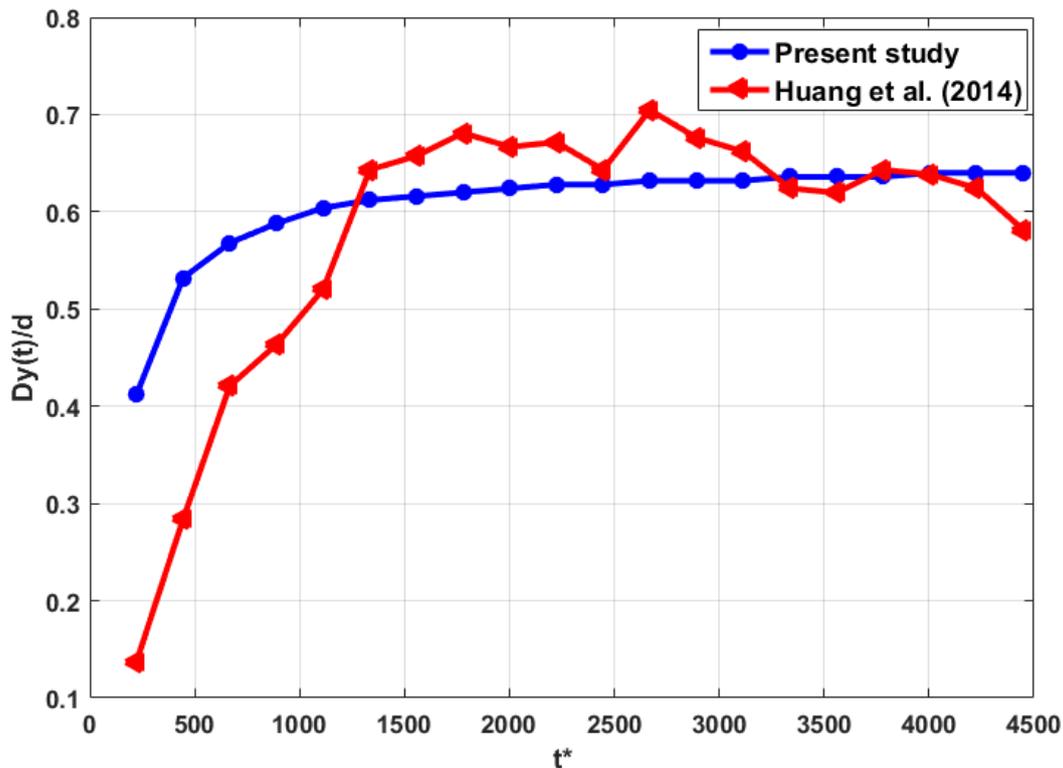


Figure 3. 11. Comparaison de l'évolution de la fonction de dispersion latérale pour des particules de Stokes $St= 0.001$

Ce premier résultat nous a donc permis de valider notre approche. Ainsi par la suite, nous nous sommes intéressés à notre étude numérique de la dispersion des nanoparticules de

carbone de diamètre $d= 10$ nm (Stokes $St=3\cdot 10^{-6}$). Dans le but d'avoir plus de précision dans nos calculs pour le type d'écoulement diphasique nous avons choisi un nouveau pas de temps plus petit que Δt_H , soit $\Delta t= 10^{-4}$ s.

La figure 3.12 illustre la dispersion des particules en présentant leur distribution dans le sillage de l'écoulement fluide autour du cylindre. Les particules sont colorées par leur temps de séjour, c'est-à-dire la durée de vie des nanoparticules de carbone dans le domaine de calcul. Il est très variable et dépend surtout, pour une taille de particule donnée et loin de la paroi, de l'interaction des particules avec les structures tourbillonnaires turbulentes. Les résultats de la figure 3.12 ont été obtenus pour $t^*= 85$. t^* est défini de la même façon que l'équation (3.25). Ils montrent que cette dispersion se fait en suivant l'allée de von Karman. Plus précisément, les nanoparticules de carbone se dispersent principalement au centre des tourbillons formant cette allée en remplissant tout le volume jusqu'à leurs périphéries. Les particules qui viennent d'être injectées apparaissent en bleu, principalement à la périphérie, tandis que celles qui ont un temps de résidence plus important se trouvent non seulement au centre des tourbillons mais également entre le noyau et la périphérie des tourbillons, sous forme d'arc (en vert sur la figure 3.12).

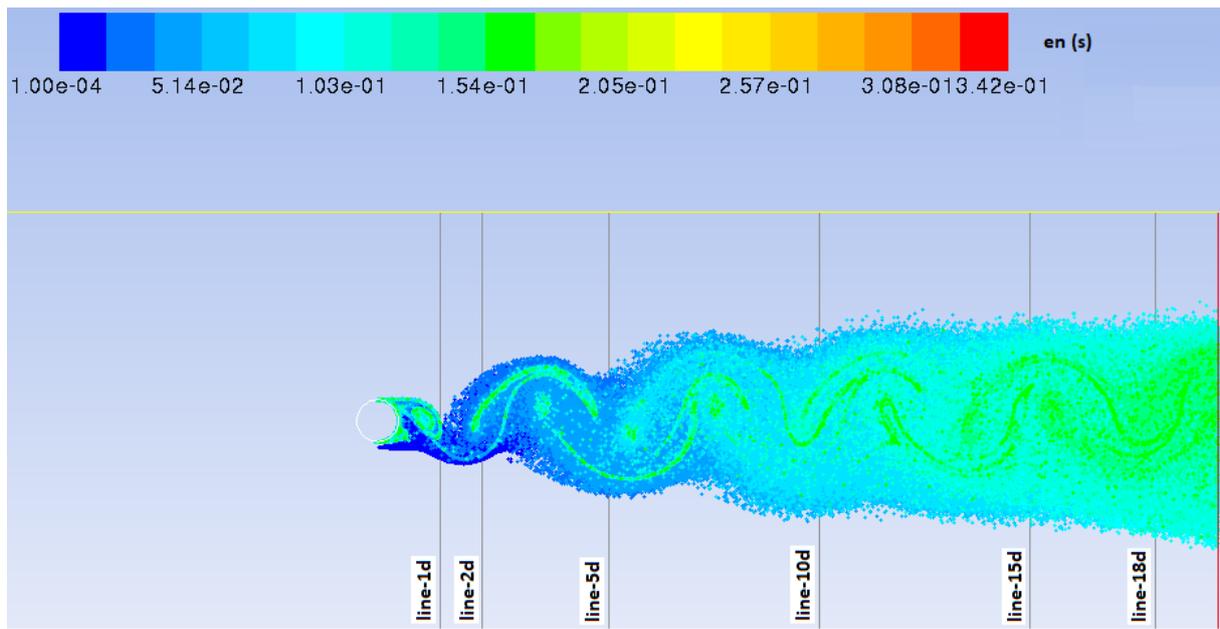


Figure 3. 12. Contours de distribution des nanoparticules colorées par leur temps de résidence au temps adimensionnel $t^*=85$

Dans le sillage du cylindre et en aval de ce dernier, nous avons tracé des profils verticaux de l'évolution de la concentration des nanoparticules de carbone sur des lignes placées à différentes distances adimensionnelles x/d , et ce pendant la durée totale de la simulation. Soit C^* la concentration adimensionnelle définie par l'expression suivante :

$$C^* = \frac{c}{c_{max}} \quad (\text{Eq. 3.26})$$

où C (kg/m^3) représente la concentration instantanée de nanoparticules de carbone, C_{max} la concentration maximale obtenue dans tout le domaine de calcul. Les lignes 1d jusqu'à 5d et puis de 10d à 18d représentent les lignes verticales placées respectivement à des distances $x/d=1$ et $x/d=5$ et puis de 10d à 18d de la paroi du cylindre. Ces zones sont appelées sillages proche et lointain respectivement. En effet, les études de Norberg, 1987; Roshko, 1954; Parnaudeau *et al.* 2008; Lourenco et Shih, 1994; Ong et Wallace, 1996 ont classifié le sillage du cylindre comme suit : la région où $x/d < 10$ représente la zone de sillage proche et celle dont $x/d > 10$ est le sillage lointain.

La figure 3.13 représente les courbes d'évolution des profils verticaux de la concentration cumulée adimensionnelle des nanoparticules de carbone en fonction de l'ordonnée y adimensionnée par le diamètre d du cylindre à l'instant $t^*=85$. Ces profils représentent les concentrations cumulées dues à l'ensemble des particules pendant toute la durée de la simulation. Ils permettent de donner une image globale de l'impact de l'écoulement de sillage sur la dispersion des nanoparticules. Ainsi, si au tout début du sillage proche (lignes 1d et 2d) les profils de concentrations se retrouvent sous la forme d'un double pic de part et d'autre de la ligne centrale due à un positionnement préférentiel des particules en périphérie des tourbillons qui sont lâchés alternativement. Au-delà, la diffusion des particules de la périphérie vers le cœur des tourbillons s'opère donnant lieu à des profils de concentrations plus large mais avec un maximum dans le plan central. Ce mécanisme de diffusion de la périphérie au cœur des tourbillons est confirmé par le tracé des coefficients de dispersion (figure 3.14).

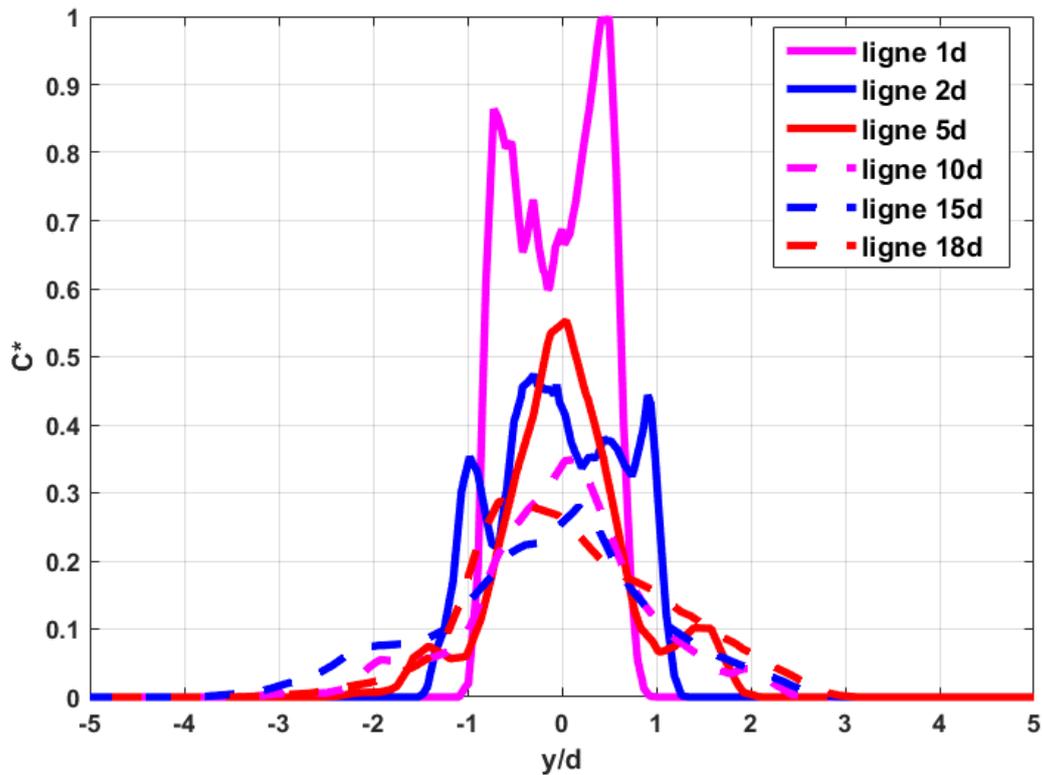


Figure 3. 13. Courbes des profils verticaux d'évolution de la concentration C^* en fonction de la position verticale adimensionnée par le diamètre d du cylindre $t^*=85$

Nos résultats mettent en évidence la diminution des pics de concentration lorsque les particules passent du sillage proche au sillage lointain. Ainsi, les pics de concentration sur des lignes à des positions $x/d=1$ et $x/d=18$ sont respectivement de $6,39 \cdot 10^{-7}$ et $1,87 \cdot 10^{-7} \text{ kg/m}^3$. De même, nous observons une augmentation du champ de dispersion caractérisée par un élargissement de la base des profils de concentration au fur et à mesure qu'on s'éloigne du cylindre. Ainsi, les largeurs des profils sur les lignes $x/d=1$ et $x/d=18$ valent respectivement $1,8d$ et $7d$.

Pour aller plus loin dans la caractérisation, de la dispersion des particules, nous avons tracé la fonction de dispersion latérale définie par l'équation (3.24) en fonction de t^* (figure 3.14). Pour rappel, le nombre de Strouhal de notre écoulement monophasique était de 0,2 ce qui correspond à un temps $t = 0,0225\text{s}$ (représentatif du lâcher tourbillonnaire obtenu pour un nombre d'itération de 225 pour notre simulation). Il est donc important de comprendre l'évolution d'une telle fonction de dispersion à des temps inférieurs à ceux des lâchers tourbillonnaires. C'est ainsi que nous avons choisi d'étudier l'évolution de la fonction de dispersion latérale aux instants multiples de $t=0$,

0225s. L'analyse globale de cette fonction de dispersion latérale adimensionnée par le diamètre du cylindre notée $Dy(t)/d$, indique que la dispersion latérale des nanoparticules augmente lorsque ces dernières passent de la zone du sillage proche ($x/d=1 ; 2$ et 5) vers la

zone du sillage lointain ($x/d=10$; 15 et 18). En accord avec les travaux de Huang *et al.* (2006, 2009) et Yao *et al.* (2009), il apparait deux phases d'évolution de cette fonction :

- La première entre $t^*= 5$ et $t^*= 40$: la fonction sur l'ensemble des lignes croît rapidement pour atteindre un pic avant de décroître. Les pics obtenus sont non seulement décalés dans le temps mais ont également des niveaux (hauteurs) différents d'une ligne à une autre. Par exemple entre $x/d=5$ et $x/d=18$, la différence d'amplitude entre les pics est d'environ 1 et ils sont décalés d'un temps $t^*= 13,34$. L'explication que nous avançons est que durant la phase transitoire, la plupart des nanoparticules de carbone nouvellement injectées sont piégées d'abord à la périphérie des tourbillons. Elles sont transportées à la vitesse moyenne du flux de l'écoulement fluide ($U_\infty= 5,56$ m/s). Ceci peut être vérifié en comparons les instants d'occurrence des pics rapportés aux distances entre les lignes. Finalement, les particules nouvellement injectées sont piégées principalement dans la périphérie des tourbillons plutôt que dans leur noyau, ce qui entraine une dispersion plus étendue permettant d'obtenir des coefficients de dispersion plus grands. Les nouvelles particules injectées sont colorées au bleu (figure 3.12). Seule une petite partie est diffusée dans les cœurs des tourbillons du sillage.
- La seconde phase commence à partir de $t^*>30$ pour le sillage proche et $t^*> 40$ pour le sillage lointain. Sur chaque ligne dans le sillage en aval du cylindre, on constate que la fonction de dispersion latérale demeure constante. Cela peut s'expliquer par la diffusion des nanoparticules de la périphérie vers le cœur des tourbillons, cela induit une stabilisation du régime de dispersion des nanoparticules de carbone.

D'un point de vue plus macroscopique, le coefficient dispersion est d'autant plus large que l'on s'éloigne du cylindre dû à l'élargissement du champ de sillage.

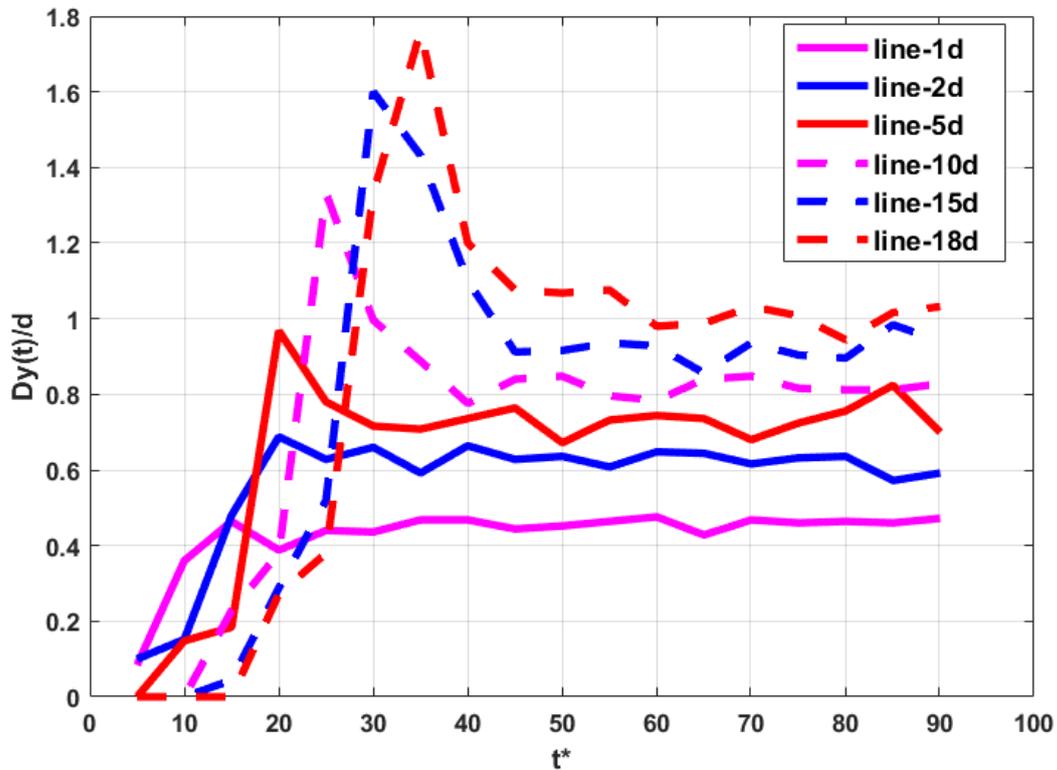
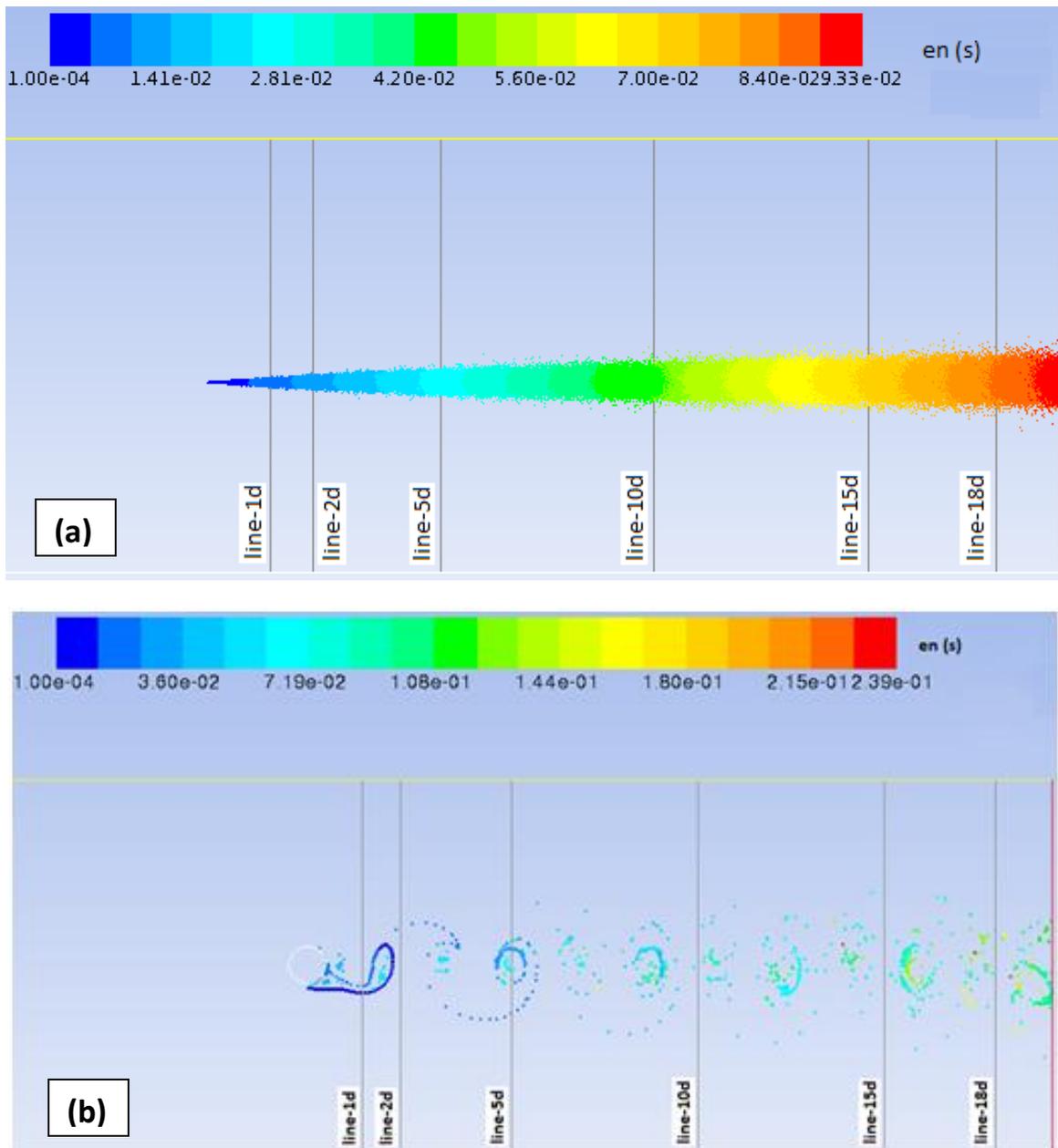


Figure 3. 14. Évolution de la fonction de dispersion latérale dans le sillage proche (ligne 1d, ligne 2d, ligne 5d) et dans le sillage lointain (ligne 10d, ligne 15d, ligne 18d) en fonction du temps adimensionnel

b) Influence des structures tourbillonnaires, de la force brownienne et de la turbulence sur la dispersion des nanoparticules de carbone

L'effet des structures tourbillonnaires sur la dispersion des nanoparticules dans le sillage a été estimé en simulant l'écoulement avec et sans la présence du cylindre dans le domaine tout en injectant les particules à la même position. Cette démarche nous a permis d'avoir une situation de référence, c'est-à-dire sans la présence du cylindre. L'étude de l'influence de la turbulence sur la dispersion des nanoparticules a été réalisée en comparant les résultats obtenus avec le modèle EIM avec ceux où ce modèle n'est pas pris en compte. De la même manière, l'impact de la force brownienne sur la dispersion des nanoparticules de carbone est évalué en comparant les résultats fournis par une simulation où cette force est incluse avec ceux où elle ne l'est pas. Les résultats obtenus sont présentés selon 4 situations. La simulation avec absence du cylindre dans le domaine est appelée « cas de référence ». Le second cas représente la dispersion des particules en considérant l'influence des structures tourbillonnaires (présence du cylindre, sans prendre en compte les effets de la force brownienne et de la dispersion par la turbulence). Le troisième cas concerne les résultats obtenus dans le cas où seule la force brownienne est considérée tandis que dans le dernier cas, la prise en compte de la dispersion par la turbulence est effective. On note que pour tous les cas présentés, les forces de traînée et de portance sont également prises en compte. La figure

3.15 illustre la dispersion des nanoparticules de carbone colorées par leur temps de résidence pour les différents cas de figures présentées ci-dessus à l'instant $t^*=55$ (dans le régime post-transitoire discuté auparavant $t^*>30$).



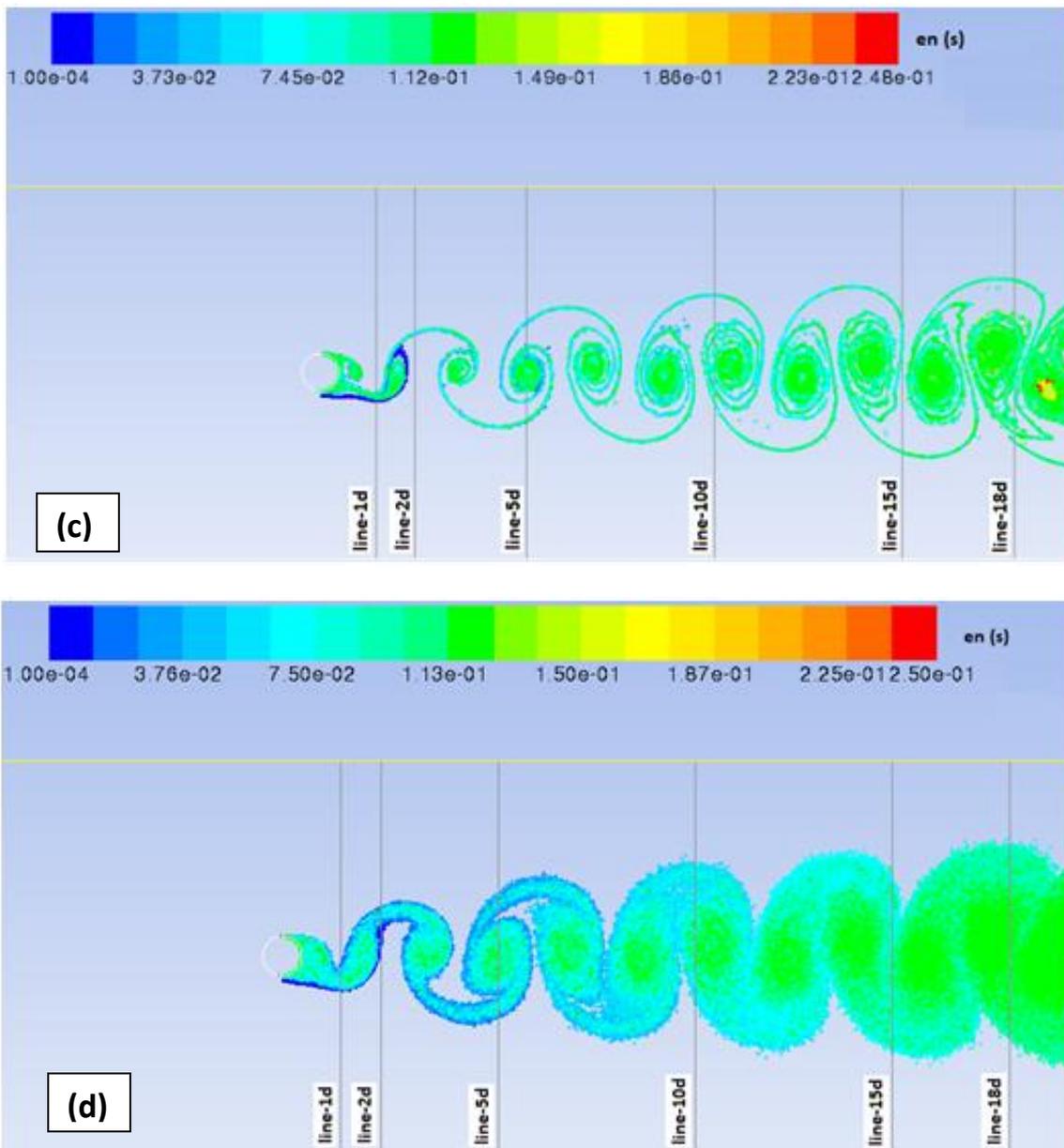


Figure 3.15. Impact des différents mécanismes sur la distribution de particules colorées par leur temps de résidence. (a) sans cylindre, (b) avec cylindre, (c) impact de la force brownienne, (d) impact de la dispersion par la turbulence

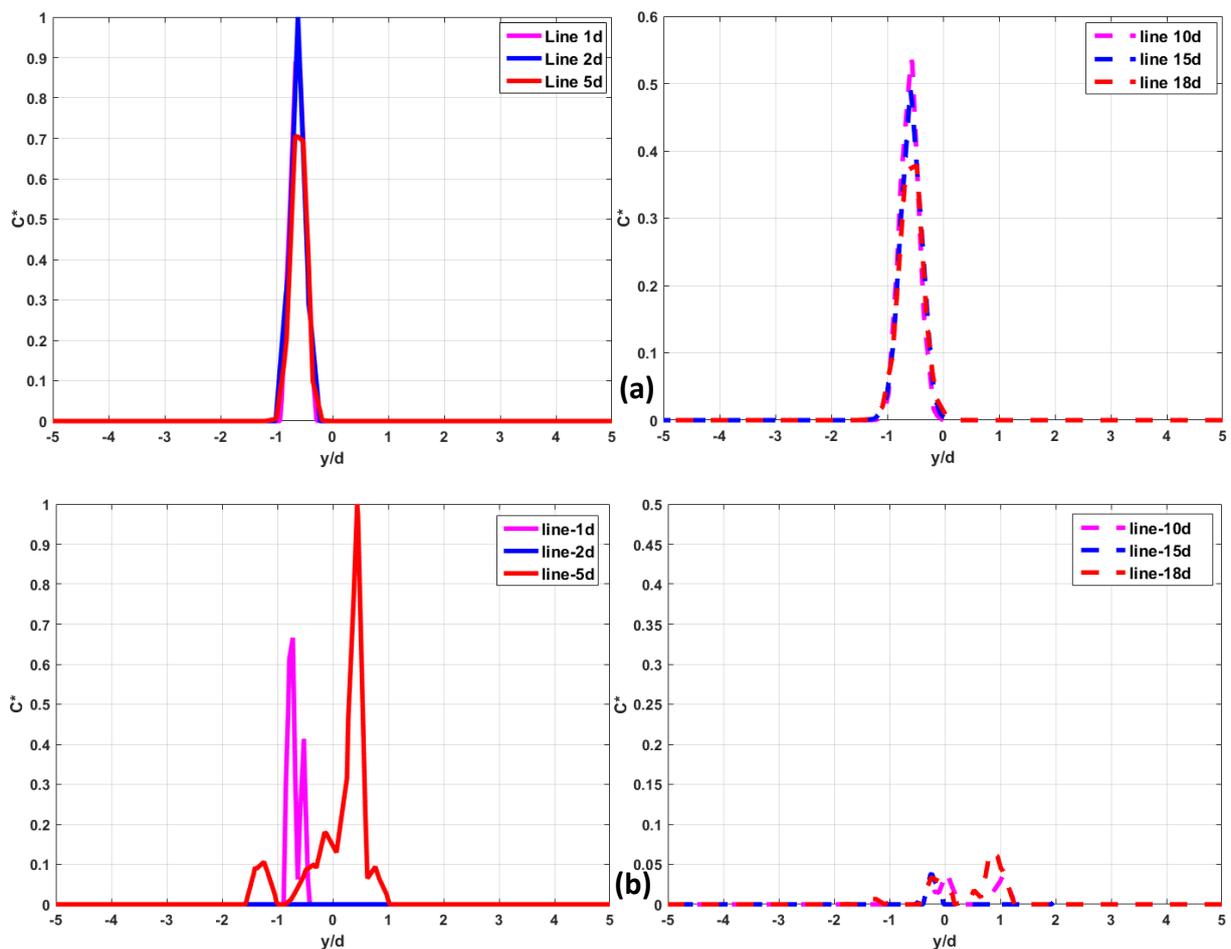
L'analyse des figures 3.15 montre que la structure de l'écoulement a une forte influence sur la dynamique des nanoparticules. Particulièrement, on remarque que sans la présence du cylindre (Figure 3.15a), c'est-à-dire en l'absence des structures tourbillonnaires, les nanoparticules de carbone ont tendance à suivre l'écoulement fluide dans la direction longitudinale passant par le point d'injection avec un temps de résidence plus faible dans le domaine (avec une valeur maximale de l'ordre de 0,1s). En présence du cylindre, les nanoparticules sont capturées par les structures tourbillonnaires formées dans son sillage. En effet, celles-ci ont tendance à attirer et à piéger les particules sous forme de filaments en périphérie des tourbillons constituant l'allée de Bénard von-Karman (Figure 3.15b). Le temps de résidence maximal est dans ce cas de l'ordre 0,24s environ. La prise en compte de la force brownienne entraîne une accumulation plus marquée des particules sous forme de filament

dans l'allée de von Karman avec plus de diffusion vers le noyau des tourbillons par rapport au cas précédent (figure 3.15c). L'influence de la dispersion par la turbulence est présentée sur la figure 3.15d. On remarque que la diffusion des nanoparticules est davantage marquée dans le sillage du cylindre avec un champ de dispersion beaucoup plus étendue par rapport aux cas où l'influence de la dispersion des particules n'y était pas prise en compte. En plus, les particules ayant un temps de résidence élevé sont celles qui se retrouvent dans le cœur des tourbillons constituant l'allée de von Karman. Finalement, ces résultats mettent en évidence l'influence de la force brownienne, de la turbulence et des structures tourbillonnaires qui ont tendance à piéger les nanoparticules de carbone dans leur périphérie puis dans leur noyau.

Pour approfondir notre analyse sur les impacts des paramètres précités, nous nous sommes également intéressés à l'évolution de la concentration des nanoparticules de carbone aux niveaux des mêmes lignes verticales à l'aval du cylindre. Les résultats présentés concernent les concentrations instantanées adimensionnelles définies par l'équation (3.25) et calculées à l'instant de simulation $t^* = 55$.

La figure 3.16 représente les courbes d'évolutions des profils de concentration instantanée des nanoparticules pour les 4 situations évoquées ci-dessus. Le premier élément qui ressort de l'analyse de ces courbes est la mise en évidence de la diminution de la concentration des particules au fur et à mesure que le rapport x/d croît et ce, quelle que soit la configuration testée. Sur ces différents cas de figures, la dispersion latérale est caractérisée par l'élargissement de la courbe à sa base et la diminution de l'amplitude du pic de concentration. Ainsi sur la figure 3.16a (cas de référence sans cylindre), la dispersion reste limitée et symétrique autour de la position de l'injecteur soit en $y/d = -0,62$. Ceci est dû à l'absence de structures tourbillonnaires. Les nanoparticules ont donc majoritairement un mouvement unidirectionnel dans le même sens que l'écoulement initial avec un angle de déviation très limité (l'écoulement n'étant pas laminaire). En l'absence de structures tourbillonnaires, les particules sont emportées par l'écoulement le long d'une ligne passant par leur point d'injection. L'introduction du cylindre engendre la formation de structures évoquées précédemment. La figure 3.16b met en évidence le fait que les structures tourbillonnaires entraînent une dispersion de part et d'autre de la ligne centrale $y/d = 0$, contrairement au cas de référence. La largeur de la distribution des concentrations (profil de concentration) est d'environ $2,5d$ en $x/d = 5$ (figure 3.16b) avec des pics de part et d'autre de l'axe de symétrie ($y/d = 0$). Si on considère l'impact de la force brownienne, les résultats sont présentés sur la figure 3.16c. Ils montrent qu'elle engendre une dispersion des nanoparticules marquée par des pics importants dans le sillage. Par exemple, en $x/d = 1$, le pic de concentration qui était de l'ordre de $C^* = 0,65$ pour la figure 3.16b est maintenant de $C^* = 0,95$ (figure 3.16c). Néanmoins, la base de la distribution est sensiblement la même pour ces deux derniers cas dans le sillage proche. La position des pics traduisant toujours la position de passage des tourbillons. Dans le sillage lointain la largeur de la base est légèrement plus importante avec des pics recentrés traduisant le fait que les particules aient migré de la périphérie vers le centre des tourbillons. C'est la constatation qui a été faite avec le contour de distribution des particules entre les figures 3.15b et 3.15c. Par ailleurs, la comparaison entre les figures 3.16b et 3.16d fait ressortir l'influence de la dispersion par la turbulence sur les particules. Ainsi, la

prise en compte de la turbulence montre que la dispersion des nanoparticules devient plus homogène et plus étendue (Figure 3.16d). En effet, nous remarquons que l'élargissement maximal des profils de concentrations se situent en $x/d=18$, on remarque que ces profils s'étendent entre $y/d= -3$ et $y/d= 3$ alors que l'étendue était limitée entre $y/d= -1,5$ et $y/d= 1$ pour la configuration 2 (figure 3.16b). D'autre part, dans la zone de sillage proche, au voisinage du cylindre précisément sur la ligne-1d, les figures 3.16bcd montrent que les nanoparticules sont simplement entraînées par le flux de l'écoulement avec un champ de dispersion très réduit à la base. Cela peut s'expliquer par la proximité de l'injecteur où les nanoparticules n'ont pas assez de temps de diffuser dans les structures tourbillonnaires.



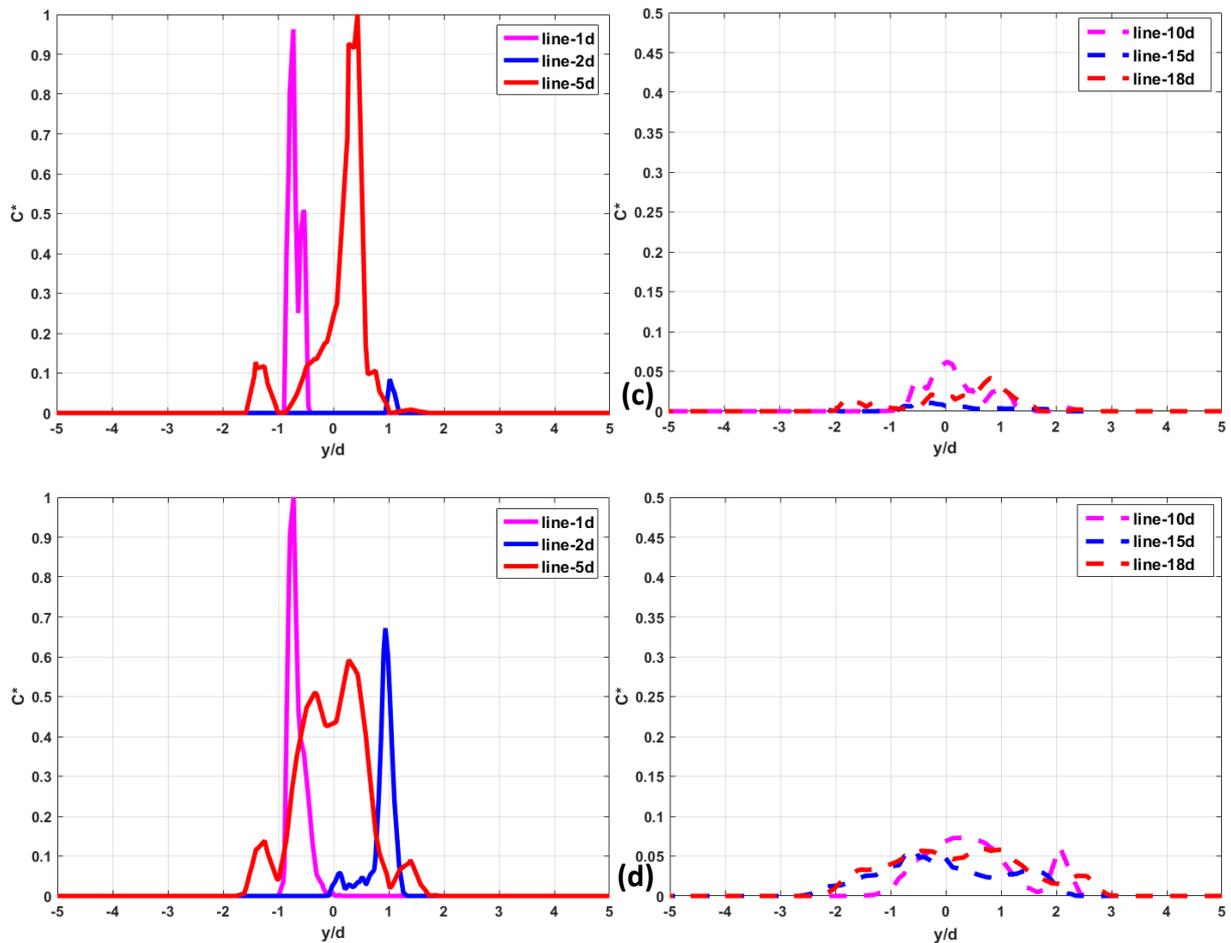


Figure 3. 16. Profils verticaux de la concentration des nanoparticules à l'instant $t^*=55$, adimensionnée par sa valeur maximale dans le sillage proche (figures à gauche) et lointain (figures à droite)

c) Effets de la paroi sur la dispersion des nanoparticules de carbone dans le sillage du cylindre

Dans le but de comprendre l'influence du sol sur la dispersion des particules issues du pot d'échappement d'un véhicule, nous avons étudié l'effet du rapprochement du cylindre de la paroi du domaine (simulant le sol). On note h la distance entre la paroi inférieure du cylindre et la paroi du domaine d'étude. Plusieurs simulations ont été étudiées pour différents rapports h/d , toutes les autres conditions de simulations restant par ailleurs identiques. Quatre cas ont été étudiés: $h/d= 4,5$ (le cylindre est centré verticalement dans le domaine d'étude), $h/d= 2$, $h/d=1$ et $h/d= 0,5$. Les forces prises en compte sont la traînée, la force de la portance de Saffman et la force Brownienne. L'effet de la dispersion des particules par la turbulence est également pris en compte. L'injection des particules se fait toujours à une distance de 3 mm sous le cylindre selon les mêmes conditions que celles définies précédemment. La figure (3.17) représente la distribution des nanoparticules de carbone colorées par leur temps de résidence pour ces différents cas à l'instant $t^*=55$. Les nanoparticules ayant un temps de résidence élevé sont celles qui sont au rouge par contre celles nouvellement injectées dans le domaine (temps de résidence faible) sont colorées au bleu.

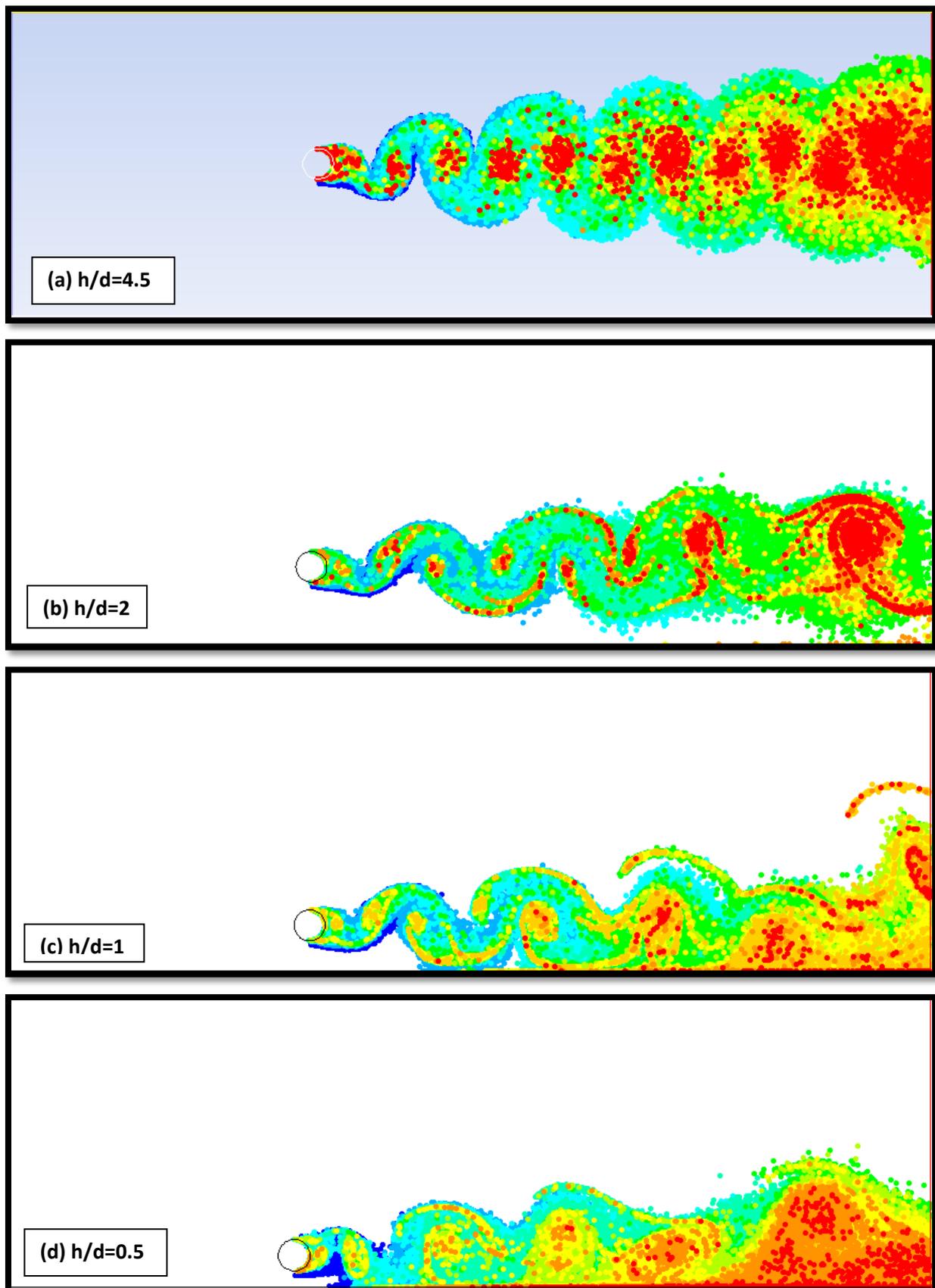


Figure 3. 17. Distribution des nanoparticules de carbone colorées par leur temps de résidence en fonction du rapport h/d , à l'instant $t^*=55$

On constate, comme précédemment, que les nanoparticules de carbone sont attirées rapidement vers le centre et la périphérie des tourbillons constituant l'allée de von Karman. D'autre part, On aperçoit que le rapprochement du cylindre à la paroi du domaine d'étude perturbe la dispersion des nanoparticules. Cela se manifeste par une élévation du temps de résidence des nanoparticules à proximité de la paroi du domaine d'étude (figures 3.17c et 3.17d). Ce phénomène peut être expliqué par l'influence de la couche limite qui se développe sur la paroi inférieure fixe du domaine. Pour mieux analyser et approfondir ce constat nous avons également tracé les profils verticaux de la concentration adimensionnelle des nanoparticules du carbone sur deux lignes verticales placées en deux positions, une en sillage proche, $x/d=5$ et une en sillage lointain $x/d=18$, figure 3.18.

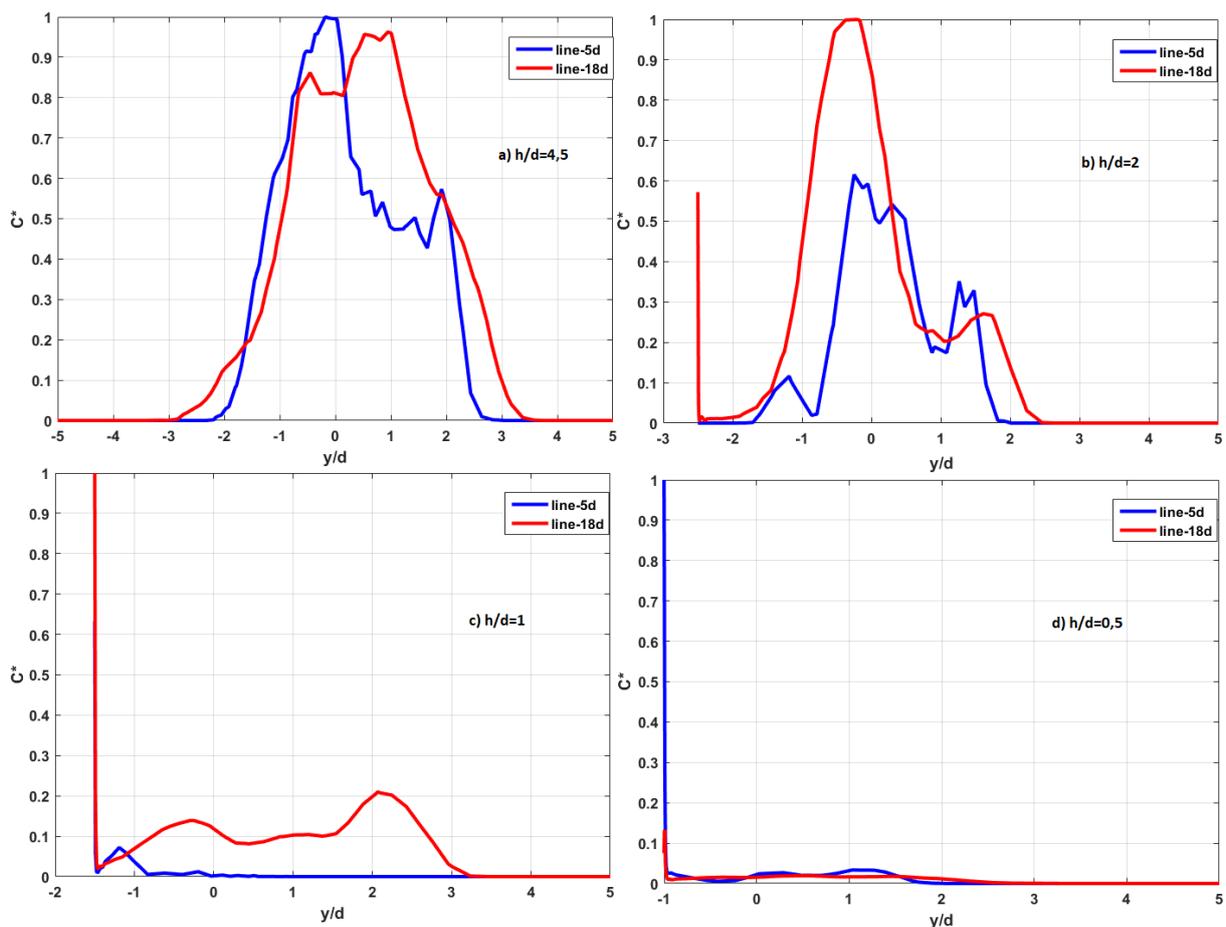


Figure 3. 18. Évolution de la concentration des nanoparticules de carbone en fonction de la hauteur h/d , à l'instant $t^*=55$

Un effet du rapprochement de la paroi sur la dispersion des particules est clairement visible. Il est caractérisé par une baisse de niveau de la concentration des particules dans le sillage au fur et à mesure qu'on se rapproche de la paroi. Par exemple, le pic de la concentration adimensionnelle C^* en $x/d=5$ est d'environ 1 pour $h/d=4,5$. En revanche, il n'est que de 0,2 pour $h/d=1$. D'autre part, on observe une évolution linéaire de la concentration à des positions $y/d=-2,5$, $y/d=-1,5$ et $y/d=-1$ respectivement pour les cas $h/d=2$, $h/d=1$ et $h/d=0,5$. Comme observé avec la figure 3.16, ce fait peut s'expliquer par l'influence de la couche limite au niveau de la paroi inférieure du domaine. En effet, le piégeage des nanoparticules de carbone par la couche limite entraîne une accumulation de ces dernières dans cette couche à

plus faible vitesse et donc avec des temps de résidences plus importants et par conséquent l'augmentation de la concentration C^* en ces endroits. Ce phénomène commence tout d'abord dans le sillage lointain avec la ligne $x/d= 18$ de la figure 3.17b et se généralise avec le sillage proche avec la ligne $x/d= 5$ de la figure 3.18c.

3.3.2.2. Simulations 3D

Après avoir réalisé une étude comparative entre les résultats issus des simulations et ceux fournis par les essais en soufflerie pour l'écoulement monophasique, nous avons également mené une étude numérique 3D de la dispersion des nanoparticules de carbone. Expérimentalement, nous n'avons pas pu mener une expérience sur la dispersion des particules dans le sillage d'un cylindre circulaire au cours de cette thèse. Pour valider nos résultats numériques, nous nous sommes essentiellement appuyés sur l'article de Huang *et al.* (2014). Pour rappel, les conditions de simulation sont identiques à celles de l'étude numérique 2D. Les coordonnées du point d'injection sont ($x=0$, $y=-3\text{mm}$, $z=0$). Comme en 2D, nous caractérisons la dispersion des particules dans le sillage par deux grandeurs : la concentration et la fonction de dispersion dans les différentes zones du sillage. La figure 3.19 représente la répartition des positions des nanoparticules sur le plan central vertical, plan (x , y). Les positions des particules sont colorées par leur temps de résidence. Les particules au couleur bleue (temps de résidence faible) sont, encore une fois, celles qui viennent d'être injectées dans le domaine. On observe que la présence des particules semble moins dense dans le plan central ceci s'explique par la diffusion transversalement des particules dans l'axe perpendiculaire à ce plan. Les structures tourbillonnaires sont moins visibles par la présence en leurs seins des particules mais elles contribuent tout aussi à leurs dispersions que dans le cas 2D comme le prouvent les profils de concentrations latérales sur tous les plans qu'en plus des tourbillons formant l'allée de Von Karman, certaines nanoparticules sont également piégées par la zone de recirculation en aval du cylindre.

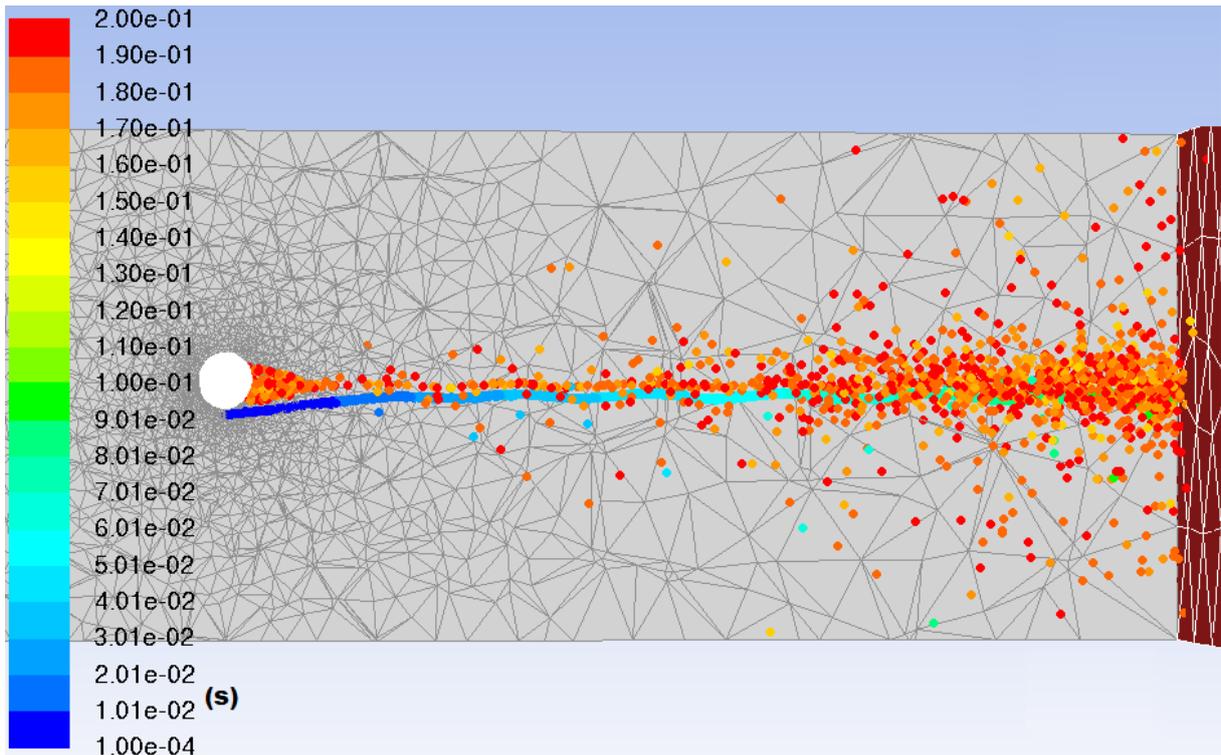


Figure 3. 19. Répartition des positions des nanoparticules de carbone dans le plan (x, y) à l'instant $t^*=88,96$

Comme en 2D, nous avons gardé l'axe y pour la direction verticale, l'axe z représentant le troisième axe qui est la largeur du domaine d'étude). Nous avons également placé des plans aux mêmes positions (distance au cylindre) qu'en 2D sur lesquels on peut tracer l'évolution des profils de la concentration des particules à l'instant $t^*=88,96$. Nous rappelons ce temps est calculé à travers l'équation (3.25) pour un temps de simulation dimensionnel $t=0.4s$.

a) Concentration des nanoparticules dans le sillage du cylindre

La figure 3.20 représente l'évolution latérale sur l'axe vertical (y) de la concentration adimensionnelle des nanoparticules dans le sillage du cylindre à l'instant $t^*=88,96$.

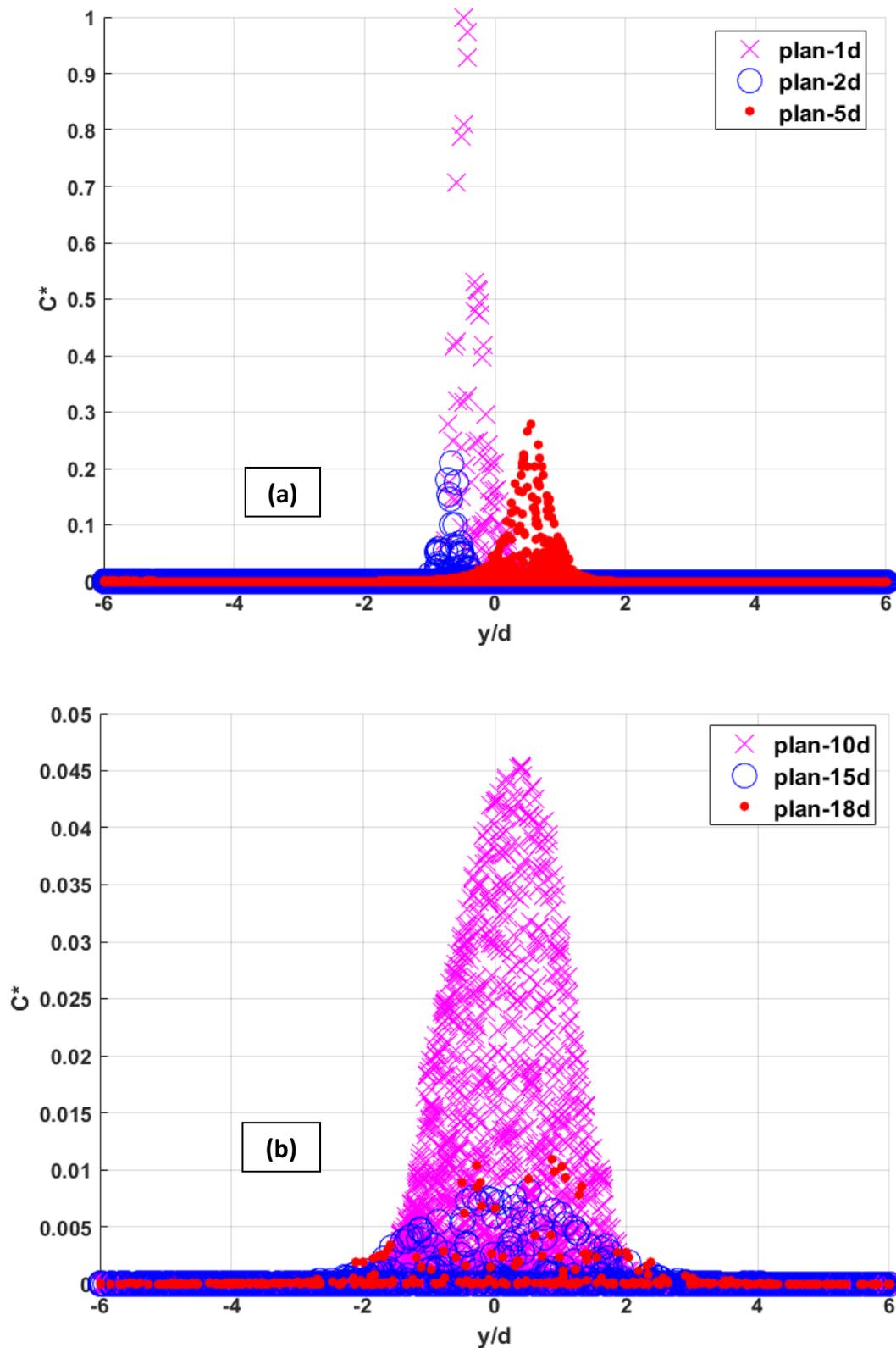


Figure 3. 20. Évolution latérale (sur l'axe y) de la concentration dans le sillage proche (a) et lointain (b) à l'instant $t^* = 88,96$

Nous avons modifié les motifs des profils de concentrations par rapport à la figure 3.16 pour des raisons de clarté, en remplaçant les lignes par des symboles. Ainsi, l'analyse de la figure

3.20 montre une dispersion des particules qui dépend de la position de l'injecteur, c'est particulièrement le cas du profil de concentration sur la ligne 1d et puis du positionnement des tourbillons de von Karman. C'est pour cette raison que les pics de concentrations aux lignes 2d et 5d sont décalées de part et d'autre par rapport à la ligne centrale $y/d=0$. Cet effet s'estompe au-delà dans le sillage lointain où la diffusion opère une homogénéisation de la répartition des nanoparticules. D'autre part, on remarque une diminution du pic de la concentration des nanoparticules avec la distance longitudinale x/d . Ainsi, le minimum du pic dans le sillage proche est obtenu en $x/d=2$ et correspond à une concentration adimensionnelle de $C^*=0,22$. Cette dernière est environ 5 fois plus grande que la maximale obtenue au niveau du sillage lointain à $x/d=10$, $C^*=0,045$. D'autre part, la distribution de concentration semble être caractérisée par une gaussienne centrée en $y/d=0$, et ce, dans tous les plans du sillage lointain ($x/d=10, 15$ et 18). Cette différence par rapport au sillage proche où les nanoparticules sont dispersées dans les différents plans de part et d'autre de la ligne centrale $y/d=0$, peut s'expliquer à travers une instabilité des structures tourbillonnaires du sillage proche par rapport à ceux du sillage lointain. Car selon Bloor et Gerrard (1966) dans le sillage proche et précisément la zone de recirculation de l'écoulement et pour des nombres de Reynolds supérieurs à 300, des instabilités de type Kelvin-Helmholtz pilotent le comportement des couches de cisaillement et donnent lieu à ce que l'on nomme parfois les vortex de Bloor-Gerrard qui combinés à l'allée de von Karman induisent des dispersions de particules qui en profils de concentrations cumulées ressemblent à une forme de type créneau avec des pics aux extrémités comme on a pu le voir sur la figure 3.13. Donc en conclusion la non-homogénéité de la dispersion des nanoparticules de carbone dans le sillage proche d'un cylindre circulaire dépend des instabilités des structures tourbillonnaires du sillage proche et de la position de l'injecteur (pot d'échappement pour un véhicule). Enfin, on note également que la base du champ de dispersion des particules est plus étendue dans le sillage lointain par rapport au sillage proche. Ceci était également le cas en 2D. Par exemple, cette base s'étend de $z/d=-2,5$ à $z/d=2,5$ en $x/d=18$ alors qu'elle n'est qu'entre $z/d=-0,5$ et $z/d=1,5$ pour $x/d=5$.

De la même manière, la figure 3.21 montre l'évolution transversale (dans la largeur) de la concentration des nanoparticules de carbone en fonction de z/d à l'instant $t^*=88,96$.

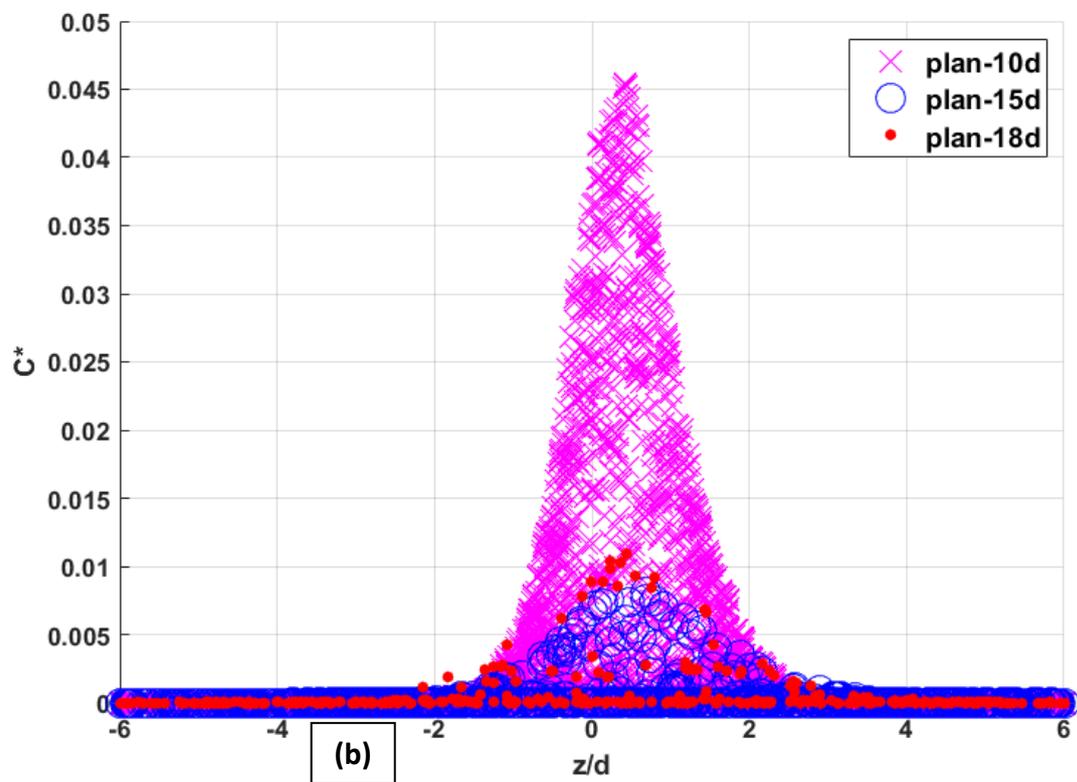
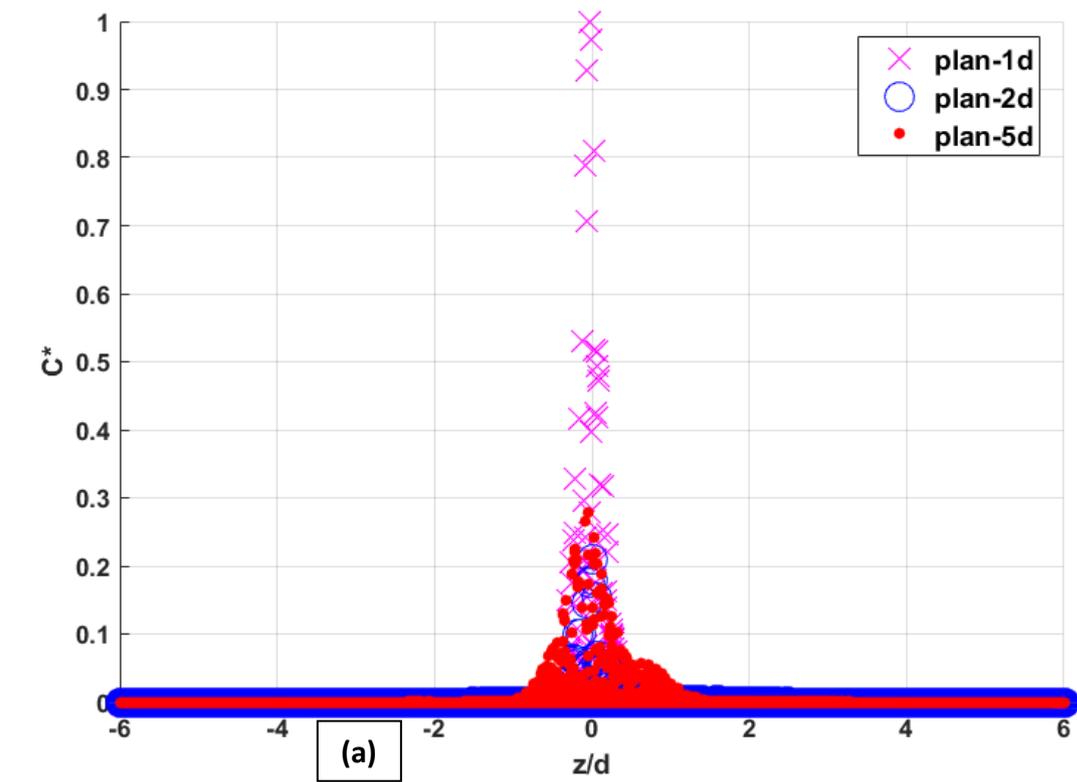


Figure 3. 21. Évolution transversale (sur l'axe z) de la concentration dans le sillage proche (a) et lointain (b) à l'instant $t^* = 88,96$

En comparant avec l'évolution verticale de la concentration (figure 3.20), on s'aperçoit que les pics de concentration des nanoparticules sont centrées dans le plan z (vu que l'injecteur est centré dans la largeur en $z=0$) et ce dans tous les plans du sillage y compris dans le sillage proche. En effet, la nature de l'évolution de la concentration est différente, dans les plans (1d, 2d et 5d) du sillage proche dû au fait de la présence continue de la zone de recirculation accolée au cylindre tout au long de ce dernier (figure 3.5). Cette zone de recirculation, répartie tout au long du cylindre, permet une homogénéisation de la dispersion des particules. Ainsi, l'évolution transversale et dans les plans $x/d=1, 2$ et 5 , la dispersion est une gaussienne centrée en $z/d=0$. En se référant à la figure 3.5c, on aperçoit l'allée de Von Karman résultant du décollement de l'écoulement de la paroi du cylindre. Ces décollements alternatifs du fluide porteur selon y entraînent donc les particules de part et d'autre de la ligne centrale $y/d=0$ générant une dispersion non gaussienne. Ceci n'est pas le cas selon l'axe z , la dispersion étant ainsi plus homogène et de nature gaussienne centrée sur $z/d=0$.

b) Fonction de dispersion dans le sillage

Au-delà de l'évolution des profils de la concentration, pour d'avantage caractériser la dispersion des nanoparticules dans le sillage, nous avons représenté la fonction de dispersion définie en Eq. 3.24. Elle caractérise l'écart type du déplacement vertical ou transversal de la particule par rapport aux axes centraux. Nous avons étudié l'évolution de cette fonction de dispersion sur les différents plans du sillage selon les axes y (évolution verticale), $D_y(t)$ et z (évolution transversale), $D_z(t)$. La figure 3.22 présente l'évolution verticale et temporelle (t^*) de la fonction de dispersion des nanoparticules de carbone dans le sillage du cylindre. On note que t^* est toujours calculé par l'équation (3.25).

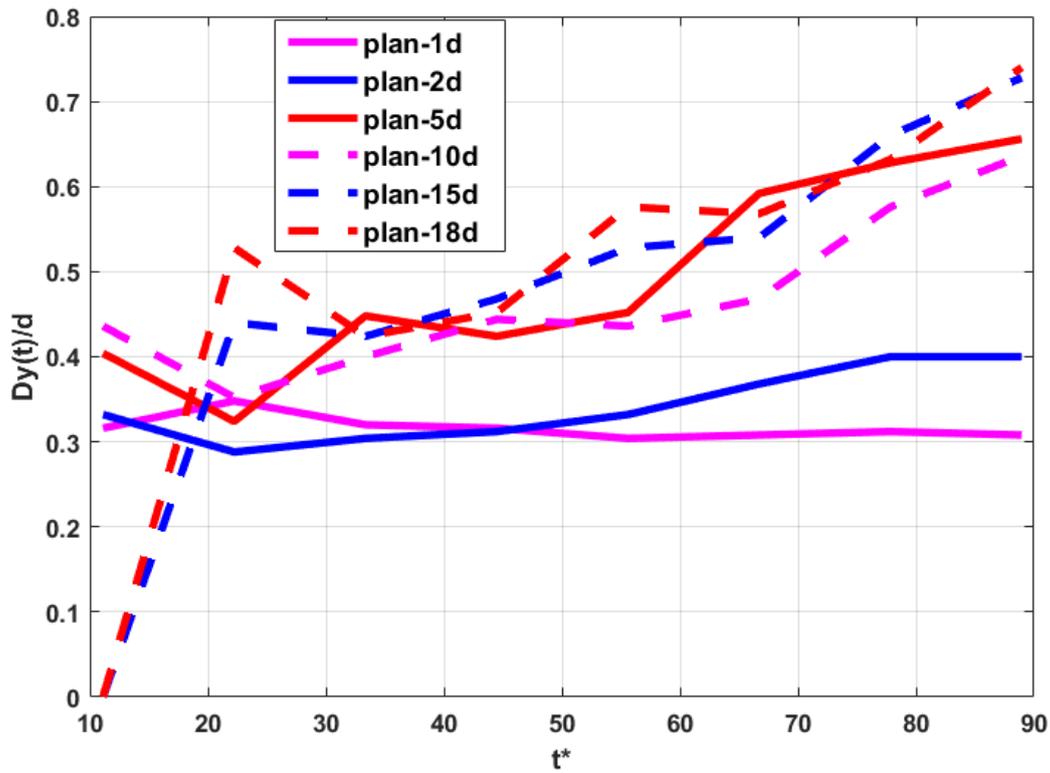


Figure 3. 22. Évolution de la fonction de dispersion verticale des particules dans les sillages proche (plan 1d, plan 2d, plan 5d) et lointain (plan 10d, plan 15d plan 18d) en fonction du temps

L'analyse de ces courbes montre en général une augmentation de la fonction de dispersion adimensionnelle en fonction du temps adimensionnel t^* sauf au niveau des plans placés $x/d=1$ et $x/d=2$. D'autre part, et contrairement à l'évolution de la concentration, la fonction de dispersion augmente lorsque les nanoparticules passent de la zone du sillage proche vers le sillage lointain. Ainsi à $t^*=88.96$, $D_y(t)/d$ vaut 0,65 ($x/d=5$) et 0,73 ($x/d=18$). Ce constat était également marqué pour la simulation 2D.

La figure 3.23 montre l'évolution transversale de la fonction de dispersion des particules dans le sillage en fonction du temps t^* .

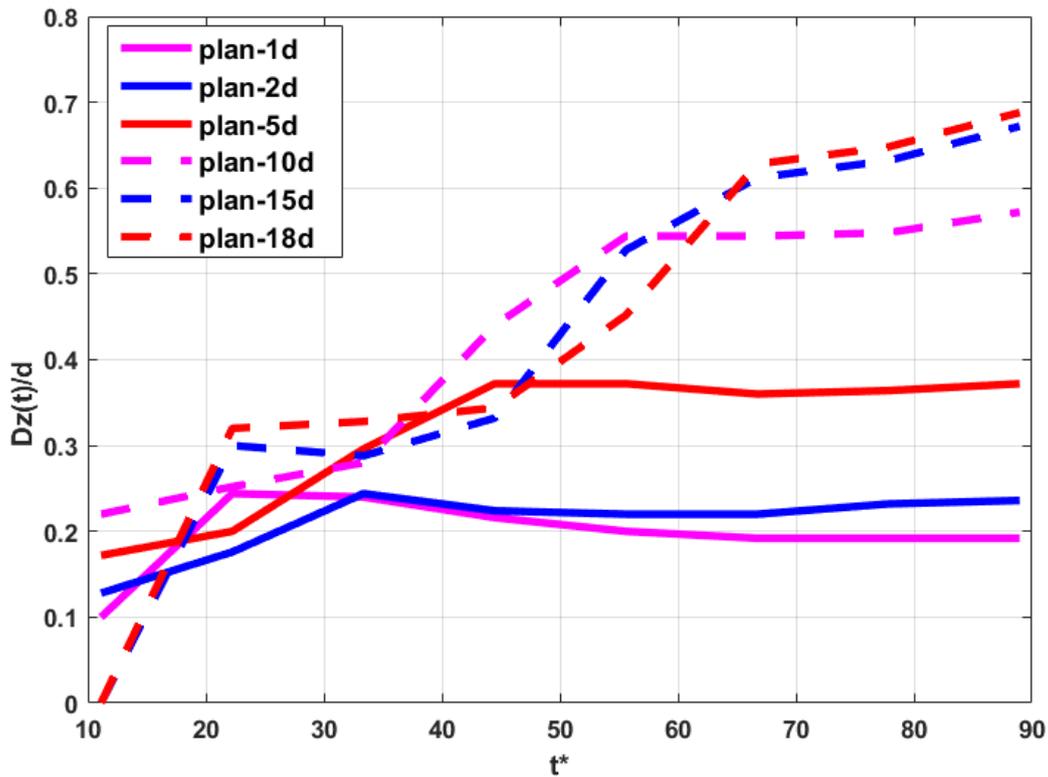


Figure 3. 23. Évolution de la fonction de dispersion transversale des particules dans les sillages proche (plan 1d, plan 2d, plan 5) et lointain (plan 10d, plan 15d, plan 18d), en fonction du temps t^*

Il ressort de l'analyse de ces figures que la fonction de dispersion suit la même évolution latéralement (axe z) que verticalement (axe y). Néanmoins, l'étude comparée dans les deux plans montre que les nanoparticules de carbone se dispersent de manière plus intense verticalement (sur l'axe y) que transversalement (sur l'axe z). Ainsi, à titre d'exemple, les valeurs de la fonction de dispersion en $x/d=5$ sont 0,65 et 0,38 respectivement pour les axes y et z . Ces résultats sont en accord avec Luo *et al.* (2009) dans leur étude 3D sur la dispersion des particules à différents nombres de Stokes dans l'écoulement de sillage d'un cylindre circulaire (approche DNS pour la phase fluide couplée à un suivi lagrangien des particules), ils ont observé également que la fonction de dispersion était beaucoup plus importante dans la direction verticale que dans la transversale.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'approche de modélisation pour simuler notre écoulement diphasique (phase fluide et phase dispersée). Il s'agit d'une approche hybride eulérienne-lagrangienne. D'une part, la phase fluide (phase porteuse ou encore continue) est décrite par une méthode Eulérienne qui fournit les champs moyens sur un maillage à l'aide d'un modèle de turbulence RSM couplé à un traitement proche paroi (EWT) de la turbulence. Et d'autre part, les particules (la phase dispersée) sont décrites par une méthode lagrangienne qui consiste à suivre les trajectoires d'un nombre statistiquement représentatif de particules dans l'écoulement. Les forces qui ont été considérées sont la diffusion brownienne, la portance de Saffman, et la traînée. Dans cette approche hybride, l'approche Eulérienne basée

sur URANS ne donne que des grandeurs moyennes des champs de vitesse et de pression, or le suivi des trajectoires des particules est basé sur le principe fondamental de la dynamique du mouvement de la particule, ne faisant intervenir que des grandeurs instantanées. Le niveau d'information est donc différent. Pour pallier à cela, nous avons choisi un modèle d'interaction particule/tourbillon (EIM) qui consiste à générer des vitesses fluctuantes instantanées du fluide porteur tout en respectant l'intensité turbulente moyenne locale, pour inclure l'impact de la turbulence sur la dynamique des nanoparticules. Ainsi nous avons lancé une première simulation pour étudier la dispersion dans le sillage de l'obstacle cylindre circulaire afin de valider notre choix de modèle numérique.

D'autre part, nous nous sommes intéressés également à l'étude monophasique 2D et 3D de l'écoulement de sillage qui se développe à l'aval d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds $Re=9300$. Nous avons montré que l'écoulement turbulent est caractérisé par la présence de structures tourbillonnaires de différentes tailles (figure 3.5). De même, le fort décollement à la paroi du cylindre initie un lâcher tourbillonnaire connu sous le nom d'allée de von Karman. Ces résultats ont été mis en évidence par une expérience menée dans une soufflerie.

Pour l'étude diphasique (injection de particules), il ressort que la structure de l'écoulement, la force brownienne et la dispersion des particules par la turbulence influencent fortement leur dispersion. Ces particules se retrouvent généralement dans le centre et dans les périphéries des tourbillons du sillage. Il est apparu aussi que les profils de concentration des nanoparticules ont une forme spécifique ressemblant à un créneau avec un double pic situé aux extrémités en proche sillage, alors que cela tend vers une forme gaussienne en sillage lointain. Les niveaux de concentrations diminuent lorsque x/d augmente et les profils ont tendances à s'élargir à leurs bases démontrant une augmentation de la dispersion. Ce constat est confirmé par l'évolution temporelle de la fonction de dispersion qui croît avec la distance x/d . Enfin en 3D et dans le sillage proche, si on retrouve les mêmes tendances en ce qui concerne les profils de concentrations et le coefficient de dispersions sur l'axe vertical (y), nous avons une dispersion plus homogène et moins importante sur l'axe transversal (z). Ceci est dû à la structure de l'écoulement qui est symétrique transversalement (par rapport au plan central vertical xy à $z=0$) tout au long du cylindre et donc les nanoparticules sont moins dispersées dans cette direction.

Chapitre IV : Dispersion des Nanoparticules dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit

Dans le chapitre précédent, nous avons traité la dispersion des polluants particulaires à l'aval d'un cylindre circulaire afin de caractériser les interactions entre l'écoulement de sillage, et en particulier les structures tourbillonnaires turbulentes, et les nanoparticules, mais également de valider notre modèle numérique. Ainsi, ce nouveau chapitre fait l'objet de l'application de ce modèle dans le cas d'un obstacle à géométrie différente appelé corps d'Ahmed. C'est la représentation simplifiée et miniaturisée d'un véhicule automobile à culot droit. Pour cela, on procède dans un premier temps à l'étude numérique de l'écoulement fluide autour du corps d'Ahmed, puis des simulations de l'écoulement diphasique (air + particules) en injectant les nanoparticules de carbone dans le sillage du corps d'Ahmed.

4.1. Écoulement monophasique autour du corps d'Ahmed

Dans le but de pouvoir faciliter ses déplacements, l'homme a mené d'énormes progrès dans le domaine de la mobilité et le transport de ses marchandises. C'est pour cette raison que le parc automobile mondial qui ne comptait qu'environ 590 millions d'unités (Passenger car, 2006), a subi une évolution marquée en 2013 amenant son chiffre à 1180 millions de véhicules. En effet, selon un rapport basé sur l'analyse et faits de l'industrie automobile française (Rapport CCFA, 2017), depuis 2001 le nombre de véhicules dotés de moteur diesel a connu son évolution élevée par rapport aux autres types de véhicules. Particulièrement, en Europe de l'Ouest où les voitures particulières à moteur diesel représentaient les 52% du nombre total. Les raisons sont, d'une part le moteur diesel possède un rendement élevé par rapport à celui du moteur à essence notamment dû à l'utilisation d'un turbocompresseur à géométrie variable permettant au moteur d'être plus efficace à faible régime. D'autre part, grâce également à son système d'injection directe à haute pression et à son faible taux de consommation de carburants par rapport au moteur à essence. Mais cette forte pression d'injection a conduit à la génération de particules de plus en plus fines émises dans l'atmosphère dans certaines conditions de fonctionnement malgré l'utilisation des filtres à particules (FAP) (Myung et Park, 2012). Par conséquent, les véhicules routiers en général et en particulier ceux possédant un moteur diesel sont les principales sources de la pollution atmosphérique en particules (Kumar *et al.* 2011). Les particules issues du domaine routier ont majoritairement une taille inférieure à 300 nm et représentent 99% du nombre total des particules dans l'environnement urbain (Kumar *et al.* 2008 ; 2009). Ainsi, dans le but de mener des études d'investigation concernant les véhicules automobiles, tout d'abord pour les aspects aérodynamiques et de réduction de la consommation, et plus récemment pour l'étude de la dispersion des polluants émis par les véhicules, les scientifiques ont représenté ce dernier par une maquette de type corps d'Ahmed. C'est la représentation simplifiée et miniaturisée de la configuration d'un véhicule réel pouvant reproduire la topologie de l'écoulement de sillage des trois grandes catégories de véhicules (mono-corps, bi-corps et tri-corps) (Ahmed *et al.*, 1984). Ces travaux pionniers ont été confirmés notamment par les travaux de Hucho et Sovran, 1993, c'est une configuration satisfaisante et simple pouvant reproduire l'aérodynamique d'un véhicule réel. C'est pour cette raison que dans cette première partie on essaie de comprendre les caractéristiques de l'écoulement fluide (air) se mettant en place autour du corps d'Ahmed à culot droit avant l'injection des particules dans son sillage. La maquette du corps d'Ahmed a fait l'objet de travaux similaires notamment pour comprendre les caractéristiques de

l'écoulement fluide qui sont à la base de l'amélioration de la vitesse d'un véhicule à travers la réduction de la force de traînée.

Parmi les études récentes utilisant un corps d'Ahmed, on trouve celles de Grandemange *et al.* (2013) qui ont conduit une étude sur la réduction passive de la trainée d'un corps d'Ahmed à culot droit à travers d'artefacts ajoutés en démontrant l'influence de paramètres tels que les angles d'une fente. Ils aboutissent à une géométrie optimisée du corps d'Ahmed ayant une trainée réduite de 5,8% par rapport au cas de référence. Si plusieurs études ont été menées sur la maquette corps d'Ahmed notamment pour la réduction de la trainée permettant de diminuer la consommation et optimiser la vitesse, celles menées pour la dispersion des particules dans le sillage d'un corps d'Ahmed, le sont beaucoup moins

L'étude de Barros *et al.* (2016) servira de référence pour les caractéristiques de l'écoulement fluide monophasique. Ainsi, les vitesses d'écoulement fluide de 10, 12 et 15 m/s font l'objet de notre étude, d'une part pour les caractéristiques (l'échelle) géométriques compatibles avec nos moyens expérimentaux en ce qui concerne la partie diphasique (notion d'échelle cinématique qui sera abordée plus tard). Et d'autre part, pour l'ordre de grandeur des vitesses étudiées qui sont typiques de zones urbaines. Les 10 et 15 m/s ont été choisies en référence de Barros *et al.* (2016) et celle de 12 m/s est une valeur intermédiaire entre les deux précédentes.

4.1.1. L'Étude numérique

4.1.1.1. Domaine d'étude et Maillage

La figure 4.1 fait état de la présentation du corps d'Ahmed choisi et ses dimensions. Ainsi sa hauteur, sa profondeur et sa longueur sont respectivement égale à $H= 297$ mm, $W= 350$ mm et $L= 808$ mm. La géométrie repose sur quatre (4) pieds cylindriques de hauteur 50 mm et de diamètre 50 mm. Ainsi, la garde au sol de notre maquette vaut environ 17% (elle représente le rapport de la taille des roues par la hauteur de la maquette). L'origine du repère est placée au centre de la face arrière au niveau du plancher de la maquette comme le montre la figure 4.1c. Comme l'étude de l'écoulement autour du cylindre circulaire (chapitre 3), l'écoulement du fluide est orienté selon l'axe X ($X=x/H$) (voir figure 4.1a). Les axes Y ($Y=y/H$) et Z ($Z=z/H$) indiquent respectivement les axes vertical et transversal par rapport au sens de l'écoulement. Les paramètres du domaine d'étude ont également été choisis en références à l'étude de Barros *et al.* (2016). Ainsi, la distance séparant l'entrée du domaine et l'avant du corps est $X_i= 2,42H$, celle séparant l'arrière du corps et la sortie du domaine est $X_o= 9,18H$. La hauteur représente $Y=10H$. Le corps d'Ahmed est centré dans l'axe transversal et la profondeur du domaine vaut $Z= 6,4H$.

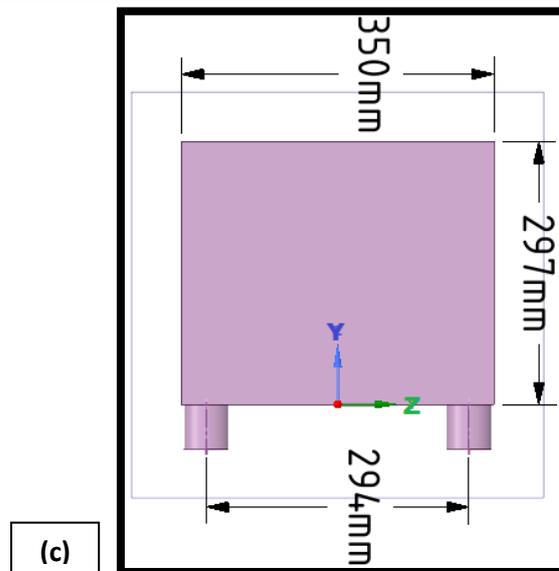
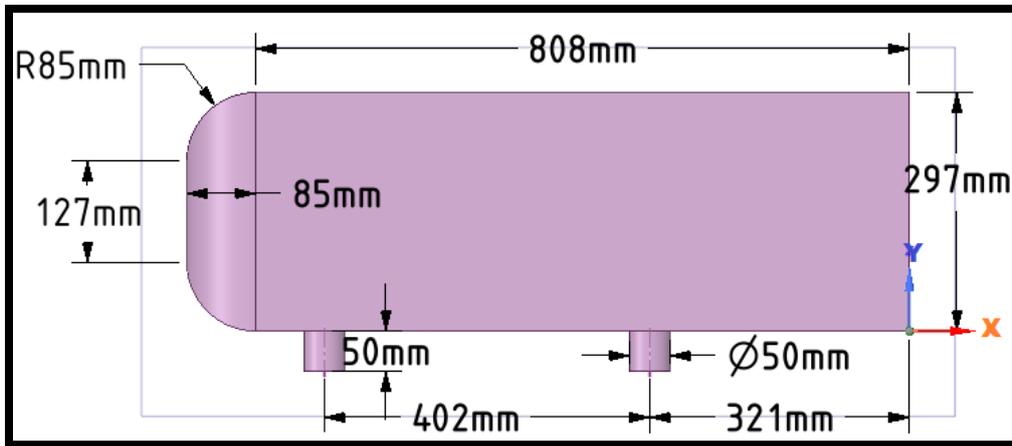
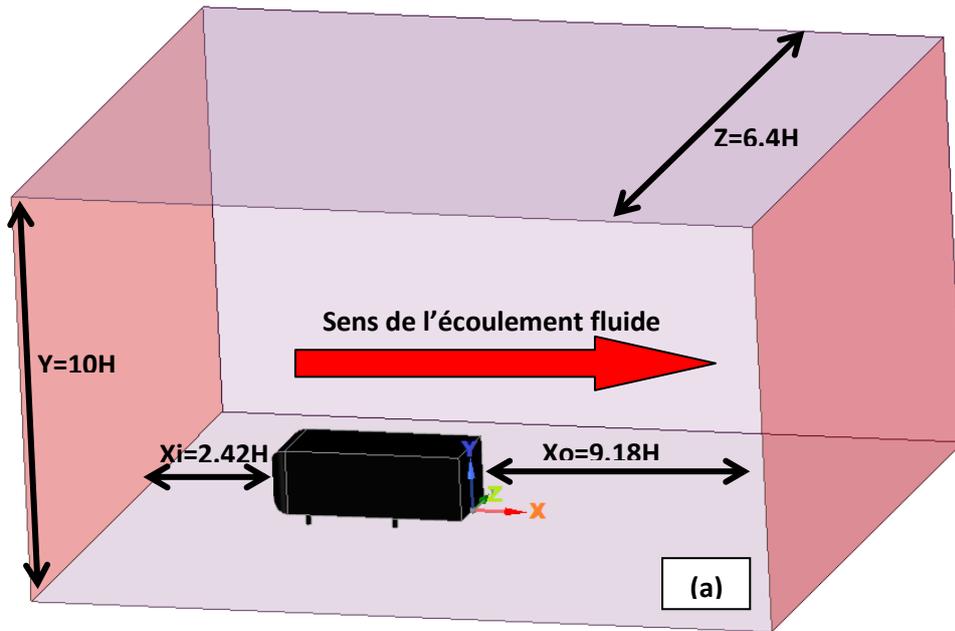


Figure 4. 1. Corps d'Ahmed à culot droit dans le domaine d'étude (a) et ses dimensions (b et c)

Le maillage a consisté à discrétiser notre domaine d'étude en des éléments de mailles très fins, les composantes de la vitesse de l'écoulement fluide seront résolues au niveau de chaque nœud de la maille. Ainsi nous avons dans un premier temps procédé à une étude de convergence de maillage basée sur la longueur de recirculation de l'écoulement. Celle-ci reste comme dans le cas du cylindre, le principal indicateur servant à valider la structuration de l'écoulement en termes de tourbillons, en particulier en zone de recirculation. Pour cela, trois maillages M1, M2 et M3 ont été réalisés et la simulation a été faite pour la vitesse du fluide $U_\infty = 15\text{m/s}$. M1 est le maillage grossier tandis que M2 et M3 représentent respectivement les maillages fin et plus fin. M2 et M3 ont permis d'obtenir une longueur de recirculation qui est en bon accord avec l'étude expérimentale de Barros *et al.* (2016). Ainsi nous avons opté pour le maillage M2 (voir figure 4.2) qui est un bon compromis entre précision et temps de calculs par rapport à celui très fin (M3).

Maillage	Eléments	Lr/H
Barros <i>et al</i> (2016) Exp.	/	1,50±0,01
M1	1845090	1,68
M2	4565849	1,46
M3	20512836	1,46

Tableau 7. Test de convergence du maillage pour $U_\infty = 15\text{m/s}$

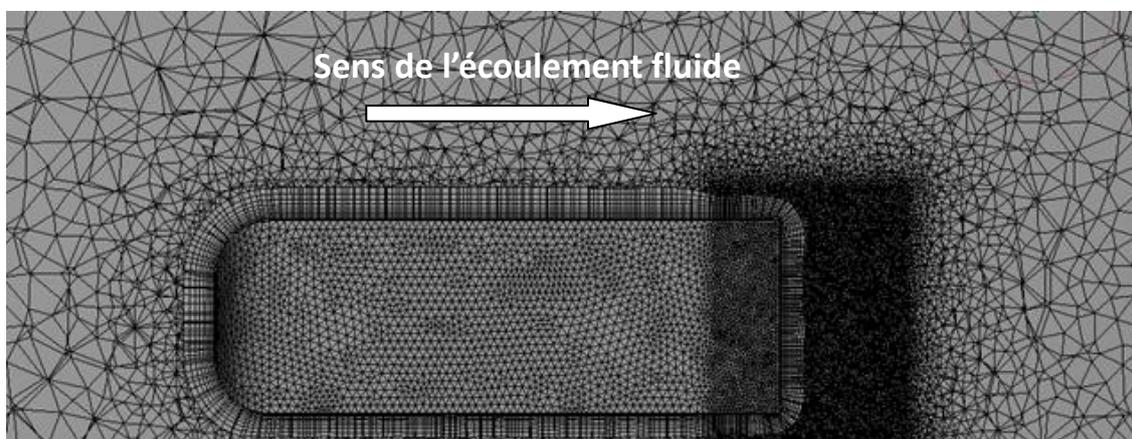


Figure 4. 2. Coupe longitudinale du maillage du domaine d'étude

4.1.1.2. Conditions de simulations

Le nombre de Reynolds de l'écoulement du fluide porteur est basé sur la hauteur H de la maquette du corps d'A Ahmed, il est noté par Re_H et son expression est :

$$Re_H = \frac{U H}{\nu} \quad (\text{Eq. 4.1})$$

Nous avons traité deux cas de vitesse d'écoulement fluide. Il s'agit de $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ (36 km/h) et $U_\infty = 15 \text{ m/s}$ (54 km/h). Ce sont des valeurs de vitesse moyenne qu'un véhicule peut avoir

dans un milieu urbain. La pression de sortie du fluide dans le domaine est supposée à pression atmosphérique. Concernant les conditions aux frontières supérieure et inférieure, la paroi du corps d'Ahmed est fixe et ne fait l'objet d'aucun glissement. Le haut et le bas du domaine sont supposés être des parois fixes.

4.1.1.3. Méthode numérique

L'étude numérique 3D de l'écoulement d'air (fluide porteur) instationnaire est menée par une approche eulérienne basée sur le modèle de turbulence de type URANS par l'utilisation du modèle RSM (méthode validée dans le chapitre 3). Pour cela, les équations de Navier-Stokes moyennées (Eq. 3.3 et Eq. 3.4) sont résolues avec des approches du second ordre pour les équations de la quantité du mouvement et de continuité. Ces simulations ont été réalisées avec le code commercial Fluent (version 16.1). Le couplage pression-vitesse est résolu à travers l'algorithme « Simple ». Concernant la discrétisation temporelle, une approche implicite du second ordre est utilisée. Quant à la résolution statistique des équations de Navier-Stokes moyennées, le modèle utilisé est par RSM, c'est-à-dire une équation de transport pour chaque composante du tenseur de Reynolds.

4.1.2. Résultats et analyses

4.1.2.1. Validation avec la littérature

L'étude expérimentale de Barros *et al.* (2016) a été retenue comme référence dans la littérature pour validation. La validation a été basée sur l'une des caractéristiques clés de l'écoulement monophasique pouvant influencer la dispersion des particules dans le sillage d'un véhicule. Il s'agit de la longueur de recirculation de l'écoulement. Cette dernière est définie à partir de l'équation (4.2). La figure (4.3) représente les courbes d'évolution de la vitesse longitudinale en aval du corps d'Ahmed à culot droit qui permettent d'obtenir la valeur de la longueur de recirculation par application de l'équation (4.2).

$$\frac{L_r}{H} = \max\left(\frac{x}{H}\right) \text{ pour } \frac{\bar{u}(x)}{U} \leq 0 \quad (\text{Eq. 4.2})$$

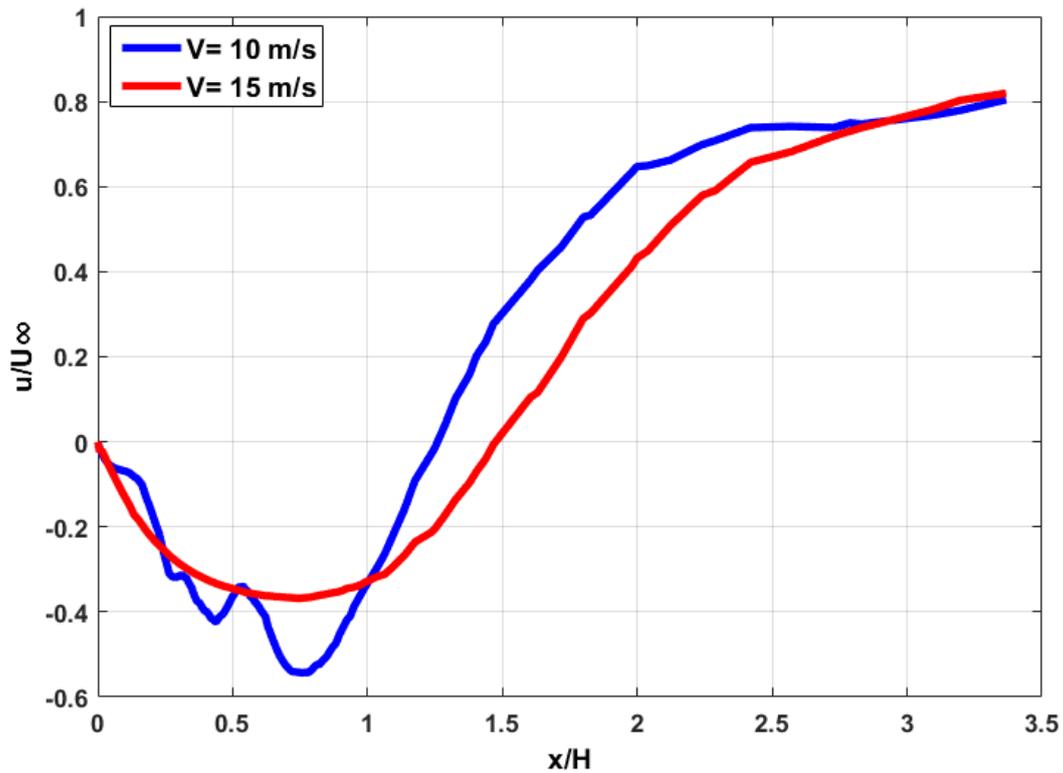


Figure 4. 3. Profils d'évolution de la vitesse moyenne longitudinale pour la vitesse $U_{\infty}= 10$ m/s et $U_{\infty}= 15$ m/s

Ainsi, les valeurs des longueurs de la zone de recirculation obtenues de notre étude et de celle de Barros *et al.* (2016) pour les deux vitesses sont consignées dans le tableau 8.

Auteurs	U_{∞} (m/s)	Lr/H	Erreur relative (%)	Re
Présent étude	10	1,25	13,7%	$2 \cdot 10^5$
Barros <i>et al.</i> (2016)	10	1,45±0,01		
Présent étude	15	1,46	2,6%	$3 \cdot 10^5$
Barros <i>et al.</i> (2016)	15	1,50±0,01		

Tableau 8. Longueur de recirculation de l'écoulement

L'analyse globale du tableau 8 montre que nos résultats sont en bon accord avec ceux de l'étude expérimentale de Barros *et al.* (2016) avec des erreurs relatives de 13,7% et 2,6% respectivement pour les vitesses $U_{\infty}= 10$ m/s et $U_{\infty}= 15$ m/s. On observe également que la longueur de recirculation diminue avec la vitesse de l'écoulement U_{∞} . Pour appuyer la validation de notre modèle avec le corps d'Ahmed à culot droit nous nous sommes également intéressés à la topologie du champ de vecteurs de la vitesse moyenne de l'écoulement fluide.

4.1.2.2. Caractéristiques de l'écoulement

Il est apparu dans nos simulations que l'écoulement en aval du corps d'Ahmed à culot droit est caractérisé par une zone de recirculation composée de deux tourbillons contrarotatifs pour les deux vitesses, comme illustré sur la figure 4.4. Ces deux tourbillons forment une symétrie dans le plan transversal (plan (x, z)) par rapport à la ligne longitudinale passant par le milieu du culot. Par contre, dans le plan vertical (plan (x, y)) on observe une dissymétrie où le plus gros tourbillon est formé dans la partie basse et occupe environ les $\frac{3}{4}$ de la hauteur du culot de corps d'Ahmed tandis celui d'en haut occupe les $\frac{1}{4}$ du culot. Ces mêmes constats étaient marqués dans les études de Grandemange *et al.* (2013) ; Lahaye *et al.* (2013) et de Barros *et al.* (2016) (voir figures 2.21 et 2.26).

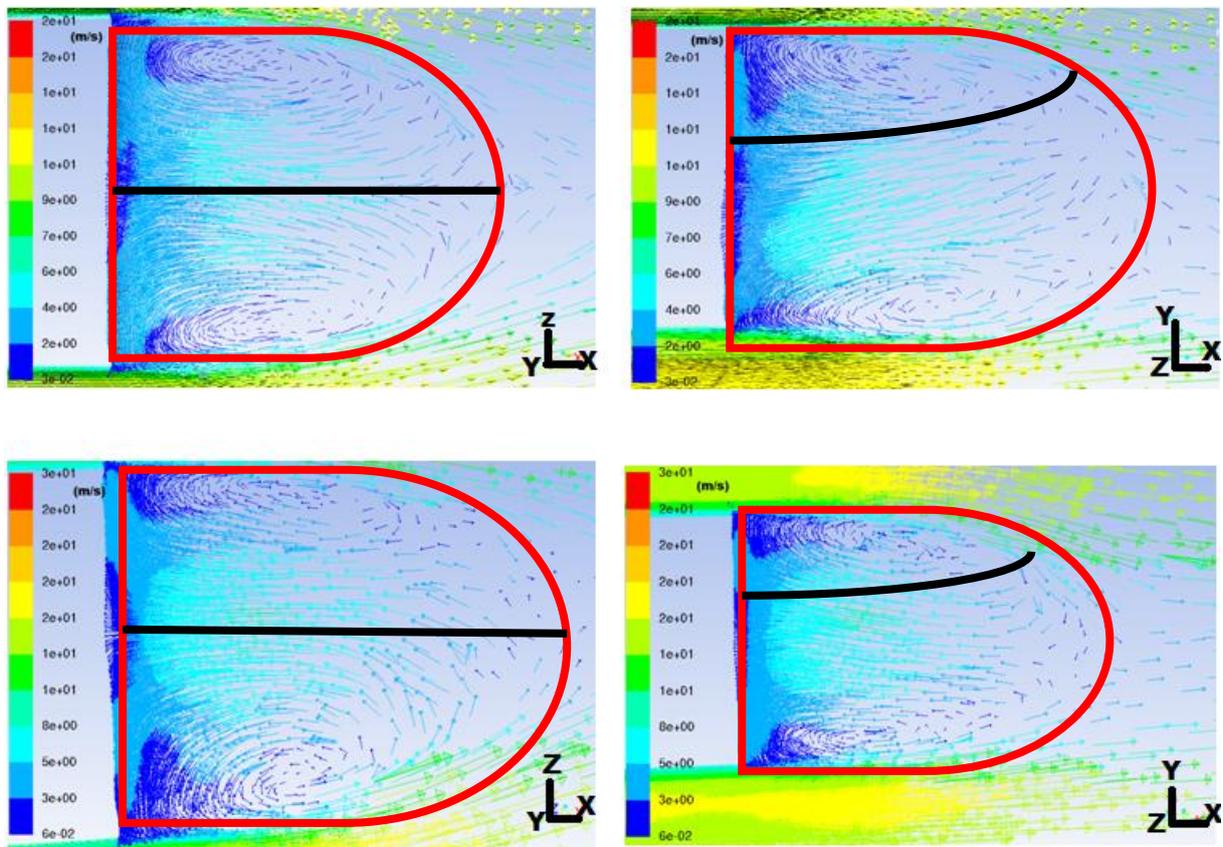


Figure 4. 4. Topologie des contours de la vitesse moyenne de l'écoulement dans le plan (x, z) à gauche (vue de dessus) et dans le plan(x, y) à droite (vue de profil) pour la vitesse $U_\infty = 10$ m/s (figures d'en haut) et $U_\infty = 15$ m/s (figures du bas)

D'autre part, la représentation des profils transversaux d'évolution de la vitesse moyenne locale adimensionnée par sa valeur non perturbée (U_∞) montre que le déficit de la vitesse de l'écoulement en aval du corps d'Ahmed à culot droit diminue en fonction de x/H selon la longitudinale (figure 4.5). On observe également, en fonction du signe de la vitesse de l'écoulement, que les profils transversaux tracés à $x/H= 0,5$ et à $x/H= 1$ se trouvent dans la zone de recirculation ($u/U_\infty < 0$). Ainsi, le profil obtenu à la distance $x/H= 1,5$ se trouve à la limite de la zone de recirculation où $u/U_\infty = 0$. Cela confirme également la valeur trouvée sur la figure 4.4, correspondant à la définition de la longueur de recirculation de cette zone qui vaut $L_r/H= 1,46$ pour la vitesse $U_\infty=15$ m/s.

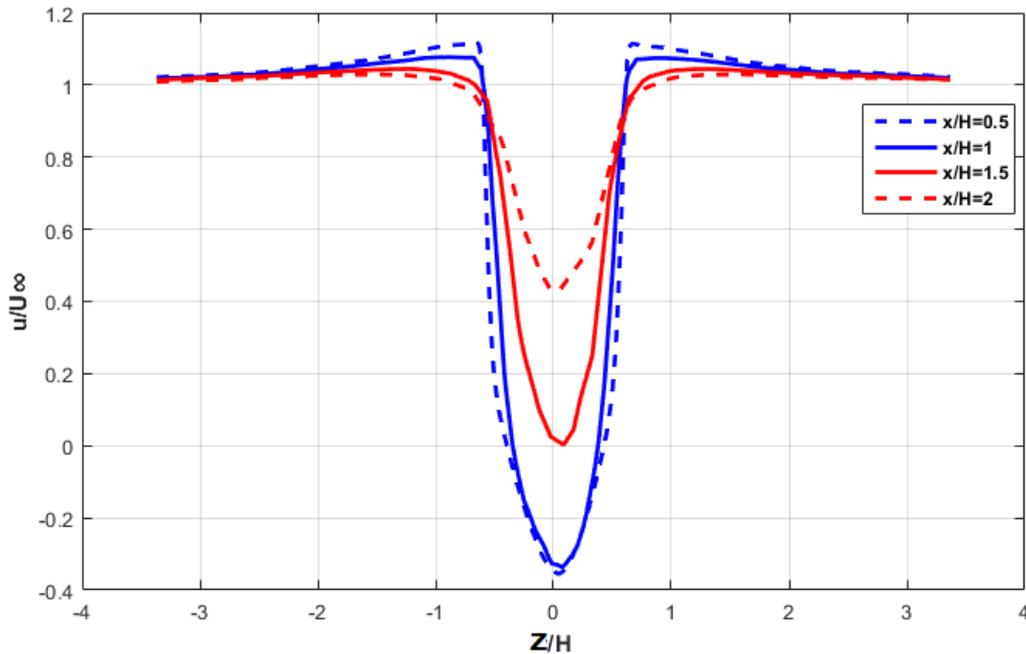


Figure 4. 5. Profil transversal de l'évolution de la vitesse moyenne de l'écoulement en fonction de la distance longitudinale pour la vitesse $U_{\infty}= 15$ m/s

4.1.2. L'Étude expérimentale

Bien que la simulation numérique ait donné une valeur de longueur de recirculation très satisfaisante par comparaison avec la littérature, nous avons également mené une étude expérimentale très succincte dans une soufflerie sur l'écoulement de sillage du corps d'Ahmed à culot droit. La description du mode opératoire de l'expérience est la même que celle décrite dans le paragraphe 3.1.2.1 du chapitre 3. Les dimensions de la maquette du corps d'Ahmed à culot droit utilisé dans la soufflerie représentent l'échelle 1/3 de celles du corps utilisé dans l'étude de Barros *et al.* (2016) et dans notre simulation. La raison du choix de ces dimensions est pour d'une part, minimiser le facteur de blocage (Eq. 4.3)) dans la veine de la soufflerie et surtout pour répondre à une contrainte sur les échelles géométrique et cinématique pour les mesures diphasiques comme on le verra en 4.2.2. Ainsi les dimensions de la maquette du corps d'Ahmed utilisée sont les suivantes : la longueur, la largeur et la hauteur de la maquette sont respectivement $L_m= 297,66$ mm, $W_m= 116,66$ mm et $H_m= 99$ mm. La hauteur des pieds a été ajustée à 25mm pour que le pot d'échappement soit en dehors de la couche limite. Ces derniers sont hauts de 25mm. Cette hauteur a été choisie après les premiers travaux de caractérisation, issus d'un stage de Master, qui ont permis de déterminer l'épaisseur de la couche limite se développant dans la soufflerie. Cette dernière vaut 19mm environ.

Pour l'étude expérimentale de l'écoulement de sillage du corps d'Ahmed à culot droit, nous avons utilisé la soufflerie de l'ESTACA qui possède une veine de 60cm x 60 cm x 150cm. À cet effet, le facteur de blocage de la maquette dans la veine est donné par l'expression (Eq. 4.3).

$$\frac{S_{\text{projétée maquette}}}{S_{\text{veine d'essai}}} = \frac{116,66 \times 99}{600 \times 600} = 3,2\% \quad (\text{Eq. 4.3})$$

S'agissant des conditions sur l'écoulement fluide, la vitesse d'entrée est $U_{\infty,m} = 12 \text{ m/s}$ soit une vitesse de rotation des hélices de la soufflerie de 673 tr.mn^{-1} , la vitesse de l'écoulement généré pouvant atteindre 35 m.s^{-1} .



Figure 4. 6. Photographie de la soufflerie avec ses principaux éléments constitutifs

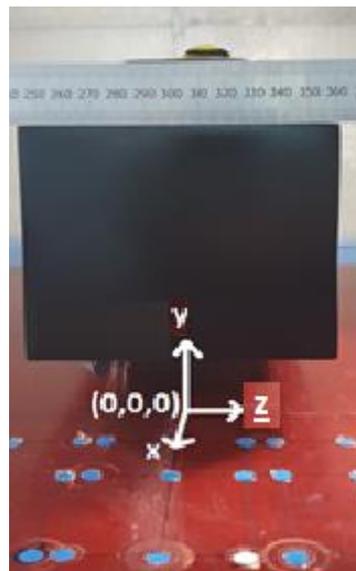


Figure 4. 7. Positionnement de l'origine du référentiel centré à l'arrière du corps d'Ahmed avec $z=0$ au niveau du plancher

Le champ de vitesse a été caractérisé par PIV (Particle Image Velocimetry), le système se compose d'un LASER double-cavité posé sur un système de déplacement double axe le tout repose sur le dessus de la soufflerie. Enfin, une caméra CCD et un générateur de fumée complètent le dispositif de mesure. La caméra CCD (Charged Couple Device) est reliée à un ordinateur qui permet d'enregistrer et d'assurer le traitement des données.

Le champ de vecteur vitesse est généré sur la base d'un total de 1000 paires d'images à chaque position grâce à un traitement sur la base d'une grille de fenêtres d'interrogation de 128 par 128 de dimension de 32 pixels par 32 pixels.

Caractéristiques de l'écoulement

Comme en simulation numérique, la caractéristique de l'écoulement en aval du corps d'Ahmed à culot droit dans l'expérience est marquée par la présence d'une zone de recirculation de l'écoulement. Celle-ci est la conséquence du décollement de l'écoulement à la paroi du culot. La figure 4.8 représente la distribution des vecteurs vitesses de l'écoulement fluide en aval du corps d'Ahmed dans le plan médian centré sur la maquette. La zone de recirculation est indiquée par la région entourée en rouge sur la figure 4.8.

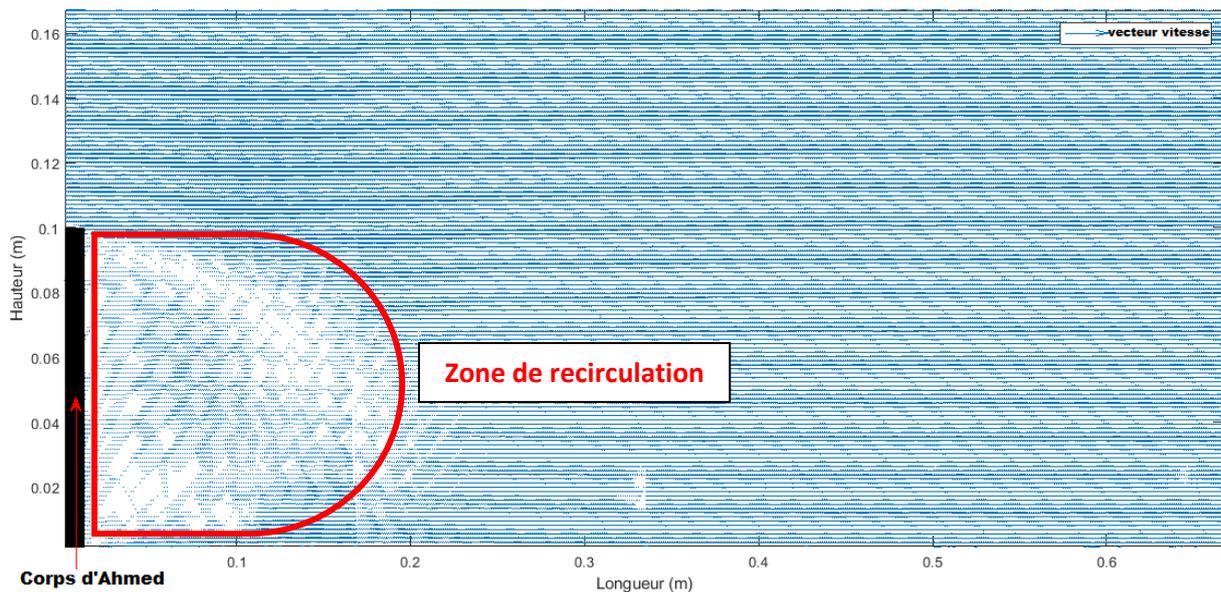


Figure 4. 8. Champs des vecteurs vitesse de l'écoulement fluide entre 0 à 6,6 H_m du culot

Pour mieux discerner le contour de la zone de recirculation, nous montrons le zoom sur la figure 4.9 en représentant les vecteurs vitesses de l'écoulement fluide dans le domaine de 0 à 1.65 H_m à l'arrière du culot. Ainsi on constate alors à travers la figure 4.9 que la zone de recirculation de l'écoulement en aval du culot est composée de deux tourbillons contrarotatifs repartis disproportionnellement dans le culot du corps d'Ahmed. C'est à dire le tourbillon en dessous occupe environ les $\frac{3}{4}$ du culot tandis que celui d'en haut ne représente que les $\frac{1}{4}$ du culot. Ceci vient confirmer les résultats expérimentaux de Barros *et al.* (2016) et nos simulations numériques.

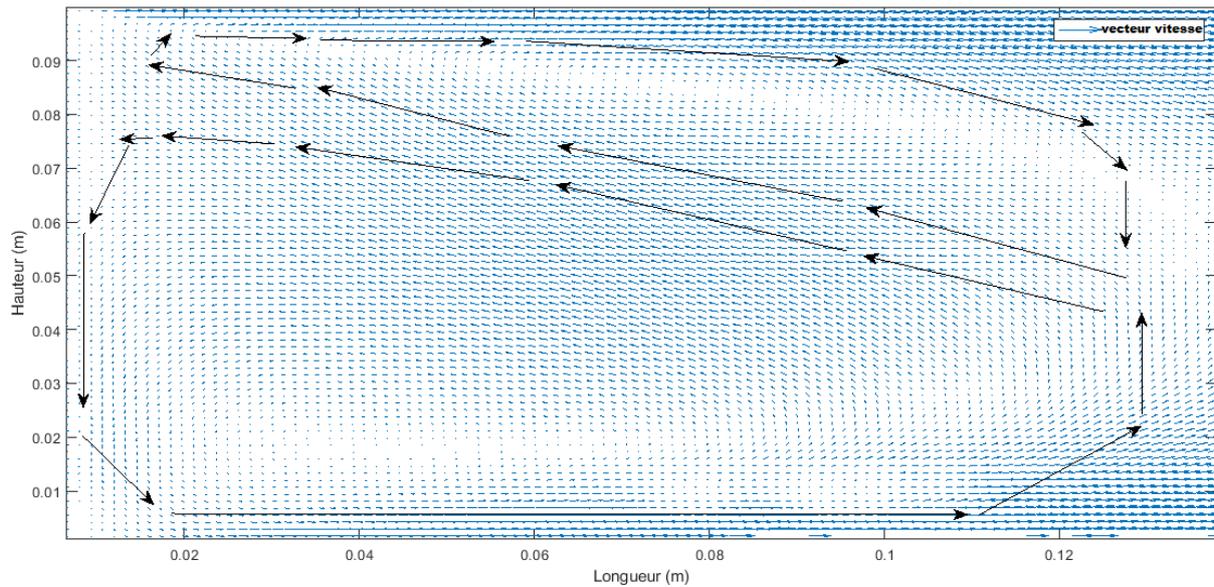


Figure 4. 9. Zone de recirculation de l'écoulement en aval du culot composée de deux tourbillons contrarotatifs

La représentation du profil d'évolution de la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement fluide autour de la ligne centrale passant par le milieu du culot, nous a permis d'obtenir la valeur de la longueur de la zone de recirculation qui vaut $L_r = 130$ mm et $L_r/H_m = 1,30$. La différence de 14% avec notre simulation ainsi qu'avec l'étude de Barros *et al.* (2016) peut s'expliquer principalement par le rapport de la hauteur des pieds par la hauteur de la maquette qui est de 0,25, donc différent dans ce cas par rapport à l'étude de Barros et des simulations qui sont de 0,17. La quantité de mouvement venant du soubassement n'alimentant pas de la même manière cette zone de recirculation.

4.2. Écoulement diphasique autour du corps d'Ahmed à culot droit

Comprendre la dynamique de la dispersion des polluants afin d'amoindrir les risques qui leurs sont liés est notre objectif. On rappelle que Les principaux polluants issus du transport routier sont entre autres le monoxyde de carbone (CO), le dioxyde du soufre (SO₂), l'oxyde d'azote (NO_x), les hydrocarbures imbrulés (HC) et les particules fines (PM). On présente ici une étude portant sur la simulation de la dispersion de particules ultrafines pour mieux comprendre leurs mécanismes de transport et cerner les zones d'accumulation en lien avec la topologie de l'écoulement de sillage. Pour ce faire, les simulations ont porté sur la dispersion des particules dans le sillage du corps d'Ahmed à culot droit présenté en figure 4.1.

4.2.1. Étude numérique

Pour ces simulations, l'approche eulérienne-lagrangienne a été utilisée, avec strictement les mêmes conditions de simulations qu'en écoulement monophasique en ce qui concerne la phase porteuse (air), présenté en 4.1 et un suivi lagrangien pour la phase particulaire. Les conditions relatives aux particules sont décrites dans le paragraphe suivant.

4.2.1.1. Conditions de simulation pour la phase particule

L'injecteur simulant le pot d'échappement est placé à gauche et à $\frac{1}{4}$ de la largeur du culot, précisément à une position définie par $x/H = 0$ et $z/H = -0,29$ et $y/H = 0$. Ainsi, 1000

nanoparticules de carbone de diamètre $d_p = 10 \text{ nm}$ ($St = 3 \cdot 10^{-6}$) et une densité $\rho_p = 2000 \text{ kg/m}^3$ sont injectées à chaque pas de temps $\Delta t = 10^{-4} \text{ s}$. Comme conditions aux limites, aucune condition de réflexion des particules sur les frontières de sortie (en amont du véhicule) et du haut. Ce qui donne la possibilité aux particules de sortir par ces zones au lieu de s'accumuler indéfiniment à l'intérieur du domaine d'étude d'une manière analogue à ce qui se passerait dans la réalité. Pour la paroi d'en bas, la condition de capture est imposée c'est-à-dire, lorsqu'une particule rapproche de la paroi d'en bas et se trouve précisément à une distance inférieure ou égale au rayon de la particule, cette dernière ne sera plus comptée dans le domaine d'étude car considérée comme s'étant déposée. La vitesse d'injection des particules est fonction de la vitesse de l'écoulement fluide, ce point sera explicité en 4.2.2.2. A cet effet, pour les deux vitesses d'écoulement fluide $U_\infty = 15 \text{ m/s}$ et $U_\infty = 10 \text{ m/s}$, nous avons respectivement comme vitesse d'injection particules $u_{p,i} = 12,375 \text{ m/s}$ et $u_{p,i} = 8,25 \text{ m/s}$. Les particules injectées sont représentatives d'un débit massique de nanoparticules de carbone $dm/dt = 0,0625 \text{ mg/s}$. Ce débit a été calculé selon la norme EURO 6 concernant les niveaux de limitation en masse des particules émises par les véhicules ($4,5 \text{ mg/km}$) et pour une vitesse urbaine de (50 km/h).

4.2.1.2. Dispersion des nanoparticules de carbone

Nous présentons les résultats de la dispersion des nanoparticules de carbone dans le sillage du corps d'Ahmed à culot droit pour les deux vitesses de l'écoulement fluide. Ces résultats sont présentés en fonction d'un temps adimensionnel t^* défini par l'expression suivante :

$$t^* = \frac{tU}{H} \quad (\text{Eq. 4.4})$$

avec t le temps de simulation exprimé en seconde (s) et H la hauteur de la maquette du corps d'Ahmed à culot droit.

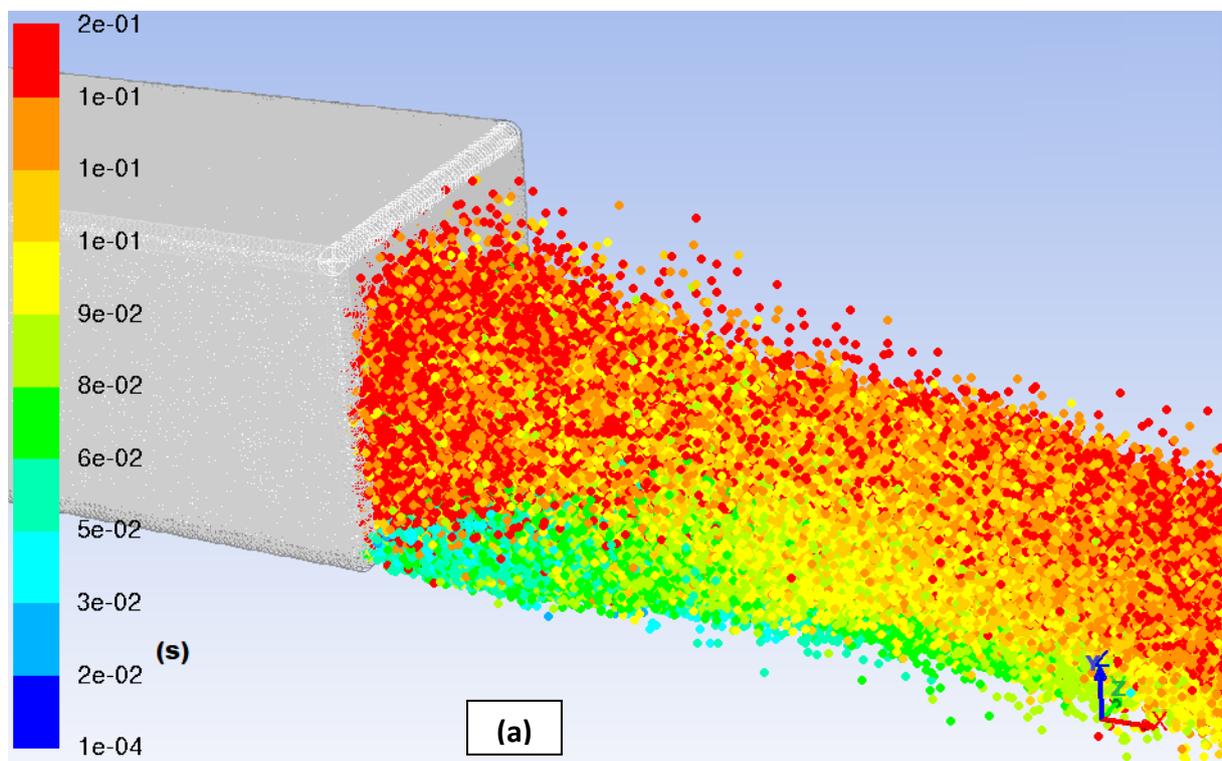
Il est à souligner que les simulations faites aux deux vitesses d'écoulement $U_\infty = 10 \text{ m/s}$ et 15 m/s ont été effectuées avec le même pas de temps et les profils de concentrations et les coefficients de dispersion sont comparés aux mêmes instants, c'est-à-dire au temps de simulation, $t = 0,4 \text{ s}$. Cela correspond à $t^* = 20,20$ et $t^* = 13,47$ respectivement pour les deux vitesses, l'objectif de cette comparaison aux instants dimensionnels (et non au même t^*) est de considérer l'effet de convection due à des vitesses différentes.

a) Contours de la distribution des positions des particules

La figure 4.11 montre le contour des positions des nanoparticules de carbone colorées par leur temps de résidence au cours de leur mouvement dans le sillage du corps d'Ahmed aux instants $t^* = 20,20$ et $t^* = 13,47$ respectivement pour les vitesses $U_\infty = 15 \text{ m/s}$ et $U_\infty = 10 \text{ m/s}$.

Les deux figures présentent les positions des particules colorées par leurs temps de résidence de chaque particule dans le sillage, et exprimé en seconde (s). Ainsi les nanoparticules de carbone de couleur bleue sont celles qui viennent d'être injectées dans le sillage et possèdent un temps de résidence faible. Par contre, les nanoparticules qui ont un temps de résidence le

plus élevé dans le sillage sont celles qui sont colorées en rouge. On constate pour les deux vitesses que la majorité des particules ultrafines sont aspirées par la zone de recirculation où les structures tourbillonnaires contrarotatives (voir figure 4.5) jouent un rôle majeur dans leur dispersion dans la direction verticale. Ce mécanisme de transport se met en place très rapidement. D'autre part, on remarque une persistance des particules en hauteur avec la distance à l'arrière du véhicule. Ce point sera d'ailleurs confirmé par l'analyse des profils de concentrations. Dans la direction transversale, il y a bien une dispersion qui s'amorce dans cette direction dès la sortie du pot d'échappement mais localisée surtout dans la partie haute. Il n'empêche que l'on retrouve plus de particule du côté du pot d'échappement et ceci est particulièrement visible pour la vitesse de $U_\infty = 10\text{m/s}$. L'étendue de la dispersion des particules semblent être contenue dans la partie de l'écoulement se trouvant dans le sillage direct du véhicule (dimensions du véhicule). On verra avec les profils de concentrations que ce point est particulièrement marqué dans la direction verticale et moins dans la direction transversale en fonction de la position x et en particulier si l'on se trouve dans la zone de recirculation ou en dehors.



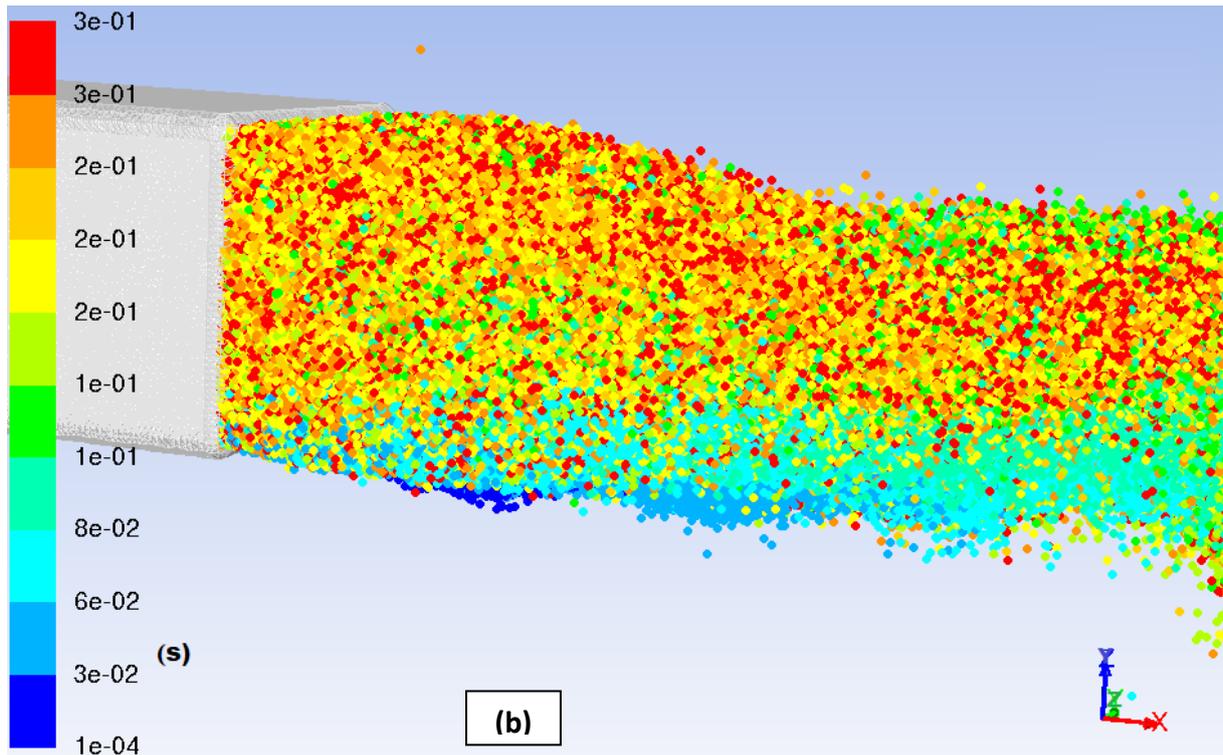


Figure 4. 10. Distribution des positions des nanoparticules de carbone pour la vitesse $U_{\infty}= 10$ m/s (a) et $U_{\infty}= 15$ m/s (b) au temps de simulation $t=0,4s$

b) Profils d'évolution de la concentration dans le sillage

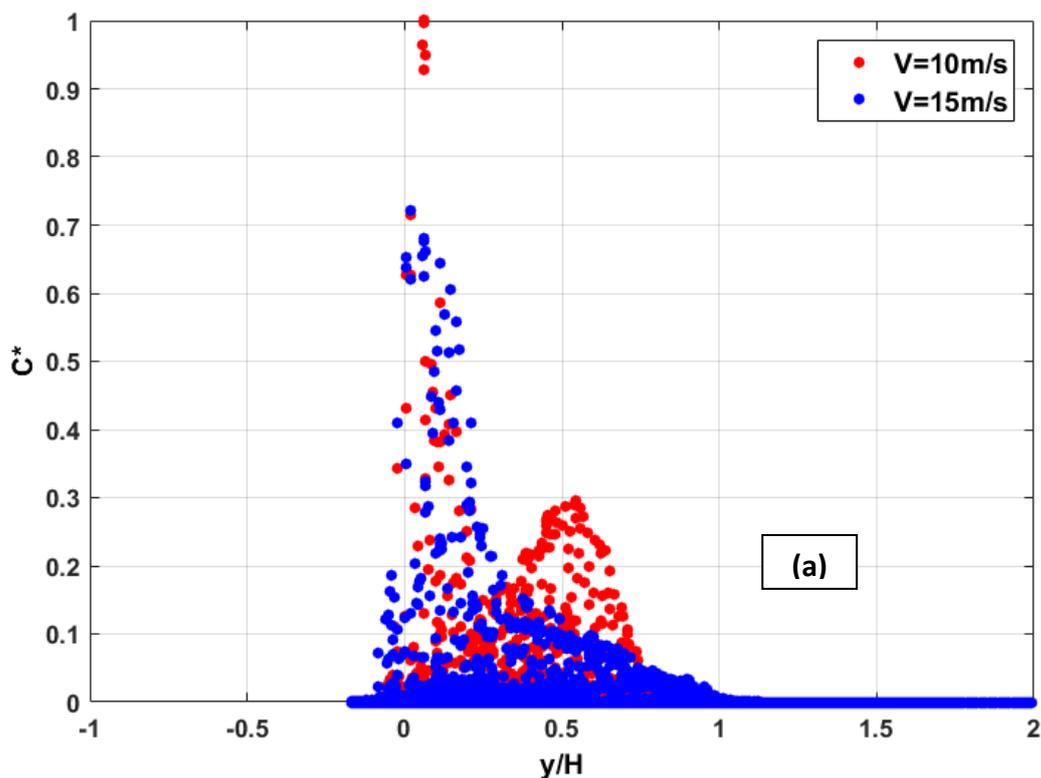
Comme ce fut le cas pour l'étude de la dispersion des nanoparticules dans le sillage d'un cylindre circulaire, nous nous sommes placés à des plans à différentes distances en aval du corps d'Ahmed à culot droit. On représente sur ces derniers les profils de la concentration adimensionnelle des nanoparticules dans le sillage de l'écoulement.

La figure 4.11 représente les profils d'évolution verticale de la concentration adimensionnelle C^* dans les plans (y, z) situés à des distances $x/H=1$, $x/H=2$ et $x/H=5$, à l'instant de simulation $t=0,4s$ correspondant aux instants adimensionnels $t^*= 20,20$ et $t^*=13,47$ respectivement pour les vitesses $U_{\infty}=15$ m/s et $U_{\infty}=10$ m/s. On rappelle que la concentration adimensionnelle est définie selon l'équation (3.26). Dans cette étude, la valeur maximale de la concentration instantanée ($C_{max}= 4,2889 \cdot 10^{-6} \text{kg/m}^3$) est obtenue dans le plan situé à $x/H=1$ et pour la vitesse d'écoulement du fluide $U_{\infty}=10$ m/s.

Nous constatons, par ailleurs, une diminution du pic de la concentration au fur et à mesure que l'on s'éloigne du culot. Ainsi pour la vitesse $U_{\infty}= 10$ m/s et pour des plans situés à $x/H=1$, $x/H=2$ et $x/H=5$, nous obtenons respectivement des pics des concentrations adimensionnelles maximales de 1 ; 0,05 et 0,02. Alors qu'à $U_{\infty}=15$ m/s, les pics sont à 0,07 ; 0,05 et 0,01. Ces pics se situent à des hauteurs correspondant à la position du pot d'échappement $y/H = 0$.

D'autre part, il apparaît également pour les deux vitesses testées un élargissement du champ de la dispersion des particules vers y/H positif en fonction de x/H croissant. Ainsi, par exemple, pour la vitesse $U_\infty=10$ m/s, la largeur de la base des profils de concentrations est de $y/H=1$, $y/H=6$ et $y/H=6$ respectivement pour les plans situés à $x/H=1$, $x/H=2$ et $x/H=5$. Cette constatation a déjà été faite pour le cas du cylindre. Cet élargissement est d'autant plus grand que la vitesse de l'écoulement augmente. Ce qui permet de dire qu'à cause de la dilution, la dispersion augmente avec la vitesse de l'écoulement fluide dans la direction verticale.

Un deuxième fait important pour la vitesse $U_\infty=10$ m/s est l'apparition d'un deuxième pic dans la zone de recirculation ($x/H=1$) qui est un indicateur, comme discuté plus haut, du rôle des structures tourbillonnaires turbulentes dans le transport des particules ultrafines dans la direction verticale. Ce pic est situé à une hauteur en concentration adimensionnelle de $C^*=0,3$. La dispersion de ces particules en hauteur semble persister le long de l'axe x . On note également que la présence de la paroi inférieure du domaine (simulant le sol en situation réelle) à $y/H=-0,17$ limite la dispersion des nanoparticules de carbone vers ce côté.



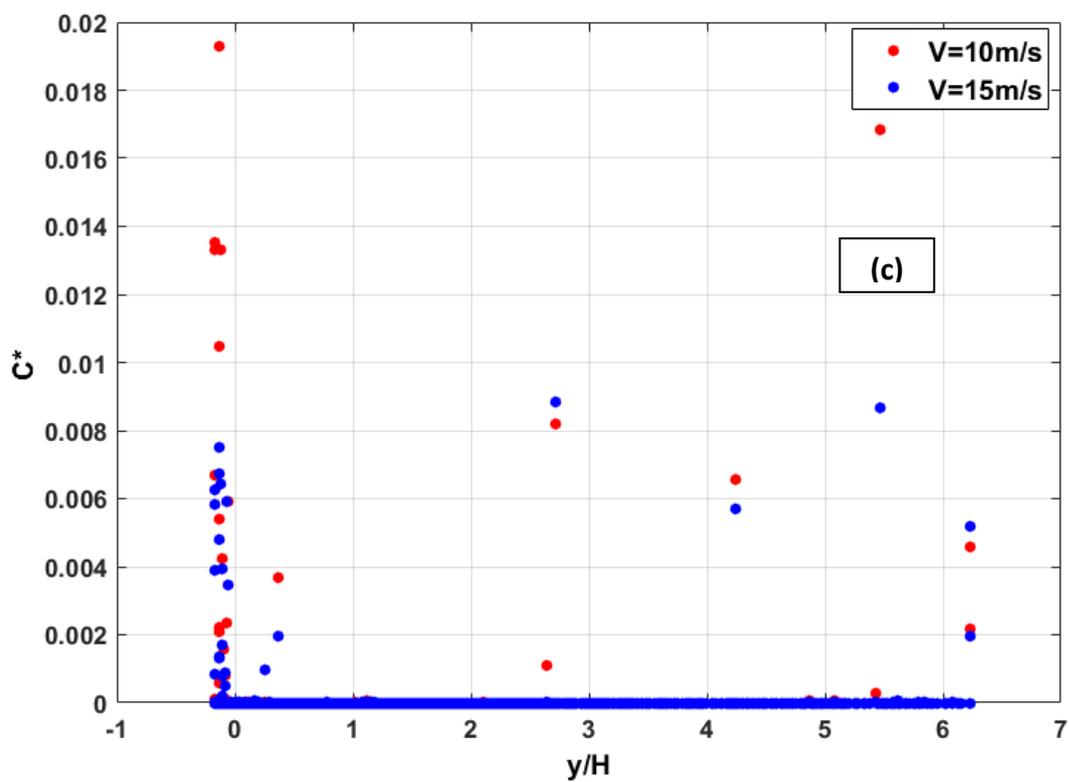
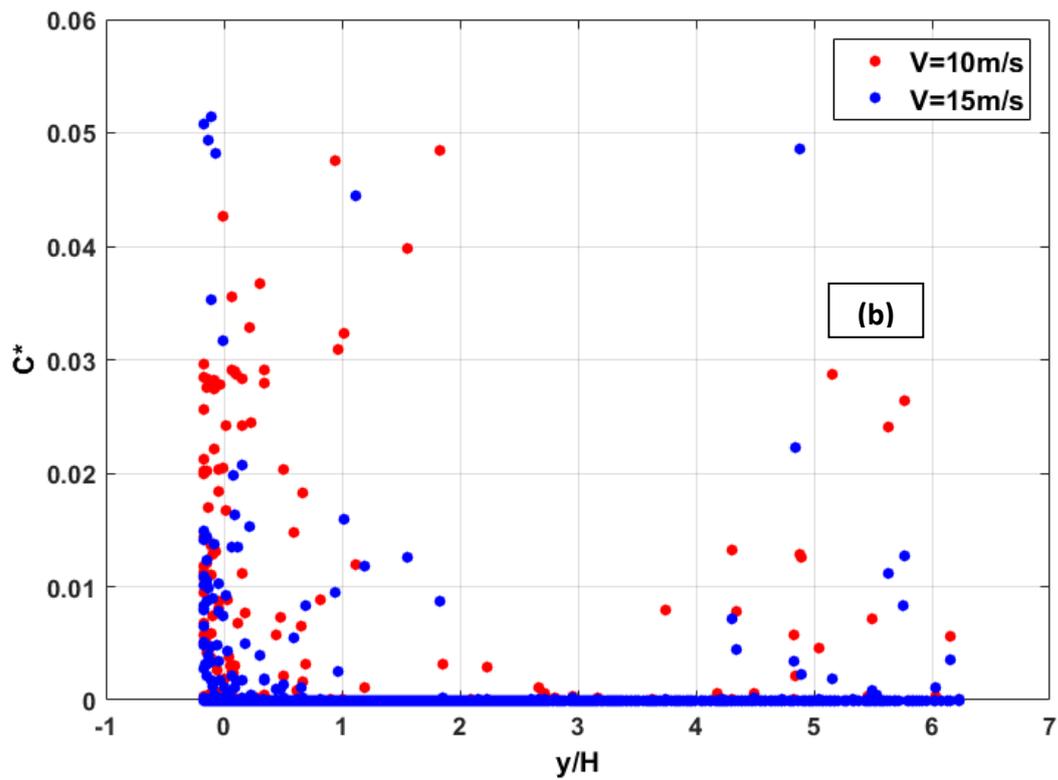
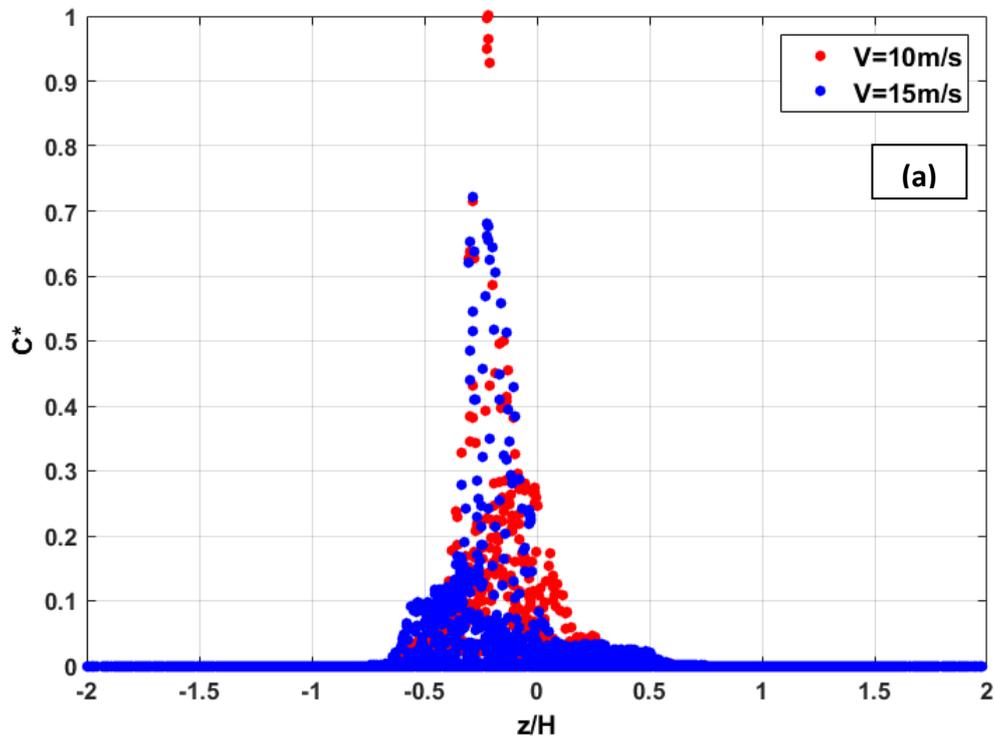


Figure 4. 11. Profils d'évolution de la concentration des nanoparticules de carbone dans le plan (x, y) situés à $x/H=1$ (a), $x/H=2$ (b) et à $x/H=5$ (c) à $t=0,4s$

De même, la figure 4.12 représente l'évolution de la concentration adimensionnelle des nanoparticules de carbone dans les plans (x, z) placés aux mêmes distances que précédemment aux instants adimensionnels $t^*=20,20$ et $t^*=13,47$ respectivement pour les vitesses $U_\infty=15$ m/s et $U_\infty=10$ m/s.



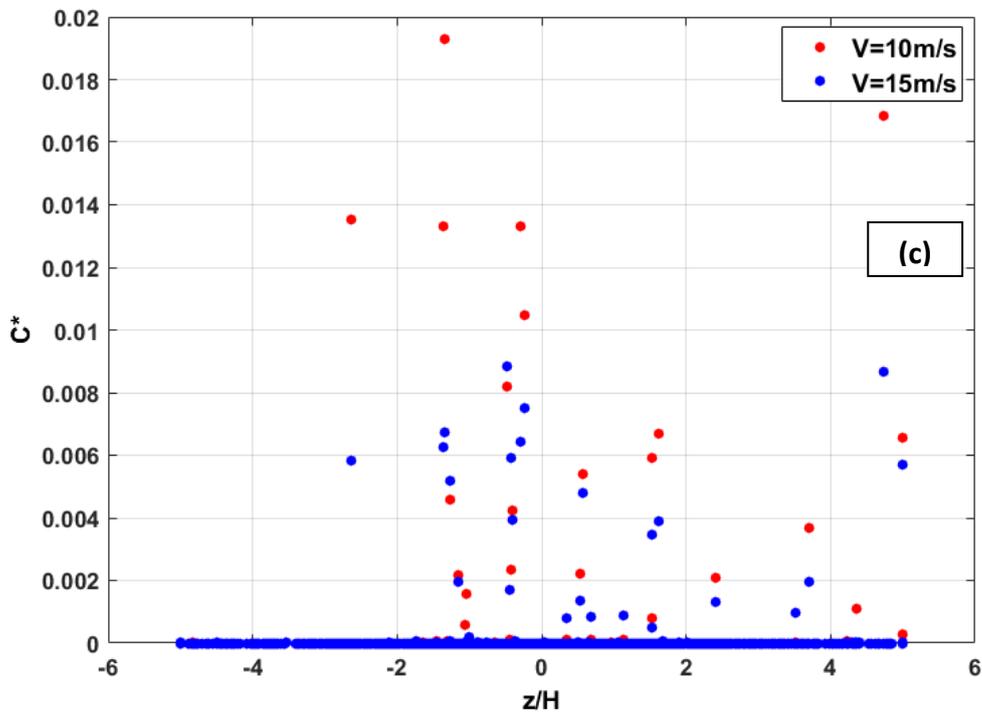
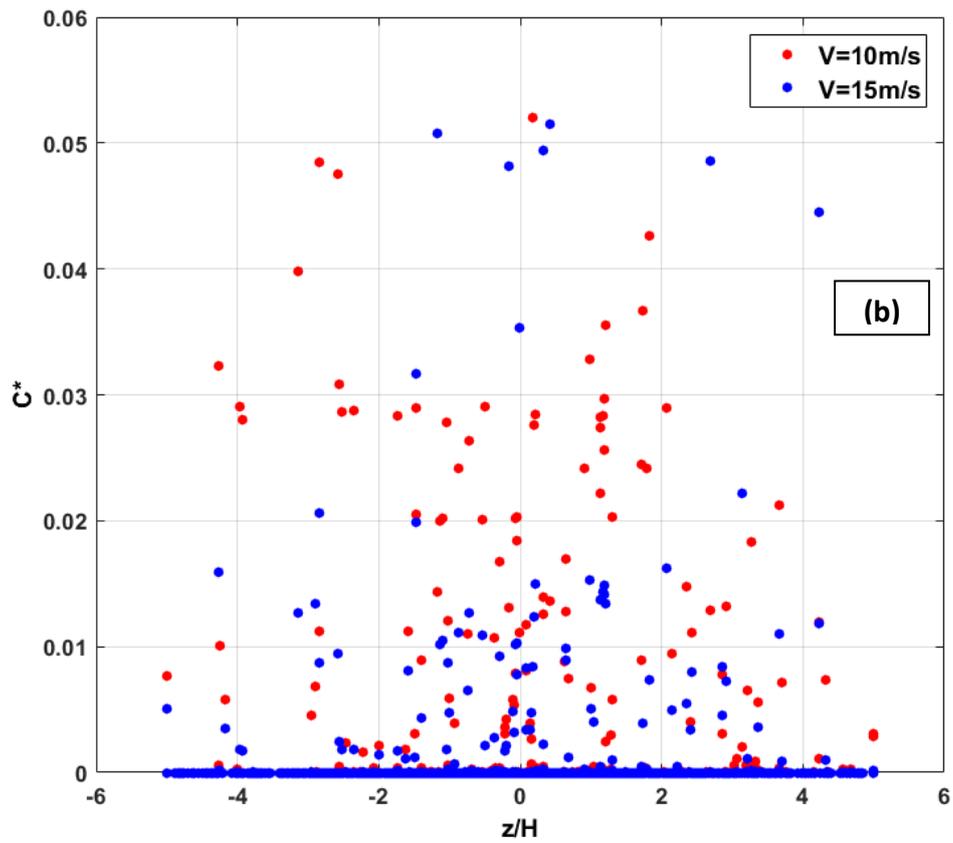


Figure 4. 12. Profils d'évolution de la concentration adimensionnelle C^* des nanoparticules de carbone dans le plan (x, z) placés à $x/H=1$ (a), $x/H=2$ (b) et à $x/H=5$ (c)

L'analyse globale de la figure 4.12 fait ressortir pour les deux cas de vitesses, une diminution de la concentration adimensionnelle dans la direction transversale au fur et à mesure que celles-ci se dispersent pour s'éloigner du culot de la maquette du corps d'Ahmed. Ainsi pour les deux vitesses de l'écoulement fluide $U_\infty = 10$ m/s et $U_\infty = 15$ m/s, on obtient les mêmes valeurs des pics des concentrations adimensionnelles maximales que précédemment (cas dans le plan vertical) au niveau des plans situés à $x/H=1$, $x/H=2$ et $x/H=5$. Par ailleurs, contrairement au plan vertical (figure 4.12), les pics pour les deux vitesses d'écoulement à la position $x/H=1$ apparaissent du même de la ligne centrale ($z/H=0$). Précisément ces pics sont alignés avec la position transversale du pot d'échappement ($z/H=-0,29$). D'autre part, il apparaît un élargissement du champ de concentration des particules très rapidement mais d'une manière moins marquée que ceux dans la direction verticale. Ceci laisse supposer que la dispersion verticale est plus importante et plus rapide et est mise en place tout de suite après l'émission des particules. Vient ensuite l'étape où les particules diffusent transversalement (dans la largeur) mais d'une manière limitée due aux structures tourbillonnaires de la zone de recirculation qui a tendance à diriger l'écoulement vers l'intérieur du sillage transversalement (voir figure 4.4). D'autre part, à l'extérieur de la zone de recirculation, les profils de variation transversale de concentrations adimensionnelles ont tendances à s'homogénéiser et ainsi tendre vers une forme gaussienne, d'abord centrés sur la position du pot d'échappement, puis se recentrant, autour de la ligne centrale $z/H=0$, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'arrière du véhicule.

La base du champ de dispersion s'élargie lorsque les nanoparticules se dispersent et s'éloignent du culot de la maquette. Ainsi les valeurs d'élargissement de la base du champ de dispersion des nanoparticules de carbone dans les plans situés à $x/H=1$, 2 et 5 sont respectivement $z/H=\pm 0,5$, $z/H=\pm 5$ et $z/H=\pm 5$.

L'analyse comparée de l'impact de la vitesse ($U_\infty=10$ m/s et $U_\infty=15$ m/s) sur la dispersion des nanoparticules de carbone à travers l'évolution de leur concentration dans le sillage de la maquette du corps d'Ahmed à culot droit montre que la plus grande concentration adimensionnelle est obtenue pour la vitesse $U_\infty=10$ m/s.

c) Fonction de dispersion des particules dans le sillage du corps d'Ahmed

Au-delà de l'évolution de la concentration adimensionnelle, pour d'avantage cerner le mouvement des nanoparticules dans le sillage du corps d'Ahmed, nous avons également étendu notre étude par la fonction de dispersion. Les expressions de cette fonction dans les directions transversale et verticale du plan (y, z) à une position x sont données respectivement par les équations suivantes:

$$D_z(t) = \left\{ \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} [z_i(t) - z_m(t)]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{Eq. 4.5})$$

$$D_y(t) = \left\{ \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} [y_i(t) - y_m(t)]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{Eq. 4.6})$$

N_p est le nombre total de particules dans le plan concerné à l'instant t de la simulation, $z_i(t)$ et $y_i(t)$ sont les positions de la particule i dans les directions transversale (z) et verticale (y) entre à l'instant t , $z_m(t)$ et $y_m(t)$ sont les positions moyennes des particules dans les directions (z) et (y) à l'instant t .

La figure 4.13 représente l'évolution instantanée de la fonction de dispersion transversale des nanoparticules calculée à partir de l'équation (4.5) pour les vitesses $U_\infty=10$ m/s (a) et $U_\infty=15$ m/s (b). L'analyse globale montre qu'après une phase transitoire, $t^* \leq 4$, le processus de dispersion est plus rapide mais limité par rapport à celui du cylindre (cf. figure 4.22). En effet, pour le cylindre, la phase transitoire allait jusqu'à $t^*=20$. Une dispersion plus lente se met en place par la suite une dispersion plus lente et limitée pour les deux obstacles, puisque le coefficient de dispersion transversale rapporté à la dimension de l'obstacle (diamètre du cylindre ou hauteur du véhicule) reste inférieur à 0,25 dans la zone du proche sillage. D'autre part, pour le plan situé à $x/H=5$, la fonction de dispersion transversale est nulle pour les instants adimensionnels $t^* \leq 5$. Cela s'explique du fait que ce plan est éloigné du point d'injection des particules par rapport aux autres plans et qu'il faut un temps $t^* \geq 5$ pour que les nanoparticules de carbone arrivent à ce plan. Il ressort de l'analyse de l'effet de la vitesse de l'écoulement fluide que la fonction de dispersion est plus importante dans le sillage pour la vitesse $U_\infty=15$ m/s par rapport à celle de $U_\infty=10$ m/s. Ainsi dans le plan situé à $x/H=5$ et à l'instant de simulation $t=0,4$ s, la fonction de dispersion transversale adimensionnée par la hauteur du corps d'Ahmed notée $Dz(t)/H$ vaut 0,1625 et 0,2562 respectivement pour la vitesse de l'écoulement fluide $U_\infty=10$ m/s et 15 m/s. Cela n'est pas dû à l'effet convectif lié à une vitesse U_∞ plus importante pour deux raisons : d'une part la vitesse est plus importante dans la direction longitudinale et non transversale ou verticale, et d'autre part en comparant aux mêmes instants adimensionnels t^* , par exemple à $t^*=12$, $Dz(t)/H$ varie entre 0,17 et 0,22 à $U_\infty=15$ m/s alors qu'il est à 0,15-0,2 à 10 m/s.

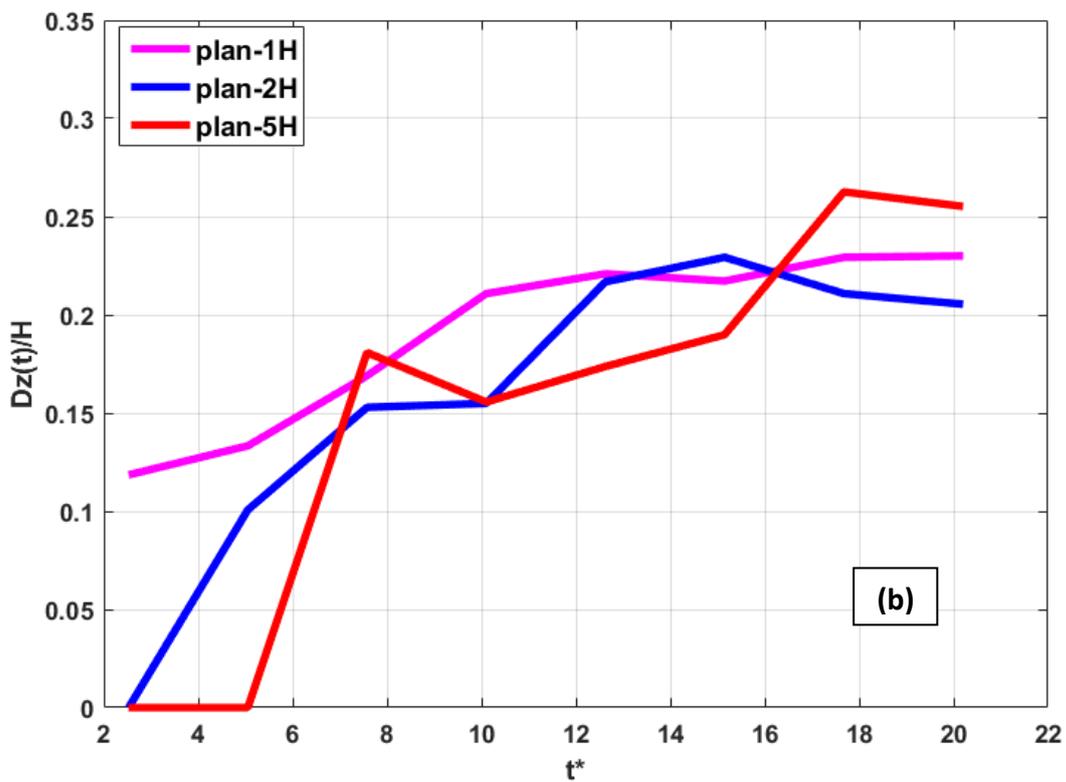
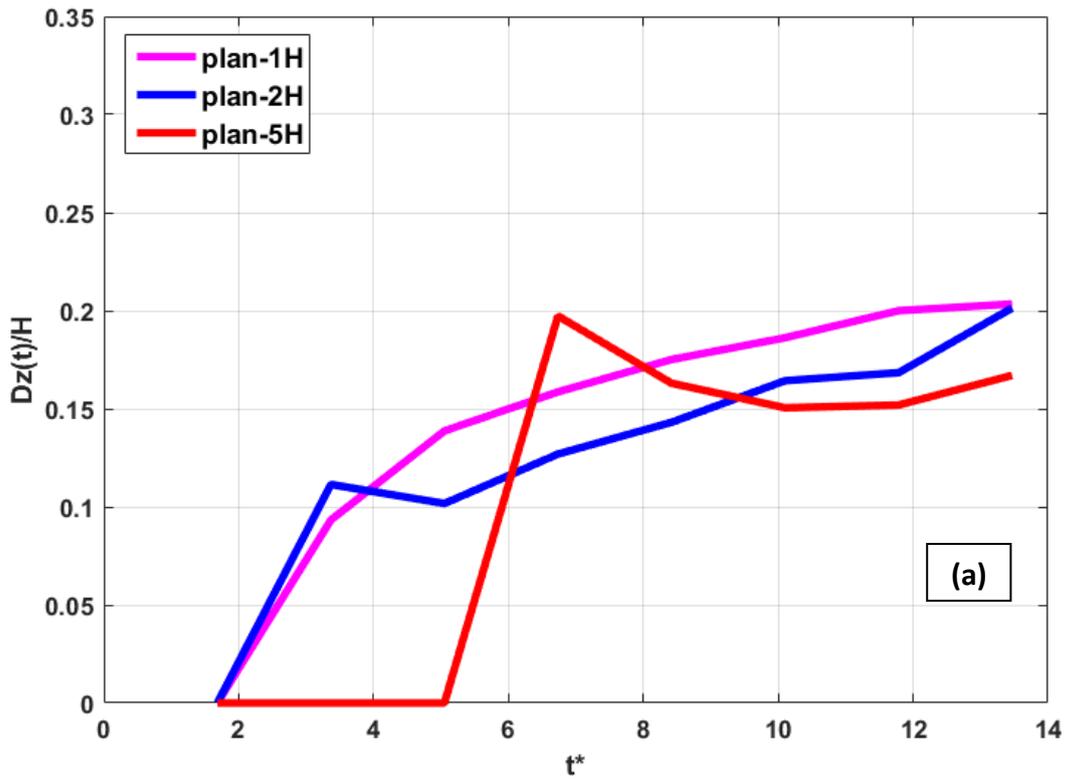
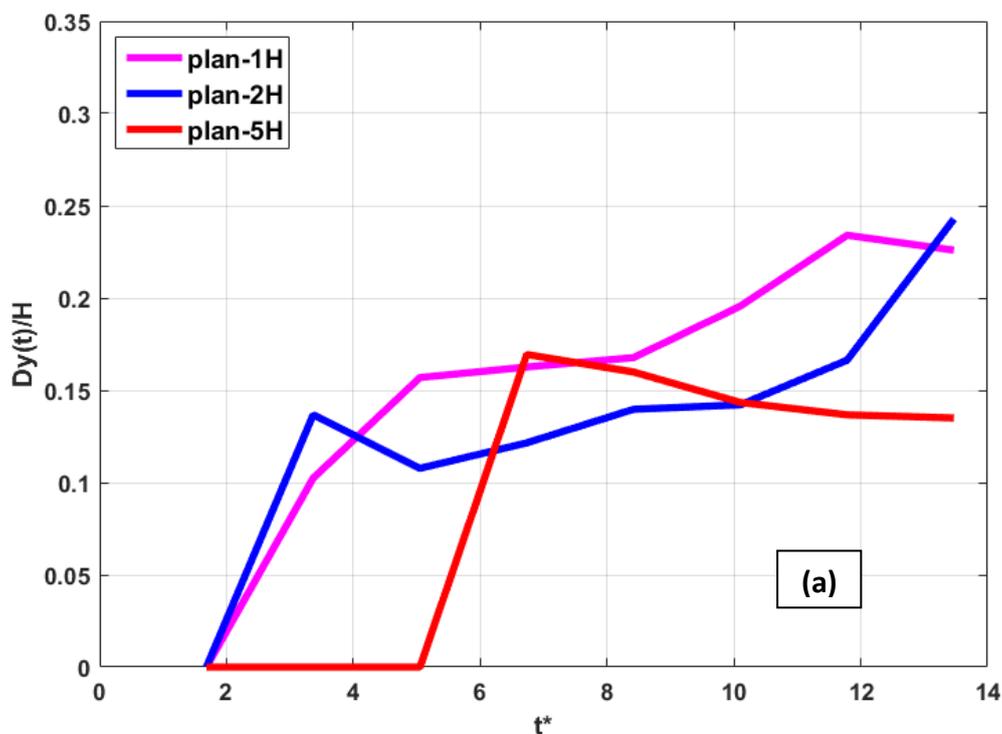


Figure 4. 13. Fonction de dispersion transversale adimensionnée par la hauteur du corps d'Ahmed pour la vitesse de l'écoulement fluide $U_\infty = 10$ m/s (a) et $U_\infty = 15$ m/s (b)

De la même manière, nous avons calculé la fonction de dispersion verticale à travers l'équation (4.5). La figure 4.14 montre l'évolution instantanée de cette fonction dans le plan (x, y) pour la vitesse de l'écoulement fluide $U_\infty=10$ m/s et 15 m/s.

On observe pour les deux cas de vitesse testée, une augmentation rapide de la fonction de dispersion adimensionnelle pour $t^*\leq 4$ et ensuite une phase de dispersion plus limitée s'installe lorsque $t^*\geq 4$. Comme pour la dispersion transversale, on constate que la fonction de dispersion est importante pour la vitesse d'écoulement fluide égale $U_\infty=15$ m/s par rapport à celle de $U_\infty=10$ m/s. C'est pour cela que dans le plan situé à $x/H=5$, nous obtenons une fonction de dispersion verticale adimensionnée par la hauteur H du culot valant 0,1375 et 0,325 pour une vitesse de $U_\infty=10$ m/s et $U_\infty=15$ m/s respectivement.

La comparaison des coefficients de dispersion transversale et verticale aux mêmes vitesses, figures 4.13 (a) et 4.14 (a) d'une part, et 4.13 (b) et 4.14(b) d'autre part, montre que la dispersion est plus importante verticalement que transversalement. A $x/H=1$, on a des gradients plus importants pour $Dy(t)/H$ que pour $Dz(t)/H$, ainsi, à $t^*=4$, les coefficients de dispersion verticale et transversale atteignent 0.14 et 0.1 respectivement pour $U_\infty=10$ m/s. Ce comportement est le même que ce que nous avons obtenu pour la dispersion dans le sillage du cylindre (voir figures 3.22 et 3.23). Ceci confirme le rôle majeur des structures tourbillonnaires de la zone de recirculation dans l'amorce du processus de dispersion : En première étape elles participent à l'aspiration et le transport des particules verticalement puis transversalement.



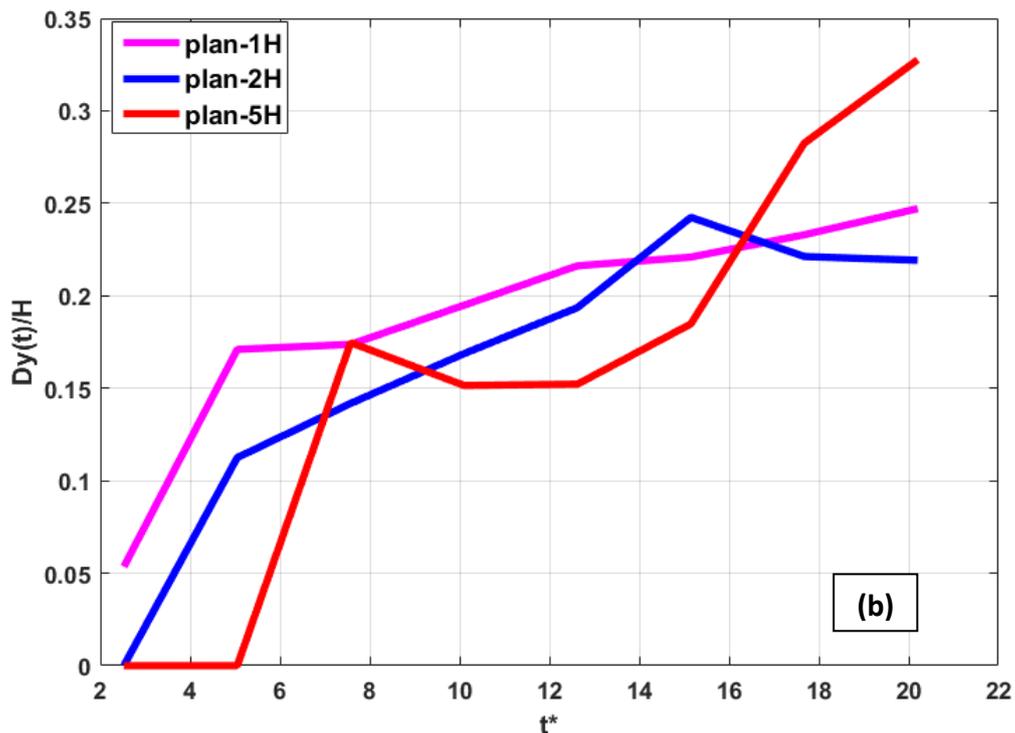


Figure 4. 14. Fonction de dispersion latérale (plan (x, y)) adimensionnée par la hauteur du corps d'Ahmed pour la vitesse de l'écoulement fluide $U_{\infty}=10$ m/s (a) et $U_{\infty}=15$ m/s (b)

4.2.2. Étude expérimentale

La présente étude expérimentale a été conduite dans la même soufflerie décrite précédemment. Le but de cette expérience est d'avoir une idée sur le comportement des nanoparticules de carbone qui se dispersent en aval de la maquette du corps d'Ahmed à culot droit. C'est une miniature d'un véhicule réel qu'on place dans la soufflerie avec un facteur de blocage de moins de 5% dans la veine de cette dernière. Nous utilisons également en plus de la soufflerie deux appareils : le PALAS et le ELPI, qui servent respectivement à générer et à mesurer la concentration des particules. Comme illustré dans la figure 4.15 on relie le PALAS et le point d'injection par un tuyau simulant le pot d'échappement. Ainsi pour une vitesse d'écoulement fluide donnée, les nanoparticules de carbone issues du point d'injection se dispersent dans le sillage du corps d'Ahmed. Pour caractériser cette dispersion, on place des sondes en aval de la maquette pour mesurer avec le ELPI la concentration des particules à différentes positions dans le sillage du corps d'Ahmed.

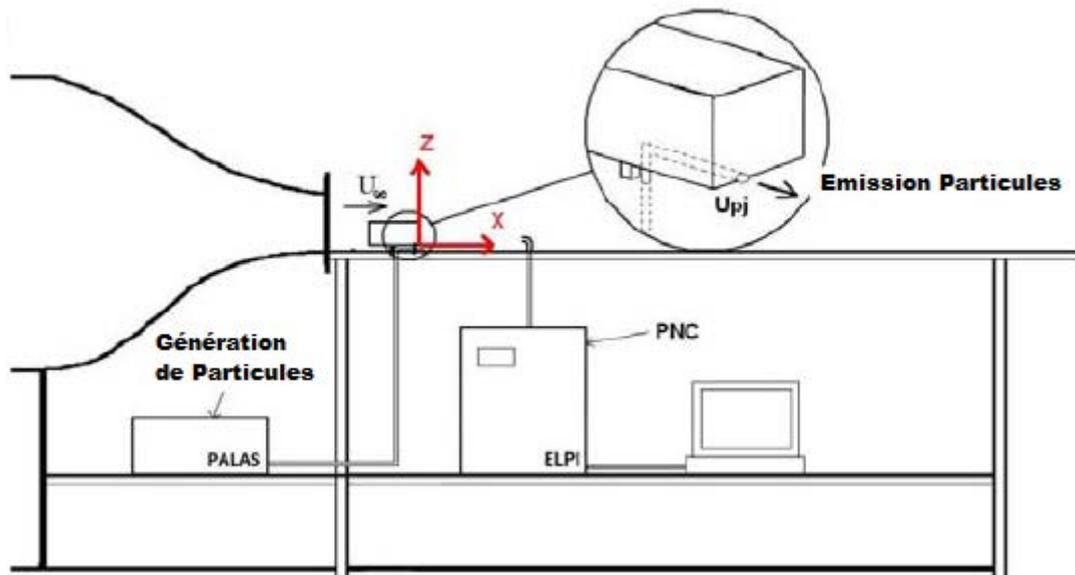


Figure 4. 15. Schéma du montage expérimental (Mehel et Murzyn, 2015)

4.2.2.1. Description de PALAS et de ELPI

a) Le PALAS

Le PALAS DNP-2000 est un générateur de particules solides de différents matériaux. Il fonctionne sur le principe d'une décharge électrique de 3000 volt entre deux électrodes. Dans cette thèse les électrodes sont en graphite pour pouvoir générer des particules de carbone. Les particules sont générées et évacuées par écoulement d'azote dont le débit a été réglé à son maximum, à savoir 8 L/min (figure 4.16). Les particules sont générées sur une plage de taille variant entre 20 et 100nm avec des diamètres basés sur la mobilité et l'état de surface comparables aux particules de carbone issues de la combustion (Evans *et al.*, 2003 ; Brown *et al.*, 2000). Les particules primaires émises ont une taille inférieure à l'échelle de nanomètre. La concentration en particules est constante et électriquement ajustable sur une large plage à travers la fréquence de décharge. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, nous nous sommes mis sur la plus grande fréquence de décharge, à savoir 200 Hz.



Figure 4. 16. Générateur de suies DNP – 2000

b) ELPI

Le ELPI (Electrical Low Pressure Impactor) est un granulomètre de type impacteur électrique à basse pression constitué d'un impacteur en cascade pour collecter des particules, d'un chargeur à effet couronne permettant de charger les particules et d'un électromètre mesurant le courant induit généré par la présence des particules chargées sur un étage de l'impacteur. Le ELPI est composé de 13 étages sur lesquels les particules s'impactent en fonction de leur inertie (diamètre aérodynamique). Chaque particule déposée sur un étage donné engendre un courant en fonction de la charge portée par la particule considérée qui est mesurée par l'électromètre. La mesure du courant à chaque étage permet ainsi d'avoir des informations sur la distribution granulométrique en nombre fonction du diamètre médian aérodynamique des particules. A cet effet, Le ELPI permet de mesurer en temps réel les des particules dont le diamètre aérodynamique est compris entre 30 nm et 10 μm . La concentration en nombre des particules à l'entrée ne doit pas dépasser 10^7 de particules/ cm^3 . Enfin les mesures de l'ELPI sont réalisées en quasi temps réel puisque l'on peut descendre à des temps d'acquisition de l'ordre de la seconde. Ceci permet de suivre l'évolution de la distribution granulométrique des particules étudiées durant leur mouvement dispersion.



Figure 4. 17. Impacteur basse pression à détection électrique (ELPI)

4.2.2.2. Conditions de mesures

La figure 4.18 représente la vue de dessus de l'intérieur de la veine présentant le plan d'expérience. On dispose des plans constitués par des points alignés, placés en aval de la maquette. Ces points situés à des distances adimensionnées par la hauteur de la maquette variant de 0,36 à 7,36, dans lesquels on mesure la concentration des nanoparticules de carbone.

Le choix de la vitesse de l'écoulement étudiée U_{∞} est explicité ici car il dépend d'une part du débit de fonctionnement du PALAS, mais également du diamètre du tuyau d'éjection des particules. Ces deux paramètres influencent la vitesse d'injection des nanoparticules de carbone, puisqu'une condition importante dans l'étude de la dispersion est le respect du rapport cinématique. C'est-à dire le rapport de la vitesse d'entraînement d'un véhicule prototype U_p par la vitesse d'émission du pot d'échappement U_{ep} de ce même véhicule doit être égal, dans le cas de la simulation et de l'expérience, au rapport de la vitesse de l'écoulement fluide par la vitesse d'injection des particules à l'échelle de la maquette (indice « m »). Respecter cette échelle cinématique à l'échelle du prototype (indice « p ») et à l'échelle de la maquette c'est garantir une injection de particule et une dynamique de mélange dans les mêmes conditions. A notre connaissance, ce paramètre n'a pas été pris en compte par les différentes études ayant étudiés la dispersion dans une soufflerie.

Ce rapport cinématique est donné par l'expression suivante :

$$\frac{U_{\infty p}}{U_{ep}} = \frac{U_m}{U_{em}} \quad (\text{Eq. 4.7})$$

U_m et U_{em} sont les vitesses de fluide et d'injection des particules dans le cas de l'expérience.

Le cas réel (prototype) pris pour référence est celui d'un 4x4 Land Rover. Le corps d'Ahmed est à l'échelle 1/19^{ème} par rapport à ce véhicule. Le pot d'échappement du Land Rover a un

diamètre de $d_{ep}=0,078$ m. Pour respecter le rapport d'échelle géométrique, notre tuyau d'échappement doit alors avoir un diamètre $d_{em}=4,1$ mm.

La vitesse d'échappement des particules dans le cas de la maquette se calcule en se référant au débit maximum d'éjection du PALAS (pour avoir le maximum du rapport signal sur bruit). Ce dernier vaut $Q_p = 8\text{L/min}=1,33\cdot 10^{-4}\text{m}^3/\text{s}$. Les particules sont donc émises à une vitesse $U_{em} = 9,91$ m/s depuis notre tuyau d'échappement.

Notre choix de véhicule prototype s'est porté sur le véhicule de type Land Rover, nous avons choisi une motorisation typique de ce modèle, à savoir une cylindrée $V_{cyl} = 2,2$ L et une efficacité volumique de $\eta = 0,9$. Les conditions de roulage de ce véhicule dans un milieu urbain sont : pour un régime moteur de $\Omega = 2000$ tours/mn cela correspond à une vitesse d'entraînement de $U_p = 8,33$ m/s. La vitesse d'échappement pour ce véhicule est $U_{ep}=6,875$ m/s, elle est calculée à travers la formule suivante :

$$U_{ep} = \frac{V_{cyl}}{30000} \frac{\Omega}{d_{ep}^2} \eta \quad (\text{Eq. 4.8})$$

Cela correspond donc à une échelle cinématique (Eq.4.7) de valeur 1,21.

Le choix s'est porté pour étudier la dispersion à une vitesse typique en zone urbaine, $U_p=30\text{km/h}=8,3$ m/s. ce qui permet de déduire de l'équation 4.7 la vitesse de l'écoulement à l'échelle de la maquette à imposer dans la soufflerie de $U_m = 12$ m/s.

Les mesures des particules effectuées avec ELPI ont été menées en respectant l'isocinétisme de la vitesse de l'écoulement fluide. L'isocinétisme consiste à faire le prélèvement des particules sans pour autant perturber les lignes de courant fluide qui pénètrent dans le dispositif de prélèvement. Pour cela, l'axe de ce dispositif doit être parallèle à l'écoulement d'une part et d'autre part la vitesse du fluide doit être égale à celle au cœur de l'écoulement dans le dispositif. Ainsi le diamètre de la sonde de prélèvement pour le ELPI est $d_{em} = 0,0042$ m, il est calculé selon la formule suivante :

$$d_{em} = \sqrt{\frac{4Q}{\pi U_m}} \quad (\text{Eq. 4.9})$$

avec Q le débit maximal d'injection des particules du PALAS et vaut $Q = 1,33\cdot 10^{-4}$ m³/s.

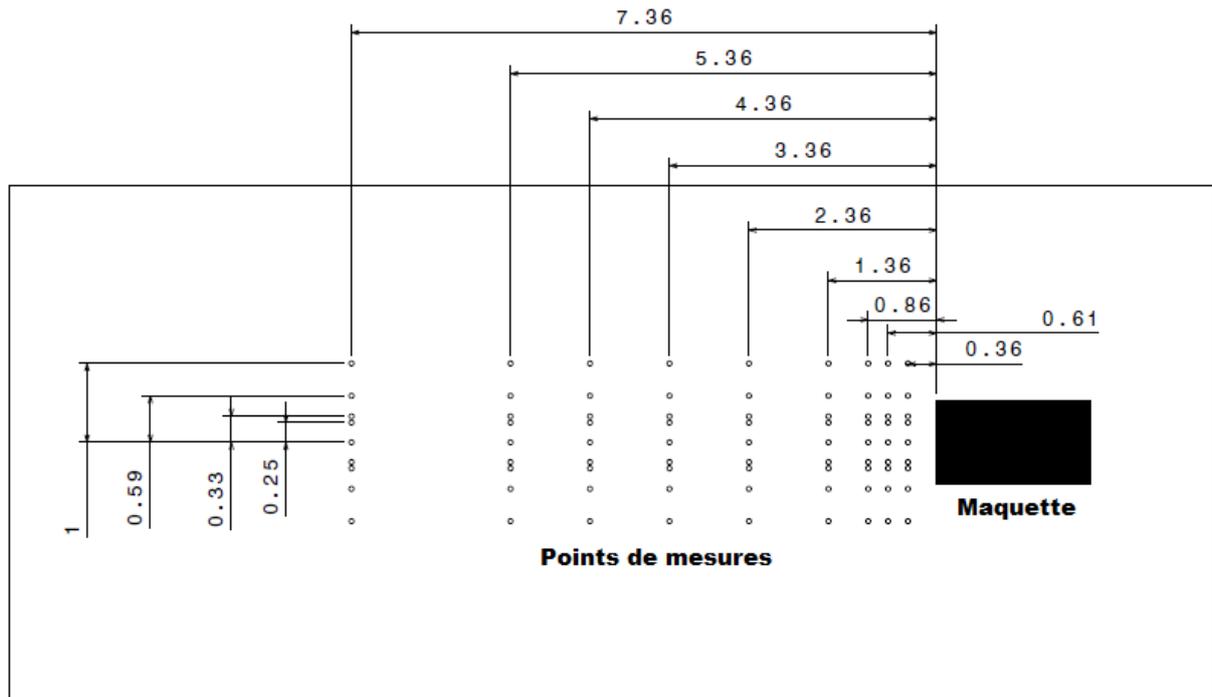


Figure 4.18. Schéma du vue de dessus de la veine avec les points de mesures

Pour rappel, le pot d'échappement pour cette partie expérimentale se trouve sur du côté gauche à $z/H=-0,25$ comme se fut le cas pour les simulations numériques.

4.2.2.3. Dispersion des particules dans le sillage de la maquette

Dans cette expérience nous avons pu caractériser la dispersion au travers de l'évolution spatiale de la concentration en nombre de nanoparticules dans un volume (en cm^3). Ainsi la figure 4.19 montre la distribution des particules dans le sillage du corps d'Ahmed dans le plan vertical central (x, y). L'analyse générale montre la présence des particules dans toute la région du sillage mais à des proportions différentes. En particulier, on trouve une concentration en nombre importante de l'ordre de $1,1 \cdot 10^6$ particules/ cm^3 dans le domaine délimité, sur l'axe x , $x/H= 0,25$ et $x/H= 3,25$ et sur l'axe y , par $y/H= 0,2$ et $y/H= 1$. De même il apparaît également trois régions où la concentration en nombre de particules atteint $6,3 \cdot 10^6$. Ces régions se situent dans la zone du sillage proche de la maquette. Cela confirme les résultats numériques, à savoir, le piégeage des particules dans le sillage par les structures tourbillonnaires présentent dans la zone de recirculation et celles longitudinales, que l'on pourrait appeler capture arrière. Ces particules sont ensuite transportées verticalement en proche culot. Les particules migrent ensuite transversalement à partir du plan de la ligne d'échappement ($z/H=-0,25$), mais la concentration maximale reste dans le plan d'injection des particules.

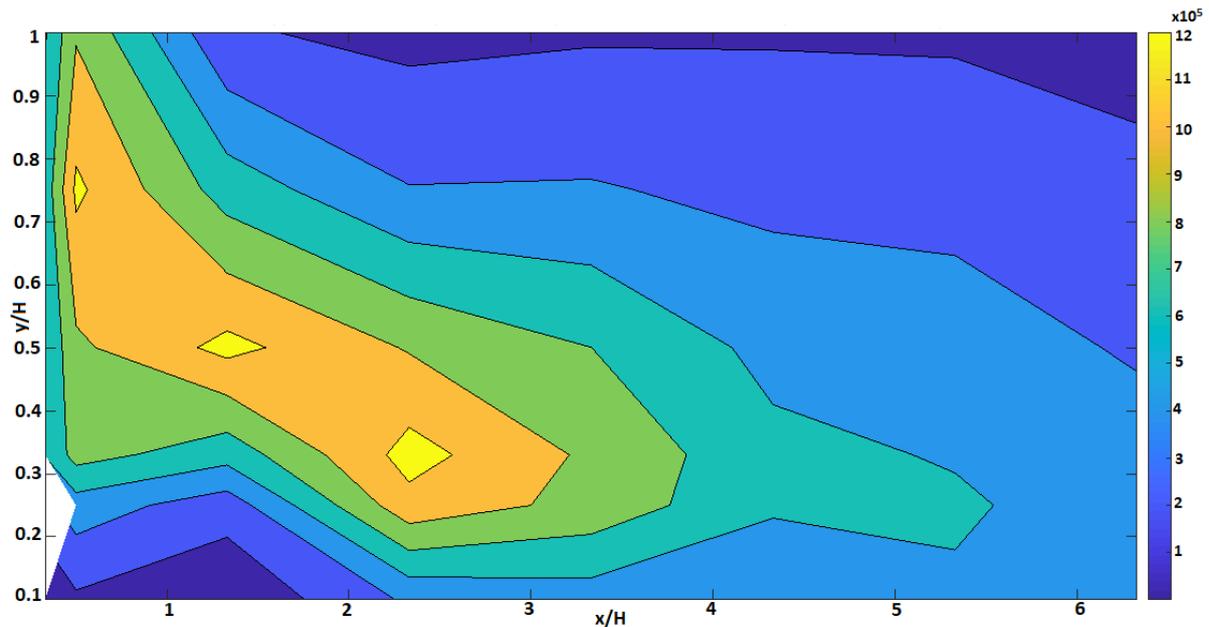


Figure 4. 19. Contours de concentration en aval de la maquette dans le plan vertical (x, y) à $z/H=0$

4.3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons caractérisé numériquement et expérimentalement la topologie de l'écoulement de sillage d'un véhicule (type corps d'Ahmed à culot droit). Cet écoulement est caractérisé par la présence d'une zone de recirculation qui est la conséquence du décollement de l'écoulement fluide au culot du corps. L'analyse montre que la zone de recirculation est constituée de deux tourbillons contrarotatifs formant une symétrie dans le transversal (plan (x, z)) et une dissymétrie dans le plan vertical (plan (x, y)). D'autre part, dans le plan vertical, le tourbillon inférieur occupe les $\frac{3}{4}$ du culot du corps d'Ahmed tandis que celui au-dessus ne représente que les $\frac{1}{4}$ du culot. En dehors de la zone de recirculation le développement de structures tourbillonnaires transversales avec un écoulement globalement rentrant (vers l'intérieur du sillage).

L'étude de la dispersion des nanoparticules de carbone dans le sillage de la maquette d'un corps d'Ahmed à culot droit a montré la diminution de la concentration des particules lors de leur mouvement de la zone du sillage proche à celle du sillage lointain. Cela a été remarqué numériquement et expérimentalement et pour les vitesses d'écoulement fluide de 10, 12 et 15 m/s. Les profils de concentrations montrent une forme fortement dissymétrique influencée par la position du pot d'échappement dans la zone de recirculation. En dehors de cette zone, cette influence s'estompe au fur et à mesure que l'on s'éloigne avec une tendance à une homogénéisation donnant lieu à des profils tendant vers une forme gaussienne. D'autre part, la dispersion augmente avec la distance à l'arrière du véhicule (axe longitudinal x) accompagné par une dilution. Ceci se traduit, pour les profils de concentration, par une diminution des valeurs maximales et un élargissement de la base de ces profils. Cette constatation est confirmée par les fonctions de dispersion qui augmentent lorsque les particules se dispersent et passent du sillage proche au sillage lointain.

L'analyse globale du processus de dispersion, tant expérimentalement que numériquement laisse supposer que la dispersion verticale est plus importante et plus rapide et est mise en place tout de suite après l'émission des particules. Vient ensuite l'étape où les particules diffusent transversalement (dans la largeur) mais d'une manière limitée due aux structures tourbillonnaires de la zone de recirculation qui ont tendance à diriger l'écoulement vers l'intérieur du sillage.

Chapitre V : Conclusion générale et Perspectives

L'étude de la dispersion des particules, en particulier les particules ultrafines issues des gaz d'échappement d'un véhicule automobile en milieu urbain a consisté à caractériser le mouvement de ces particules dès leur sortie du pot d'échappement jusqu'à leur dépôt. L'évaluation de la dispersion des particules a été faite selon l'évolution spatio-temporelle de la concentration de ces dernières d'une part, et d'autre part selon l'évolution temporelle de la fonction de la dispersion latérale et transversale des particules. Ainsi, notre démarche a été d'évaluer, en première phase, l'approche numérique basée sur du URANS à travers le modèle RSM couplé à un traitement proche paroi, pour étudier la dispersion des nanoparticules dans le sillage d'un cylindre circulaire. La raison du choix de ce dernier s'explique à travers l'abondance des résultats d'études qui sont disponibles dans la littérature pour ce corps épaissi générant des structures tourbillonnaires dans son sillage. La plupart de ces études ont été menées dans le but de pouvoir caractériser l'écoulement de la phase fluide dans le sillage du cylindre. Pour cela, la comparaison avec la littérature des résultats de notre simulation de l'écoulement fluide autour du cylindre a donc permis de valider notre modèle numérique. Ceci a facilité l'étude de la dispersion des nanoparticules dans l'écoulement de sillage d'un tel objet en investiguant l'impact de chacun des phénomènes/mécanismes que sont la structure tourbillonnaire, la diffusion brownienne et la dispersion par la turbulence. Par la suite, pour se rapprocher de la réalité, nous avons remplacé la géométrie du cylindre circulaire par la configuration de la maquette d'un véhicule de type corps d'Ahmed à culot droit. Enfin, une approche expérimentale ponctuelle fut menée dans une soufflerie par l'utilisation de la maquette d'un cylindre circulaire et puis celle d'un véhicule, pour valider l'approche numérique.

L'étude bibliographique nous a permis de mettre en évidence que les particules les plus fines (dimension nanométrique) étaient les plus nombreuses et les plus dangereuses à cause de leur capacité de pénétration profonde dans l'organisme. C'est ainsi que les études de toxicologies et d'épidémiologies ont montré que la concentration en nombre des particules ultrafines devrait être l'un des paramètres importants à considérer aux regards des effets sur la santé humaine. La problématique de la pollution de l'air causée par le transport routier en milieu urbain affecte l'environnement proche de l'émission de ces particules avec le risque d'infiltration dans les habitacles véhicules, bâtiments environnants, etc. D'où la nécessité de mieux comprendre la dynamique des particules dans le sillage d'un véhicule à partir de leur émission à l'échappement en lien avec la structure de l'écoulement.

Pour le cylindre, nous avons montré que l'écoulement fluide turbulent est caractérisé par la présence de structures tourbillonnaires de différentes tailles et que le fort décollement à ce régime engendre dans le sillage un lâcher tourbillonnaire connu sous le nom de l'allée de von Karman. L'étude de l'écoulement diphasique avec injection de particules, a fait ressortir que la structure de l'écoulement, la force brownienne et la dispersion des particules par la turbulence influencent fortement leur dispersion. En effet, ces particules se retrouvent généralement dans les périphéries et puis sont diffusées par le brownien et surtout par la turbulence vers le centre des tourbillons constituant l'allée de von Karman. On a trouvé également que les profils de concentration des nanoparticules ont une forme spécifique ressemblant à un crêneau avec un double pic situé aux extrémités en proche sillage, alors que ça tend vers une forme gaussienne en sillage lointain. Lors du mouvement des particules

ultrafines allant du sillage proche au sillage lointain, le niveau de la concentration diminue tandis que les niveaux des profils d'évolution temporelle de la fonction de dispersion latérale augmentent.

Concernant la maquette du corps d'Ahmed représentant le véhicule automobile, il est apparu à travers les études numérique et expérimentale que l'écoulement fluide en aval de ce corps est caractérisé par la présence d'une zone de recirculation de l'écoulement qui est la conséquence notamment du décollement de l'écoulement fluide au culot du corps d'Ahmed. L'analyse spécifique de la zone de recirculation de l'écoulement fluide a montré qu'elle est constituée par deux tourbillons contrarotatifs formant une symétrie dans le plan transversal et une dissymétrie dans le plan vertical. C'est à dire que le tourbillon en dessous occupe les $\frac{3}{4}$ du culot du corps d'Ahmed tandis que celui au-dessus ne représente que les $\frac{1}{4}$ du culot. S'agissant de la dynamique des nanoparticules dans le sillage du corps d'Ahmed, les études numérique et expérimentale ont révélé que les nanoparticules sont aspirées par la zone de recirculation avec une dispersion plus prononcée verticalement alors qu'elle est contenue principalement dans la largeur du sillage en très proche paroi. Les profils verticaux de concentrations montrent des allures très marquées dans la zone de recirculation démontrant une accumulation des particules en hauteur en fonction de la vitesse du véhicule et un début d'homogénéisation en dehors de celles-ci. Dans la direction transversale la position décalée du pot d'échappement influence les profils transversaux de la concentration. La concentration des nanoparticules diminue lors de leur transport de la zone du sillage proche à celle du sillage lointain. Par contre, il est apparu au travers de l'étude numérique que la fonction de dispersion augmente lorsque les particules sont transportées et passent du sillage proche au sillage lointain. Ainsi, en conclusion générale les résultats montrent que les zones tourbillonnaires turbulentes ont une grande influence sur le positionnement des nanoparticules et tend à les accumuler en des zones préférentielles fonction de la vitesse du véhicule et de la distance par rapport à cette dernière.

En perspectives, l'étude des effets de la paroi (simulant le sol) sur la dispersion des nanoparticules dans le cylindre a mis évidence l'impact du rapprochement du point d'injection (simulant le pot d'échappement) à la paroi, sur le mouvement des particules. Pour cela, une étude de la dispersion des nanoparticules dans le sillage du corps d'Ahmed avec et sans paroi mobile pourrait permettre de mieux cerner les effets de la paroi à travers la couche limite qui se développe sur cette dernière. Dans le transport urbain, l'un des cas le plus fréquent est la situation des véhicules qui se suivent sur la route, et qu'il est fort probable que les particules émises par le véhicule de devant s'infiltreront dans les habitacles des véhicules suivants. Pour comprendre ce processus sur la dispersion, il est souhaitable de mener une étude en prenant en compte deux maquettes l'une devant l'autre. Cela permettra d'évaluer l'infiltration des particules ultrafines au niveau de la maquette placée dans le sillage de la première. Pour terminer, l'étude de la dispersion des particules devra prendre en compte la température qui pourrait fortement impacter le processus de la dispersion des particules issues du pot d'échappement (effet de la thermophorèse). A cet effet, une étude prenant en compte les influences de la flottabilité et du gradient de la température des gaz chargés en particules sur la dynamique de leur dispersion dans le sillage d'un véhicule automobile est souhaitée. L'objectif de toutes ces études est de pouvoir caractériser les champs de concentrations des

particules et agir sur les éléments clés pour contrôler leurs dynamiques et ainsi réduire l'exposition des populations en environnement proche du trafic routier.

Références bibliographiques

1. Ahmed SR, Baumert W, 1979. The Structure of Wake Flow Behind Road Vehicles. *Aerodynamics of Transportation*, ASME-CSME Conference, Niagara Falls, June 18th-20th, pp93-103.
2. Ahmed SR, Ramm G and Faitin G, 1984. Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake (No. SAE-TP-840300). Society of Automotive Engineers, Inc., Warrendale, PA.
3. Almeida GA, 1986. A model for Sahara dust transport. *Journal of Climate Application Meteor*, 25: 903-16.
4. Almeida SM, Pio CA, Freitas MC, Reis MA, Trancoso MA, 2005. Source apportionment of fine and coarse particulate matter in a sub-urban area at the Western European Coast. *Atmospheric Environment* 39, 3127-3138.
5. Anoop SV Shah, Jeremy P Langrish, Harish Nair, David A McAllister, Amanda L Hunter, Ken Donaldson, David E Newby, Nicholas L Mills, 10 July 2013. Global association of air pollution and heart failure: a systematic review and meta-analysis, *The Lancet*.
6. Artinano B, Salvador P, Alonso D, Querol X, Alastuey A, 2003. Anthropogenic and natural influence on the PM10 and PM2.5 aerosol in Madrid (Spain). Analysis of high concentration episodes. *Environmental Pollution* 125, 453-465.
7. Atkinson, R.W., Fuller, G.W., Anderson, H.R., Harrison, R.M., Armstrong, B., 2010. Urban ambient particle metrics and health: a time-series analysis. *Epidemiology* 21, 501-511.
8. Baker CJ, 2001. Flow and dispersion in ground vehicle wakes. *Journal of Fluids and Structures* 15 (7), 1031-1060.
9. Barros D, Borée J, Noack BR, Spohn A, Ruiz T, 2016. Bluff body drag manipulation using pulsed jets and Coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 805, pp. 422-459.
10. Batchelor GK, 1949. Diffusion in a field of homogenous turbulence, *Australian Journal of Scientific Research*, 2, 437-450.
11. Beaudan P and Moin P, 1994. Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number. Report No. TF-62, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
12. BEAUDOIN J.F, CADOT O, AIDER J.L, GOSSE K, PARANTHOEN P, HAMELIN B, TISSIER M, ALLANO D, MUTABAZI I, GONZALES M, WESFREID, JE, 2004. Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics. *Experiments In Fluids*, Vol. 37 num. 5 page 763-768
13. Benbrahim-Tallaa et coll, 2012. Carcinogenicity of diesel-engine and gasoline-engine exhausts and some nitroarenes. *The Lancet oncology*.
14. Bloor M, 1964. Transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19:290–304.
15. Bloor M. and Gerrard J, 1966. "Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake". *Proc. Roy. Soc.*, 294, 1438,.

16. Bond TC, Doherty SJ, Fahey DW, Forster PM, Berntsen T, DeAngelo BJ, Flanner MG, Ghan S, Kärcher B, Koch D, Kinne S, Kondo Y, Quinn PK, Sarofim MC, Schultz MG, Schulz M, Venkataraman C, Zhang H, Zhang S, Bellouin N, Guttikunda SK, Hopke PK.
17. Brasil AM, Farias TL & Carvalho MG, 2000. A recipe for image characterization of fractal-like aggregates. *Journal of Aerosol Sciences*, 30, 1379-1389.
18. Braza M, 1981. Etude numérique du décollement instationnaire externe par une formulation vitesse-pressure : Application à l'écoulement autour d'un cylindre circulaire. Thèse de docteur-ingénieur, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1981.
19. Braza M, Chassaing P, and Ha Minh H, 1986. Numerical study and analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 165: 79–165.
20. Braza M, Chassaing P, and Ha Minh H, 1990. Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder. *Physics in Fluids A*, 2(8):1461–1471.
21. Brown JS, Kim CS, Reist PC, Zeman KL, & Bennet WD, 2000. Generation of radio-labelled 'soot-like'ultrafine aerosols suitable for use in human inhalation studies. *Aerosol Science and Technology*, 32, 325–337.
22. Brugge D, Durant JL, Rioux C, 2007. Near-highway pollutants in motor vehicle exhaust: a review of epidemiologic evidence of cardiac and pulmonary health risks. *Environmental Health* 6, 23.
23. Buzea C, Pacheco II, Robbie K, 2007. Nanomaterials and nanoparticles: Sources and Toxicity. *Physics-Medical Physics*, 2(4), 17-71.
24. Carpentieri M, Kumar P, 2011. Ground-fixed and on-board measurements of nanoparticles in the wake of a moving vehicle. *Atmospheric Environment* 45, 5837–5852.
25. Carpentieri M, Kumar, P., Robins, A., 2011. An overview of experimental results and dispersion modelling of nanoparticles in the wake of moving vehicles. *Environmental Pollution* 159, 685-693.
26. Carpentieri, M., Kumar, P., and Robins, A, 2012. Wind tunnel measurements for dispersion modelling of vehicle wakes, *Atmospheric Environment*, 62, 9-25.
27. Carpentieri, M., Kumar, P., Robins, A., 2012. Wind tunnel measurements for dispersion modelling of vehicle wakes. *Atmospheric Environment* 62, 9–25.
28. Chan TL, Luo DD, Cheung CS and Chan CK, 2008. Large eddy simulation of flow structures and pollutant dispersion in the near-wake region of the studied ground vehicle for different driving conditions. *Atmospheric Environment*, 42(21), 5317-5339.
29. Chaudret B, 2005. Chimie organométallique et nanoparticules. L'actualité chimique, n° 290-291, 33 – 43.
30. Chen HC and Patel VC, 1988. Near-wall turbulence models for complex flows including separation. *AIAA Journal*, 26, 641-648.
31. Comité de la prévention et de la précaution. "NANOTECHNOLOGIES NANOPARTICULES QUELS DANGERS, QUELS RISQUES ?" Rapport du CPP, mai 2006.

32. Davies, C., 1945. Definitive equations for the fluid resistance of spheres. *Proceedings of the Physical Society*, 57: 259.
33. Dekker C, 1999. Carbon nanotubes as molecular quantum wires. *Physics Today*, 52:22–28.
34. Dong S, Karniadakis GE, Ekmekci A, Rockwell D, 2006. A combined direct numerical simulation-particle image velocimetry study of the turbulent near wake. *J. Fluids Mechanics*. 569, 185–207.
35. Dong, G. and Chan, T.L., 2006. Large eddy simulation of flow structures and pollutant dispersion in the near-wake region of a light-duty diesel vehicle. *Atmospheric Environment* 40, 1104-1116
36. EEA, 2016, Explaining road transport emissions — A non-technical guide, European Environmental Agency.
37. Ericsson E. (2000). Variability in urban driving patterns. *Transportation Research D*. Vol 5, 337-354,
38. Eskridge RE, & Hunt JCR, 1979. High way modeling PartI: prediction of velocity and turbulence fields in the wake of vehicles. *Journal of Applied Meteorology*, 18, 387–400.
39. Esmen NA and Corn M, 1971. Residence time of particles in urban air. *Atmospheric Environment* 5, 571-578.
40. Evans DE, Harrison RM, and Ayres JG, 2003. The generation and characterisation of elemental carbon aerosols for human challenge studies. *Journal of Aerosol Science*, 34, 1023-1041
41. Gerrard JH, 1966. The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanic*, 25:143–164.
42. Gilliéron P, 2000. Analyse modélisation et typologie des écoulements de culot dans l’automobile, AAF- 36eme colloque d’aérodynamique appliquée, Orléans du 20 - 22 mars 2000.
43. Gilliéron P, Chometon F, 1999. Modelling of stationary three-dimensional separated air flows around an Ahmed reference model, in: *EASIM: Proceedings*, Vol. 7 of *Vortex Flows and Related Numerical Methods III*, pp. 173–182.
44. GOPALKRISHMAN R, 1993. Vortex-induced forces on oscillating bluff cylinders. Ph. D. Thesis, Cambridge, MA, USA: Massachusetts Institute of Technology.
45. Gosman AD and Ioannides E, 1983. Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. *Journal of Energy*, 7(6), 482-490.
46. Gosse K, 2005. Etude expérimentale de la dispersion d’un scalaire passif dans le sillage d’un corps d’Ahmed. Thèse de doctorat de l’université de Rouen.
47. Grandemange M, Gohlke M & Cadot O, 2013. Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. part 1. global modes and bi-stability. *Journal of Fluid Mechanics*. 722, 51-84.
48. Greifzu F, Kratzsch C, Forgber T, Lindner F, Schwarze R, 2015. Assessment of particle-tracking models for dispersed particle-laden flows implemented in OpenFOAM and ANSYS FLUENT. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 10:1, 30-43, doi: 10.1080/19942060.2015.1104266.

49. Griffin DW, Kellogg CA, Shinn EA, 2001. Dust in the wind: Long range transport of dust in the atmosphere and its implications for global public and ecosystem health. *Global Change Human Health*, 2: 20-33.
50. Harrison RM, 1996. Airborne particulate matter in the United Kingdom. Third report of the quality of urban air review group university of Birmingham, Edgbaston, England.
51. Hassan AA and Crowther JM, 1998. Modelling of Fluid Flow and Pollutant Dispersion in a Street Canyon. *Environmental Monitoring and Assessment*, 52, 281-297.
52. HIDER ZE, 1998. Modelling Solute and Particulate Dispersion from Road Vehicles. Ph.D. thesis, University of Nottingham, U.K
53. Hidy GM, 1984. Aerosols, An Industrial and Environmental Science. Ed by Academic Press Inc.
54. Hinterberger M, Garcia-Villalba M, Rodi W, 2004. Large Eddy Simulation of flow around the Ahmed body. In Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics: the Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains, McCallen, R., Browand, F., Ross (Eds.). *Journal Springer Verlag*, ISBN: 3-540-22088-7.
55. Hinze JO, 1975. Turbulence, (2nd ed.), New York:McGraw-Hill
56. Holmes N, 2007. A review of particle formation events and growth in the atmosphere in the various environments and discussion of mechanistic implications. *Atmospheric Environment*, 41, 2183–2201.
57. HOWARD RJA & POURQUIE M, 2002. Large eddy simulation of an Ahmed reference model. *Journal of Turbulence*, Vol. 3, 2002
58. Huang Y, Wu W, Zhang H, 2006. Numerical study of particle dispersion in the wake of gas-particle flows past a circular cylinder using discrete vortex method. *Powder technology*, 162(1): 73-81.
59. Huang Y., He W., Kim C, 2014. A numerical study on dispersion of particles from the surface of a circular cylinder placed in a gas flow using discrete vortex method. *Journal of Hydrodynamics* 26(3): 384-393.
60. Huang, H., Tu, J., L., H., Hua, M., Liao, Q., Feng, J., Weng, Z., Huang, G., 2009. Multivariate analysis of trace element concentrations in atmospheric deposition in the Yangtze River Delta, East China. *Atmospheric Environment* 43, 5781-5790.
61. Hucho W, Sovranm G. Aerodynamics of road vehicles, Annual Review Fluid Mech.25: 485-53, 1993
62. Hucho WH, 1987. Aerodynamics of Road Vehicles. From Fluid Mechanics to Vehicle Engineering. Book 1987.
63. Hucho WH, 1998. Aerodynamics of Road Vehicles. 4th ed. Society of Automotive Engineers (SAE),Warrendale (USA).
64. Hudda N., Eckel, S.R., Knibbs, L.D., Sioutas, C., Delfino, R.J., Fruin, S.A., 2012. Linking in-vehicle ultrafine particle exposures to on-road concentrations. *Atmospheric Environment* 59, 578–586.

65. Hudda, N., Kostenidou, E., Delfino, R., Sioutas, C., Fruin, S., 2011. Factors that determine ultrafine particle exposure in vehicles. *Environmental Science Technology* 45 (20), 8691-8697.
66. Hutchinson P., Hewitt G.F., Dukler A.E, 1971. Deposition of liquid or solid dispersions from turbulent gas streams: A stochastic model. *Chemical Engineering Science*, 26(3), 419-439.
67. INRS, 2016. Hygiène et sécurité du travail – n°244 – septembre 2016.
68. IPCC, 2007. In: Soloman, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K.B., Tignor, M., Miller. H.L. (Eds.), *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom.
69. ISO/TS 27687, 2008. Nanotechnologies - Terminology and definitions for nano-objects - Nanoparticle, nanofibre and nanoplate.
70. Jacobson M.Z., 2005. *Fundamentals of Atmospheric Modeling*, second ed. Cambridge University Press.
71. Jacobson MZ, Howarth RW, Delucchi MA, Scobie SR, Barth JM, Dvorak MJ, Klevze M, Katkhuda H, Miranda B, Chowdhury NA, Jones R, Plano L, Ingraffea AR, 2013. Examining the feasibility of converting New York State’s all-purpose energy infrastructure to one using wind, water, and sunlight. *Energy Policy*, 57, 585-601.
72. Jeng CJ, Kindzierski WB and Smith DW, 2007. “Particle Penetration through Inclined and L-shaped Cracks.” *Journal of Environmental Engineering* 133, 331-339.
73. Julien R, BOTET R, 1987. *Aggregation and fractal aggregates*, World Scientific Pub Co Inc, ISBN 9971-50-248-8.
74. Kanda I, Uehara K, Yamao Y, Yoshikawa Y & Morikawa T, 2006. A wind-tunnel study on exhaust gas dispersion from road vehicles—Part I: Velocity and concentration fields behind single vehicles. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 94(9), 639-658.
75. Kim, D.H., Gautam, M., Gera, D., 2001. On the prediction of concentration variations in a dispersing heavy-duty truck exhaust plume using k-epsilon turbulent closure. *Atmospheric Environment* 35, 5267-5275.
76. Kittelson, D.B., 1998. Engines and nanoparticles: a review. *Journal of Aerosol Sciences*, Volume 29, 5/6, 575-588, 1998.
77. Knibbs LD, Cole-Hunter T, & Morawska L, 2011. A review of commuter exposure to ultrafine particles and its health effects. *Atmospheric Environment*, 45(16), 2611-2622.
78. Kourta A, Boisson HC, Chassaing P, and Ha Minh H, 1987. Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 181, 141–161.
79. Köylü ÜÖ, Faeth GM, Farias TL and Carvalho MG, 1995. Fractal and projected structure properties of soot aggregates. *Combust. Flame*, 100, 621-633.

80. Krajnovic S and Davidson L, 2003. Numerical Study of the flow around a Bus Shaped Body, *Journal of Fluid Engineering*, 125-503.
81. Kravchenko AG and Moin P, 2000. Numerical studies of flow over a circular cylinder at $Re_D=3900$. 2, 2, *Physics of Fluids*.
82. Kumar P, Fennell P, Britter R, 2008. Effect of wind direction and speed on the dispersion of nucleation and accumulation mode particles in an urban street canyon. *Science of the Total Environment* 402, 82-94.
83. Kumar P, Fennell P, Britter R, 2008. Measurements of particles in the 5-1000 nm range close to road level in an urban street canyon. *Science of the Total Environment* 390, 437-447.
84. Kumar P, Fennell P, Hayhurst A, Britter RE, 2009. Street versus rooftop level concentrations of fine particles in a Cambridge street canyon. *Boundary-Layer Meteorology* 131, 3-18.
85. Kumar, P., Ketzler, M., Vardoulakis, S., Pirjola, L., & Britter, R. (2011). Dynamics and dispersion modelling of nanoparticles from road traffic in the urban atmospheric environment—a review. *Journal of Aerosol Science*, 42(9), 580-603.
86. Lahaye A, Leroy A and Kourta A, 2013. Characterisation of a square back Ahmed body near wake flow. 21^{ème} *Congrès Français de Mécanique*, Bordeaux.
87. Lastbom L., Cammer P, 2000. Deposition and clearance of particles in the human lung *Scand. Journal of Work Environment and Health*, 26 (1), 23-27.
88. Launder B & Spalding D, 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in applied Mechanics and Engineering*, 3(2), 269-289.
89. Lee ES, Stenstrom MK and Zhu YF, 2015. Ultrafine particle infiltration into passenger vehicles. Part I: Experimental evidence. *Transportation Research Part D*, 38, 156-165.
90. Lee ES, Xu B, Zhu YF, 2012. Measurements of ultrafine particles carrying different number of charges in on- and near-freeway environments. *Atmospheric Environment*, 60, 564–572.
91. Leila AÏCHI, 8 juillet 2015. Rapport sur le coût économique et financier de la pollution de l'air n° 610 tome I (2014-2015).
92. Li A and Ahmadi G, 1992. Dispersion and deposition of spherical particles from point sources in a turbulent Channel flow. *Aerosol Science and Technology*, 16(4), 209-226.
93. Lienhart H, Stoots C, Becker S, 2002. Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model (Ahmed Model). *Notes on Numerical Fluid Mechanics (NNFM)*, 77, 323-330.
94. Liu L, Ji F, Fan J, 2004. Direct numerical simulation of particle dispersion in the flow around a circular cylinder. *Journal of Thermal Science*, 13(4): 344-349.
95. Liu, D.L., Nazaroff, W.W., 2003. Particle penetration through building cracks. *Aerosol Science and Technology* 37, 565–573.
96. Lourenco LM, Shih C, 1994. Characteristics of the plane turbulent near wake of a circular cylinder, a particle image velocimetry study, published in Reference.3.
97. Luo K, Fan J, Li W, Cen K, 2009. Transient, three-dimensional simulation of particle dispersion in flows around a circular cylinder ($Re=140-260$). *Fuel* 88, 1294-1301.

98. Mayer, A. (2000). "Particulate traps for heavy duty vehicles", Swiss Agency for the Environment, Forests and Landscape (SAEFL), Environmental Documentation No. 130.
99. Mehel A, and Murzyn F, 2015. Effect of air velocity on nanoparticles dispersion in the wake of a vehicle model: Wind tunnel experiments. *Atmospheric Pollution Research*, 6(4), 612-617.
100. Mehel A, Tanière A, Oesterlé B, Fontaine JR, 2010. The influence of an anisotropic Langevin dispersion model on the prediction of micro- and nanoparticles deposition in wall-bounded turbulent flows. *Journal of Aerosol Science*, vol. 41, Issue 8, 729-744.
101. Mehel, A, 2008. Evolution Spatio-temporelle d'un aérosol de nanoparticules : Phase 1. Etude de la déposition. *Rapport Post doctoral*.
102. Mielke Z, Talik T, Tokhadze KG, 1999. Infrared studies of the nitrous acid complexes with Xe and N₂ in argon, krypton and xenon matrices. *Journal of Molecular Structure*, 484, 207.
103. Morsi SA, Alexander AJ, 1972. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluids Mechanics*; 55(2): 193-208.
104. Myung CL and Park S, 2012. Exhaust nanoparticle emissions from internal combustion engines: a review, *International Journal of Automotive Technology*, Vol. 13, No. 1, pp. 9-22
105. Nishino T, Roberts GT, Zhang X, 2008. Unsteady RANS and detached-eddy simulations of flow around a circular cylinder in ground effect. *Journal of Fluids and Structures* 24, 18-33.
106. Norberg C, 1987. Effects of Reynolds number and low-intensity free-stream turbulence on the flow around a circular cylinder. Publication No. 87/2, Department of Applied *Thermodynamics and Fluid Mechanics*, Chalmers University of Technology, Sweden.
107. Norberg C, 1993. Pressures forces on a circular cylinder in cross flow. In IUTAM Symposium Bluff-Body Wakes, Dynamics and instabilities 7-11 September 1992, published by Spinger-Verlag, Editors: H. Eckelmann, J. M. R. Graham, P. Huerre and P.A. Monkewitz, gottingen, Germany.
108. Norberg C, 1998. LDV-measurements in the near wake of a circular cylinder. *Advances Understanding of Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration*, Washington DC, june 1998.
109. Oberdorster G, 2001. Pulmonary effects of inhaled ultrafine particles. *International Archives of Occupational and Environmental Health*, 74(1), 1-8.
110. Oberdörster G, Castranova V, Asgharian B, Sayre P, 2015. INHALATION EXPOSURE TO CARBON NANOTUBES (CNT) AND CARBON NANOFIBERS (CNF): METHODOLOGY AND DOSIMETRY. *Journal Toxicol Environment Health*, 18(0), 121-212.
111. Oberdörster G, Sharp Z, Atudorei V, Elder A, Gelein R, Kreyling W, Cox C, 2004. Translocation of inhaled ultrafine particles to the brain. *Inhalation Toxicology* 16, 437-445.

112. OCDE, 2016. Rapport sur les conséquences économiques de la pollution de l'air extérieur
113. Oesterlé B, 2006. Ecoulements multiphasiques- des fondements aux méthodes d'ingénierie, Hermès-Lavoisier.
114. Oesterlé B, Zaichik LI, 2006. Times scales for predicting dispersion of arbitrary density particles in isotropic turbulence", *International Journal of Multiphase Flow*, 32, 838-849.
115. Olbert-Majkut A, Mielke Z, Tokhadze KG, 2002. Infrared matrix isolation and quantum chemical studies of thenitrous acid complexes with water. *Chemical Physics*. 280, 211.
116. Ole Raaschou-Nielsen et al., 10 July 2013. Air pollution and lung cancer incidence in 17 European cohorts: prospective analyses from the European Study of Cohorts for Air Pollution Effects (ESCAPE), *The Lancet*.
117. Ong J, Wallace L, 1996. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Exp. Fluids*, 20, 441.
118. Ounis H., Ahmadi G., MacLaughlin J.B, 1993. Brownian particle deposition in a directly simulated turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, 5(6), 1427-1432.
119. Papastefanou C, 2006. Residence time of tropospheric aerosols in association with radioactive nuclides. *Applied Radiat Isotopes* 64, 93-100.
120. Paris J, Stohl A, Nedelec P, Arshinov M, Panchenko M, Shmargunov V, Law K, Belan B, Ciais P, 2009. Wildfire smoke in the Siberian Arctic in summer: source characterization and plume evolution from airborne measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics* 9, 9315-9327.
121. Paris W, Cecato U, Branco AF, Barbero LM, Galbeiro S, 2009. Beef heifer production in Coastcross-1 and Arachis pintoï mixed pasture with or without nitrogen fertilization. *Rev. Bras. Zootec.*, 38 (1): 122-129.
122. Park H, Lee D, Jeon W.P, Hahn S, Kim J, Kim J, Choi J, Choi H, 2006. Drag reduction in flow over a two-dimensional bluff body with a blunt trailing edge using a new passive device. *Journal of Fluid Mechanics* 563,389–414
123. Parnaudeau P, Carlier J, Heitz D, Lamballais E, 2008. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900. *Physics Fluids*, 20, 085-101.
124. Passenger Cars, University of Sheffield and University of Michigan, Produced by SASI Group (Sheffield) and Mark Newmann (Michigan), Map031, 2006.
125. Perrin, 2005. Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles stationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds. Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse.
126. Persillon H and Braza M, 1998. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation. *J. Fluid Mech.*, 365 :23–88, 1998.

127. Pope CA, Burnett RT, Thun MJ, Calle EE, Krewski E, Ito K, Thurston GD, 2002. Lung cancer, cardiopulmonary mortality and long term exposure to fine particulate air pollution. *JAMA*, 287 (9): 1132–1141.
128. Pope, C.A., Burnett, R.T., Thuner MC, Cohen A, Krewski D, Jerrett M, Gapstur SM, Thun, M.J., 2011. Lung Cancer And Cardiovascular Disease Mortality Associated With Ambient Air Pollution And Cigarette Smoke: Shape of the Exposure-Response Relationships. *Environment Health Perspectives*, 119, 1616-1621.
129. Prasad A and Williamson CHK, 1997. The instability of the shear layer separating from a bluff body. *Journal of Fluid Mechanics*, 333, 375–402.
130. Provansal M, Mathi C and Boyer L, 1987. Bénard-von kármán instability: transient and forced regimes. *Fluid Mechanics*, 182, 1-22.
131. Rapport du Comité de la prévention et de la précaution. NANOTECHNOLOGIES NANOPARTICULES QUELS DANGERS, QUELS RISQUES ?. Paris, mai 2006.
132. Renoux A, Boulaud D, 1998. Les aérosols : Physique et Métrologie. Lavoisier, Paris, 293 pages.
133. Richards, K.A., 2002. Computational modelling of pollution dispersion in the near wake of a vehicle. University of Nottingham PhD thesis.
134. Roshko A, 1954. On the development of turbulent wakes from vortex streets. NACA Transactions, Report 1191.
135. Roshko A, 1961. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 10(3):345–356.
136. Roshko A. On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. NACA Tech. Note 3169, 1954.
137. Roumeas M, Gilliéron P and Kourta A, 2009. Analysis and Control of the Near-Wake Flow over a Square-Back Geometry rear window. *Computers & Fluids*, 38(1), 60–70.
138. Roumégas JL, Saddier M, 2016. Rapport d'information sur l'évaluation des politiques de lutte contre la pollution de l'air. *Assemblée Française* n°3772.
139. Schneider J, Voigt C, 2011. Chap 1: Introduction to Aerosol, Exp. Met. I : Physics and Chemistry of Aerosols and Ice Clouds.
140. Scungio M, Arpino F, Stabile L, Buonanno G, 2013. Numerical Simulation of Ultrafine Particle Dispersion in Urban Street Canyons with the Spalart-Allmaras Turbulence Model. *Aerosol and Air Quality Research*, 13, 1423–1437.
141. Sorensen C.M & Feke G.D, 1996. The morphology of macroscopic soot. *Aerosol Science and Technology*, 25, 328-337.
142. Spohn A and Gilliéron P, 2002. Flow Separations Generated by a Simplified Geometry of an Automotive Vehicle, IUTAM Symposium: unsteady separated flows.
143. Stortini A, Freda A, Cesari D, Cairns W, Contini D, Barbante C, Prodi F, Cescon P, Gambaro A, 2009. An evaluation of the PM_{2.5} trace elemental composition in the Venice Lagoon area and an analysis of the possible sources. *Atmospheric Environment* 43, 6296-6304.

144. Tanner M, 1972. A method of reducing the base drag of wings with blunt trailing edges. *Aero.Q*, 23, 15-23.
145. Tatry V, Leoz E, 1998. Caractérisation chimique de la matière organique gazeuse et particulaire due aux moteurs Diesel, à l'émission et dans l'air ambiant, Convention ADEME/INERIS - PRIMEQUAL-PRE-DIT.
146. Taylor G.I., 1921. Diffusion by continous movements, *Proceedings. London Mathematical. Society.*, 20, 193-212.
147. Tian and Ahmadi, 2007. Particle deposition in turbulent duct flows-comparisons of different model predictions. *Journal of Aerosol Science*, Volume 38, Issue 4.
148. Tombazis N & Bearman P, 1997. A study of three-dimensional aspects of vortex shedding from a bluff body with a mild geometric disturbance. *Journal of Fluid Mechanics*, 330, 85-112.
149. Tree R, Svensson I, 2007. Soot processes in compression ignition engines, *Progress in Energy and Combustion Science*, Volume 33, 3, 272-309.
150. Uhrner, U., von Lowis, S., Vehkamäki, H., Wehner, B., Brasel, S., Hermann, M., Stratmann, F., Kulmala, M., Wiedensohler, A., 2007. Dilution and aerosol dynamics within a diesel car exhaust plume – CFD simulations of on-road measurement conditions. *Atmospheric Environment*, 41, 7440–7461.
151. Unicef, 2016. Rapport annuel de l'Unicef 2016.pdf
152. Valentino S, 2016. Effets multigénérationnels d'une exposition maternelle aux gaz d'échappement de moteur diesel pendant la gestation sur le développement foeto-placentaire dans un modèle lapin. Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay préparée à AGROPARISTECH.
153. Van Dyke M, 1982. An Album of Fluid Motion. Parabolic Press.
154. White CT et Todorov TN, 1998. Carbon nanotubes as long ballistic conductors. *Nature*, 393:240–241.
155. Wiggs GFS, O'Hara SL, Wegerdt J, van der Meer J, Small I, & Hubbard R, 2003. The dynamics and characteristics of aeolian dust in dryland Central Asia: possible impacts on human exposure and respiratory health in the Aral Sea basin. *Geographical Journal*, 169, 142–157.
156. Williamson C, Govardhan R, 2004. Vortex induced vibrations. *Ann. Rev. Fluid Mechanics*. 36, 413-455.
157. Williamson CHK, 1989. Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Physics in Fluids*, 31 (10):2742–2744.
158. Williamson CHK, 1992. The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake. *Journal of Fluid Mechanic*, 243:393–441.
159. Williamson CHK, 1996. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 28:477–539.

160. Wolfshtein M, 1969. The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12, 301–318
161. World Health Organization (WHO), 2000. Air quality guidelines for Europe. Copenhagen: WHO; 273 pages.
162. Yao J, Zhao Y, Hu G, Fan J, Cen K, 2009. Numerical Simulation of Particle Dispersion in the Wake of a Circular Cylinder. *Aerosol Science and Technology* 43:2, 174-187.
163. Zhang Q and Li HY, 2011. A Study of the Relationship between Air Pollutants and Inversion in the ABL over the City of Lanzhou. *Adv. Atmos. Sci.* 28: 879–886
164. Zhao Bin, Zhang Ying, Li Xianting, Yang Xudong, Huang Dongtao, 2004. Comparison of indoor aerosol particle concentration and deposition in different ventilated rooms by numerical method. *Building and Environment*, 39(1), 1-8.
165. Zhu YF, Hinds WC, Krudysz M, Kuhn T, Froines J, Sioutas C, 2005. Penetration of freeway ultrafine particles into indoor environments. *Journal of Aerosol Science* 36, 303–322.
166. <http://www.who.int/gho/database/fr/>, 2014
167. <https://www.les-crises.fr/la-pollution-aux-particules-fines/>
168. http://www.akpf.org/pub/bericht_um130_en.pdf.

Annexes

I- Modèles de traitement de la turbulence en proche paroi

IL s'agit du standard Wall Function (SWF) et du Enhanced tow-layer Wall Treatment (EWT) (Tian et Ahmadi, 2007).

1- Standard Wall Function (SWF)

Il s'agit du modèle le plus utilisé quand on traite un écoulement avec parois. Ce sont des lois semi empiriques, dites de parois, imposées aux variables dans les mailles adjacentes à la paroi, pour la vitesse :

$$\mathbf{u}^{+*} = \mathbf{y}^{+*} \text{ pour } y^{+*} < 11,225 \quad (\text{Eq. I.1})$$

$$\mathbf{u}^{+*} = \frac{1}{\kappa} \ln (E\mathbf{y}^{+*}) \text{ pour } y^{+*} > 11,225 \quad (\text{Eq. I.2})$$

avec $\kappa = 0,41$ et $E = 9,81$. Pour les variables de la turbulence on a:

$$\mathbf{k} = \frac{\tau_w}{\rho\sqrt{C_\mu}} \quad (\text{Eq. I.3})$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{C_\mu^{3/4} \mathbf{k}^{3/2}}{\kappa y} \text{ avec } C_\mu = 0,09 \quad (\text{Eq. I.4})$$

2- Enhanced Wall Treatment (two-layer model)

Ce modèle a été proposé par (Chen et Patel, 1988) sur la base du modèle à une seule équation de Wolfshtein (1969). Deux zones sont définies en fonction du $Re_y = \rho y \sqrt{k} / \mu$

Quand $Re_y > Re_y^* = 200$, la région est considérée comme complètement turbulente et les équations de k - ε ou RSM sont utilisées pour obtenir les champs moyennés de la turbulence.

Dans la région dite visqueuse où $Re_y < Re_y^* = 200$, l'énergie cinétique turbulente k est évaluée à partir de son équation de transport RANS jusqu'à la paroi, alors que la dissipation et la viscosité turbulente sont évaluées selon les expressions :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad \text{et} \quad \nu_t = C_\mu \sqrt{k l_\mu} \quad (\text{Eq. I.5})$$

$$\text{avec } l_\mu = C_l y \left(1 - \exp\left(\frac{-R_y}{A_\mu}\right) \right) \quad \text{et} \quad l_\varepsilon = C_l y \left(1 - \exp\left(\frac{-R_y}{A_\varepsilon}\right) \right) \quad \text{pour } R_y = \frac{y\sqrt{k}}{\nu} \quad (\text{Eq. I.6})$$

Les constantes sont: $C_L = \kappa C_\mu^{3/4}$, $A_\mu = 70$ et $A_\varepsilon = 2C_L$.

L'utilisation du EWT est recommandée pour un maillage fin avec une épaisseur de première maille autour de $y^+ \approx 1$.

Une correction supplémentaire peut être imposée au plus près de la paroi ($y^+ < 6$), il s'agit de la variation quadratique de la composante normale de la vitesse fluctuante (Hinze, 1975).

II- Analyse de la dispersion de particules fluides

En fonction de son inertie et des propriétés du fluide dans laquelle elle est immergée, une particule peut répondre de façon plus ou moins rapide aux variations de vitesse du fluide, transmises à la particule par le biais des différentes forces et notamment par la traînée. Pour cela, on définit le temps de relaxation d'une particule comme le temps caractéristique de sa réponse aux sollicitations du fluide porteur. On le note τ_p et son expression est déterminée à partir de l'équation (II.1) et vaut :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2 C_c}{18\mu} \frac{1}{f} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} f = 1 \text{ pour } Re_p < 1 \\ f = 1 + 0,15 Re_p^{0,687} \text{ pour } 1 < Re_p < 800 \end{cases} \quad (\text{Eq. II.1})$$

Ce temps de relaxation est une notion fondamentale dans l'étude des écoulements diphasiques à phase dispersée comme c'est le cas dans cette étude.

Une application immédiate du temps de relaxation est la détermination de la vitesse terminale de chute notée V_R d'une particule sous l'influence de la pesanteur, dans un écoulement uniforme ou au repos. Il s'agit d'une donnée jouant un rôle important dans le mécanisme de suspension d'une phase dispersée dans un fluide en écoulement uniforme de direction quelconque par rapport à la verticale. Désignons par z la direction verticale ascendante et par x une direction horizontale, en régime permanent, l'équilibre des forces horizontales et verticales s'écrit :

$$\begin{cases} F_{D,x} = 0 \\ F_{D,z} = mg \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) = \frac{\pi}{6} d_p^3 g (\rho_p - \rho_f) \end{cases} \quad (\text{Eq. II.2})$$

où $F_{D,x}$ et $F_{D,z}$ sont les composantes de la force de traînée. On constate que la vitesse relative est purement verticale, on en déduit alors l'expression de la vitesse terminale, par :

$$V_R = |\mathbf{u}_{p,z} - \mathbf{u}_z| = \frac{2d_p^2 g}{3\mu} |\rho_p - \rho_f| (C_D Re_p)^{-1} \quad (\text{Eq. II.3})$$

Cette vitesse de chute joue un rôle important dans le mécanisme de suspension de la phase dispersée. Notre étude porte sur la dispersion des particules de dimension nanométrique dont l'effet inertiel est quasi-négligeable. A cet effet, la vitesse de chute des particules dans notre étude est très faible. Par conséquent ces particules peuvent durer beaucoup plus de temps dans la phase fluide sans se déposer et auront un temps de séjour important en dehors des mécanismes d'évolution physico-chimique (chapitre 2). Ceci leur permet de parcourir une distance plus grande par diffusion. Si on ne prenait en compte que la diffusion brownienne, l'équation de Fick permet de calculer la distance parcourue qui est donnée par :

$$\langle x_p^2 \rangle = 2Dt \quad (\text{Eq. II.3})$$

avec D le coefficient de diffusion de Stokes-Einstein donnée par l'équation (2.6).

La comparaison de l'effet de l'inertie (sédimentation) par rapport à celui de la diffusion (uniquement brownienne) sur les particules en fonction de leurs tailles est illustrée dans le

tableau 3.1. On remarque que le déplacement par diffusion brownienne est 1000 fois plus important pour une particule de 10 nm par rapport à celle à 1 μm . La diffusion reste prépondérante pour les particules en dessous de 500nm.

dp (nm)	Diffusion $\sqrt{\langle x_p^2 \rangle}$ (cm)	Sédimentation (cm)
10	1	0.0067
100	0.1	0.087
1000	0.001	3.5
10000	0.0001	300

Tableau : Comparaison de la dispersion des particules par diffusion brownienne et par sédimentation

Des travaux ont été effectués pour faire le parallèle entre les diffusions brownienne et turbulente (dispersion due à la turbulence du fluide). Les travaux sur la diffusion par la turbulence des particules fluides ont été initiés par Taylor (1921), puis Batchelor (1949) où a été adopté un point de vue lagrangien pour suivre les particules fluides dans leur mouvement.

Soit $y_i(t)$ les coordonnées d'une particule fluide dans un écoulement à turbulence homogène et stationnaire, où sa position initiale est donnée par $y_i(0)=0$. La position de la particule à l'instant t dans un repère se déplaçant à la vitesse moyenne, supposée uniforme, est décrite par :

$$\begin{cases} \frac{dy_i}{dt} = u_i(t) \\ y_i(t) = \int u_i(\tau) d\tau \end{cases} \quad (\text{Eq. II.4})$$

où $u'_i(t)$ est la vitesse instantanée (vitesse lagrangienne, assimilée à la vitesse fluctuante, puisque le repère se déplace à la vitesse moyenne du fluide) de la particule fluide.

Si on s'intéresse uniquement à l'étude de la diffusion dans une seule direction, soit $y(t)$ la position (dans la direction transversale) des particules émises à partir d'un point source, l'équation (II.4) se réécrit (Oesterlé, 2006) :

$$\frac{d}{dt} \langle y^2 \rangle = 2 \langle u \rangle \int_0^t R_L(\tau) d\tau \quad (\text{Eq. II.5})$$

et en intégrant on a :

$$\langle y^2 \rangle = 2 \langle u \rangle \int_0^t (t - \tau) R_L(\tau) d\tau \quad (\text{Eq. II.6})$$

On remarque que la dispersion, caractérisée par la variance du déplacement transversal $\langle y^2 \rangle$, dépend de la corrélation lagrangienne $R_L(\tau)$ qui s'écrit en turbulence isotrope :

$$R_L(\tau) = \frac{\langle u(t)u(t+\tau) \rangle}{\langle u \rangle} \text{ avec } R_L(0) = 1 \text{ et } \frac{dR_L(0)}{d\tau} = 0 \quad (\text{Eq. II.7})$$

L'échelle intégrale lagrangienne, quant à elle, s'écrit en fonction de la corrélation lagrangienne : $T_L = \int_0^{\infty} (R_L(\tau)) d\tau$ (Eq. II.8)

Avec la définition générale de l'échelle intégrale, la dispersion (Eq. II.6) évolue aux extrémités :

$$\langle y^2 \rangle(t) = \begin{cases} \langle u^2 \rangle t & \text{et } t \rightarrow 0 \\ 2\langle u^2 \rangle T_L t & \text{et } t \rightarrow \infty \end{cases} \quad (\text{Eq. II.9})$$

Après une phase initiale parabolique, la variance du déplacement latéral finit par varier proportionnellement au temps de diffusion, caractéristique d'un comportement diffusif.

Par ailleurs, pour faire le parallèle avec la diffusion brownienne, on montre que le coefficient de diffusion turbulente est lié à la dispersion par :

$$D = \frac{1}{2} \frac{d\langle y^2 \rangle}{dt} \Rightarrow D = \langle u^2 \rangle \int_0^{\infty} R_L(\tau) d\tau \quad (\text{Eq. II.10})$$

En utilisant l'équation (Eq. II.8), on définit la diffusivité asymptotique :

$$D = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{d\langle y^2 \rangle}{dt} = \langle u^2 \rangle T_L \quad (\text{Eq. II.11})$$

Ceci permet de montrer qu'en écoulement avec une turbulence homogène et isotrope, la dispersion des particules fluides (inertie négligeable) se fait d'une manière homogène, de la même façon que celle due à la diffusion brownienne. Contrairement à cette dernière où le coefficient de diffusion dépend principalement des propriétés du fluide et puis du diamètre de la particule, la diffusion turbulente dépend des propriétés moyennes locales de l'écoulement et en particulier de celles de la turbulence, quand cette dernière est considérée comme isotrope et homogène et que les particules sont considérées comme fluides (ou points matériels).

III- Evolution de la concentration des particules dans le sillage d'un cylindre en fonction de la taille des particules

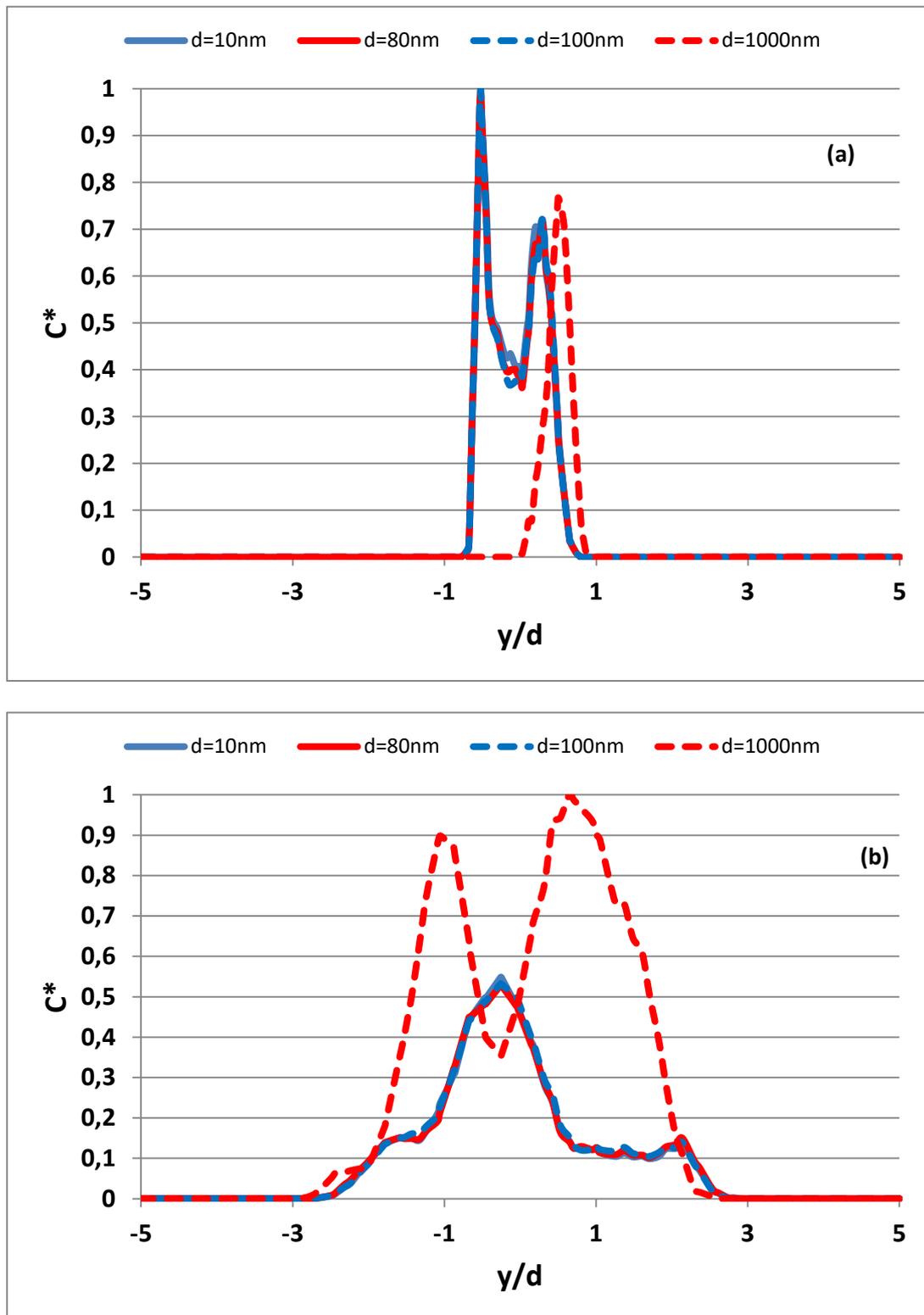


Figure A.1. Courbes de l'étude comparative de l'évolution de la concentration des nanoparticules dans le sillage proche (a) et sillage lointain (b) d'un cylindre circulaire

Les figures montrent que ça soit dans le sillage proche et lointain les particules de taille en dessous de 100nm ont la même évolution.

Numerical Study of Ultrafine particles Dispersion in the Wake of a Cylinder

N.S. KEITA^{1,4}, A. MEHEL¹, F. MURZYN², A. TANIÈRE³, B. ARCEN³, B. DIOURTE⁴

¹Department of Mechanical and Environmental Engineering, Air Quality and Depollution Group, ESTACA, Paris Saclay Campus, 78180, Montigny-le-Bretonneux, France

²Department of Mechanical and Environmental Engineering, Air Quality and Depollution Group, ESTACA, West Campus, 53000, Laval, France

³Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

⁴Physics Department, Faculty of Science and Technology Bamako, USTTB- Mali

Corresponding author: namamoudou-sidiki.keita@estaca.fr

Abstract: The dynamics of ultrafine particles are strongly dependent to the air flow topology. In this study, the dispersion of carbon nanoparticles in the wake of a cylinder placed in an air flow at Reynolds number of 9300 is numerically investigated. An Eulerian/Lagrangian approach is used to compute the two-phase flow; the carrier phase is predicted through a RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) model while a particle Lagrangian tracking method provides the trajectory of each nanoparticle. The present numerical investigation allows studying the influence of Brownian and turbulence effects on the nanoparticles dispersion. The main results reveal that: (1) The Brownian diffusion tends to concentrate the carbon nanoparticles in the form of a filament at the periphery of the vortices that are generated in the cylinder wake. (2) The turbulence increases the lateral dispersion of the nanoparticles. It disperses them from the edge to the core of the vortices. (3) The highest concentration levels decrease from the near wake of the cylinder to the far wake region while the lateral dispersion increases.

Key words: Ultrafine particles dispersion, cylinder wake flow, turbulence, Reynolds Stress Model, Brownian diffusion.

Résumé

Dans cette thèse, l'étude des interactions entre des particules ultrafines émises par les pots d'échappement et l'écoulement de sillage créé par le véhicule émetteur a été réalisée principalement selon une approche numérique. Une campagne expérimentale a été conduite à des fins de validation. L'objet de la thèse vise à comprendre l'impact des particules issues des pots d'échappement sur l'environnement proche tant du côté piéton que du côté des passagers des véhicules suiveurs. Pour cela, l'écoulement du fluide a été traité avec une approche eulérienne type URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes) combinée à un suivi lagrangien pour les nanoparticules. En effet, cette thèse est conduite en parallèle d'un projet collaboratif financé par l'ADEME (CAPTIHV) dont le but est d'évaluer la qualité de l'air des habitacles des véhicules automobiles, et en particulier de l'infiltration des particules ultrafines issues du trafic environnant.

L'étude de la dispersion des particules fines en écoulements turbulents nécessite une analyse fine des structures turbulentes qui s'y développent. Notre étude numérique a donc consisté, en premier lieu, à analyser cette dispersion dans le cas d'un écoulement de sillage classique à l'aval d'un cylindre. Cela nous a permis de caractériser la dynamique d'interactions de nanoparticules solides de carbone avec les structures tourbillonnaires en considérant l'impact de la turbulence et de la diffusion brownienne. Cela a permis d'évaluer l'influence des principaux mécanismes influençant la dispersion.

Les résultats de ces simulations nous ont permis de sélectionner les mécanismes/forces importants pouvant influencer la dispersion de telles particules dans le sillage d'un véhicule automobile ; Cela nous a facilité la mise en place et l'analyse des simulations relativement plus complexes de l'aérodynamique du corps d'Ahmed à culot droit en présence des nanoparticules simulant les suies des gaz d'échappement. Les interactions des particules ultrafines avec les structures tourbillonnaires se créant dans le sillage des véhicules ont été évaluées à partir de profils de concentrations et les coefficients de dispersions transversales.

La dernière étape a consisté en une campagne d'essais en soufflerie qui nous a permis de caractériser les champs de vitesses moyens et turbulents ainsi que les champs de concentrations particulières à l'aval du véhicule pour valider les résultats numériques.

Mots clefs : Ecoulement de sillage cylindre, Aérodynamique corps d'Ahmed, dispersion de nanoparticules, CFD, approche Lagrangienne, simulation multiphasique, mécanique des fluides numérique, Soufflerie, URANS.

Abstract

In this thesis, the study of the interactions between ultrafine particles emitted by the exhaust pipes and the wake flow generated by the emitting vehicle was carried out mainly using a numerical approach. An experimental campaign was conducted for validation purpose. The goal of the thesis is to understand the impact of exhaust particles on the surrounding environment on both the pedestrian and the passengers of the following vehicles. For this purpose, the fluid flow was resolved with an Eulerian type URANS model (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes) combined to the Lagrangian approach for the nanoparticles trajectories calculation. This thesis is conducted simultaneously with a collaborative project funded by ADEME (CAPTIHV) whose purpose is to assess the air quality of automotive car cabins, and particulate infiltration from the surrounding traffic in particular of ultrafine particles.

The study of the dispersion of fine particles in turbulent flows requires a fine analysis of the turbulent structures that develop in such flows. Our numerical study therefore consisted, first, in analyzing this dispersion in the case of a classic wake flow downstream of a cylinder. This enabled us to characterize the interaction of solid carbon nanoparticles with vortical structures evaluating at the same time the impact of turbulence and Brownian diffusion. This allowed determining the influence of the main mechanisms influencing nanoparticles dispersion.

In a second step, we replaced the cylinder configuration by a simplified geometry of a motor vehicle, Ahmed body configuration. Therefore, simulations with and without of particles presence have been conducted and have allowed to highlight the swirls structures and to characterize the particles dispersion through particle concentration profiles and the particles dispersion coefficients.

The results of these simulations allowed us determining the important mechanisms / forces that can influence the dispersion of such particles in the wake of a ground vehicle; this facilitated the implementation and analysis of relatively more complex simulations of the aerodynamics of the square back Ahmed body in the presence of nanoparticles simulating soot from the exhaust gases. The interactions of ultrafine particles with vortical structures appearing in the wake of vehicles were evaluated from concentration profiles and transverse dispersion coefficients.

The final step was a wind tunnel experimental campaign that allowed us to characterize the average and turbulent velocity fields as well as the particle concentration fields downstream of the vehicle to validate the numerical results.

Key words: cylinder wake flow, Ahmed body aerodynamics, nanoparticles dispersion, CFD, Lagrangian approach, multiphase flow simulations, wind tunnel, URANS.