



HAL
open science

Modélisation et simulation des gaz de blow-by dans un décanteur automobile.

Thomas Jues

► **To cite this version:**

Thomas Jues. Modélisation et simulation des gaz de blow-by dans un décanteur automobile.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Arts et Métiers ParisTech, 2010. Français. NNT : 2010ENAM0015 . pastel-00564743

HAL Id: pastel-00564743

<https://pastel.hal.science/pastel-00564743>

Submitted on 9 Feb 2011

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.

2010-ENAM-0015

École doctorale n° 432 : Sciences des métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique "

présentée et soutenue publiquement par

Thomas JUES

le 01 Juillet 2010

Modélisation et simulation des gaz de blow-by dans un décanteur automobile.

Directeur de thèse : **Alain LERAT**

Co-encadrement de la thèse : **Virginie DARU**

Jury

M. Luis ADRIANO OLIVEIRA, Professeur, FCTUC, Universidade de Coimbra

M. Christophe CORRE, Professeur, LEGI, ENSE3

Mme. Virginie DARU, Maitre de conférences, DynFluid, ENSAM

M. Marc DEMOULIN, Ingénieur, Renault

M. Francois FEUILLEBOIS, Directeur de recherche CNRS, LIMSI

M. Nicolas FOULQUIER, Ingénieur, Renault

M. Alain LERAT, Professeur, DynFluid, ENSAM

Rapporteur

Co-Directeur de thèse

Rapporteur

Invité

Directeur de thèse

T
H
È
S
E

Remerciements.

Je remercie mes directeurs de thèse M. Alain Lerat et Mme Virginie Daru pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire DynFluid de l'ENSAM Paris. Je remercie particulièrement Mme Virginie Daru pour la grande disponibilité avec laquelle elle a encadré mes travaux de thèse, pour ses conseils, ses encouragements ainsi que pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques.

Toute ma gratitude va aussi à M. Marc Demoulin pour m'avoir donné l'opportunité de faire ma thèse au sein de Renault. Je l'en remercie très sincèrement.

Je remercie M. Francois Feuillebois et M. Luis Adriano Oliveira d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je les remercie pour leurs critiques constructives qui m'ont permis d'améliorer mon manuscrit. Je remercie également M. Christophe Corre et M. Nicolas Foulquier qui m'ont fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je remercie également M. Jean Vincent Le-Lan pour m'avoir aidé à trouver cette thèse et M. Mathieu Bijeire et M. Johann Meulemans pour m'avoir accompagné pendant ces trois années au sein du service Déploiement outils.

Table des matières.

Remerciements.....	2
Table des matières.....	4
Introduction générale.....	6
Description du blow-by.....	8
Description du M9.....	11
1. Essais expérimentaux.....	15
1.1. Résultats expérimentaux sur banc moteur.....	15
1.1.1. Description des systèmes de mesures.....	15
1.1.1.1. PCS (Particle Counter Sizer).....	15
1.1.1.2. TEOM.....	17
1.1.1.3. ELPI.....	18
1.1.2. Mode opératoire.....	19
1.1.3. Débits de blow-by.....	21
1.1.4. Spectres granulométriques.....	26
1.2. Résultats expérimentaux sur banc organe.....	35
1.2.1. Montage expérimental.....	35
1.2.2. Conditions d'essais.....	37
1.2.3. Résultats.....	37
1.2.4. Conclusions sur les mesures.....	46
2. Méthodes numériques.....	50
2.1. Modélisation de l'écoulement.....	50
2.1.1. La turbulence.....	50
2.1.1.1. Les échelles de turbulence.....	50
2.1.1.2. Les différentes approches en simulation numérique.....	52
2.1.1.2.1. Les modèles RANS.....	52
2.1.1.2.2. La simulation des grandes échelles.....	53
2.1.1.3. Les modèles de turbulence.....	53
2.1.1.3.1. Le modèle RANS.....	53
Equations générales.....	53
Le modèle k-ε standard.....	55
Le modèle RSM.....	56
2.1.1.4. Loi de paroi.....	57
2.1.1.4.1. Loi de paroi logarithmique.....	58
2.1.1.4.2. Modèle amélioré de couche limite (EWT enhanced wall treatment dans Fluent).....	59
2.1.1.5. La simulation des grandes échelles.....	61
2.1.1.5.1. Les équations de Navier-Stokes filtrées.....	61
2.1.1.5.2. Le modèle de sous-maille.....	62
2.2. Modélisation lagrangienne.....	63
2.2.1. Mouvement d'une particule isolée.....	63
2.2.2. Trainée.....	64
2.2.3. Portance.....	66
2.2.4. Autres hypothèses.....	72
2.2.5. Modèles de dispersion turbulente.....	72
2.3. Conclusion.....	76

3.	Étude bibliographique.....	77
3.1.	Généralités.....	77
3.2.	Dépôt expérimental.....	81
3.2.1.	Tubes rectilignes.....	81
3.2.2.	Dépôt dans des tubes coudés.....	82
3.3.	Organisation des structures turbulentes en proche paroi.....	83
3.4.	Interaction particule-turbulence.....	86
3.5.	Modélisation.....	87
3.5.1.	Modèles Lagrangiens.....	88
3.5.2.	Simulations lagrangiennes à partir de la LES et DNS.....	92
4.	Simulations numériques.....	95
4.1.	Etude n°1 : Etudes des modèles de force de portance.....	95
4.1.1.	Description de la simulation.....	95
4.1.2.	Résultats.....	98
4.2.	Etude du cas N°2 : Influence des paramètres de la turbulence sur le dépôt de particules.....	103
4.2.1.	Description.....	103
4.2.2.	Modèle de turbulence.....	104
4.2.3.	Implémentation d'un modèle de dispersion turbulente.....	106
4.2.4.	Conclusions.....	108
4.3.	Cas n°3 : Simulations du dépôt de particules dans un coude à 90 degrés..	109
4.3.1.	Description de l'expérience.....	109
4.3.2.	Influence des conditions en entrée.....	113
4.3.3.	Comparaison des modèles de turbulence.....	118
4.4.	Mise au point d'une méthodologie de calcul pour les décanteurs.....	133
4.4.1.	Maillage volumique.....	134
4.4.2.	Influence du maillage dans la couche limite.....	135
4.4.3.	Influence de la hauteur de la première maille.....	144
4.4.4.	Influence du modèle de turbulence.....	146
4.4.5.	Simulations sur les décanteurs M9 et F9.....	147
4.4.6.	Comparaison essais/calculs sur le M9R.....	148
4.4.7.	Comparaisons essais/calculs sur le M9.....	154
4.4.8.	Comparaison essais/calculs sur le F9Q.....	156
4.5.	Conclusion.....	162

Introduction générale.

La circulation d'air dans un moteur constitue un problème complexe. Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse plus particulièrement aux gaz de blow-by. Ces gaz, majoritairement composés d'air, se sont échappés de la chambre de combustion ou d'autres organes moteurs et sont passés à travers les segments des pistons. Mis en mouvement par ces derniers, qui se déplacent le long des cylindres, ils transitent dans le bas carter moteur où ils se chargent en huile liquide, sous forme de fines gouttelettes. En accord avec les normes de pollution, ces gaz ne peuvent être rejetés directement dans l'atmosphère. C'est pourquoi ils sont réinjectés à l'admission après avoir été débarrassés de leur huile, qui risquerait de réduire le rendement de la combustion et augmenter les émissions toxiques.

Le filtrage des gaz de blow-by peut s'effectuer selon plusieurs méthodes, dont la décantation. Ce procédé consiste à faire circuler les gaz chargés de particules dans un décanteur muni de chicanes. L'huile recueillie par impaction est renvoyée dans le bas carter au moyen de canules dont l'orifice d'entrée est souvent placé au fond du décanteur. Dans le cas de fonctionnement normal le gaz de blow-by est sous forme d'aérosol, mélange air/gouttes d'huile, où les gouttes sont très diluées. L'objectif de ce travail est de parvenir à une modélisation du fonctionnement normal du décanteur (le cheminement des particules d'huile, leur éventuel rebond sur les parois du décanteur, leur évacuation vers le carter).

Les applications directes seraient notamment de pouvoir calculer l'efficacité (la capacité à piéger les particules) du décanteur, ce qui permettrait de le dimensionner par calcul.

Cette thèse, réalisée sous convention CIFRE Renault/ENSAM (Laboratoire DynFluid, anciennement SINUMEF), succède à celle effectuée par Sydney Tekam également sous convention CIFRE. Tekam (2006) a mis en lumière l'importance de la précision des outils de mesures pour caractériser le blow-by de manière expérimentale, et au niveau numérique, Tekam (2006) a souligné l'importance du traitement en proche paroi en explorant l'influence des modèles d'impact. Cette thèse reprend les pistes qui ont été explorées par Tekam (2006) et tente d'apporter des réponses aux questions qui restaient encore en suspens. Dans cette optique, la première partie de cette thèse vise à définir le fonctionnement de la circulation des gaz de blow-by et à caractériser ces gaz. En particulier, nous nous sommes intéressés à l'étude de la granulométrie des gouttelettes d'huiles en fonction des paramètres

régulant le fonctionnement du moteur. Dans cette partie, nous présentons également des expériences menées sur banc organe et qui visent à déterminer l'efficacité expérimentale du décanteur pour différents débits de blow-by.

Dans la deuxième partie, nous décrivons l'ensemble des méthodes numériques utilisées au cours des différentes simulations numériques menées durant cette thèse. Nous examinons aussi bien les aspects liés à la résolution du champ eulérien que les aspects relatifs au suivi lagrangien. Dans la troisième partie, nous effectuons une large revue des différents modèles de dépôts développés dans la littérature. Nous revenons également sur les phénomènes physiques mis en lumière par les simulations DNS au voisinage de la paroi.

Dans la quatrième partie, nous abordons l'aspect numérique de cette thèse, avec l'évaluation du logiciel Fluent sur des cas académiques de dépôt de particules.

Enfin, nous exposons la méthodologie de calcul développée dans cette thèse pour déterminer l'efficacité des décanteurs de façon numérique et nous comparons les résultats obtenus lors des simulations aux résultats expérimentaux.

Description du blow-by

Du fait de la dépression entre la chambre de combustion et le bas carter du moteur, les gaz issus de la combustion sont mis en mouvement et profitent de l'étanchéité imparfaite de l'ensemble piston/segments pour se diriger vers le bas carter en passant principalement par le jeu à la coupe. Ils se chargent alors en fines gouttelettes d'huile avant d'arriver dans le bas carter. Le débit de blow-by étant relativement important, la pression dans le carter inférieur augmente rapidement et il est donc nécessaire d'évacuer ce blow-by. En raison des normes antipollution, ces gaz ne sont plus rejetés directement dans l'atmosphère, mais ils sont réinjectés à l'admission. C'est le but de la fonction de réaspiration. Or avant d'introduire ces gaz à l'admission, on essaye de retirer la plus grande partie d'huile qu'ils contiennent pour trois raisons. Premièrement, le fait de brûler des gaz contenant de l'huile augmente les émissions toxiques, deuxièmement, la combustion de l'huile détériore le rendement du moteur, enfin il s'agit de limiter la consommation d'huile pour limiter les visites chez le garagiste c'est-à-dire pour satisfaire une attente client. Par exemple, dans un moteur diesel, pour une charge de 100 %, 15 % de la consommation d'huile est due au blow-by (Yilmaz 2003). Les quatre sources de consommation sont : le turbocompresseur, les joints de queue de soupapes, la zone Segment-Piston-Chemise et la recirculation des gaz de blow-by (Hill 1991), (Froelund 2004). La fonction de filtration des gaz est appelée la décantation. Dans le cas d'une décantation défailante, on peut arriver à un cas critique appelé réaspiration d'huile franche. C'est un mode de défaillance du système de décantation caractérisé par l'apparition de flots d'huile en sortie du décanteur, représentant un débit de plusieurs centaines de grammes d'huile par minute. Les risques techniques associés au phénomène de réaspiration d'huile sont : l'augmentation de la consommation d'huile, la fonte des pistons puis la casse moteur.

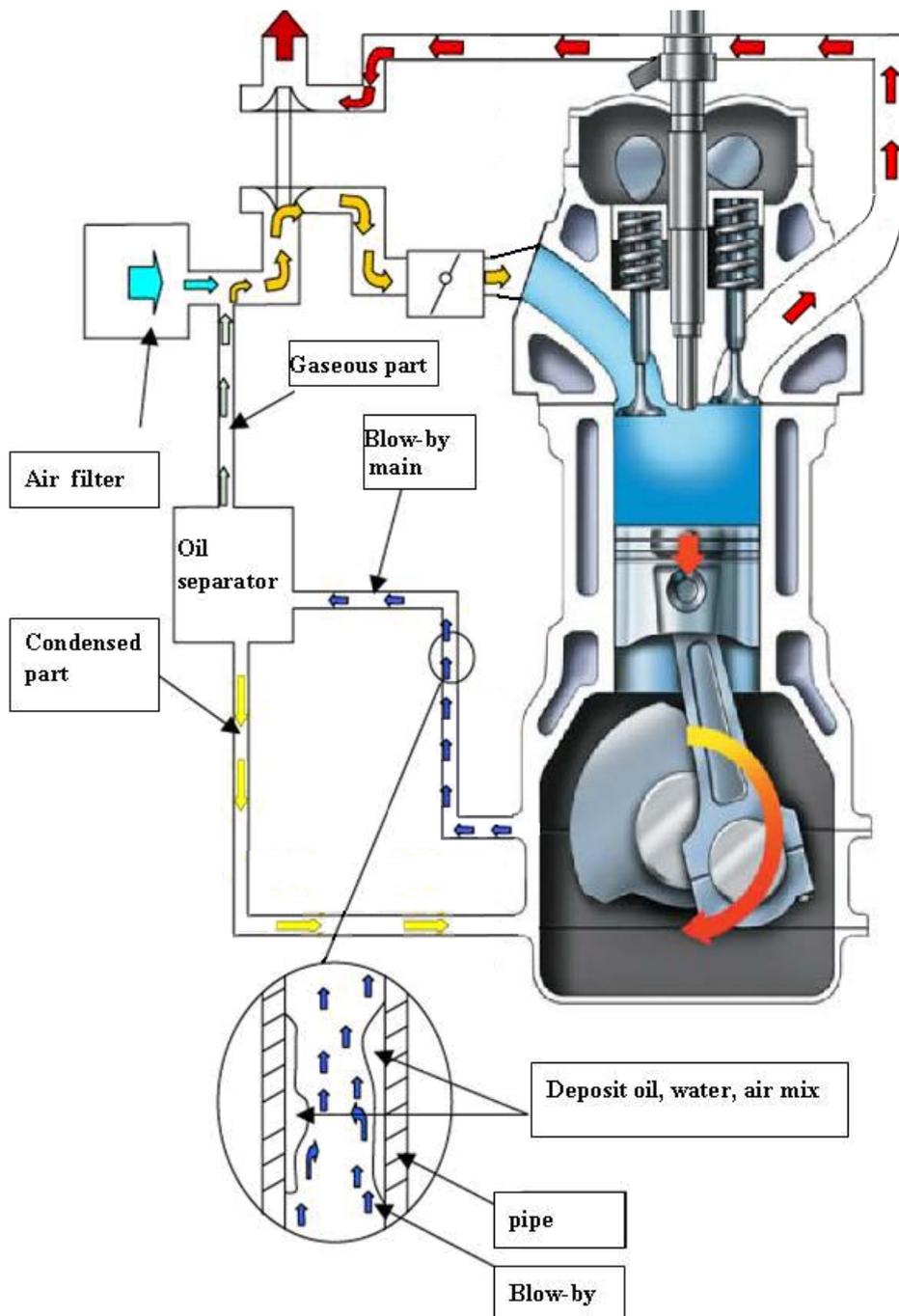


Figure 1 : Schéma de circulation des gaz de blow-by dans le moteur.

Le blow-by est un écoulement multiphasique dont il est très difficile de connaître la composition exacte, en particulier les proportions de fraction gazeuse et de fraction liquide. Le blow-by est constitué avant le passage par la segmentation, de gaz de combustion, de mélanges d'imbrûlés, d'eau et de suies. Lors du passage de ces gaz de combustion par la segmentation, ils se chargent en gouttes d'huile et en vapeur

d'huile (Figure 1). Le chargement en huile de ce gaz conditionne la contribution des gaz de blow-by dans la consommation d'huile.

Phase gazeuse	Phase liquide
NO _x , CO ₂ 1.5 %, O ₂ 18%, N ₂ 80%	Hydrocarbures : 20 % en masse dont 90% essence, huile 10 % Phase aqueuse : 80% masse H ₂ O

Tableau 1: composition du blow-by.

Une fois passée la zone piston-segment, le gaz de blow-by circule dans le moteur. La teneur du gaz en huile évolue. En effet, le taux d'huile est modifié au fur et à mesure de la rencontre de nouvelles sources d'huiles atomisées au niveau du carter. Ces sources sont nombreuses. On peut citer le barbotage, les fuites d'huiles au niveau du vilebrequin et des bielles.

Le débit des gaz de blow-by peut aller jusqu'à 1 % du débit d'air aspiré par le moteur. Ce débit est fonction principalement : de la définition des segments, de la pression dans la chambre de combustion, du régime moteur. Ces gaz sont collectés dans le bas moteur, puis recyclés vers l'admission d'air. Pour un moteur diesel, le débit de blow-by naturel varie entre 35 et 150 l/min.

La nécessité de filtrer les gaz de blow-by avant leur introduction à la réaspiration est apparue pour résoudre tous les problèmes évoqués plus haut. Différentes méthodes de filtration sont proposées dans l'industrie. Les critères de choix du dispositif de filtration sont : le coût de fabrication, la durée de vie de l'élément de filtration, l'efficacité de la séparation et la perte de charge entre l'entrée et la sortie du dispositif. Chez Renault, la synthèse de ces critères conduit à une utilisation fréquente de décanteur ou déshuileur à chicanes. Les gaz circulent à travers un labyrinthe où ils sont soumis à de multiples changements de direction. Lors de ces changements, les particules qui suivent l'écoulement sont entraînées sur les parois du décanteur sur lesquelles elles impactent. Ces décanteurs dont l'efficacité est variable, ont l'avantage d'engendrer de faibles pertes de charge tout en ayant un coût de fabrication faible et une durée de vie égale à celle du moteur. Des dispositifs

beaucoup plus efficaces sont aujourd'hui proposés par les différents équipementiers : Mann-Hummel, Mecaplast, Mahle, mais leur coût reste prohibitif. Zink & al (2004) passent en revue les différents systèmes de filtration allant de l'impacteur à chicanes au cyclone en passant par les dispositifs électrostatiques ou les filtres à coalescence.

La première partie de cette thèse présente les travaux réalisés sur banc moteur pour caractériser la granulométrie des gaz de blow-by en fonction des paramètres moteurs. En effet, dans la thèse de Lecompte (2007) on peut lire : « nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'études portant sur l'évolution des distributions de taille de gouttes d'huile en amont déshuileur, en fonction des points de fonctionnement moteur ». Notre étude a pour objectif de combler cette lacune dans le but d'avoir une meilleure connaissance des tailles de gouttes contenues dans le blow-by. L'objectif final est de déterminer si le dispositif de filtration choisi est adapté pour ces gouttes d'huile.

Description du M9.

Le décanteur M9 (cf. Figure 2) qui sera très largement utilisé dans cette thèse est un décanteur dont la conception s'appuie sur la politique technique élaborée par Renault. Son architecture est donc caractéristique de la plupart des décanteurs présents dans la gamme des moteurs diesel Renault. On peut le décomposer en trois parties : les prédécanteurs, le corps du décanteur et la partie contenant le clapet de régulation de la pression.

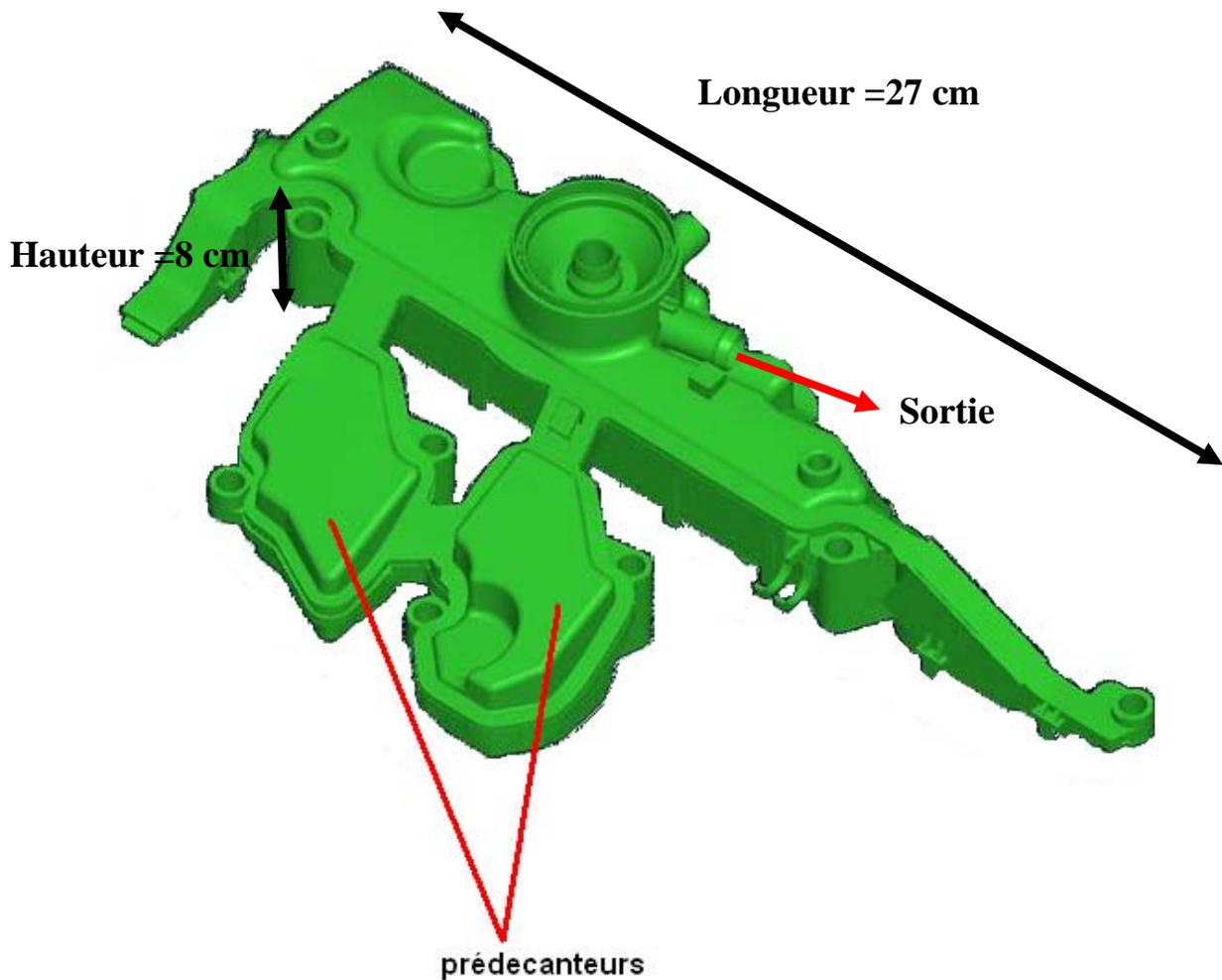


Figure 2 : Vue extérieure du décanteur M9

Les gaz de blow-by sont introduits dans le décanteur par les prédecanteurs. Les prédecanteurs ont pour fonction principale de stopper les amas d'huile arrivant dans le décanteur sous forme de nappe fluide et ainsi d'éviter un engorgement du décanteur.

Une fois sortis des prédecanteurs, les gaz circulent dans le corps du décanteur sillonnant entre les chicanes. Ces chicanes sont conçues afin d'accélérer les gaz de blow-by pour les propulser contre les parois du décanteur. On peut observer sur la vue de coupe (figure 3) les différentes chicanes :

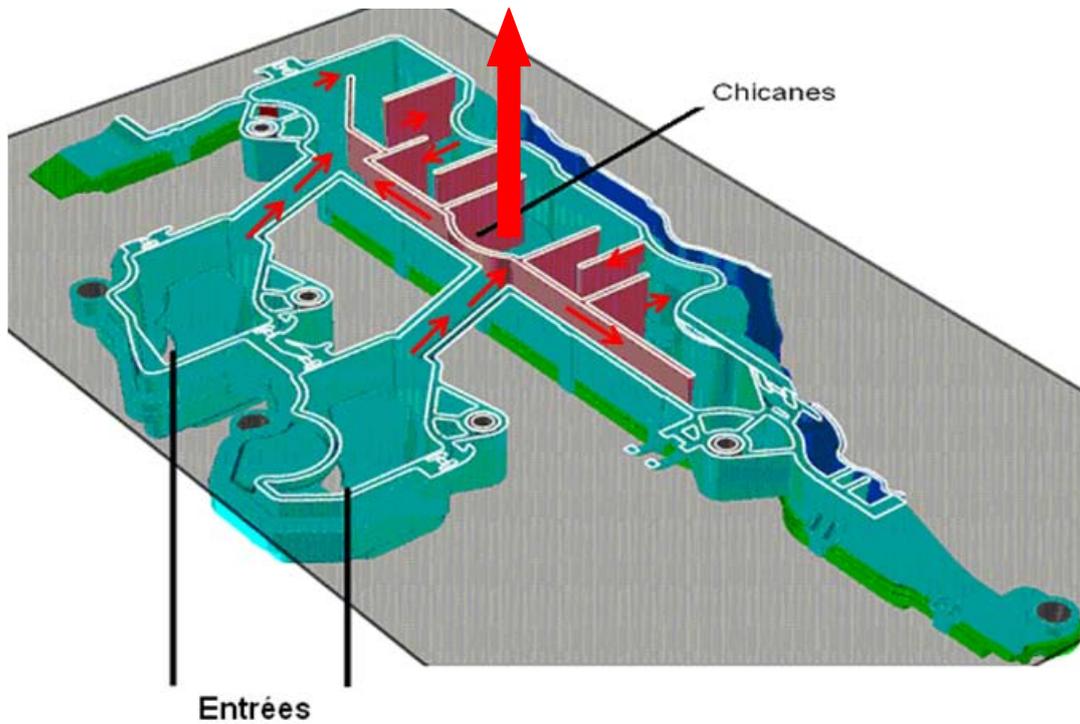


Figure 3 : coupe du décanteur M9

Une fois échappés de cette partie principale, les gaz sont aspirés vers la partie haute du décanteur (large flèche rouge Figure 3). C'est la partie contenant le clapet de régulation de la pression (une membrane oscillante montée sur un ressort). On représente cette partie Figure 4. Les gaz rentrent par l'ouverture découpée sur la paroi du bol. Ils viennent ensuite heurter le capot du bol non représenté ici, avant de rejoindre le tube de sortie. Les gaz ainsi séparés de la plus grande partie de l'huile sont alors dirigés vers l'admission, où ils vont subir un nouveau cycle de combustion.

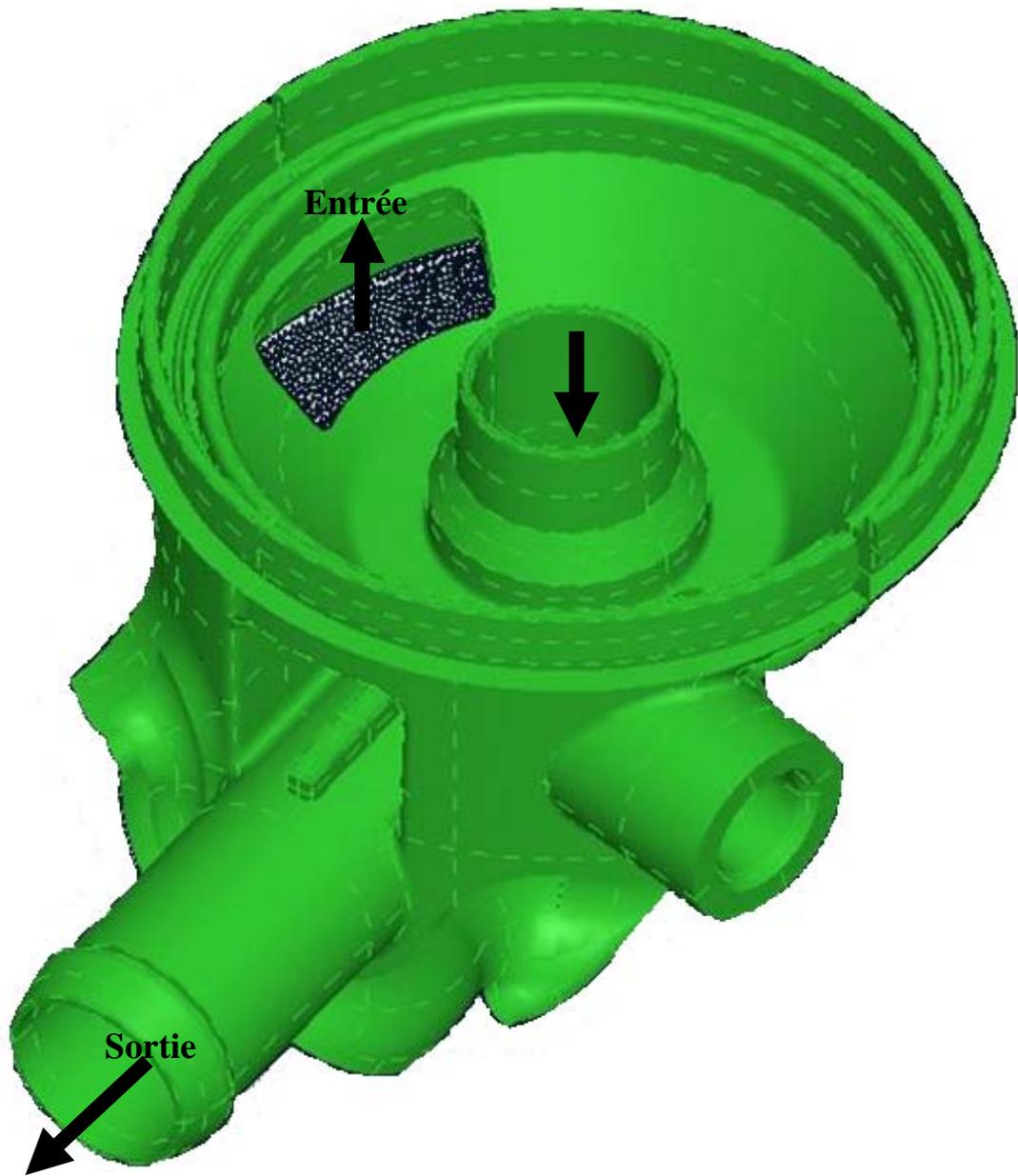


Figure 4: vue de la partie supérieure du décanteur
située au-dessus du corps du décanteur

1. Essais expérimentaux

1.1. Résultats expérimentaux sur banc moteur.

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, une part conséquente du travail effectué au cours de cette thèse a consisté à mettre en place des essais pour déterminer l'efficacité expérimentale d'un décanteur. Après avoir décrit le matériel de mesure et rappelé le mode opératoire, nous présenterons les résultats de la caractérisation du déshuileur du moteur M9R_B sur banc moteur.

Pour cette étude, nous avons eu recours à trois systèmes de mesures différents :

- Un granulomètre optique PCS fournissant la répartition en taille des gouttelettes d'huile
- un appareil TEOM permettant de mesurer directement la concentration massique d'huile dans l'aérosol de blow-by.
- un granulomètre ELPI permettant de mesurer les particules ultrafines

1.1.1. *Description des systèmes de mesures*

1.1.1.1. PCS (Particle Counter Sizer)

Le granulomètre PCS permet de mesurer la concentration particulaire d'un aérosol par classe de taille. Le résultat obtenu est la distribution granulométrique de l'aérosol étudié. Le spectre couvert s'étend de 0,2 μm à 10 μm suivant les réglages. La taille des particules est obtenue par une mesure optique d'intensité lumineuse. La concentration particulaire est quant à elle déterminée par comptage optique.

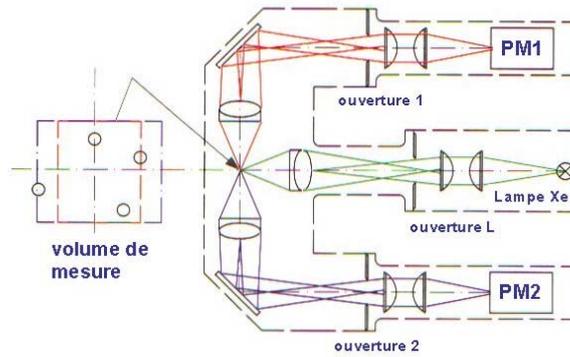


Figure 5: Principe du PCS (d'après PALAS)

Le principe de fonctionnement est représenté sur la Figure 5. La lampe xénon haute pression illumine une ouverture rectangulaire. L'image de cette ouverture est très fortement focalisée par un groupe optique convergent sur le volume de mesure. La taille du volume de mesure est très réduite (environ $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$), ce qui permet de mesurer des concentrations jusqu'à 10^5 particules par cm^3 en évitant les coïncidences optiques entre plusieurs particules.

La lumière diffusée par les particules est détectée par deux photomultiplicateurs sous un angle de 90° par rapport à l'axe optique de la source lumineuse. L'angle de champ des photomultiplicateurs est limité par deux ouvertures rectangulaires. L'ouverture du photomultiplicateur n° 2 est légèrement plus importante que celle du premier. Cette configuration permet de distinguer les particules qui sont totalement illuminées par la source de celles qui le sont partiellement du fait qu'elles sont détectées à limite du volume de mesure. On prend ainsi en compte l'erreur due aux effets de bord qui aurait conduit à biaiser la distribution en sous estimant la taille de certaines particules.

L'analyseur optique est étalonné quotidiennement au moyen de billes de polystyrène calibrées. L'alignement optique du système est également contrôlé avant chaque série de mesures.

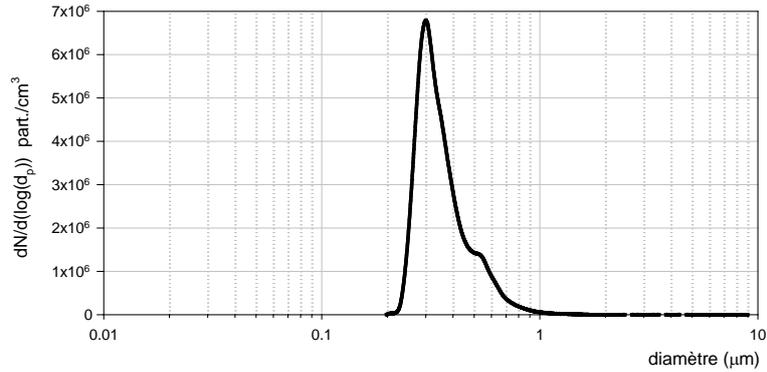


Figure 6: Exemple de distribution granulométrique obtenue par PCS sur un aérosol d'huile

1.1.1.2. TEOM

Le système de mesures TEOM « *tapered element oscillating microbalance* » (figure 7) permet de mesurer la concentration massique particulaire d'un aérosol. Il est basé sur l'utilisation d'une microbalance oscillante, associée à un filtre de collection, dont on cherche à mesurer la fréquence propre de résonance. Au cours du temps, le filtre collecte la matière particulaire transportée par l'aérosol jusqu'à l'appareil. Cette matière particulaire alourdit progressivement l'ensemble (filtre + microbalance), ce qui se traduit par une diminution de sa fréquence propre d'oscillation. Cette variation est directement liée à la variation de masse. La concentration massique est calculée par intégration temporelle.

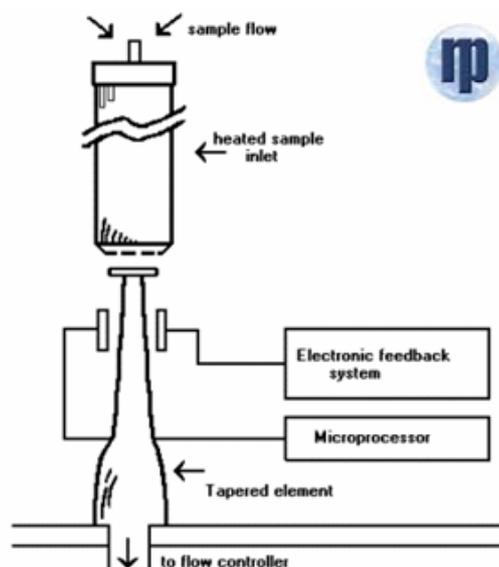


Figure 7 : Principe du TEOM

1.1.1.3. ELPI

Le granulomètre ELPI (figure 8) permet de mesurer la concentration particulaire d'un aérosol par classe de taille. Le résultat obtenu est la distribution granulométrique de l'aérosol étudié. Le spectre couvert s'étend de 10 nm à 10 μm . La taille des particules est obtenue par classification inertielle au moyen d'une rampe d'impacteurs montés en cascade fonctionnant à basse pression. La concentration particulaire est calculée à partir de la mesure de la charge électrique portée par les particules. Ce granulomètre utilise les propriétés inertielles et aérodynamiques des particules (diamètre de Stokes ou diamètre aérodynamique), contrairement aux analyseurs de mobilité électrique (de type SMPS) qui s'appuient sur leurs propriétés électriques et aérodynamiques (diamètre de mobilité électrique). Pour trier les particules en fonction de leurs propriétés inertielles, l'ELPI utilise une rampe d'impacteurs montés en cascade. Ils sont au nombre de 12, ce qui permet d'obtenir 12 classes de taille. Les 12 impacteurs sont tous différents. Le premier est le plus large, il ne recueille que les plus grosses particules alors que le dernier, beaucoup plus étroit, récupère les particules de quelques dizaines de nanomètres. La figure 8 donne une illustration de ce principe. Le pied de la rampe est maintenu à basse pression (100 mbar), ce qui permet d'augmenter la vitesse des particules afin d'impacter les plus fines. Un impacteur classique fonctionnant à pression atmosphérique ne permet généralement pas d'étudier les particules dont la taille est inférieure à quelques centaines de nanomètres.

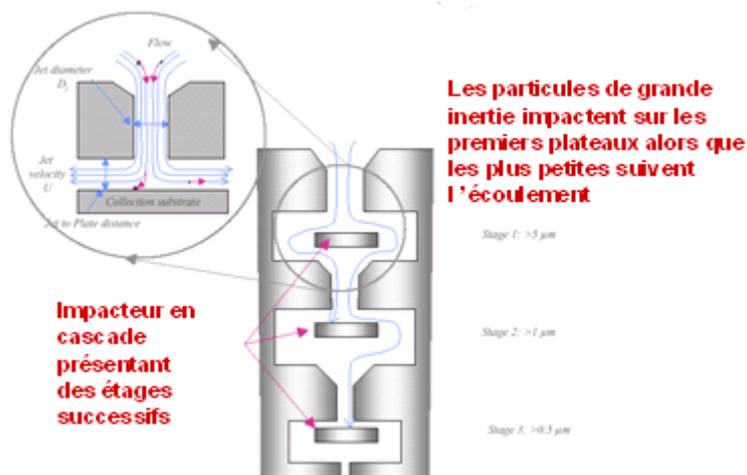


Figure 8 : impacteur ELPI

Le comptage est électrique dans le cas de l'ELPI. Chaque particule venant impacter sur un des plateaux de l'impacteur lui communique sa ou ses charges électriques. Le flux de charge entre le plateau et le système de mesures (électromètre) provoque un

courant électrique. Pour compter les particules de cette manière, il faut imposer à l'aérosol étudié une loi de charge connue afin que les courants mesurés soient interprétables. C'est le rôle d'un chargeur à effet couronne placé à l'entrée du granulomètre et représenté sur la figure 9. Ce type de détection, bien qu'élémentaire en principe, fait appel à des techniques de métrologie très sophistiquées, car les électromètres destinés à mesurer les courants électriques doivent être sensibles au femto-ampère.

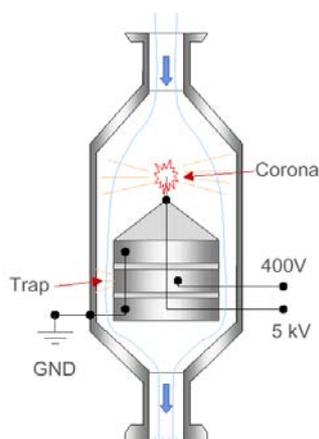


Figure 9 : chargeur à effet couronne ELPI (d'après DEKATI)

1.1.2. Mode opératoire

L'expérience consiste donc à quantifier la quantité d'huile en entrée et en sortie du décanteur M9R, celui-ci étant placé sur son moteur. Les paramètres variables sont le régime moteur, la charge et la configuration du circuit de blow-by qui peut fonctionner soit en mode naturel, soit en mode forcé.

Le prélèvement de l'huile a été réalisé au moyen de sondes permettant de se rapprocher des conditions d'isocinétisme pour 30 l/min (c'est-à-dire que le prélèvement est effectué à un débit tel que la vitesse et la direction du gaz entrant dans la buse de prélèvement soient les mêmes que celles du gaz dans le conduit au point de prélèvement). Pour les débits de blow-by supérieurs, le prélèvement s'effectue en condition subsocinétique, ce qui limite le risque de perte pour les particules dont la taille est supérieure à 1 μm .

La sélection entre le prélèvement amont et le prélèvement aval du décanteur a été réalisée au moyen de vannes de tour pilotées afin de pouvoir réaliser les basculements sans avoir à intervenir dans la cellule d'essai. Les moyens d'essais sont

placés en parallèle, on peut donc comparer pour chaque cas les mesures obtenues avec l'ELPI, les mesures du PCS et la validation par le TEOM.

On joint ci-dessous (figure 10) une image du montage sur banc moteur avec les prélèvements amont et aval.

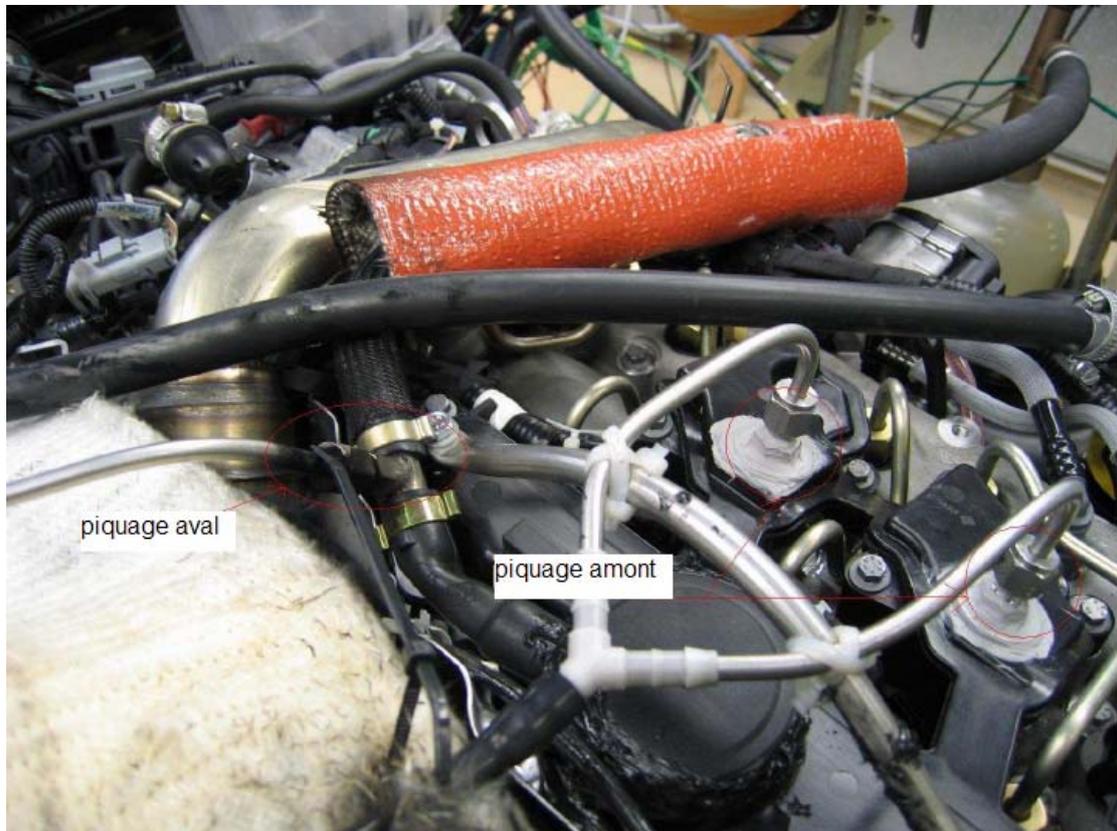


Figure 10: vue du décanteur et des systèmes de prélèvement des gaz de blow-by sur banc moteur

1.1.3. Débits de blow-by

Le tableau 2 récapitule les différents points de fonctionnement sur lesquels sont faites les mesures.

régime moteur	charge	configuration circuit blowby
1000 à 5000 tr/min par pas de 500 tr/min	100%	Naturel
N _{pmax} (3750 tr/min)	0%	Naturel
		forcé 150 l/min
	100%	Naturel
		forcé 150 l/min
N _{cmax} (2000 tr/min)	0%	Naturel
		forcé 150 l/min
	100%	Naturel
		forcé 150 l/min

Tableau 2: points de mesures réalisés sur banc moteur.

N_{pmax} correspond au nombre de tours/min permettant d'atteindre la puissance maximum (cf. figure 11) et N_{cmax} correspond au nombre de tours/min permettant de délivrer la charge maximum (cf. figure 12).

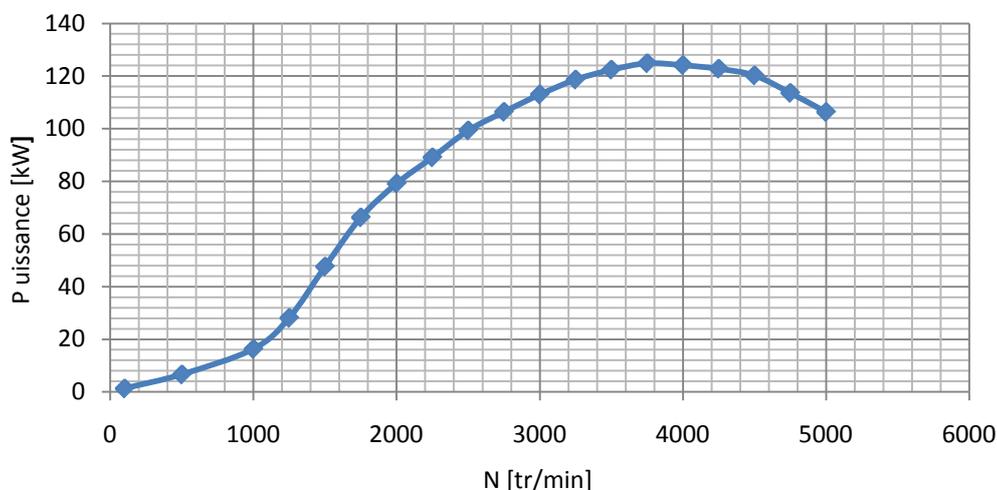


Figure 11 : Evolution de la puissance du délivrée par le moteur en fonction du régime moteur.

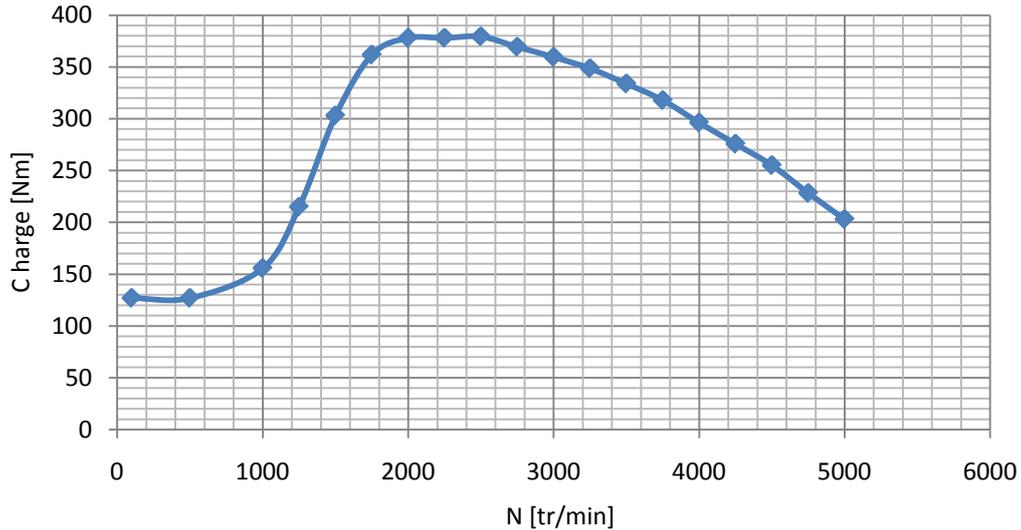


Figure 12 : Evolution de la charge du moteur en fonction du régime moteur.

Un point de fonctionnement du moteur est défini par une position d'ouverture du papillon d'admission (charge) et une valeur du régime (cette valeur correspond à une puissance délivrée par le moteur ou au couple exercé sur l'arbre de transmission). Par exemple, au ralenti, la charge, le couple et la puissance délivrés par le moteur sont nuls. Le moteur tourne à son régime minimal de fonctionnement (concrètement, le conducteur a démarré, mais n'a pas embrayé et n'appuie pas sur la pédale d'accélérateur). À pleine charge, le papillon d'admission est complètement ouvert (le conducteur est pied au plancher). Notons que l'on peut être à pleine charge sans pour autant être au régime du couple ou de la puissance maximale. Les mesures sont effectuées soit en blow-by naturel soit en blow-by forcé. Le blow-by forcé consiste dans l'ajout d'un débit d'air supplémentaire au blow-by naturel pour se retrouver dans des conditions critiques représentatives d'un défaut de fonctionnement du circuit de blow-by.

Pour chacune des conditions fixées ci-dessus, on relève le débit de blow-by. On en profite pour examiner la répétabilité des mesures et observer les effets de l'instationnarité des cycles du moteur.

- Blow-by forcé – pleine charge

Les valeurs du débit de blow-by sont répertoriées dans le tableau 3. Chaque expérience est refaite deux fois.

Régime (tr/min)	Charge (%)	BB	Débit BB (l/min)
2000	100	forcé	116
2000	100	forcé	132
3750	100	forcé	152
3750	100	forcé	117

Tableau 3 : valeur des débits de blow-by à pleine charge en blow-by forcé.

On remarque sur ce tableau deux types de problèmes. Pour un régime donné (par exemple 3750 tr/min), on constate que nous pouvons obtenir deux valeurs du débit de blow-by distinctes (ici 117 et 152 l/min), ou bien que les instabilités du moteur entraînent une trop grande dispersion des valeurs instantanées du débit de blow-by autour de sa valeur moyenne ce qui fait que la mesure n'est pas exploitable. C'est le cas sur la mesure effectuée à 2000 tr/min par exemple. Ces variations entraînent bien évidemment des différences sur la concentration mesurée. Pour le cas à 3750 tr/min, on observe une variation du débit de blow-by de l'ordre de 20 %, ce qui entraîne une augmentation de la concentration de 20 à 30 % pour le cas du débit le plus faible.

- Blow-by naturel – pleine charge

Le tableau 4 répertorie l'ensemble des mesures en blow-by naturel et à pleine charge.

Régime (tr/min)	Charge %	BB	débit BB (l/min)
1000	100	naturel	33
1000	100	Naturel	39
1500	100	Naturel	76
2000	100	Naturel	84
2000	100	Naturel	66
2500	100	Naturel	86
3000	100	Naturel	75
3500	100	Naturel	69
3750	100	Naturel	85
3750	100	Naturel	55
4000	100	Naturel	49
4500	100	Naturel	69
5000	100	Naturel	42
5000	100	Naturel	72

Tableau 4: synthèse des mesures en blow-by naturel pleine charge

Dans le cas du blow-by naturel à pleine charge, nous devons éliminer un certain nombre de mesures entachées d'erreurs de reproductibilité similaires à celles dont nous avons parlé précédemment. Celles que l'on juge pertinentes sont reproduites sur la figure 13.

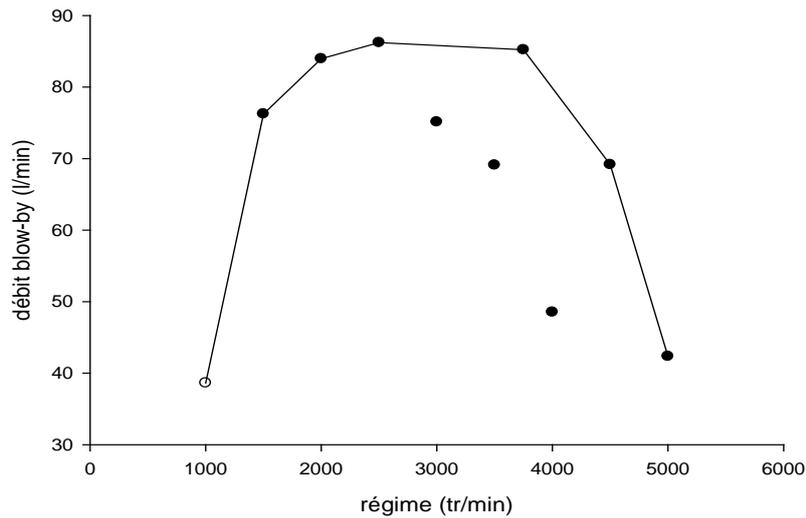


Figure 13: débit de blow-by – courbe de pleine charge

Les débits sont compris entre 40 et 90 l/min et sont distribués sous forme de courbe en cloche avec un maximum entre 2000 et 4000 tr/min. Trois points se démarquent des autres. Il est possible que cela soit dû à un encrassement du débitmètre utilisé.

- Blow-by forcé – charge nulle

Régime (tr/min)	Charge (%)	BB	Débit BB (l/min)
2000	0	forcé	133
2000	0	forcé	135
3750	0	forcé	144
3750	0	forcé	53

Tableau 5 : valeurs des débits de blow-by en fonction du régime à charge nulle en blow-by forcé.

Dans le cas du blow-by forcé à charge nulle (tableau 5), on retrouve les problèmes évoqués plus haut. On note une très forte variabilité du débit de blow-by pour le point NPmax avec une variation de 53 à 144 l/min pour les mêmes conditions expérimentales, ce qui entraîne une variation de la concentration granulométrique.

- Blow-by naturel – charge nulle

Enfin, lorsque les conditions expérimentales conduisent à un écoulement moins perturbé comme dans le cas d'un blow-by naturel et d'une charge nulle (tableau 6), on observe très clairement une bonne reproductibilité de la mesure de débit.

Régime (tr/min)	Charge (%)	BB	Débit BB (l/min)
2000	0	naturel	18
2000	0	naturel	18
3750	0	naturel	34
3750	0	naturel	37

Tableau 6: valeurs des débits de blow-by en fonction du régime à charge nulle en blow-by naturel.

1.1.4. Spectres granulométriques

Pour chacun des points des tableaux précédents, nous obtenons le spectre granulométrique mesuré en amont et en aval du décanteur pour les deux moyens de mesures ELPI et PCS. Nous pouvons ensuite en déduire l'efficacité du décanteur pour chaque point si l'on suppose que les phénomènes comme la coalescence ou l'éclatement des gouttes sont négligeables.

Nous exposons la mesure effectuée pour un seul point (pleine charge, blow-by forcé 3000tr/min) avec les deux outils de mesures. En effet, la forme générale de ces courbes est globalement identique. Tout d'abord la mesure par l'ELPI (figure 14):

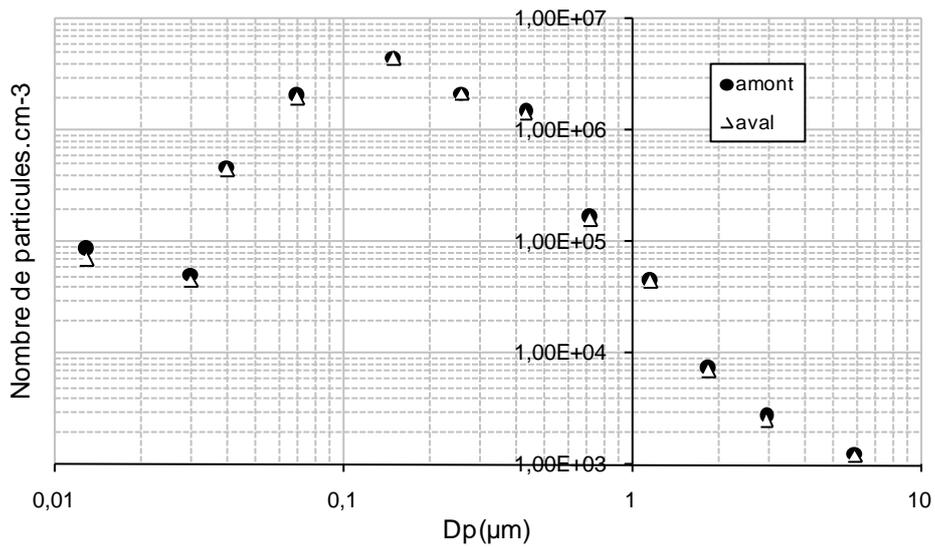


Figure 14 : Évolution du nombre de particules en fonction du rayon des particules mesurée avec l'ELPI.

puis la mesure PCS (figure 15):

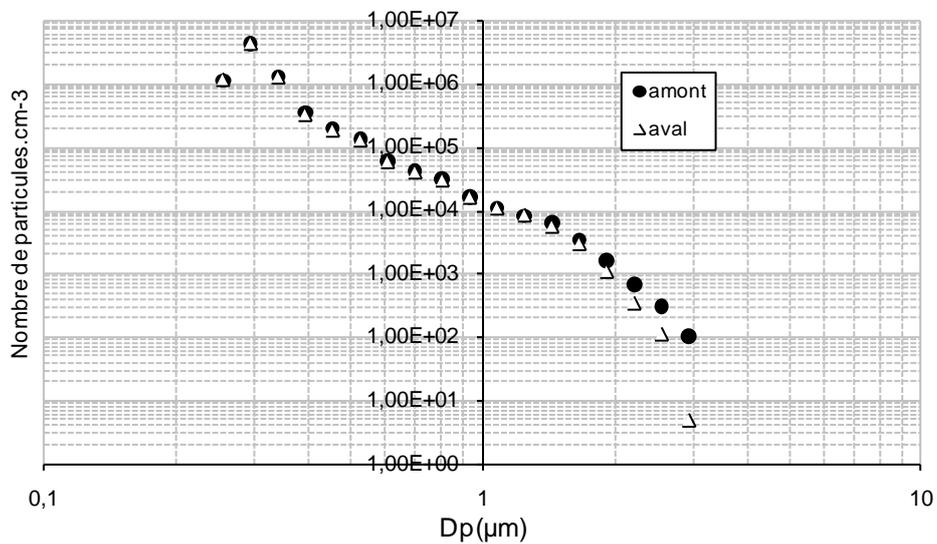


Figure 15: Évolution du nombre de particules en fonction du rayon des particules mesurée avec le PCS.

On remarque que les courbes (figure 14 et figure 15) ont des allures dissemblables alors qu'elles devraient mesurer la même chose. Avec l'ELPI, le spectre granulométrique est croissant entre 0.03 micron et 0.1 micron et décroissant pour les autres tailles de gouttes. Avec le PCS, le spectre est croissant entre 0.25 et 0.3

micron, puis décroissant. Si l'on regroupe les deux types de mesures sur une seule courbe (figure 16), on observe que la zone de coïncidence est relativement faible.

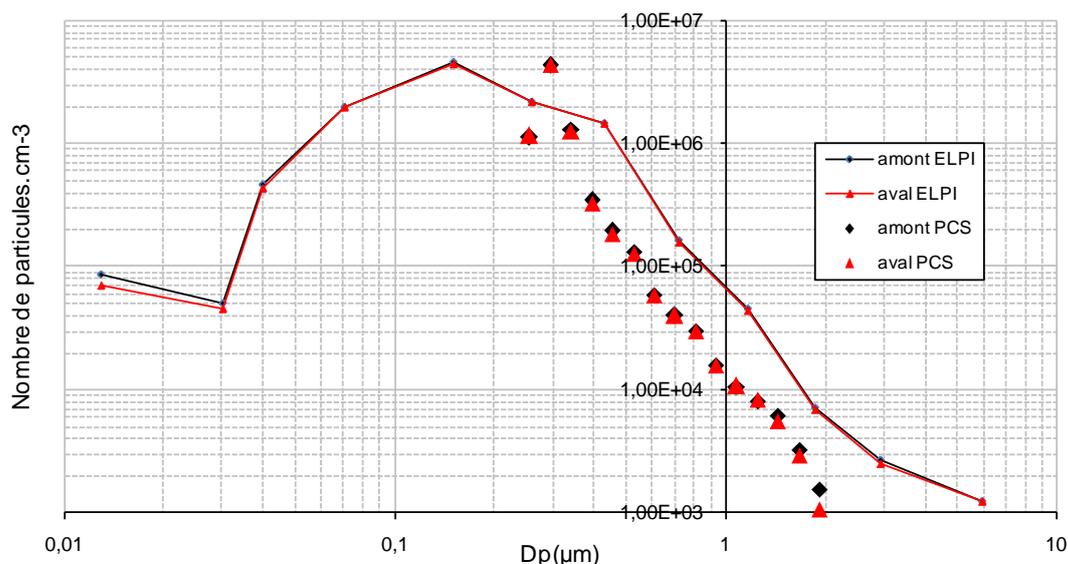


Figure 16 : comparaison des mesures granulométrique effectuée par PCS et par ELPI.

Si l'on s'attache à étudier les résultats pour chaque outil de mesure, on observe que le spectre granulométrique mesuré par l'ELPI montre que 90% du blow-by est constitué de gouttelettes dont la taille est inférieure au micron. Pour des tailles supérieures au micron, le nombre de particules n'est plus suffisant ce qui entraîne une baisse d'efficacité du moyen de mesure. À l'inverse, le PCS devient efficace pour des tailles de gouttes supérieures à 0.5 micron.

L'efficacité du décanteur obtenue est tracée en faisant la différence entre les quantités mesurées en amont et en aval du décanteur pour les deux moyens de mesures sur le même graphique (figure 17). Ce graphique confirme la première observation : l'ELPI est pertinent pour les très petites tailles de gouttes, il permet de détecter l'efficacité du décanteur liée à la diffusion des particules, le PCS lui, permettant de quantifier l'efficacité du décanteur pour des tailles de gouttes plus importantes (autour du micron) dont l'impact sur les parois est lié à l'inertie.

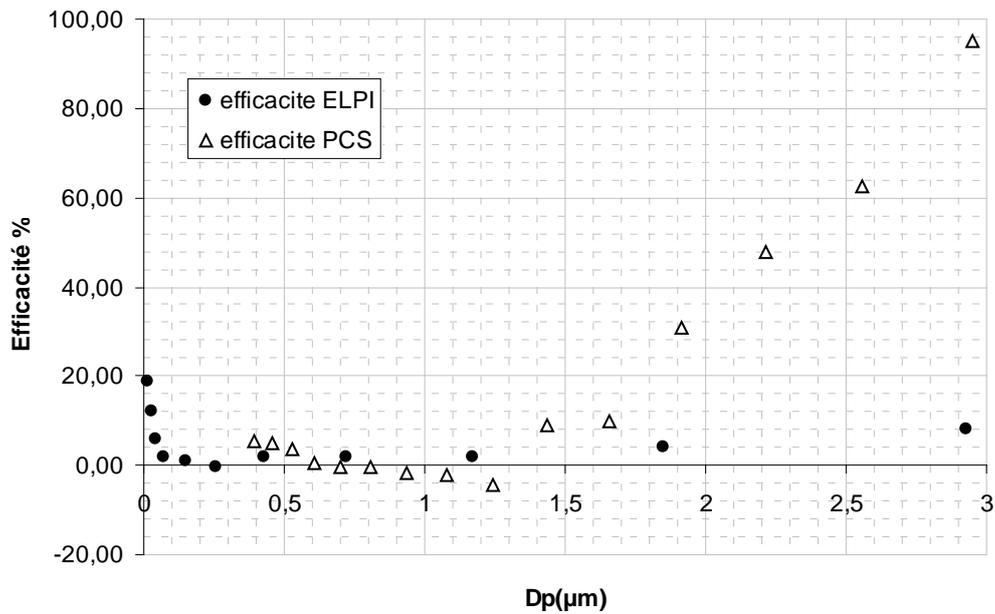


Figure 17 : comparaison des efficacités mesurées avec le PCS et avec l'ELPI PC BB forcé 3000 tr/min.

Pour le blow-by naturel et à pleine charge, on trace l'ensemble des spectres granulométriques obtenus avec le PCS en amont du décanteur sur deux graphiques. Le premier graphique (figure 18) correspond aux tailles de gouttes inférieures au micron, tandis que le second graphique (figure 19) représente les gouttes supérieures au micron.

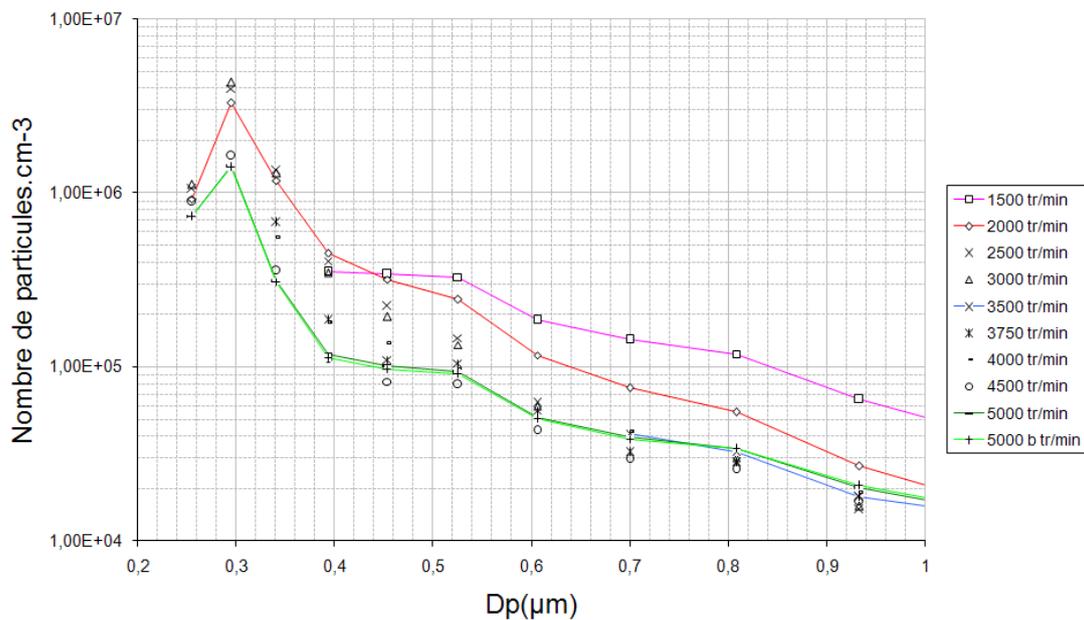


Figure 18 Spectre granulométrique pour l'ensemble des conditions expérimentales. Pleine charge BB forcé.

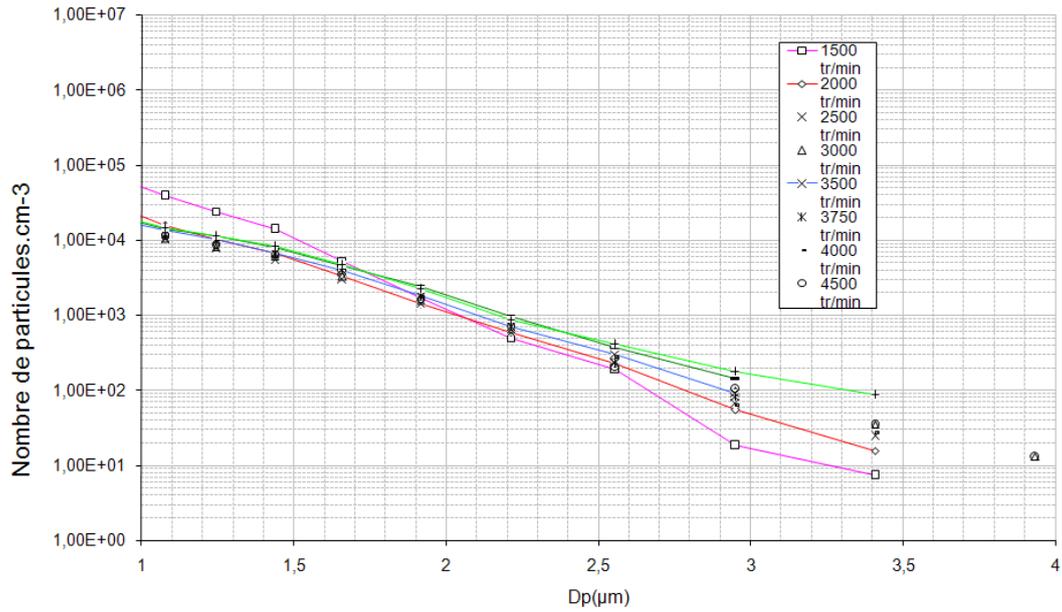


Figure 19 : Spectre granulométrique pour l'ensemble des conditions expérimentales. Pleine charge BB forcé.

Il apparaît clairement que le nombre de particules est fonction du régime moteur. En particulier pour les petites tailles de gouttes, plus le régime est faible, plus leur nombre est important et inversement, pour les grandes tailles de gouttes, plus le régime est faible plus le nombre de gouttelettes est petit.

Si l'on s'intéresse à l'efficacité, on observe qu'elle est une fonction croissante du régime moteur. Si on retire les points aberrants liés à la non-reproductibilité des mesures, on trace une telle fonction sur la figure 20. Malgré la dispersion significative des valeurs, notons une croissance de l'efficacité qui atteint environ 30% à 5000 tr/min. En raison du spectre granulométrique qui varie en fonction du régime moteur, cette conclusion est logique. En effet, à haut régime, il y a plus de grosses gouttes, donc l'efficacité par impaction est plus importante. Si l'on s'intéresse à l'efficacité globale qui mesure la différence entre le nombre de particules qui rentrent dans le décanteur et le nombre de particules qui sortent quelle que soit leur taille, on peut noter la faible efficacité globale du décanteur. En effet, pour la majorité des points de mesures on obtient une efficacité inférieure à 10 %.

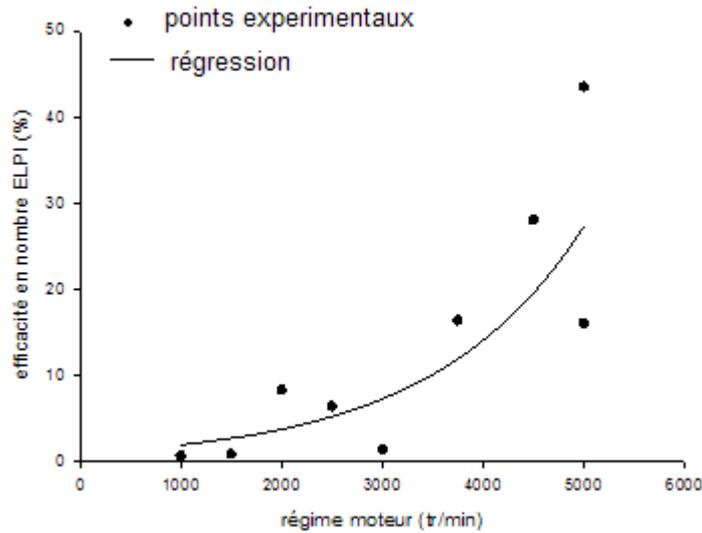


Figure 20 : ELPI – évolution de l'efficacité de filtration sur la courbe de pleine charge.

On peut tirer d'autres conclusions de ces mesures. Il apparaît que le spectre granulométrique est fonction du débit de blow-by. Ainsi si l'on trace la courbe du diamètre modal (le diamètre pour lequel on atteint la concentration maximale en particule) en fonction du régime moteur figure 21, on observe très clairement une superposition de celle-ci avec la courbe reliant le débit au régime (figure 13). Plus le débit est important, plus le spectre granulométrique se décale vers les grandes tailles de gouttes du spectre.

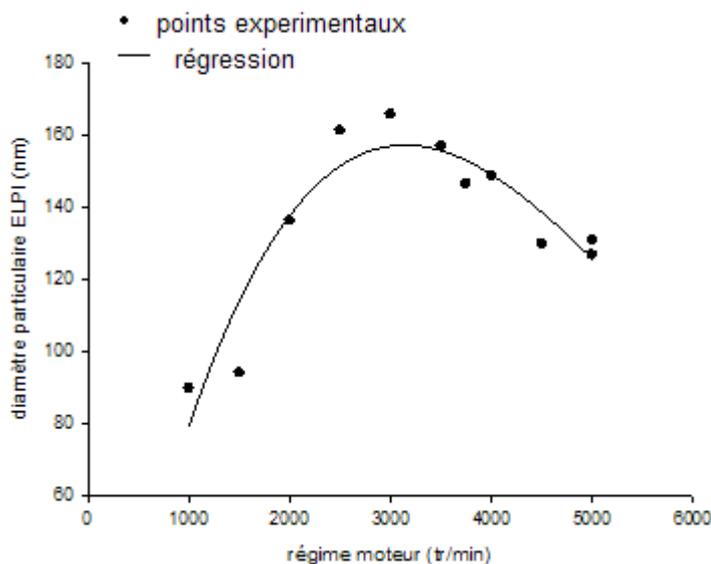


Figure 21 : ELPI – évolution du diamètre particulaire sur la courbe de pleine charge

Le TEOM, nous permet d'obtenir une courbe d'efficacité massique en fonction du régime moteur (figure 22). Dans le cas du blow-by naturel et à pleine charge, on retrouve une courbe d'efficacité croissante en fonction du régime moteur telle celle obtenue avec l'ELPI. L'efficacité massique est néanmoins légèrement plus élevée que l'efficacité en nombre de l'ELPI. Ce résultat semble logique, en effet l'ELPI n'est pas fiable pour de faibles concentrations, or les particules les plus grosses donc les plus lourdes sont en faible proportion dans l'écoulement. Leur nombre est probablement mal estimé par l'ELPI. Le TEOM ne fait pas de distinction de tailles, il est donc plus pertinent sur l'ensemble du spectre et prend en compte toutes les particules dans son calcul d'efficacité. Or notre décanteur est un décanteur à impaction. Plus les gouttes sont grosses plus le décanteur a de chances d'être efficace. Il est donc logique que la prise en compte des grosses gouttes augmente l'efficacité.

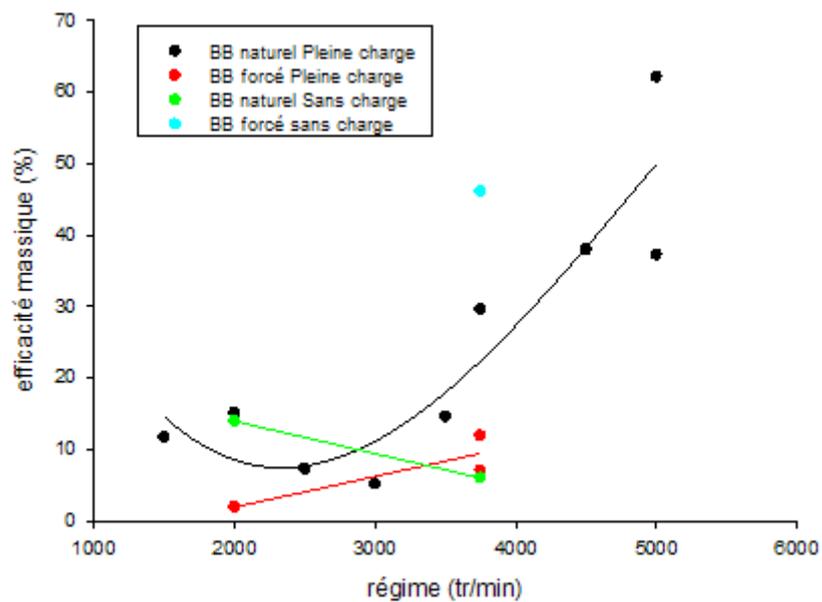


Figure 22 : L'efficacité massique mesurée par TEOM

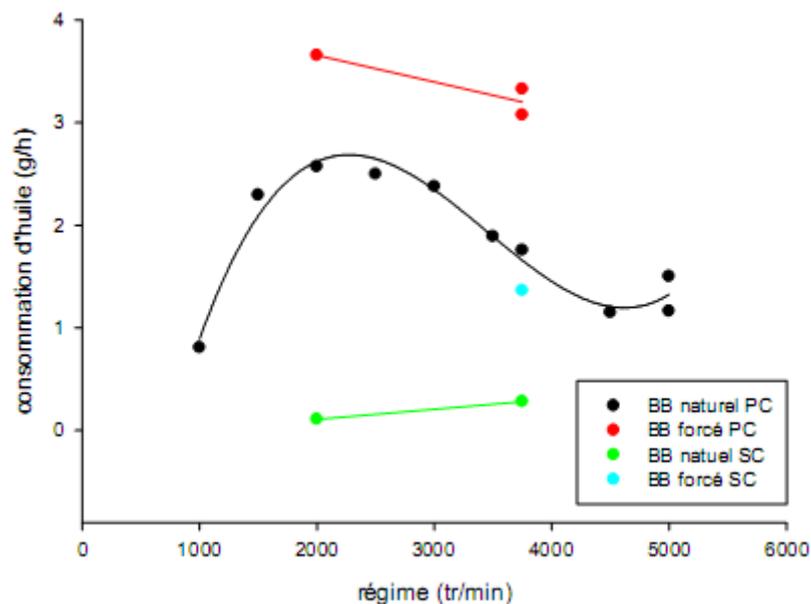


Figure 23 : Consommation d’huile (g/h) en fonction du régime moteur.

Le TEOM nous permet également d’avoir une idée de la consommation d’huile qui est sous forme de spray. Il est utile de rappeler que c’est tout l’objet de la décantation. On introduit un système qui doit récupérer l’huile pour limiter la consommation d’huile. On constate donc ci-dessus (figure 23) que la part de blow-by sous forme de gouttelettes est relativement faible (quelques grammes par heure), ce qui reste modéré compte tenu de la cylindrée et de la puissance du moteur. Ce bon résultat s’explique en partie par la technologie employée (bloc moteur en fonte).

L’utilisation d’un impacteur étant relativement inopérant sur des gouttelettes micrométriques, il sera nécessaire d’envisager d’autres architectures si l’on veut filtrer cette composante du blow-by.

Néanmoins, les meilleures efficacités sont obtenues pour les régimes élevés. Ceci est particulièrement vrai pour la courbe de pleine charge. Cela est principalement dû à la régulation opérée par le clapet situé en sortie de déshuileur qui a pour effet de réduire la section de passage des gaz, ce qui conduit à une augmentation de la vitesse et augmente le taux d’impaction.

La consommation d’huile maximale en blow-by naturel est obtenue sur la courbe de pleine charge pour les régimes compris entre NC_{max} et NP_{max} . Ce résultat constitue une constante sur les moteurs diesel suralimentés.

On constate également que le fait de forcer le débit de blow-by engendre systématiquement des consommations d’huile supérieures.

Si l'on fait le bilan de ces essais, nous observons que certaines mesures sont très largement entachées d'erreurs liées à l'instationnarité du moteur et à la variation de la section de passage en sortie du décanteur liée à la présence d'un clapet régulateur de pression. Néanmoins dans le cas du blow-by naturel pleine charge, comme pour l'ELPI, avec le PCS il apparaît une tendance permettant d'affirmer que l'efficacité est une fonction croissante du régime moteur. Ce résultat est assez singulier, car nous travaillons avec un décanteur à impaction dont l'efficacité théorique augmente avec la vitesse des particules y circulant. Or nous avons vu que le débit en fonction du régime moteur avait la forme d'une parabole. Il est donc assez surprenant de considérer que l'efficacité est une fonction du régime moteur et non du débit. Pour expliquer ce phénomène, on peut formuler l'hypothèse suivante : l'influence du clapet est prépondérante, il fait varier la perte de charge dans le décanteur de manière imperceptible pour le capteur de pression. En effet, la seule explication plausible au fait d'avoir une efficacité plus grande pour un débit plus faible est que le débit moyenné est obtenu à partir de valeurs très dispersées du débit instantané. Par contre, il apparaît clairement que le nombre de particules de blow-by est une fonction croissante du débit.

En conclusion de ces essais, nous noterons que l'utilisation de l'ELPI est conditionnée par le nombre de particules présentes dans l'écoulement. Dans notre cas, ce critère n'est pas validé, car l'écoulement ne contient pas suffisamment de gouttelettes, son utilisation est donc non pertinente. Nous nous en remettons aux résultats obtenus par le PCS. Par contre, son spectre d'application est limité aux particules de diamètre supérieur à 0,5 micron.

Au niveau de l'exploitation des mesures d'efficacité pour le développement d'une méthodologie de calcul, il paraît clairement que les données ne sont pas fiables. En effet, en toute logique, l'efficacité devrait être une fonction croissante du débit ; or sur les résultats expérimentaux obtenus, nous n'observons pas cette tendance. On ne peut donc que remettre en question ces résultats comme base de travail, c'est pourquoi nous avons effectué une nouvelle campagne d'essais sur banc organe, de manière à mieux contrôler le débit pour la mesure d'efficacité.

1.2. Résultats expérimentaux sur banc organe.

1.2.1. *Montage expérimental*

Suite aux problèmes rencontrés sur banc moteur pour maîtriser le débit de blow-by en raison du clapet de régulation de pression, nous avons choisi de mener des expériences sur banc organe pour maîtriser totalement le paramètre "débit". Dans ces expériences, le moteur est remplacé par un générateur de gouttelettes qui a été dimensionné pour produire un spectre granulométrique constant dans le temps et cohérent avec celui observé sur banc moteur. Ce blow-by généré artificiellement est alors composé d'air et d'huile ce qui est représentatif de ce que l'on observe sur banc moteur.

La production de l'aérosol de blow-by est assurée par un dispositif de type « Laskin Nozzle » (figure 24) dont la particularité est de produire en grande quantité des particules fines et ultrafines. Ce système utilise de l'huile moteur. Nous avons travaillé avec une huile diesel neuve (non vieillie) d'indice 10W40. La viscosité cinématique de cette huile à 40° est 96 mm²/s et 13 mm²/s à 140°. L'huile est placée dans une cuve dont on peut réguler la température par le biais d'une plaque chauffante placée sous la cuve. On injecte un débit d'air dans cette cuve. Le souffle d'air génère un brouillard d'huile qui va circuler dans les circuits jusqu'à la cuve de décantation grâce au débit d'air. Cette cuve de décantation permet d'éliminer les projections directes susceptibles d'engorger le circuit. Le décanteur est placé directement au dessus de cette cuve. Le débit nominal de fonctionnement de ce système est 35 l/min. Les débits supérieurs ont été obtenus par adjonction d'air via un système de dilution douce par diffusion. Tous les débits sont obtenus au moyen de régulateurs de débit massique.

L'objectif de cette étude est de quantifier l'efficacité de séparation d'un décanteur de M9R-B sur banc organe. Pour quantifier cette efficacité, nous avons cherché à déterminer le diamètre de coupure (D50) du système pour différents débits. Le D50 est le diamètre des particules pour lequel on obtient une efficacité massique du décanteur égale à 50%.

L'effet du clapet situé au dessus du bol (figure 4) ainsi que l'influence du prédécanteur ont été étudiés. Les configurations soumises à l'étude sont les suivantes :

- M9R-B entier
- M9R-B entier sans la membrane du clapet (remplacée par un joint annulaire)
- M9R-B amont clapet (point de prélèvement usiné en partie postérieure au labyrinthe, clapet ouvert)
- M9R-B prédécanteur (obtenu par découpage du déshuileur au niveau des jonctions prédécanteur/labyrinthe)

Pour chaque configuration, le débit de blow-by pénétrant dans le système de déshuileur (35, 77 et 116 litres par minute) a été assuré par des régulateurs de débit massique.

Le schéma du montage est représenté ci-dessous (figure 24).

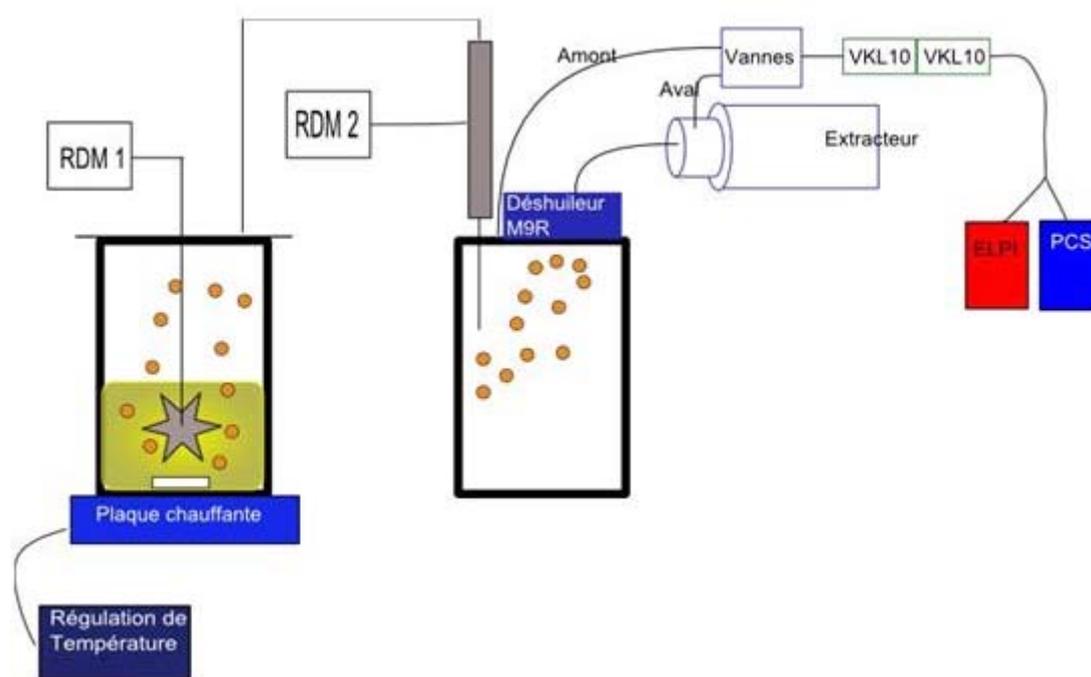


Figure 24: schéma du montage banc organe

1.2.2. Conditions d'essais.

Les mesures d'efficacité ont été effectuées pour les quatre configurations du circuit expérimental et pour trois débits : 35l/min, 77l/min et 116 l/min ce qui correspond à des vitesses en entrée des prédécanteurs respectivement de 0.36, 0.8 et 1.2 m/s. L'expérience est réalisée à température ambiante soit 20°C.

1.2.3. Résultats

Pour chaque cas étudié, on mentionne le D50 ainsi que la perte de charge mesurée. Il apparaît clairement que le D50 est une fonction décroissante du débit de blow-by, alors qu'à l'inverse la perte de charge en est une fonction croissante.

Configuration	Débit (l/min)	D50 (microns)	Perte de charge (mbar)
Avec clapet	35	>4	1
	77	3,25	4,2
	116	1,95	7,5
Sans clapet	35	>4	<1
	77	3,7	2,8
	116	2,7	6,8
Amont clapet	35	>4	<1
	77	>4	<1
	116	>4	1,4
prédécanteur	35	Indéterminable	<1
	77	Indéterminable	1,3
	116	4	2,7

Tableau 7: Valeurs de la perte de charge et du D50 pour les différentes conditions expérimentales.

À l'examen de ce tableau, on peut conclure que l'augmentation de la perte de charge est un des facteurs permettant de diminuer le D50 et donc d'améliorer l'efficacité d'un décanteur. Plus on augmente la perte de charge, plus on augmente la vitesse des gaz dans le décanteur, plus les tailles des gouttes allant impacter les parois se réduisent et plus l'efficacité augmente.

Si l'on classe les configurations en fonction de leur efficacité (figure 25), il apparaît que le dispositif le plus efficace est la configuration M9 avec clapet, suivi du décanteur sans clapet puis la configuration amont clapet, le prédécanteur venant en

dernier. Ce classement est effectué pour le débit de 117 l/min, mais on obtient des résultats similaires pour les autres valeurs de débits.

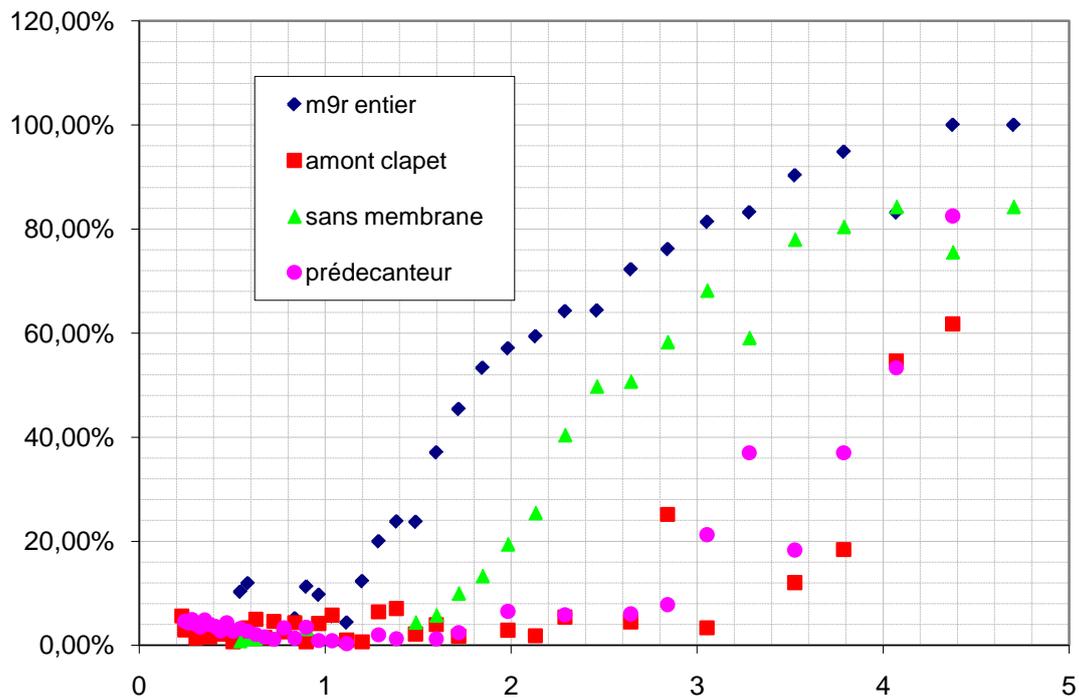


Figure 25 : comparaison des efficacités obtenues en fonction de la partie du décanteur utilisée.

On présente ensuite pour chaque cas les concentrations massiques en amont et en aval du décanteur ainsi que l'efficacité du décanteur associé.

Considérons tout d'abord le décanteur entier.

Pour le débit le plus faible, 35 l/min, (figure 26), la granulométrie en entrée et sortie du décanteur est quasiment identique, l'efficacité du décanteur est quasi nulle pour toutes les tailles de particules.

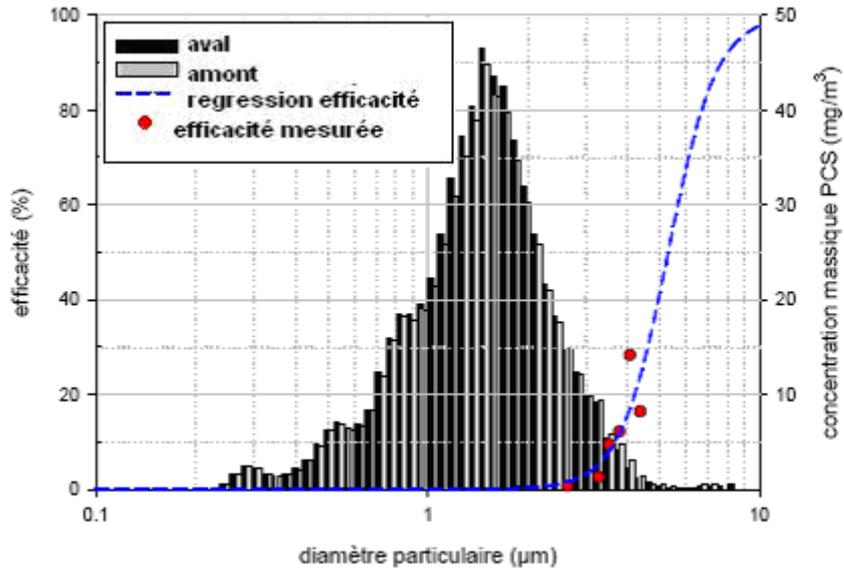


Figure 26 : M9R entier-35l/min-D50>4 microns

Si l'on double le débit, à 77 l/min (figure 27), on remarque que pour des tailles de gouttes supérieures à deux microns le décanteur commence à avoir une efficacité non négligeable. Néanmoins, le nombre de particules pour ces tailles de gouttes est très faible ce qui limite la représentativité des mesures.

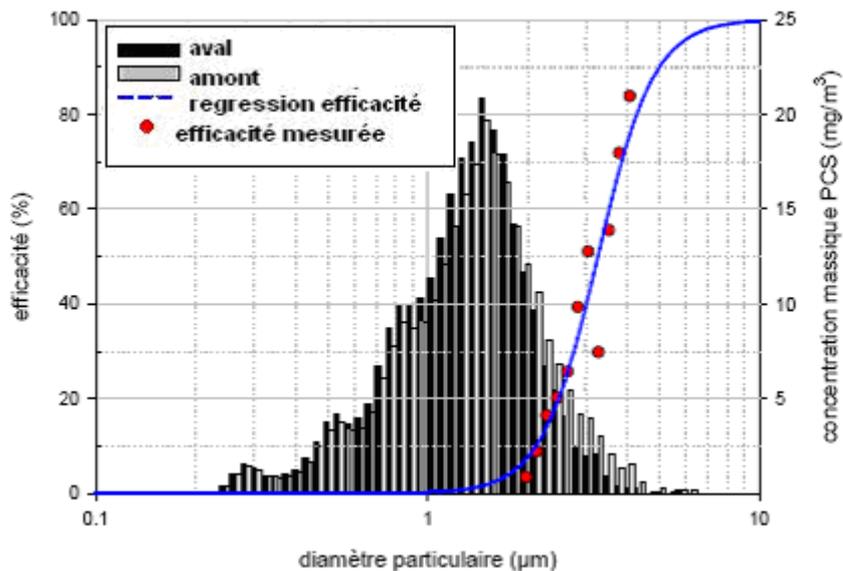


Figure 27 : M9R entier-77l/min-D50=3,25 microns

Pour le débit le plus important, 117 l/min (figure 28), on remarque une différence entre les quantités d'huile entrant dans le décanteur et les quantités d'huile sortant du décanteur dès que les particules ont des diamètres supérieurs au micron. Pour les particules de diamètre supérieur au micron, on peut donc avoir une évaluation fiable de l'efficacité du décanteur.

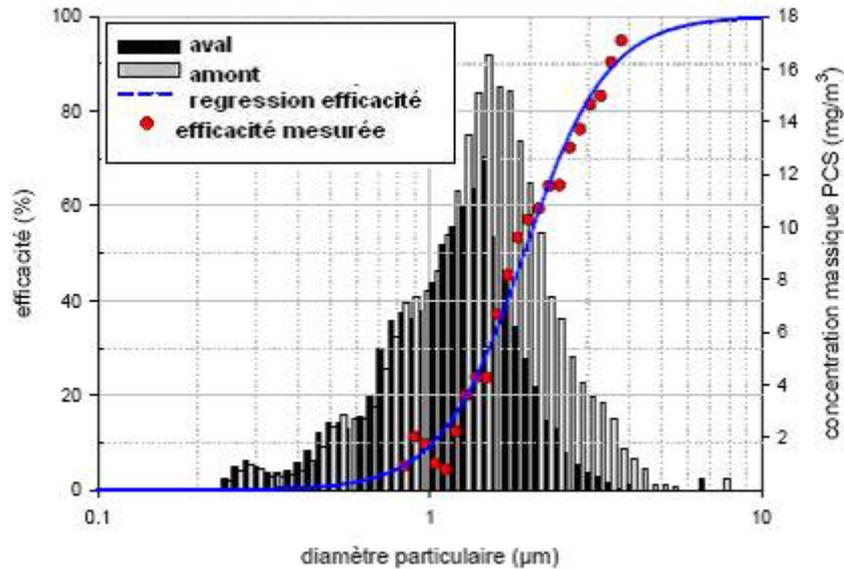


Figure 28 : M9R entier-116l/min-D50=1,95 microns

Les trois graphiques suivants regroupent les mesures effectuées sur le décanteur sans la membrane oscillante permettant de réguler la pression dans le décanteur. Là aussi, pour le débit le plus faible 35 l/min (figure 29) on trouve que les quantités en entrée et en sortie du décanteur sont quasi identiques. L'efficacité n'est donc pas une donnée pertinente.

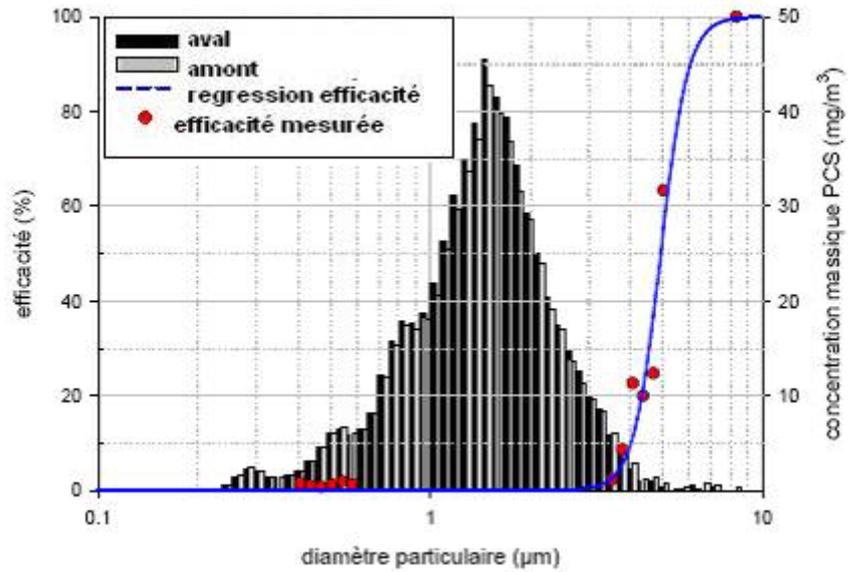


Figure 29 : M9R sans membrane-35l/min-D50>4 microns

Pour un débit de 77l/min (figure 30), on remarque une légère différence entre les données en amont et en aval du décanteur, cela nous permet de tracer l'efficacité du dispositif pour ce débit.

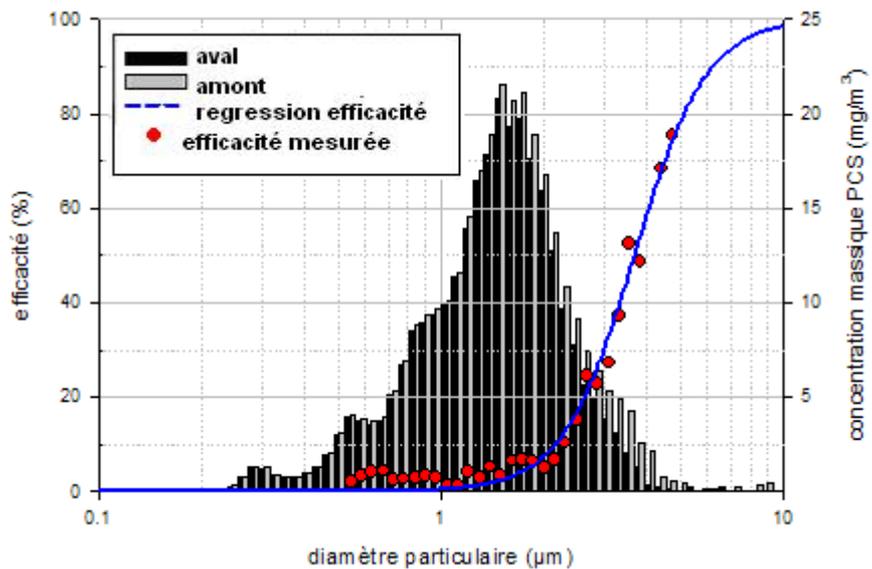


Figure 30 : M9R sans membrane-77l/min-D50=3,7 microns

Enfin pour le débit le plus important 117L/min (figure 31), on observe que l'efficacité du système peut être tracée pour des particules dont le diamètre est supérieur à 1 micron.

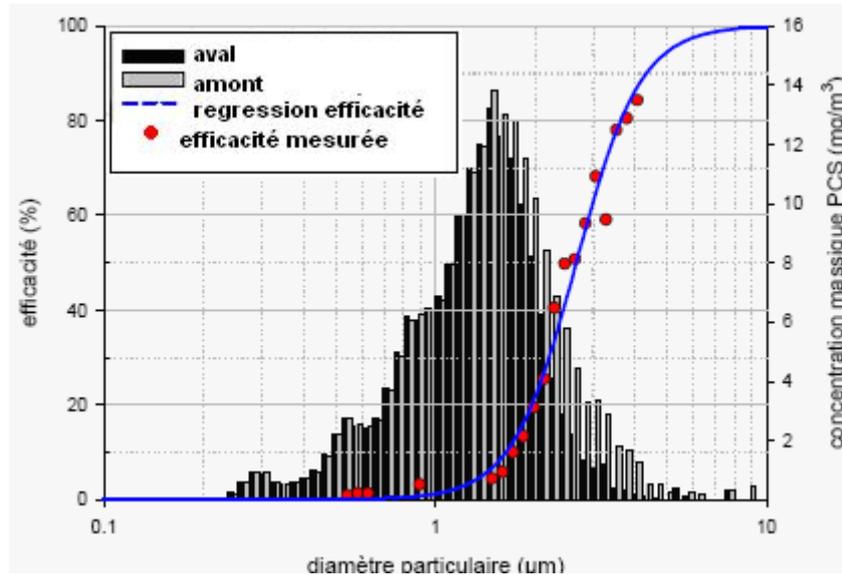


Figure 31: M9R sans membrane-117l/min-D50=2,7 microns

La troisième série de courbes permet de vérifier l'efficacité liée au corps du décanteur c'est-à-dire sans la partie supérieure de celui-ci, où est positionné le « bol ».

Comme dans les cas précédents, pour le débit de 35l/min, (figure 32), l'efficacité n'est pas une donnée pertinente, car les concentrations de particules en entrée et en sortie du système sont quasiment égales.

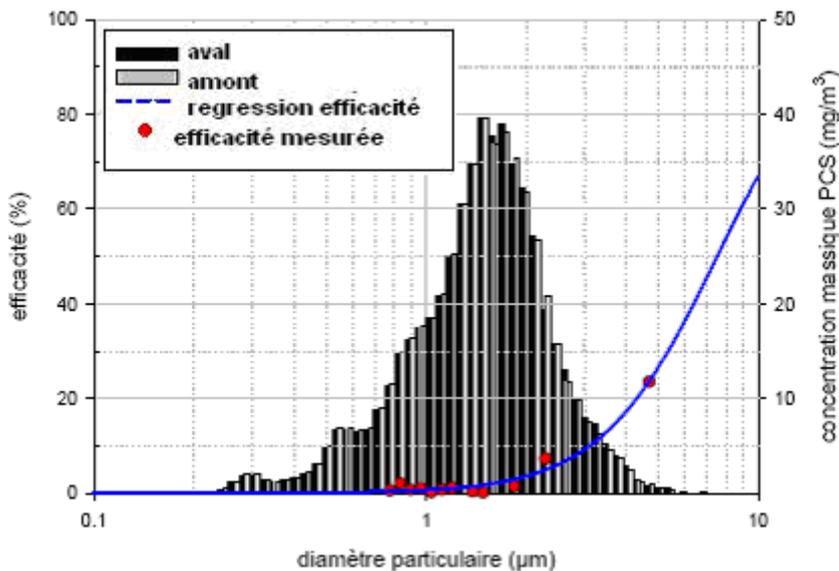


Figure 32 : M9R amont clapet-35l/min-D50>4 microns

Pour la configuration M9R amont clapet, le débit de 77l/min (figure 33), ne permet pas de créer une perte de charge suffisante pour que l'efficacité du système soit très importante. Néanmoins, la courbe tracée reste pertinente.

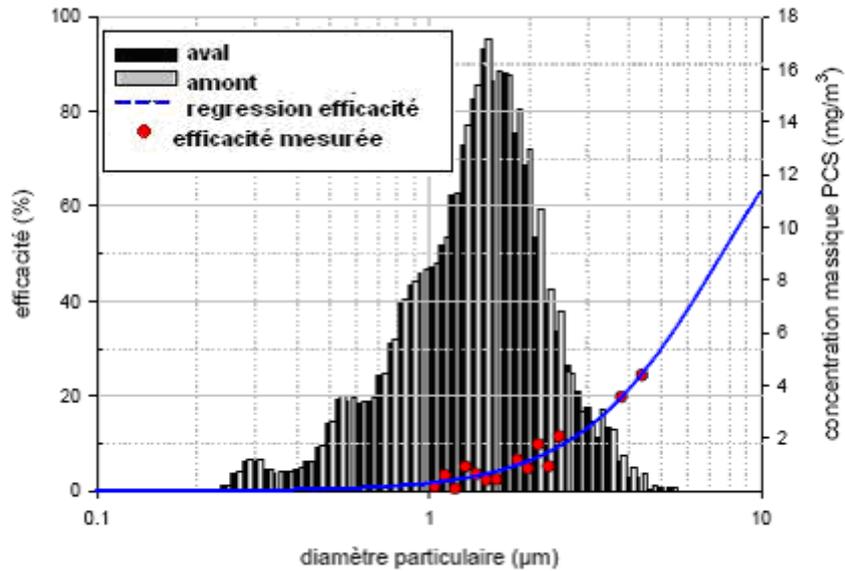


Figure 33 : M9R amont clapet-77l/min-D50>4 microns

Pour un débit de 116l/min, (figure 34), on trouve une courbe d'efficacité quasi similaire. On peut expliquer ce résultat par la faible variation de la perte de charge entre les deux cas.

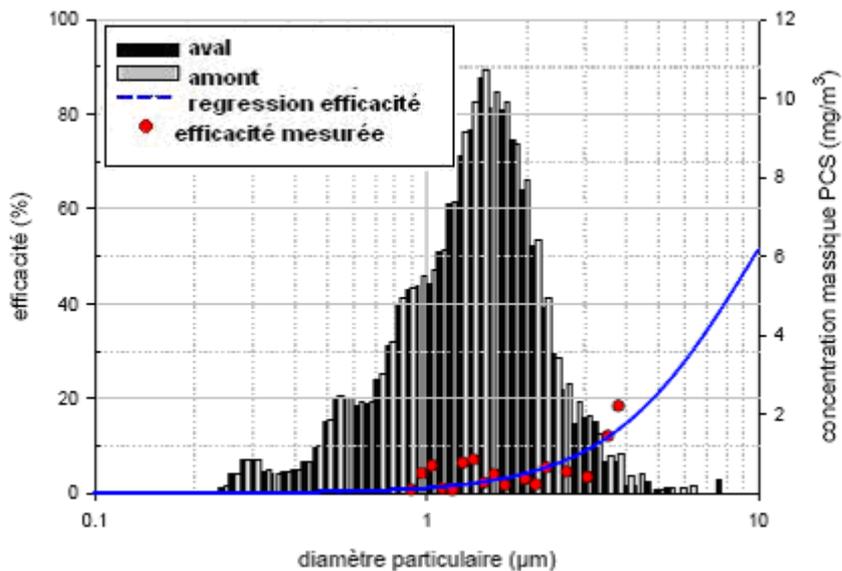


Figure 34 : M9R amont clapet-116l/min-D50>4 microns

Sur les figure 35 à figure 37 sont représentées les courbes d'efficacité pour le précécanteur :

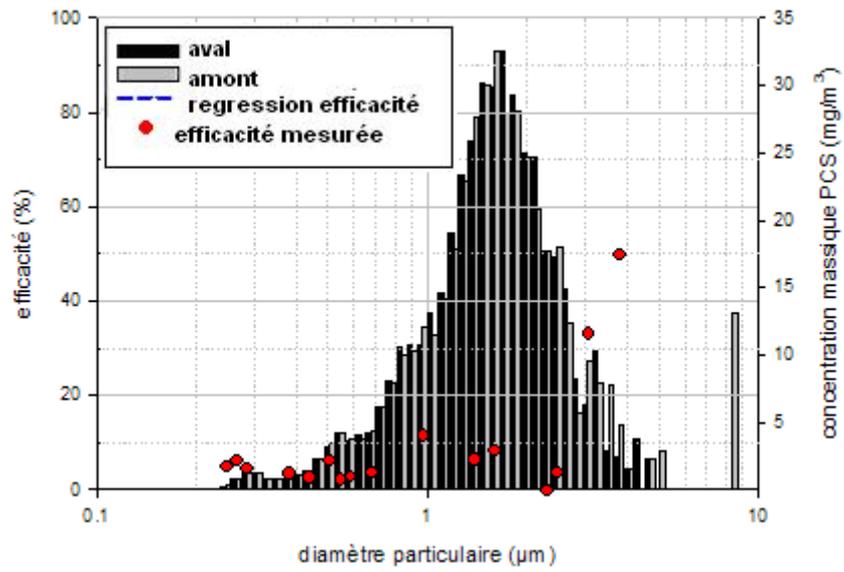


Figure 35 : M9R précécanteur-35l/min-D50>4 microns

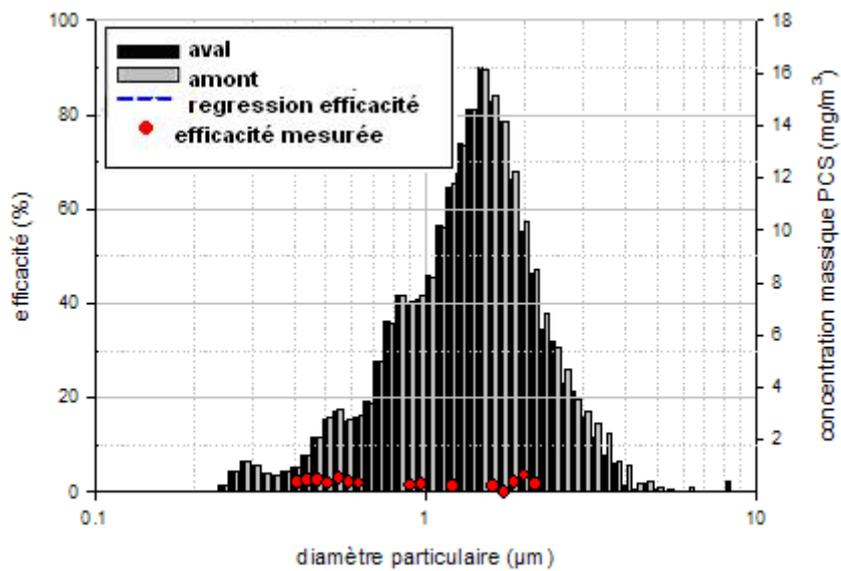


Figure 36 : M9R précécanteur-77l/min-D50>4 microns

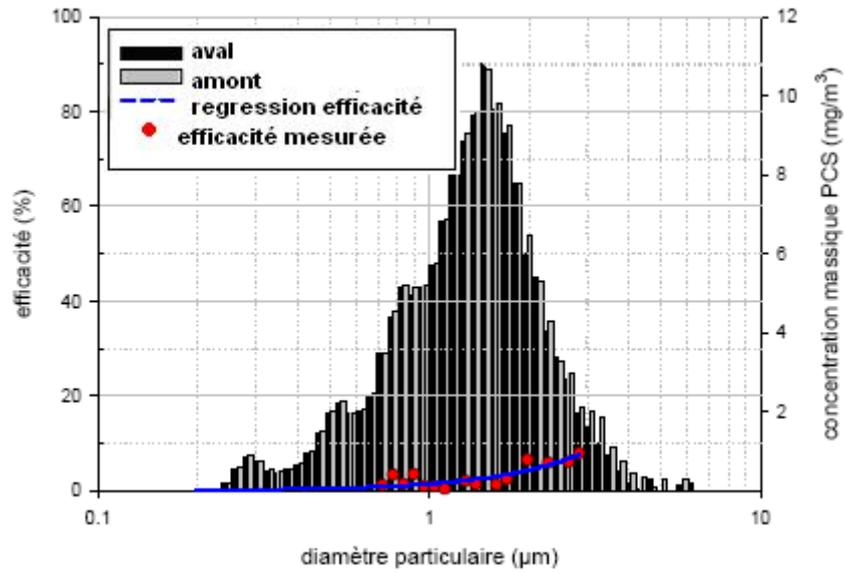


Figure 37 : M9R prédécanteur-116l/min-D50>4 microns

Pour tous les débits, l'efficacité est quasi nulle. Cette donnée n'est pas pertinente. Ce résultat est assez logique, car les prédécanteurs n'ont pas pour rôle de filtrer les gouttelettes d'huile, mais plutôt d'arrêter les flots d'huile venant du moteur.

1.2.4. *Conclusions sur les mesures*

Le décanteur est constitué de trois parties : le prédécanteur, le corps du décanteur, et la partie contenant la membrane de régulation de pression. Les mesures expérimentales des pertes de charge ont montré qu'elles étaient essentiellement localisées dans la partie du décanteur contenant la membrane. Les mesures d'efficacité montrent que l'efficacité du décanteur est associée à cette même partie contenant la membrane. On constate également que les autres parties du décanteur n'ont qu'un rôle négligeable dans le processus de décantation. Or ces parties sont les plus volumineuses. Ce résultat est surprenant, il indique que le processus de conception des décanteurs n'est pas optimisé. Nous tenterons dans la partie consacrée aux simulations numériques d'expliquer pourquoi nous obtenons de tels résultats.

Clairement pour la suite de cette thèse, seules les données sur le cas M9R sans membrane sont exploitables. En effet, le cas avec membrane ne peut être utilisé dans les calculs, car nous ne savons pas modéliser les oscillations de la membrane dans un logiciel de CFD. Et les cas avec les prédécanteurs seuls présentent des efficacités trop faibles pour être modélisés.

Pour la configuration qui nous intéresse, c'est-à-dire le décanteur sans membrane, on superpose (figure 38) les efficacités mesurées pour trois débits de blow-by : 35, 77 et 116 l/min, ce qui correspond à des débits caractéristiques du fonctionnement moteur. On trace l'efficacité du décanteur en fonction du diamètre des particules. Il est manifeste que l'efficacité du décanteur est une fonction croissante du diamètre des particules et du débit de blow-by.

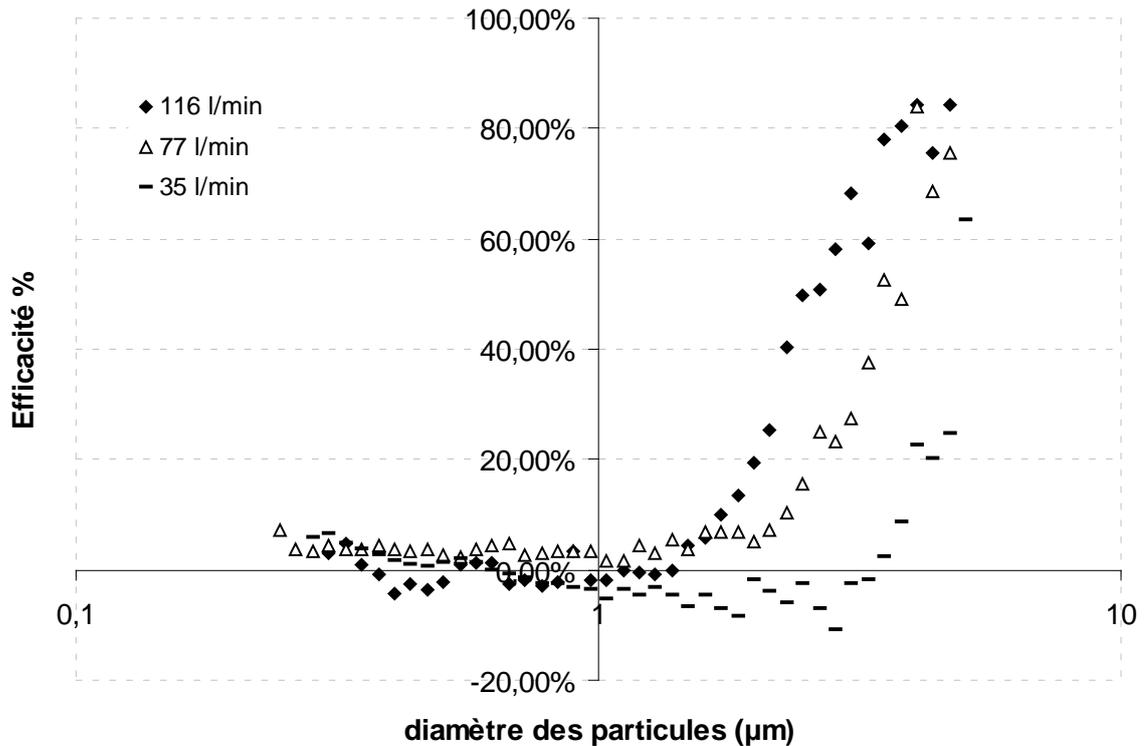


Figure 38 : efficacité mesurée pour différents débits de blow-by en fonction du diamètre des particules.

L’observation de ces courbes nous permet de fixer l’erreur de mesure autour de 10 %. En effet, on remarque certains points aberrants sur les différentes courbes qui indiquent que ponctuellement une erreur de mesure de 10 % environ peut se produire sur la mesure d’efficacité. Les valeurs négatives sont probablement une conséquence de résidus d’huile stagnant dans les tuyauteries. Seules les valeurs positives seront utilisées dans la suite de la thèse.

Pour calculer le nombre de Reynolds associé à ces expériences, on utilise la vitesse moyenne et le diamètre moyen définis par Grgic (2004). Le diamètre moyen est défini par $D_{mean} = 2\sqrt{V / (\pi L_{mean})}$, où L_{mean} est la longueur moyenne parcourue par les particules dans le décanteur, grandeur que l’on estime égale à 1 m et V le volume du décanteur = 0,94 dm³. La vitesse moyenne est donnée par $U_{mean} = QL / V$, où Q est le débit. Le nombre de Reynolds calculé comme : $Re = U_{mean} D_{mean} / \nu$ où ν est la viscosité cinématique de l’air. Pour un débit variant de 35 à 116 l/min on obtient un Reynolds compris entre 1427 et 4730.

Sur la figure 39 l'efficacité est représentée en fonction du nombre de Stokes St,

$$St = \frac{\rho d_p^2 U_{mean}}{18\mu D_{mean}} \quad (1)$$

où ρ est la densité de la particule, d_p est le diamètre des particules, μ est la viscosité dynamique de la phase continue. Pour la présente étude nous avons pris les valeurs suivantes : $\rho = 916 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 1.78\text{E-}5 \text{ kg/m.s}$ et calculé $D_{mean} = 0.0345\text{m}$.

Pour les particules d'huile de diamètre entre 0.5 et 4 microns, ce qui correspond à un nombre de Stokes entre $1.3 \cdot 10^{-5}$ et $2.7 \cdot 10^{-3}$, il apparaît (figure 39) que les courbes d'efficacité se superposent relativement bien (nous ne prenons pas en compte les plus petits diamètres où l'efficacité peut prendre des valeurs négatives ce qui n'est pas pertinent).

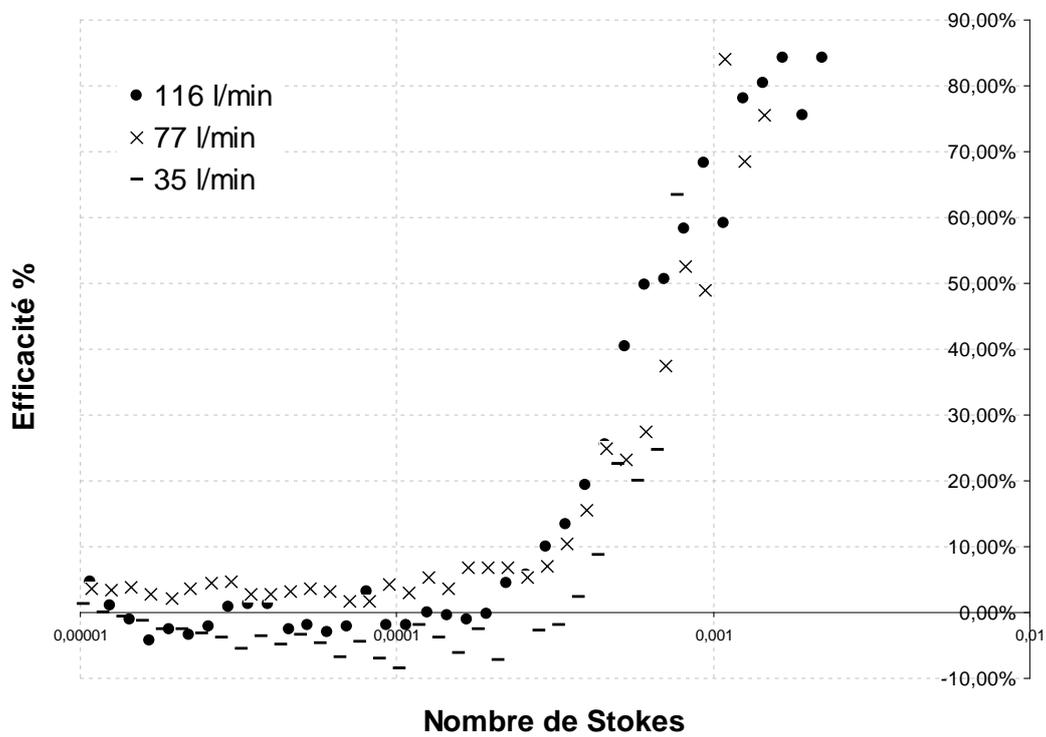


Figure 39 : efficacité mesurée pour différents débits de blow-by en fonction du nombre de Stokes.

De cette représentation, nous pouvons supposer que l'efficacité de dépôt dépend uniquement du nombre de Stokes, qui est le paramètre régissant le dépôt inertiel. La conséquence de cette conclusion est que pour les simulations numériques que nous

mènerons plus loin dans le cadre de l'établissement d'une méthodologie de calcul de l'efficacité du décanteur, il ne sera pas nécessaire d'utiliser un modèle de dispersion turbulente du fait que les particules ont un comportement essentiellement inertiel dans le séparateur. C'est une simplification très importante pour le modèle numérique, car comme mentionné par de nombreux auteurs (Matida (2003), Matida (2004), Zhang (2004)), les modèles de dispersion turbulente sont sources d'erreurs importantes lors des calculs de dépôt particulaire.

2. Méthodes numériques.

La modélisation lagrangienne a été choisie dans cette thèse en raison de la rapidité et de la simplicité de la mise en œuvre de cette méthode. Cette méthode est aussi la plus adaptée lorsqu'il s'agit d'étudier le mouvement de particules dont la concentration est faible par rapport au fluide porteur.

Une simulation lagrangienne repose sur deux étapes. Premièrement, on calcule le champ eulérien stationnaire. Dans un second temps, on injecte les particules et on calcule les trajectoires de ces particules en utilisant les vitesses du champ eulérien. Dans le chapitre qui suit, nous revenons sur les différents modèles mis en œuvre lors des calculs menés dans cette thèse. Nous suivons l'ordre de la méthodologie d'un calcul pour présenter successivement les modèles de turbulence, puis les modèles de forces appliquées aux particules ainsi que les différents paramètres modifiables lors du calcul lagrangien.

2.1. Modélisation de l'écoulement

2.1.1. *La turbulence*

Dans la plupart des cas réels, l'écoulement est turbulent. Une des caractéristiques principales de la turbulence est le fait qu'elle soit complètement aléatoire, en raison notamment de sa sensibilité aux conditions initiales. Cependant, la turbulence possède d'autres propriétés. Elle présente ainsi un aspect tridimensionnel, les structures tourbillonnaires jouant un rôle très important dans l'écoulement. Enfin, elle est dissipative et elle a continuellement besoin d'être alimentée en énergie.

2.1.1.1. Les échelles de turbulence

Les écoulements turbulents sont caractérisés par des tourbillons dont la taille caractéristique et la fréquence sont comprises dans un intervalle très large. La taille des grands tourbillons est de l'ordre de grandeur des dimensions de l'écoulement moyen. Les plus petits tourbillons sont quant à eux responsables de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

On distingue les échelles de longueur suivantes :

- l'échelle D qui représente la taille du domaine.
- Les échelles propres à l'écoulement lui-même, avec L (ou échelle intégrale) qui représente l'échelle des grandes structures turbulentes et η (échelle de Kolmogorov) qui représente celle des plus petits tourbillons.

Ainsi, on retrouve la relation suivante dans la plupart des écoulements :

$$D > L \gg \eta$$

La définition de l'échelle de Kolmogorov et une estimation de l'échelle intégrale sont données par :

$$\eta \equiv \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad (2)$$

$$L \approx \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (3)$$

Où k est l'énergie cinétique turbulente et ε , le taux de dissipation.

Il est théoriquement possible de résoudre directement le spectre complet des échelles de turbulence, en utilisant une approche appelée DNS (Direct Numerical Simulation). La DNS ne fait appel à aucune hypothèse de modélisation. Cependant, cette approche est peu utilisée en pratique car elle est très coûteuse en temps de calcul. En effet, le rapport entre l'échelle caractéristique de longueurs des grandes structures sur celle des plus petites détermine le nombre de points qu'il faudrait pour résoudre toutes les échelles en 1D:

$$\frac{L}{\eta} = \frac{L}{\left(v^3/\varepsilon\right)^{1/4}} \approx \text{Re}_T^{3/4} \quad (4)$$

Où Re_T est le nombre de Reynolds turbulent défini par : $Re_T^{3/4} = \left(\frac{\sqrt{k}L}{\nu} \right)^{1/2}$

Pour résoudre toutes les échelles de turbulence en 3D, le nombre de mailles sera de l'ordre de $Re_T^{9/4}$. Il est donc clair que cette méthode n'est pas adaptée pour un nombre de Reynolds élevé.

Par contre, les équations du mouvement instantané peuvent être moyennées en temps ou en espace dans le but de supprimer toutes ou une partie des échelles et d'obtenir un système d'équations simplifié qui est numériquement moins onéreux à résoudre.

2.1.1.2. Les différentes approches en simulation numérique

2.1.1.2.1. Les modèles RANS

Cette méthode est incontestablement la plus utilisée dans le monde de l'industrie. Elle est basée sur une approche moyennée des équations de Navier Stokes. Les équations RANS représentent les équations de transport pour les grandeurs moyennes de l'écoulement seulement, avec une modélisation de toutes les échelles de turbulence. Les termes faisant intervenir les fluctuations sont soit modélisés, soit calculés en utilisant des équations de transport. Les termes inconnus supplémentaires introduits doivent être modélisés pour assurer la fermeture du système. Le modèle de fermeture le plus utilisé est le modèle $k-\varepsilon$.

Ce type d'approche ne nécessite pas un maillage particulièrement fin du fait que les structures turbulentes ne sont pas simulées. Cela permet donc des temps de calcul relativement faibles, mais ces modèles fournissent en contrepartie une quantité d'informations limitées et restent sensibles aux hypothèses de fermetures utilisées.

2.1.1.2.2. La simulation des grandes échelles

Dans ce modèle, seules les grandes échelles sont simulées jusqu'à une certaine échelle Δ appelée taille de filtre. Cette échelle de coupure doit être proche (supérieure) de l'échelle de Taylor pour que les plus grandes échelles (les plus énergétiques et anisotropes) soient résolues. L'échelle de Taylor δ est définie par:

$$\frac{L}{\delta} \approx \text{Re}_T^{1/2} \quad (5)$$

La LES est une approche différente dans la modélisation de la turbulence, dans laquelle les grosses structures tourbillonnaires sont résolues grâce à des équations filtrées. Le filtrage consiste à éliminer seulement les tourbillons qui sont plus petits que la taille du filtre. Les petites échelles sont ainsi modélisées. Comme pour les calculs RANS, il faut assurer la fermeture du système. Mais les hypothèses de modélisation portent sur les plus petites structures de l'écoulement, relativement homogènes et isotropes, ce qui rend le modèle plus universel.

2.1.1.3. Les modèles de turbulence

2.1.1.3.1. Le modèle RANS

Equations générales

Dans le cas d'un fluide newtonien incompressible, les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (7)$$

où τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses défini par :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

La moyenne de Reynolds consiste à décomposer les variables en valeur moyenne et en fluctuation. Pour les composantes de vitesse, cela donne :

$$u_i = \overline{u_i} + u_i' \quad (9)$$

où $\overline{u_i}$ et u_i' sont la moyenne et la fluctuation de la composante i de la vitesse. On peut décomposer de la même façon les grandeurs scalaires telles que la pression. Si l'on effectue la décomposition de Reynolds et que l'on remplace les termes dans les équations de continuité et de quantité de mouvement, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \text{ et } \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (11)$$

La condition d'incompressibilité implique :

$$\overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (12)$$

On définit alors le tenseur de Reynolds :

$$R_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} \quad (13)$$

L'équation de quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tau_{ij}} + R_{ij}) \quad (14)$$

L'objectif des modèles RANS est de modéliser les contraintes de Reynolds pour arriver à une fermeture de l'équation précédente. Il existe deux méthodes pour cela : une méthode couramment utilisée repose sur l'hypothèse de Boussinesq : les contraintes de Reynolds sont proportionnelles aux gradients de vitesse moyenne. Le coefficient de proportionnalité est la viscosité turbulente μ_t .

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (15)$$

L'hypothèse de Boussinesq est utilisée dans les modèles k-ε, k-ω. L'intérêt de cette méthode est son coût de calcul relativement faible. Pour ces modèles, il suffit de rajouter aux équations résolues lors d'un calcul laminaire les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente. La viscosité turbulente est alors calculée en fonction de k et ε. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle suppose que la viscosité turbulente est une quantité scalaire isotrope, ce qui est souvent faux. Une approche alternative utilisée dans le modèle RSM, est de résoudre les équations de transport pour chacun des termes du tenseur de Reynolds. A cela on ajoute une équation de transport pour ω il y a donc sept équations à résoudre en 3D, ce qui en fait une méthode beaucoup plus coûteuse.

Le modèle k-ε standard.

Développé par Launder et Spalding (1972), ce modèle est semi empirique. Ses forces et faiblesses sont relativement bien connues, ce qui fait que des améliorations ont été proposées dans les modèles RNG k-ε, et realizable k-ε. On suppose que l'écoulement est complètement turbulent.

L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation sont obtenus à partir des équations de transport :

(16)

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \epsilon$$

$$\frac{D(\rho \epsilon)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (17)$$

Dans ces équations, G_k représente la production d'énergie cinétique due aux gradients de vitesse moyens. $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, C_μ sont des constantes, σ_k , σ_ϵ sont les nombres de Prandtl turbulents.

La viscosité turbulente, est calculée en combinant k et ε.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (18)$$

Les constantes sont données par :

$$C_{1\varepsilon}=1.44, C_{2\varepsilon}=1.92, C_{\mu}=0.09, \sigma_k=1.0, \sigma_\varepsilon=1.3.$$

La production d'énergie cinétique est définie par :

$$G_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (19)$$

Pour évaluer G_k de manière consistante avec l'hypothèse de Boussinesq, on écrit :

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (20)$$

où S est le module du tenseur moyen du taux de déformation définit comme :

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (21)$$

Le modèle RSM

Le modèle des contraintes de Reynolds (Launder et al (1975), Gibson et Launder (1978), Launder (1989)) repose sur le calcul de chacune des contraintes de Reynolds en utilisant des équations de transport. Les équations de transport des contraintes de Reynolds, peuvent être écrites comme ci-dessous :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_i' u_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i' u_j'}) = P_{ij} + F_{ij} + D_{ij}^T + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (22)$$

où P_{ij} est le terme de production due au cisaillement, F_{ij} est le terme de production due à la rotation, D_{ij} est la diffusion turbulente, Φ_{ij} est la corrélation avec la fluctuation de pression, ε_{ij} est le tenseur de pseudo-dissipation.

Les termes de production ne nécessitent pas de modélisation, car ils sont liés aux grandeurs moyennées du calcul.

D_{ij} peut être modélisé par le gradient de diffusion généralisé d'après Launder :

$$D_{\tau,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_k} \right) \quad (23)$$

où l'expression de la viscosité turbulente est identique à celle du modèle k- ε .

Le terme de corrélation avec la fluctuation de pression s'écrit :

$$\Phi_{ij} = \rho \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (24)$$

Il est modélisé par :

$$\Phi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon \rho}{k} \left[u'_i u'_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] - C_2 \left[P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P - \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (25)$$

où $P = P_{ii}/2, C_1 = 0.5, C_2 = 0.18$.

La dissipation est modélisée par l'expression :

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (26)$$

ε est inconnu et doit être déterminé. Cela peut être fait en résolvant une équation de conservation similaire à celle du modèle k- ε .

$$\frac{D(\rho\varepsilon)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (27)$$

L'énergie cinétique est donnée par $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$

2.1.1.4. Loi de paroi.

De nombreuses méthodes pour modéliser la turbulence en proche paroi sont présentes dans la littérature. Dans notre travail, nous utiliserons principalement deux méthodes. La première appelée « loi de paroi logarithmique » repose sur la modélisation de la couche visqueuse par une seule équation. Elle permet de réduire considérablement le nombre de points du maillage dans la couche limite. Par contre, cette méthode donnera des résultats erronés si le maillage est trop raffiné en proche paroi. Dans ce cas, on utilisera alors la seconde méthode qui consiste en une subdivision de la couche limite en deux sous-couches : la couche visqueuse et la couche « tampon ». Un maillage raffiné est alors impératif. On expose ci-dessous les principales caractéristiques des deux modèles en s'appuyant sur le modèle k- ε .

2.1.1.4.1. Loi de paroi logarithmique.

La méthode de la loi de paroi repose sur l'utilisation de formules semi-empiriques et de fonctions qui relient les valeurs des quantités à la paroi à leur valeur dans la dernière cellule. En particulier, la vitesse moyenne est calculée par la loi de paroi et les quantités turbulentes sont calculées à partir de lois de fermeture. La loi de paroi suppose un écoulement parfaitement turbulent. Elle nécessite que les cellules en proche paroi soient dans la région turbulente. Cela implique un maillage relativement grossier au voisinage des parois. Près de la paroi, on utilise l'équation suivante pour modéliser l'évolution de la vitesse :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (28)$$

$$\text{Où : } U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{(\tau/\rho)_w} \text{ et } y^* = y_P \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\nu}$$

où $\kappa=0.42$, $E=9.81$, U_P est la vitesse moyenne au point P, $C_\mu=0.09$, k_P est l'énergie cinétique turbulente au point P, l'indice w fait référence à la paroi et y_P est la distance entre la paroi et le point P.

L'équation précédente n'est valable que dans la région turbulente.

Si le maillage est tel que dans la première cellule, $y^* < 11.225$, alors on applique la relation suivante:

$$u^* = y^* \quad (29)$$

L'équation de transport de k est résolue pour tout le domaine avec pour condition aux limites à la paroi $\frac{\delta k}{\delta n} = 0$, n étant la normale locale à la paroi. Les termes sources dans l'équation de k que sont la production d'énergie cinétique G_k et le taux de dissipation ε sont calculés sur la base de l'hypothèse de l'équilibre local. Avec cette hypothèse, la production d'énergie cinétique et son taux de dissipation sont égaux dans le volume de contrôle en proche paroi. La production d'énergie cinétique est calculée selon la formule :

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/4} y_P} \quad (30)$$

La dissipation turbulente ϵ n'est pas résolu dans les cellules de proche paroi, mais est donnée par l'équation suivante :

$$\epsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (31)$$

2.1.1.4.2. Modèle amélioré de couche limite (EWT enhanced wall treatment dans Fluent).

Ce modèle combine un modèle à deux couches avec des fonctions de parois améliorées.

- **Modèles à deux couches**

Dans le modèle à deux couches, la région de proche paroi affectée par la viscosité est complètement résolue jusqu'à la sous-couche visqueuse.

Le modèle à deux couches est une composante du traitement amélioré des parois (EWT). Il est utilisé pour spécifier ϵ et la viscosité turbulente dans les cellules proches de la paroi. Dans cette approche, on subdivise le domaine en une région affectée par la viscosité et une région turbulente.

On sépare les deux sous-couches (région pleinement turbulente et la région affectée par la viscosité) par un nombre de Reynolds turbulent :

$$Re_\gamma = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu} \quad (32)$$

Pour $Re_\gamma > 200$ on est dans la région pleinement turbulente, l'écoulement est alors calculé par un modèle RANS. Si $Re_\gamma < 200$ on est dans la zone visqueuse, on utilise le modèle à une équation de Wolfstein (1969). Dans ce modèle, les équations de la quantité de mouvement et de transport de k sont conservées. Par contre, la viscosité turbulente est calculée par l'expression suivante :

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu \sqrt{k} l_\mu \quad (33)$$

Où l'échelle de longueur est calculée selon :

$$l_{\mu} = c_1 y \left[1 - e^{-\left(\frac{Re_y}{A_{\mu}}\right)} \right] \quad (34)$$

où c_1 est égal à $\kappa C_{\mu}^{-3/4}$, $A_{\mu}=70$.

La formulation à deux couches pour la viscosité turbulente décrite ci-dessus est une partie du traitement à la paroi amélioré. La transition avec la définition de μ_t à haut nombre de Reynolds valable dans la région pleinement turbulente est assurée par la relation proposée par Jongen (1992). $\mu_{t,enh} = \lambda_{\varepsilon} \mu_t + (1 - \lambda_{\varepsilon}) \mu_{t,2layer}$

La fonction de lissage λ_{ε} est définie de manière à être égale à 1 loin des parois et à être égale à zéro en proche paroi.

$$\lambda_{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A}\right) \right] \quad (35)$$

A est une constante qui détermine l'épaisseur de la zone sur laquelle agit la fonction de lissage.

L'énergie cinétique turbulente est calculée par l'expression: $\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_{\varepsilon}}$, où la longueur

de mélange l_{ε} est définie selon :

$$l_{\varepsilon} = c_1 y \left[1 - e^{-\left(\frac{Re_y}{A_{\varepsilon}}\right)} \right] \quad (36)$$

Avec $A_{\varepsilon}=2C_1$.

- **Loi de paroi améliorée (EWF enhanced wall function)**

EWF (Enhanced Wall Function) désigne une loi de paroi améliorée qui décrit l'écoulement sur toute la couche interne en couplant les lois des couches visqueuse et logarithmique et en traitant correctement la couche tampon par un lissage approprié. Elle prend aussi en compte l'effet du gradient de pression et d'éventuels effets thermiques. L'ensemble des lois de parois développées dans ce cadre sont disponible dans le User guide édité par Fluent.

2.1.1.5. La simulation des grandes échelles

Comme il a été dit précédemment, la LES consiste à ne résoudre que les gros tourbillons, et à modéliser les petits. Ainsi, le maillage n'a pas besoin d'être aussi raffiné que pour un calcul DNS, ce qui réduit les temps de calcul. Cependant, le maillage doit tout de même être très fin pour obtenir des résultats corrects.

2.1.1.5.1. Les équations de Navier-Stokes filtrées

Le but du filtrage des équations de Navier-Stokes est d'éliminer les tourbillons dont la taille est inférieure à la taille du filtre appliqué. Ainsi, les équations obtenues permettent de résoudre les grosses structures tourbillonnaires. Si l'on prend l'exemple d'un filtre spatial passe-bas, et que l'on considère une fonction quelconque ϕ définie sur le domaine d'étude D , la fonction correspondante filtrée $\hat{\Phi}(x)$ est définie par :

$$\hat{\Phi}(x) = \int_D \Phi(x') G(x, x') dx' \quad (37)$$

où G est la fonction filtre. Dans un code de type volumes finis, la discrétisation utilisée réalise implicitement le filtrage passe-bas par la moyenne volumique locale. Ainsi sur un élément de volume V :

$$\hat{\Phi}(x) = \frac{1}{V} \int_D \Phi(x') dx', x' \in V \quad (38)$$

ce qui revient à employer la fonction filtre $G(x, x')$ suivante :

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{V} & \text{si } x' \in V \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (39)$$

Si on applique ce filtre aux équations de Navier-Stokes, on obtient (les barres indiquent les variables filtrées, les opérations de filtrage spatial et de dérivations sont commutatives) :

$$\frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial x_j} = 0 \quad (40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (41)$$

où τ_{ij} est le tenseur des contraintes de sous-mailles défini par :

$$\tau_{ij} = \rho \bar{u}_i u_j - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (42)$$

Ainsi, les équations résolues deviennent complètement dépendantes du maillage employé. La sélection des échelles calculées et des échelles simulées est entièrement déterminée par le maillage, celui-ci a donc une influence sur le degré de modélisation souhaité : une grille large rend l'influence du modèle de sous maille prédominante, alors qu'un raffinement de la grille tend vers une résolution complète DNS.

2.1.1.5.2. Le modèle de sous-maille.

Les modèles de sous maille sont basés sur une hypothèse de viscosité turbulente. Cette approche suggère la forme suivante pour le tenseur des contraintes de sous-maille :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \mu_t \bar{S}_{ij} \quad (43)$$

où μ_t est la viscosité de sous-maille, et S_{ij} est le tenseur de déformation pour les échelles résolues, défini par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (44)$$

Pour modéliser la viscosité de sous-maille μ_t , le modèle de Smagorinsky dynamique est utilisé. Dans le modèle de Smagorinsky, la viscosité est définie de la manière suivante :

$$\mu_t = \rho L_s^2 \overline{|\mathcal{S}|} \quad (45)$$

$$|\bar{S}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (46)$$

avec L_s la longueur de mélange en sous maille :

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad (47)$$

C_s la constante de Smagorinsky, d la distance à la paroi la plus proche, V le volume de la cellule, κ la constante de Karman.

2.2. Modélisation lagrangienne.

2.2.1. *Mouvement d'une particule isolée*

Le calcul de la trajectoire d'une particule s'effectue en intégrant les forces s'exerçant sur la particule et cela dans un référentiel lagrangien. L'équation qui régit le mouvement instationnaire d'une particule sphérique au sein d'un fluide au repos a été développée indépendamment par Boussinesq (1885), Oseen (1927) et Basset (1988). L'expression développée par ces trois auteurs a été ensuite étendue par Gatignol (1983) et Maxey et Riley (1983) au cas d'une particule sphérique, de taille moindre ou comparable aux échelles de Kolmogorov, en mouvement dans un champ turbulent. Ces dernières expressions ne sont valables que pour des nombres de Reynolds particuliers petits devant 1 ($Re_p \ll 1$). L'expression généralement rencontrée dans la littérature, en tenant compte des modifications apportées par Magnaudet, Rivero et Fabre (1995) concernant les dérivées temporelles, a la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} \rho_p d_p^3 \frac{d\vec{u}_p}{dt} = & -3\rho v d_p (\vec{u} - \vec{u}_p) - \frac{1}{12} \rho_p d_p^3 \left(\frac{d(\vec{u}_p)}{dt} - \frac{D(\vec{u})}{Dt} \right) + \frac{1}{6} \rho_p d_p^3 \frac{D\vec{u}}{Dt} \quad (48) \\ & - \frac{3}{2} \rho d_p^2 \sqrt{\frac{v}{\pi}} \int_0^t \frac{d(\vec{u} - \vec{u}_p)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + \frac{1}{6} d_p^3 (\rho_p - \rho_f) \vec{g} \end{aligned}$$

où les dérivées lagrangienne le long de la trajectoire de la particule $\frac{d}{dt}$ et le long des particules fluides $\frac{D}{Dt}$ sont différenciées, et où u est la vitesse du fluide vu par la particule, c'est-à-dire la vitesse du fluide non perturbé par la particule.

Le premier terme du membre de droite est la traînée de Stokes, le deuxième est la force de masse ajoutée, le troisième est la force de masse déplacée, le quatrième est le terme d'histoire et le dernier la différence entre le poids et la poussée d'Archimède.

Dans notre cas en raison du ratio $\frac{\rho}{\rho_p}$ très faible devant un, il apparaît que l'équation du mouvement de la particule se simplifie. On peut éliminer les termes de masse ajoutée, d'accélération du fluide et de Basset. La gravité est, elle, négligée en raison du faible diamètre des particules. On ne considère donc plus que la force de traînée et la force de portance qui est induite par le cisaillement de l'écoulement et la présence des parois solides. Les effets liés à la rotation des particules sont quant à eux négligés lors de notre étude.

2.2.2. Trainée

Dans le cas d'une particule sphérique et d'un écoulement uniforme et stationnaire, la force de traînée s'exprime selon :

$$\vec{F}_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D \text{Re}_p}{24} \quad (49)$$

où ρ est la densité du fluide, ρ_p la densité de la particule, C_D est le coefficient de traînée, \vec{u} est la vitesse du gaz et \vec{u}_p est la vitesse de la particule. Le coefficient de traînée dépend de nombreux paramètres, tel que la forme de la goutte, le degré de turbulence de l'écoulement, et le nombre de Reynolds. Le nombre de Reynolds relatif est défini comme :

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_p d_p |\vec{u} - \vec{u}_p|}{\mu} \quad (50)$$

où $\left| \vec{u} - \vec{u}_p \right|$ représente la vitesse relative de la gouttelette par rapport à l'écoulement.

Ce nombre de Reynolds particulaire est représentatif de l'écoulement fluide autour de la particule. Pour de faibles Reynolds, l'écoulement autour de la sphère est totalement laminaire. Pour des nombres de Reynolds particulièrement petits ($Re_p < 1$) on parle d'écoulement rampant ou de Stokes. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, il y a apparition de zones de recirculations à l'arrière de la sphère, puis de lâchers tourbillonnaires (équivalents des allées de Von Karman derrière un cylindre), et ce sur une gamme assez large de nombres de Reynolds. Pour des nombres de Reynolds plus grand la couche limite devient turbulente ce qui réduit fortement l'importance des décollements à l'arrière de la sphère et fait chuter la traînée. Lorsque les effets d'inertie deviennent importants ($Re_p > 1$), on utilise une corrélation semi-empirique pour l'expression du coefficient de traînée développée par Morsi et Alexander (1972):

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2} \quad (51)$$

où a_1, a_2, a_3 sont des fonctions du nombre de Reynolds particulaire.

On définit également le temps de relaxation de la particule comme :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\nu} \quad (52)$$

Pour les très petites particules, c'est-à-dire quand la taille des particules devient comparable au libre parcours moyen, l'expression de la traînée doit être modifiée. Cunningham a ainsi apporté une correction à la traînée de Stokes.

La force de traînée devient $F_D = \frac{18\nu}{d_p^2 \rho_p} C_c$ où le facteur de correction de Cunningham

C_c est donné par :

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d} [1.257 + 0.4e^{-1.1d/2\lambda}] \quad (53)$$

Ici, λ est le libre parcours moyen du gaz. Si l'on considère des conditions normales de pression et de température pur l'air, le libre parcours moyen est d'environ 0.07

μm . Le facteur de correction de Cunningham varie donc entre 3 pour une particule de $0.1 \mu m$ et 1.2 pour une particule de $1 \mu m$.

La corrélation développée par Morsi et Alexander (1972) ne prend pas en compte l'interaction entre l'écoulement perturbé par la particule et le voisinage d'une paroi. Mais Arcen et al (2005) ont montré que l'utilisation d'un coefficient de traînée et d'une force de portance modifiée pour tenir compte du voisinage des parois n'avait que très peu d'influence. Dans cette thèse, nous omettrons donc les modifications de la loi de traînée prenant en compte les parois.

2.2.3. Portance

La force de portance est une force transversale qui peut être induite par la rotation de la particule, le cisaillement de l'écoulement ou par la présence d'une paroi solide. Dans la présente étude, la rotation des particules n'a pas été prise en compte, malgré le fait que nous étudions un écoulement confiné et que par conséquent les forces induites par rotation peuvent être non négligeables. L'effet d'un gradient de vitesse du fluide sur le mouvement d'une particule a été étudié plus particulièrement par Saffman (1965, 1968). Il a montré que la force de portance qui s'exerce sur une particule sphérique se déplaçant parallèlement à la vitesse du fluide dans un écoulement unidirectionnel cisailé selon Oy a la forme suivante :

$$F_y = 6.46 \rho \alpha^2 (u_p - u) \text{sgn}(G) (0.343 \text{Re}_G^{1/2}) \quad (54)$$

où

$$\text{Re}_G = \frac{G d_p^2}{\nu} \quad \text{avec } G = \frac{\partial u}{\partial y} \quad (55)$$

Son expression n'est valable que dans l'hypothèse d'un cisaillement prépondérant, c'est-à-dire si: $\text{Re}_s \ll \text{Re}_G^{1/2} \ll 1$. Avec :

$$\text{Re}_s = \frac{(u_p - u_f) d_p}{\nu} \quad (56)$$

En fonction du signe de la différence entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse de la particule, cette force peut prendre une orientation différente : soit la force est ascendante et tend à éloigner la particule de la paroi, soit la force est descendante et pousse la particule vers la paroi (Cf : figure 40).

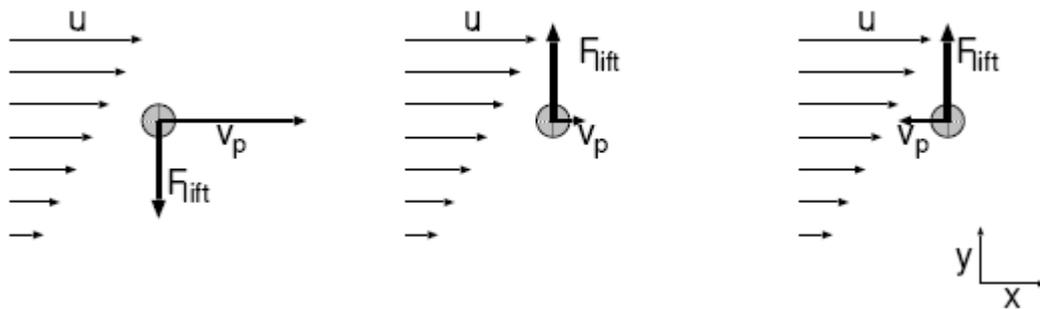


Figure 40 Direction de la force de Portance en fonction de la vitesse de l'écoulement et de la vitesse de la particule. D'après Van Vageningen (2005).

Le coefficient de portance correspondant à la force de Saffman est :

$$C_{L,saff} = 8.225 \frac{Re_G^{1/2}}{Re_p} \quad (57)$$

Le rapport portance/trainée est de l'ordre de $Re_G^{1/2}$ c'est-à-dire très faible compte tenu des hypothèses retenues par Saffman pour établir son résultat.

De nombreuses études ont été menées pour améliorer la modélisation de la force de portance. Les objectifs de ces travaux étaient d'étudier l'influence de la présence de parois solides sur la force de portance et rendre les conditions d'applications moins restrictives.

Wang, Squires, Chen et McLaughlin (1997) ont formulé une force de portance optimale en se basant sur les études de la force de portance en écoulement libre cisailé (McLaughlin (1991) et en écoulement confiné (Cox et Hsu (1977), Vasseur et Cox (1977), McLaughlin (1993), Cherukat et McLaughlin (1994)). La formulation de la force qu'ils ont proposée permet de prendre en compte aussi bien l'influence du gradient de la vitesse du fluide que celle due à la présence de la paroi. Dans le cas où la distance entre la particule et la paroi (l) est de l'ordre de grandeur du rayon de la particule, ils recommandent l'utilisation d'une relation proposée par Cherukat et McLaughlin (1994) :

$$\begin{aligned} \frac{F}{\rho_f a^2 U_s^2} &= 1.7716 + 0.2160\kappa - 0.7292\kappa^2 + 0.4854\kappa^3 \quad (58) \\ &- (3.2397\kappa^{-1} + 1.1450 + 2.0840\kappa - 0.9059\kappa^2)\Lambda \\ &+ (2.0069 + 1.057\kappa - 2.4007\kappa^2 + 1.3174\kappa^3)\Lambda^2 \end{aligned}$$

où $\kappa = \frac{a}{l}$ est le rapport entre le rayon de la particule et la distance séparant le centre

de la particule et la paroi, où U_s est la vitesse relative longitudinale et où $\Lambda = \frac{aG}{U_s}$

est le gradient de la vitesse du fluide sans dimension. Si $U_s=0$, l'échelle de vitesse est remplacée par le produit aG . L'expression de la force est valable pour une distance

paroi particule l , telle que $a \leq l \leq \min\{L_s, L_G\}$, ou $L_s = \frac{\nu}{|U_s|}$ est l'échelle de longueur

de Stokes, et $L_G = \sqrt{\frac{\nu}{|G|}}$ est l'échelle de longueur de Saffman.

Lorsque la distance entre la particule et la paroi n'est plus de l'ordre de grandeur du rayon de la particule, l'expression suivante est appliquée :

$$F = -\frac{9}{\pi} \rho a^2 (u_p - u) \operatorname{sgn}(G) [v|G|]^{\frac{1}{2}} J_G(\varepsilon) \quad (59)$$

où J est un paramètre qui permet de modéliser la force de portance induite par le gradient de la vitesse du fluide et par la paroi. On peut le décomposer en deux parties : $J=J^u+J^w$ qui représentent respectivement les contributions dues au gradient de vitesse du fluide et à l'influence de la paroi. Dans le cas où $J^u=2,225$ et $J^w=0$, nous retrouvons la force de portance exprimée par Saffman. Les termes J^u et J^w sont déterminés selon Wang et al (1997). Ces termes sont fonction principalement de trois échelles de longueurs : l , L_s et L_G et d'un paramètre sans dimension ε , avec:

$$\varepsilon = \operatorname{sgn}(G) \frac{\sqrt{|Gv|}}{u_p - u_s} \quad (60)$$

On récapitule dans le tableau ci-dessous les différents auteurs ayant publié des expressions de J permettant ainsi à Wang de formuler une expression « optimisée » en fonction du domaine d'application.

	$ \varepsilon \leq 0.2$	$0.2 \leq \varepsilon \leq 2$	$ \varepsilon \geq 0.2$
$l^+ \leq \min\left\{1, \frac{L_s}{L_G}\right\}$	Cherukat et McLaughlin (1994)		
$\min\left\{1, \frac{L_s}{L_G}\right\} \leq l^+ \leq 0.1$	Vasseur et Cox (1977)	Cox et Hsu (1977)	
$\max\left\{0.1, \min\left\{1, \frac{L_s}{L_G}\right\}\right\} \leq l^+ \leq 5$		Tableau 1 ou tableau 2 dans McLaughlin (1993)	
$l^+ \geq \max\left\{5, \frac{L_s}{L_G}\right\}$	McLaughlin (1993)		

Tableau 8 : force de Saffman en fonction de ε et de $l^+ = l/l_G$.

L'expression de J , proposée par Wang et al (1997), à partir de l'étude de Vasseur et Cox (1977), est valable pour une distance entre la particule et la paroi de l'ordre de l'échelle de longueur de Saffman L_G et lorsque le gradient du fluide est faible. Elle a la forme suivante :

$$J = J^u - \frac{2\pi^2}{3|\varepsilon|} l \quad (61)$$

Où le premier terme du membre de droite représente l'influence de la paroi. Ce terme provient de l'étude de Vasseur et Cox (1977) relative à l'influence de la paroi sur le mouvement d'une particule dans un fluide au repos. Le terme l est égal à :

$$l = \frac{3}{4\pi l^{*2}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{[\rho^2 + il^* \rho \cos(\varphi)]^{1/2} + \rho \left(e^{-\rho} - e^{-[\rho^2 + il^* \rho \cos(\varphi)]^{1/2}} \right)^2}{[\rho^2 + il^* \rho \cos(\varphi)]^{1/2} - \rho} \rho d\rho d\varphi \quad (62)$$

$$\text{où } l^* = \frac{l}{L_s} \quad (63)$$

Arcen et al (2006) proposent deux polynômes pour estimer précisément le terme l :

$$l = -3.1 \cdot 10^{-4} l^{*4} + 3.53 \cdot 10^{-3} l^{*3} - 1.088 \cdot 10^{-2} l^{*2} - 9.86 \cdot 10^{-3} l^* + 9.57 \cdot 10^{-2}$$

avec $0 \leq l^* \leq 4.5$

$$l = 6.78 \cdot 10^{-7} l^{*4} + 3.53 \cdot 10^{-3} l^{*3} - 4.81 \cdot 10^{-5} l^{*3} + 1.26 \cdot 10^{-3} l^{*2} - 1.485 \cdot 10^{-2} l^* + 7.05 \cdot 10^{-2}$$

avec $4.5 < l^* \leq 25$

et $I = 0$ pour $l^* \geq 25$.

En ce qui concerne, le second terme J^u de l'équation (68), McLaughlin a proposé une expression assez complexe qui est fonction d'une triple intégrale. Arcen (2006) propose une version interpolée de J^u .

Pour des grandes et petites valeurs de ε on peut utiliser les expressions suivantes.

$$J^u = -32\pi^2 |\varepsilon|^5 \ln\left(\frac{1}{\varepsilon^2}\right) \quad (64)$$

$$|\varepsilon| < 0.025$$

$$J^u = 2.255 - \frac{0.6463}{\varepsilon^2} \quad (65)$$

$$|\varepsilon| > 5$$

Pour $5 \geq \varepsilon \geq 0.025$, J^u est obtenu grâce à une interpolation linéaire des valeurs du tableau 1 de McLaughlin (1993).

Il faut noter que la contribution J^u due au gradient de la vitesse du fluide a été simplement rajoutée à l'expression proposée par Vasseur et Cox (1977).

L'expression de Cox et Hsu (1977) écrite en fonction des variables ε et l^+ s'écrit :

$$J = \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{11}{6} l^+ - \frac{1}{\varepsilon} \right) \quad (66)$$

$$Lg = \sqrt{\frac{\nu}{|G|}} \quad (67)$$

$$\text{et } l^+ = \frac{l}{Lg} \quad (68)$$

Contrairement à l'expression de Vasseur et Cox, cette dernière est valable pour des valeurs plus élevées du cisaillement. Lorsque l devient de l'ordre de grandeur de l_G ,

Wang et al (1997) conseillent de déterminer la contribution due à la présence de la paroi J_w à partir des valeurs calculées numériquement par McLaughlin (1993) qui sont regroupées dans des tables en fonction de l^+ . Enfin lorsque la distance l est beaucoup plus grande que l'échelle de Saffman L_G soit $l^+ \geq \max(5, L_s / L_G)$, Wang et al (1997) ont retenu une expression approchée de J qui a été obtenue par McLaughlin (1993) et qui s'écrit :

$$J = J^u - \frac{1.879}{(l^+)^{\frac{5}{3}}} \quad (69)$$

Cette dernière expression permet donc de déterminer la force de portance agissant sur une particule dont le centre se situe en dehors de la sous-couche visqueuse.

Cette force de portance optimisée a été obtenue à partir d'expressions ayant été trouvées indépendamment, cependant ces expressions ayant été obtenue après linéarisation des équations de Navier-Stokes, il est possible de les sommer afin de prendre en compte simultanément les contributions induites par la paroi et le gradient de la vitesse moyenne.

Récemment, Van Wageningen (2005) (figure 41), a simplifié ce modèle en utilisant trois expressions distinctes de la force de portance, l'une lorsque $y^+ \leq 1$, l'autre lorsque $1 \leq y^+ \leq 5$ et une lorsque la particule touche la paroi. Pour $y^+ \leq 1$, il utilise l'expression de Cox et Hsu (1977), si $1 \leq y^+ \leq 5$, McLaughlin (1994) est utilisé et lorsque la particule touche la paroi, la formulation de Leighton et Acrivos (1985) est privilégiée. Les trois cas sont récapitulés sur le schéma ci-dessous.

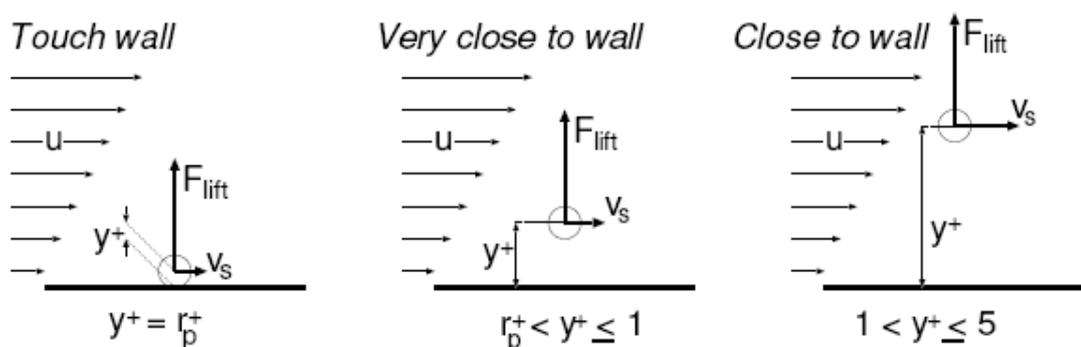


Figure 41 Zones de validité des expressions de la force de Saffman. D'après Van Wageningen (2005).

2.2.4. *Autres hypothèses*

Pour modéliser le mouvement des particules, on doit en plus des modèles de force prendre en compte un certain nombre d'autres paramètres qui peuvent influencer sur le mouvement des particules. Les hypothèses suivantes sont faites :

-Les interactions hydrodynamiques entre particules seront considérées comme négligeables.

-La concentration volumique en particules qui influe sur la probabilité de chocs entre particules et sur la modification de la traînée des particules en raison de la proximité d'une autre goutte est faible. Lors des essais effectués sur banc moteur le nombre maximal de particules par unité de volume relevé a été de $3.75e7$ particules / cm^3 . Pour des gouttes de 1 micron on obtient une concentration volumique de $1.48e-4$, ce qui est considéré dans la littérature comme un écoulement dilué. Il n'est donc pas utile à priori d'introduire un modèle d'interaction particule-particule.

-les interactions des particules avec les parois sont négligeables. Est-il nécessaire et possible d'implémenter un modèle de rebond des particules aux parois ? Cette problématique a été étudiée lors de la précédente thèse Cifre effectuée par Tekam (2004). Il a notamment implémenté un modèle de rebond reposant sur un nombre de Weber critique qui donne de bons résultats pour des débits importants mais moins à faible vitesse. Il semble que le modèle de rebond le plus intéressant car le plus physique a été développé par Park (2003). Il écrit l'équation de conservation de l'énergie avant et après l'impact en prenant en compte l'énergie dissipée par la gouttelette pour s'étaler puis se rétracter. La particule rebondit si elle possède assez d'énergie. On trouve beaucoup de littérature traitant de l'impact des gouttes mais pas pour des gouttes dont le diamètre est inférieur à 4 microns. Cela s'explique aisément par la difficulté à produire rigoureusement et de manière reproductible des gouttes de cette taille, puis à les visualiser efficacement. Une autre difficulté dans l'application de telles méthodes est la nécessité de connaître les états de surface (mouillabilité, rugosité) pour transposer d'éventuelle méthode à nos simulations.

2.2.5. *Modèles de dispersion turbulente.*

Enfin, pour modéliser rigoureusement la trajectoire d'une particule dans un écoulement turbulent, nous devons prendre en compte la dispersion turbulente. Des

modèles de dispersion ont été développés pour construire ces trajectoires lorsque seules les propriétés moyennes de l'écoulement turbulent du fluide sont disponibles. Le suivi lagrangien de particules nécessite de générer la vitesse instantanée du fluide vu par une particule par un modèle de dispersion turbulente. Les composantes de la vitesse sont ensuite introduites dans les équations du mouvement de la particule discrète suivie, ce qui permet de calculer sa trajectoire.

On présente ici le modèle DRW (discontinuous random walk), également appelé EIM (eddy interaction model). Dans ce modèle, on considère que les particules sont soumises à une succession de tourbillons (appelés échelles) caractérisés par leur temps de vie, leur taille et leur vitesse. Ce modèle suppose que les fluctuations turbulentes sont aléatoires. Pour les déterminer, il suffit donc d'effectuer un tirage aléatoire.

Par ailleurs, les fluctuations de vitesse et l'énergie cinétique turbulente évaluée par le calcul sont reliées car :

$$\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = k$$

Si on suppose la turbulence homogène et isotrope, on a :

$$\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = k = \frac{3}{2}u'^2 \quad (70)$$

On suppose donc que les fluctuations de vitesse s'écrivent :

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3}}k\xi \quad (71)$$

où ξ est un nombre aléatoire.

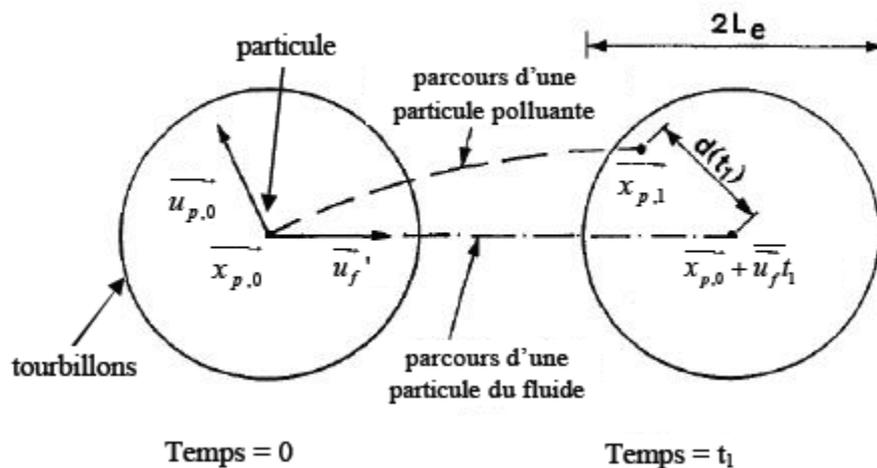


Figure 42 : Schéma d'évolution d'une particule

L'interaction entre une particule et un tourbillon est exposé figure 42. Au temps initial, la particule est au centre du tourbillon correspondant, puis à $t=t_1$, les deux se déplacent séparément du fait de leurs vitesses différentes. Leur position relative est donc modifiée.

L'interaction se termine si :

- la durée de vie de l'échelle t_e est atteinte, le tourbillon se dissipe complètement et donc la particule passe dans un autre tourbillon.
- L'écart entre la position de la particule et le centre du tourbillon dépasse l'échelle de longueur du tourbillon L_e .

L'équation du mouvement de la particule est intégrée sur l'intervalle de temps d'interaction entre la particule et une échelle, t_{int} , qui est le minimum entre la durée de vie de cette échelle t_e , et le temps de traversée du tourbillon. Lorsque ce temps est écoulé on refait un tirage aléatoire pour déterminer une nouvelle valeur de la fluctuation turbulente.

Dans les modèles DRW, le mouvement de la particule est déterminé par trois paramètres :

- la vitesse du tourbillon,
- la durée de vie du tourbillon,
- L'échelle caractéristique de longueur du tourbillon.

En fonction des modèles décrits dans la littérature, on trouve différentes valeurs pour ces trois paramètres. Graham et al (1996) ont choisi de prendre t_e constante, $t_e=2T_L$ (l'échelle de temps intégrale lagrangienne T_L , où T_L est défini selon $T_L = \frac{L_E}{u'}$) pour obtenir une dispersion consistante des particules. Matida et al (2004), ont montré qu'une valeur constante de t_e permet d'optimiser la simulation en terme de temps de calcul.

On peut faire l'hypothèse que la longueur caractéristique de l'échelle est l'échelle de longueur de dissipation (l'échelle de longueur de Kolmogorov η). Donc on a :

$$T_L = \frac{\eta}{u_f'} = \left(\frac{(\mu_t / \rho)^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \frac{1}{u'} = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \frac{1}{u'} \quad (72)$$

En turbulence isotrope, on a :

$$\frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = k = \frac{3}{2} u'^2 \quad (73)$$

En remplaçant dans l'équation de T_L , on obtient :

$$T_L = C_\mu^{3/4} \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{3}{2}} \quad (74)$$

soit pour le modèle k- ε $T_L \approx 0.15 \frac{k}{\varepsilon}$ et $T_L \approx 0.3 \frac{k}{\varepsilon}$ pour le modèle RSM.

Comme le modèle calcule l'interaction entre un tourbillon et une particule, celle-ci doit rester dans le tourbillon pendant au moins un pas de temps. Ainsi la durée de vie d'un tourbillon et le temps de résidence de la particule doivent être supérieur au pas de temps de la simulation. Gosman et Ioannides (1981) ont estimé le temps de résidence d'une particule au sein d'un tourbillon comme:

$$t_c = -\tau \ln \left[1 - \left(\frac{L_E}{\tau |u - u_p|} \right) \right] \quad (75)$$

ou τ est le temps de relaxation d'une particule, L_E est la dimension caractéristique d'un tourbillon et $|u - u_p|$, l'amplitude de la vitesse relative.

Il ne reste plus qu'à discrétiser l'équation régissant le mouvement des particules dans le temps, en utilisant comme pas de temps : $\Delta t = \min(t_c, T_L)$, et comme vitesse des particules, la somme de leur vitesse moyennée et de leur vitesse fluctuante.

2.3. Conclusion

L'ensemble des modèles numériques utilisé au cours de cette thèse ont été décrit dans ce chapitre. Notre attention s'est portée aussi bien sur les modèles permettant de résoudre les champs eulériens que sur les modèles permettant d'effectuer le suivi lagrangien des particules, en particulier nous avons introduit le modèle DRW qui doit nous permettre de calculer les fluctuations de vitesse nécessaire pour prédire les trajectoires des particules. Dans le chapitre suivant consacré à l'étude bibliographique nous revenons sur les différents étapes ayant permis de mettre au point ces modèles au fur et à mesure de l'amélioration de la compréhension des phénomènes physiques gouvernant les mouvements particuliers.

3. Étude bibliographique

3.1. Généralités

L'objectif de cette étude est d'effectuer un panorama des articles publiés dans la littérature ayant trait au dépôt de particules aussi bien au niveau numérique qu'expérimental. Ces articles doivent nous permettre d'effectuer des comparaisons avec nos propres résultats et d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu.

Cette étude bibliographique s'organise comme suit : on revient tout d'abord sur les expériences menées pour caractériser le dépôt de particules dans des écoulements turbulents en géométries simples. On explique, la structure turbulente de ces écoulements en revenant plus particulièrement sur les phénomènes permettant le mouvement des particules jusqu'à la paroi. On discute des différents modèles développés dans la littérature pour modéliser le taux de dépôt aussi bien en RANS, LES que DNS. On conclut sur l'utilisation des modèles RANS et leur application à des géométries industrielles.

De nombreuses expériences ont été conduites pour mesurer le dépôt de particules dans des tubes. Nombreux sont les facteurs qui semblent influencer le taux de dépôt des particules. On peut citer le diamètre des particules, le degré de turbulence de l'écoulement, l'orientation de la surface de dépôt, l'influence ou non de la gravité et la rugosité de la surface. Les expériences les plus fiables sont celles qui emploient un aérosol très dispersé avec un écoulement d'air et une surface de dépôt bien caractérisée. Ces conditions ne sont réunies que dans très peu d'études. Les auteurs présentent habituellement les résultats des expériences sous forme de graphique traçant la vitesse de dépôt adimensionnée V_d^+ en fonction du temps de relaxation adimensionné τ^+ .

La vitesse de dépôt d'une particule sur la surface d'un conduit est définie comme :

$$V_d = \frac{J}{C_{ave}} \quad (76)$$

où J est le flux moyenné de particules allant à la paroi (masse ou nombre par unité de surface et unité de temps) et C_{ave} est la concentration moyenne de particules

dans le tube (masse ou nombre par unité de volume). Pour définir la vitesse de dépôt adimensionnée, nous avons également besoin de la vitesse de frottement u^* qui quantifie l'intensité turbulente dans un écoulement turbulent en conduite.

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (77)$$

où τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi et ρ la densité de l'air.

On définit alors la vitesse de dépôt adimensionnée comme étant le rapport de la vitesse de dépôt par la vitesse de frottement.

$$V_d^+ = \frac{V_d}{u^*} \quad (78)$$

Dans les études de dépôt de particules dans un écoulement turbulent, on s'intéresse aussi souvent au temps de relaxation des particules. C'est le temps caractéristique mis par une particule pour réagir à un changement de vitesse du fluide environnant. Pour les particules dans le régime de Stokes, on le calcule selon la formule :

$$\tau_p = \frac{C_c \rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (79)$$

où C_c est le facteur de correction de Cunningham, ρ_p est la densité de la particule, d_p est le diamètre de la particule et μ la viscosité dynamique de l'air.

Dans un écoulement turbulent en tube, les plus grandes échelles turbulentes ont des tailles de la dimension du diamètre du tube, les plus petites étant dimensionnées par l'action dissipative de la viscosité moléculaire. Les plus petites échelles ont une durée de vie plus courte que les grandes échelles. Les plus petites échelles sont localisées près des parois et leur temps de vie moyen est estimé par

$$\tau_e = \frac{\nu}{u^{*2}} \quad (80)$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air.

Or comme le dépôt des particules s'effectue aux parois, les interactions entre les échelles de proche paroi et les particules peuvent être potentiellement déterminantes pour le calcul du taux de dépôt. On peut alors définir un temps de relaxation particulaire adimensionné en comparant le temps de relaxation des particules avec l'échelle de temps associée aux échelles turbulentes de proche paroi.

$$\tau^+ = \frac{\tau_p}{\tau_e} = \frac{C_c \rho_p d_p^2 u^{*2}}{18 \mu \nu} \quad (81)$$

En général, le mouvement des particules n'est affecté que par les échelles turbulentes dont la durée est aussi importante que le temps de relaxation des particules. Par exemple, une valeur de $\tau^+ < 0.1$ indique que la particule répondra à l'ensemble des échelles turbulentes, c'est-à-dire que la particule suivra toutes les fluctuations turbulentes.

Une particule avec $\tau^+ > 10$ sera relativement peu affectée par les petites échelles de proche paroi, mais au contraire par les grandes structures du cœur de l'écoulement. Le mouvement des particules avec des temps de relaxation proche du temps de vie des échelles de proche paroi, $0.1 < \tau^+ < 10$, sont attendues être très largement influencées par ces échelles ce qui implique que la vitesse instantanée des particules varie fréquemment.

À titre d'exemple, dans un écoulement en conduit avec $u^* = 0.1 - 1 \text{ m.s}^{-1}$ et des particules dont le diamètre varie entre 0.003 et 30 μm , les valeurs attendues de τ^+ s'échelonnent entre 10^{-6} et 100.

Si l'on considère la terminologie de Wood (1981) (figure 43), on divise le dépôt de particules en trois régimes : diffusion, diffusion-impaction et inertie.

Dans le régime de diffusion, les particules ont une faible inertie et donc suivent toutes les échelles turbulentes. Le transport des particules jusqu'à la paroi dépend donc principalement de la diffusion turbulente et brownienne. Dans les tubes, la diffusion turbulente est plus forte que la diffusion brownienne, à l'exception de la zone en très proche paroi où les fluctuations turbulentes décroissent jusqu'à zéro pour vérifier la condition de non-glissement à la paroi. La vitesse de dépôt diminue quand τ^+ augmente pour $\tau^+ < 0.1$ en raison de la diminution de l'effet de la diffusion brownienne avec l'augmentation de la taille de la particule.

Dans le régime diffusion-impaction, les particules suivent les fluctuations turbulentes de manière moins automatique. En fonction des interactions entre l'inertie des particules et les échelles turbulentes, les particules peuvent se déposer aux parois sans avoir besoin de la diffusion brownienne. Dans ce régime, V_d^+ augmente fortement même pour de petites augmentations de τ^+ .

Pour les plus grandes particules, celles dans le régime inertiel modéré, la vitesse de dépôt semble devenir indépendante de τ^+ . Dans ce cas, les particules sont trop

lourdes pour répondre rapidement aux échelles en proche paroi et le transport jusqu'aux parois par la diffusion turbulente est très faible. Dans ce régime, les particules atteignent les parois grâce aux grandes échelles présentes dans le cœur de l'écoulement.

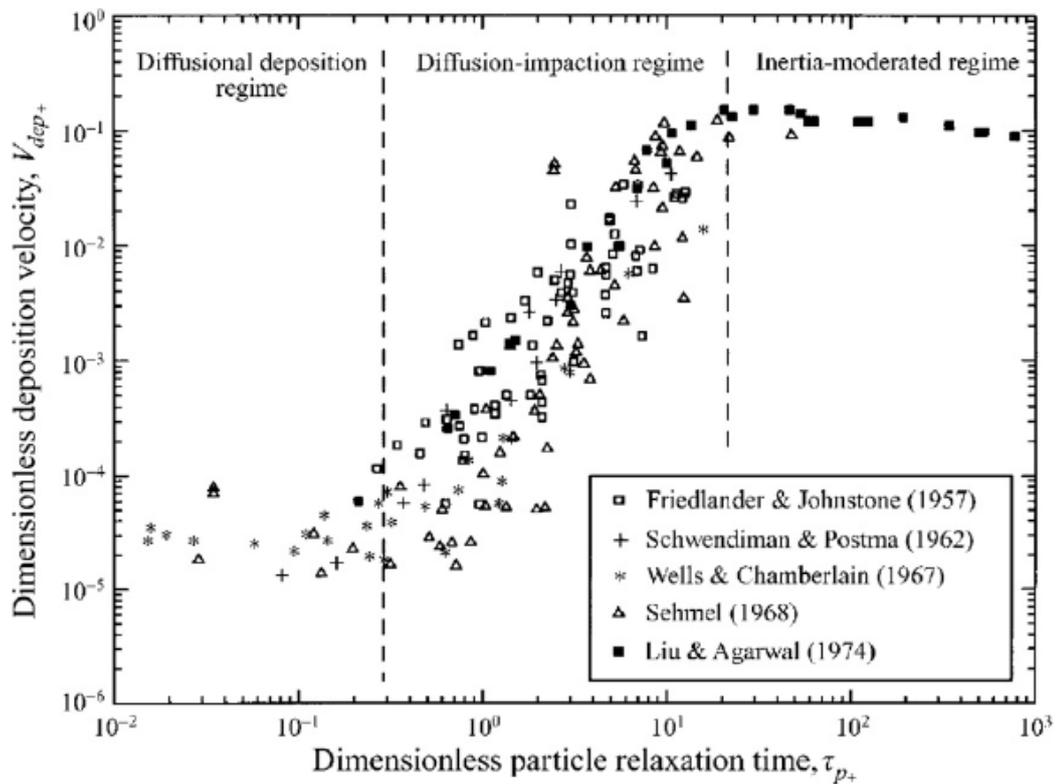


Figure 43: régime de dépôt en fonction du temps de relaxation des particules d'après Sippola (2002).

La figure 43 montre aussi la difficulté à obtenir des résultats expérimentaux fiables même dans un écoulement turbulent simple. En effet, on observe une dispersion assez importante des mesures. Dans le régime de diffusion-impaction, le dépôt des particules est globalement une fonction du diamètre à la puissance quatre, donc une faible erreur sur la taille des particules peut entraîner des erreurs importantes lors de l'interprétation des résultats. Il faut ajouter à cela, l'état de la surface de dépôt qui semble influencer significativement le dépôt de particules. Or très peu d'études mesurent l'état de la surface (par exemple la rugosité). D'autres facteurs peuvent expliquer la dispersion des résultats : à savoir la densité des particules, la différence d'amplitude de la force de portance pour le dépôt sur des parois verticales ou horizontales, le rebond des particules ou la resuspension qui sont observés dans certains articles, mais dont la prise en compte est difficile.

3.2. Dépôt expérimental.

La première expérience visant à expliquer le dépôt de particules dans un écoulement turbulent a été conduite par Friedlander & Johnstone (1957). Leurs données montrent une augmentation du dépôt avec l'augmentation du diamètre des particules et de la vitesse de l'air pour des particules dans le régime de diffusion-impaction. Ces résultats ont été confirmés par Postma & Schwendiman (1960), Wells & Chamberlain (1967) Sehmel (1968), Liu & Agrawal (1974).

3.2.1. *Tubes rectilignes.*

Utilisant un tube en verre Liu et Agrawal (1974) ont conduit des expériences qui sont encore aujourd'hui considérées comme la référence en matière de dépôt de particules en raison de la grande qualité de leur expérience et de la reproductibilité de leurs résultats. Leurs résultats couvrent les régimes de diffusion-impaction et d'inertie modérée. Leurs données montrent clairement une forte augmentation de la vitesse de dépôt avec la taille des particules dans le régime de diffusion-impaction et une décroissance plus subtile de la vitesse de dépôt en fonction de la taille des particules dans le régime d'inertie modérée.

Wells et Chamberlain (1967) ont été les premiers à travailler sur le dépôt de particules sur des surfaces lisses dans le régime de diffusion. Leurs données montraient déjà la décroissance du dépôt avec l'augmentation de la taille des particules dans le régime de diffusion jusqu'au point où la diffusion brownienne devient négligeable. Plus récemment, Shimada et al (1993) ont apporté des données de bonne qualité pour le dépôt dans le régime de diffusion. Ils montrent l'augmentation du dépôt lorsque la taille des particules diminue.

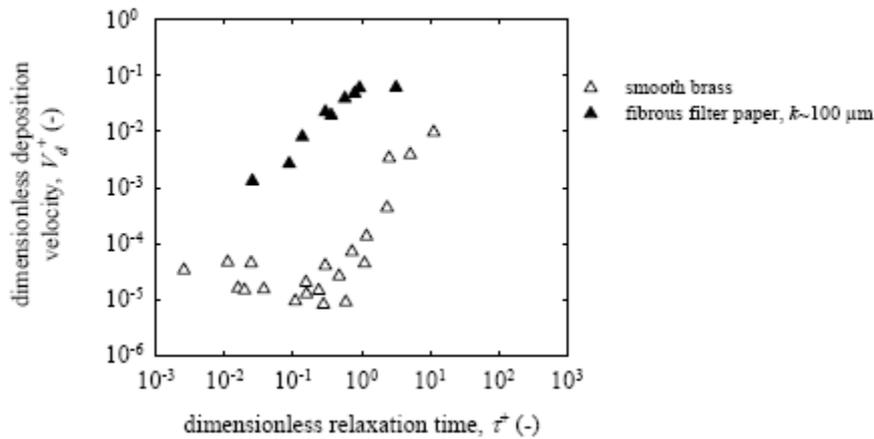


Figure 44 : Comparaison du taux de dépôt en fonction de la rugosité de la paroi d'après Sippola et al(2002).

Pour ce qui est des conditions d'essais et plus particulièrement au sujet de l'état de la surface de dépôt, El-shobokshy & al (1983) ont évalué le dépôt sur des surfaces avec trois niveaux de rugosité différents : du verre lisse, et une surface rugueuse avec des rugosités de 7 et 20 microns (figure 44). Pour le cas du verre lisse, ces mesures coïncident avec celle de Liu & Agarwal (1974). Le dépôt sur les surfaces rugueuses est augmenté de deux ordres de grandeur en comparaison du cas sur surface lisse. Plus les particules sont petites et plus la différence entre les deux cas est grande. A ce jour, c'est la seule expérience mesurant systématiquement l'importance de la rugosité sur le dépôt dans le régime de diffusion impaction. Néanmoins, cette conclusion ne fait pas l'objet d'un consensus dans la littérature.

3.2.2. Dépôt dans des tubes coudés

Pour élargir notre champ de connaissances, nous nous intéressons au dépôt dans des sections de tube courbé dont les applications sont potentiellement importantes. Les expériences sur ces géométries avec un écoulement turbulent sont néanmoins relativement rares. Seules deux expériences ont été faites et elles ont été réalisées dans des tubes à diamètre réduit.

Pui et al (1987) ont étudié le dépôt de particule dans un tube coudé à 90 degrés en régime turbulent et laminaire. McFarland (1997) a conduit des expériences similaires à celles de Pui pour différentes courbures du tube. Les résultats présentent le taux de dépôt en fonction du nombre de Stokes. Les résultats expérimentaux montrent

une augmentation du dépôt en fonction du nombre de Stokes. McFarland a par ailleurs montré que l'augmentation du rapport de courbure (cf. 4.3.1) tend à augmenter le taux de dépôt dans un tube pour une valeur donnée du nombre de Stokes. Globalement à ratio de courbure égal, on retrouve les mêmes ordres de grandeur de dépôt entre les deux expériences.

La comparaison entre les taux de dépôt de Pui, McFarland et Liu montre que le taux de dépôt dans les tubes coudés est supérieur de deux ordres de grandeur à ceux dans les tubes rectilignes.

A ces expériences simples, il faut ajouter des mesures de dépôt de particules dans des pièces d'appartement : Lai (2002), Bouilly (2005) et Lai & Nazaroff (2005) ou dans des géométries représentant des bronches, Grgic (2004) ou des cavités nasales (Cheng 2003).

Après avoir décrit les différentes expériences documentées dans la littérature traitant de dépôt des particules, nous allons nous attacher à revenir sur la structure des écoulements turbulents.

3.3. Organisation des structures turbulentes en proche paroi.

La plupart des modèles de dépôt de particules dans les écoulements turbulents se focalisent sur les interactions des particules avec les échelles turbulentes dans la région en proche paroi de l'écoulement. La description de la turbulence en proche paroi dans ce paragraphe est une base pour mieux comprendre les hypothèses et les limitations des modèles de dépôt des particules. Les phénomènes sur lesquels nous allons revenir sont : la composante normale de la fluctuation de vitesse à la paroi, les échelles de vorticité, les vortex organisés, les phénomènes d'éjection, et de balayage respectivement en anglais : « burst » et « sweep ».

Les premières études sur la turbulence supposèrent que les mouvements turbulents étaient complètement aléatoires et non structurés. Les expériences de visualisation

des écoulements de Kline & al (1967) et de Corino & Brodkey (1969) ont été les premières à montrer des structures régulières dans la région turbulente de proche paroi dominée par des structures cohérentes sous forme de vortex et des phénomènes intermittents d'éjection et de balayage. Il est désormais reconnu que ces structures génèrent la plupart des fluctuations d'énergie et transportent les moments associés à la turbulence. Les simulations lagrangiennes ont aussi montré que ces structures contribuent fortement au dépôt de particules. En raison de leur importance dans le dépôt, une brève description de ces structures nous semble opportune. Cantwell (1981) a présenté une revue des premières visualisations et une description détaillée des structures turbulentes en proche paroi en particulier des phénomènes de « burst » et de « sweep » tels qu'ils étaient compris à l'époque. Les calculs DNS et des expériences complémentaires ont modifié ces premières interprétations, mais aujourd'hui un consensus sur la forme, la force, l'orientation et le rôle de la plupart des structures a été atteint.

La présence de stries « streaks » dans le sens de l'écoulement à la durée de vie courte ayant alternativement des vitesses hautes et basses en très proche paroi associée à des tourbillons longitudinaux contrarotatifs est bien acceptée.

Les stries ont une nature temporaire, mais la structure globale est maintenue, car de nouvelles stries se forment dès que d'autres disparaissent. Les stries de faible vitesse se terminent par un éclatement « burst » du fluide loin de la paroi dans le cœur turbulent. Une fois l'éclatement produit, du fluide à haute vitesse relative est propulsé à la paroi par un phénomène de balayage pour combler le vide laissé par l'éclatement du fluide. La fréquence et l'intensité de ces « burst » et de ces « sweep » augmentent avec le nombre de Reynolds.

Moin et Mahesh (1998) détaillent les avancées faites sur la compréhension des structures turbulentes en proche paroi grâce à la DNS. L'existence de stries aux vitesses alternativement rapides et lentes associées à des vortex a été confirmée par la DNS. Cependant, la DNS suggère que les vortex en proche paroi ne sont pas forcément appareillés avec un vortex contrarotatif mais qu'ils existent indépendamment. La DNS suggère aussi, que la longueur des vortex en proche paroi est plus petite que la longueur des stries de faible vitesse adjacentes aux murs et que les « burst » de fluide qui expérimentalement avaient été décrits comme terminant les stries de faible vitesse seraient moins cruciaux qu'originellement imaginés. Même si la compréhension de ces structures turbulentes n'est pas encore

tout à fait complète, il n'en reste pas moins vrai que leur interaction avec les particules influence fortement le dépôt de particules.

On résume ci-dessous la description des structures cohérentes donnée par Fantoni (2008).

L'une des structures cohérentes les plus répandues est le vortex en fer à cheval : « vortex hairpin » qui est un vortex en forme d'arche de faible diamètre. Sur la figure 45, on schématise l'origine et le développement de cette structure.

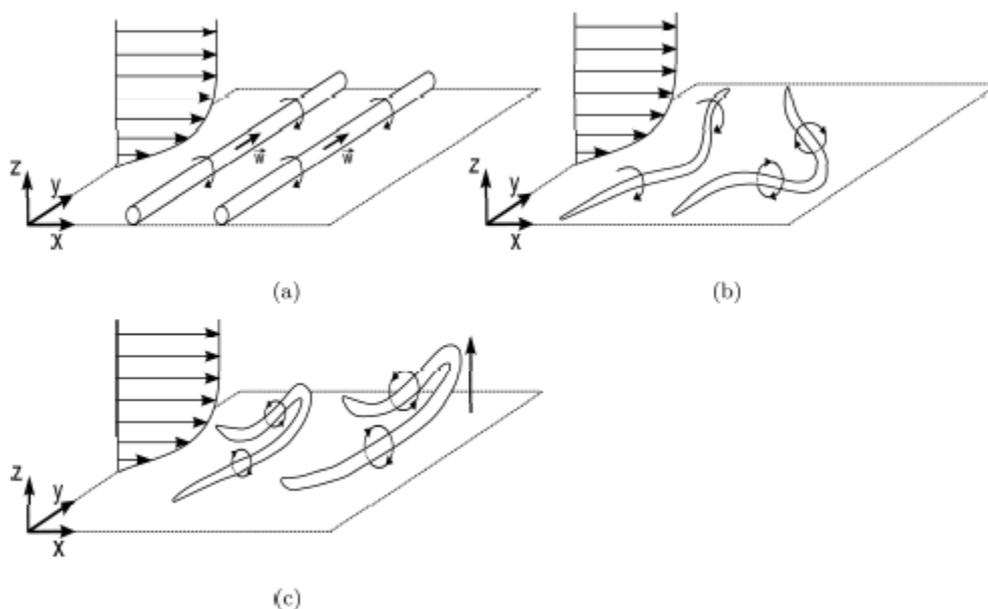


Figure 45: Mécanisme de création de vortex en fer à cheval: (a) création du champ de vorticité. (b) déformation des tubes de vorticité. (c) élévation du vortex. Fantoni (2008)

Dans la région de paroi, un autre type de vortex cohérent existe : les vortex QSV (quasi-streamwise vortex) (figure 46). Ils apparaissent généralement appareillés par deux et tournent dans des sens contraires. Ils sont alignés avec la direction de l'écoulement.

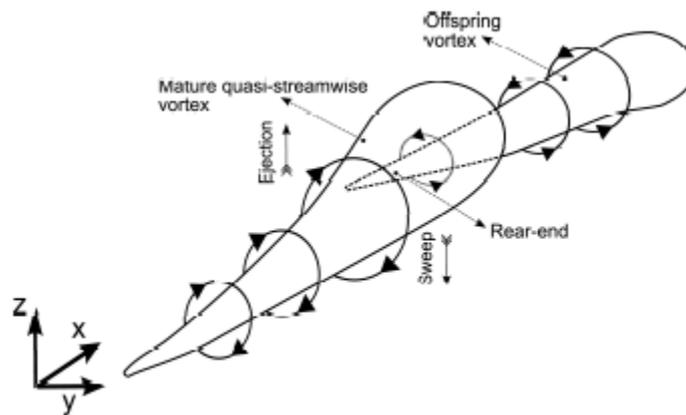


Figure 46: Illustration d'un vortex quasi streamwise et de son vortex offspring Fantoni (2008).

3.4. Interaction particule-turbulence.

Dans le paragraphe suivant, nous expliquons l'un des effets les plus caractéristiques des écoulements de cisaillement : « la dérive turbophorétique » découverte par Caporaloni (1975) et Reeks (1983). La turbophorèse consiste en la migration des particules dans un écoulement turbulent inhomogène depuis les zones d'intensité turbulente forte vers les zones de faible intensité turbulente. Une fois que les particules atteignent ces régions, elles y restent coincées entraînant une concentration préférentielle des particules en proche paroi.

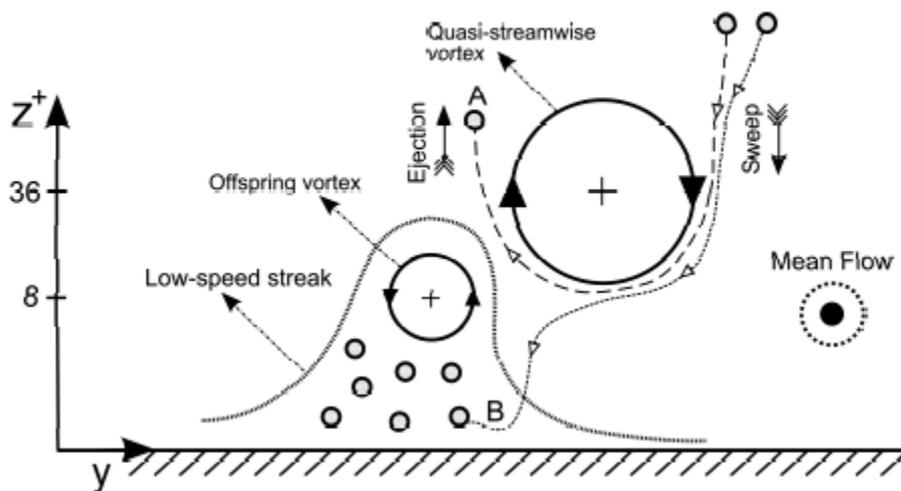


Figure 47: Schéma représentant le transfert des particules et le mécanisme de ségrégation d'après Fantoni (2008).

Si on s'appuie sur le schéma précédent (figure 47), on constate qu'une particule migrant au sein de l'écoulement moyen peut être capturée par un « sweep » ce qui

lui impose de voyager le long d'un vortex QSV. En fonction de sa position initiale, de sa vitesse et de son inertie, la particule va être transportée par le QSV soit vers la paroi soit retourne dans le cœur de l'écoulement si elle est attrapée par une éjection.

Une des raisons principales de ce comportement observé par Caporaloni et Reeks est la présence d'un gradient dans les fluctuations de vitesses normales. Quand la capture des particules s'effectue dans une région où les fluctuations de vitesses normales sont importantes, plus on se rapproche des parois plus les fluctuations deviennent faibles ce qui explique qu'une particule s'approchant des parois a du mal à retrouver de l'énergie suffisante pour s'en éloigner.

A cela il faut ajouter l'effet, du vortex offspring. Ainsi, une particule venant de la région de proche paroi ressent son action ce qui l'empêche d'atteindre les régions où les éjections cohérentes peuvent les entrainer loin du mur. Ces vortex diminuent la taille des circuits d'éjections.

On peut donc émettre l'hypothèse que seules les particules qui entrent dans la région de proche paroi avec une trajectoire très spécifique peuvent s'échapper en s'appuyant sur une éjection alors que toutes les autres resteront coincées dans les « streaks » pendant un long moment. Cela entraîne une concentration très importante de particules en proche paroi.

3.5. Modélisation

Dans l'approche lagrangienne, l'air est considéré comme une phase continue et la trajectoire d'une particule à travers l'écoulement est prédite grâce à la somme de toutes les forces agissant sur cette particule. En résolvant les trajectoires des particules pour différents points de départ, le taux de dépôt des particules peut être obtenu. L'approche eulérienne considère les particules et le fluide comme des phases séparées continues. Les trajectoires des particules ne sont pas calculées individuellement, c'est le mouvement d'ensemble des particules qui est calculé grâce à l'introduction de la concentration volumique moyenne et la solution des équations de conservation pour la phase particulaire. Aussi bien la méthode lagrangienne que la méthode eulérienne nécessitent la connaissance du champ turbulent. Des comparaisons entre les deux méthodes sont disponibles dans la littérature : Durst & al (1984), Gouesbet & Berlemont (1999). En général, les simulations lagrangiennes

nécessitent moins d'effort de modélisation et permettent d'avoir accès à la physique du mouvement des particules, mais à un coût informatique plus élevé.

On effectue souvent certaines hypothèses pour limiter le coût de ces simulations. Par exemple, on suppose la concentration en particule est suffisamment faible pour que l'on puisse ignorer l'interaction particule-particule. De même, la présence de particules est supposée n'avoir aucune influence sur la structure de la turbulence. Enfin, les parois sont supposées retenir toutes les particules les touchant. Il n'y a donc ni rebond, ni ré entraînement de particules.

3.5.1. *Modèles Lagrangiens*

Le concept de la simulation lagrangienne repose sur deux étapes. D'abord, l'écoulement est simulé puis les particules sont introduites dans l'écoulement et les trajectoires sont calculées en résolvant les équations de mouvement de la particule. On suppose que les particules n'interagissent pas avec les structures de l'écoulement turbulent. On appelle cette procédure le « one-way coupling ». Cette hypothèse est raisonnable quand la concentration massique des particules est beaucoup plus faible que la densité de l'air.

Il faut préciser que la diffusion turbulente et la diffusion turbophorétique n'apparaissent pas dans les forces car si elles sont nécessaires en eulérien pour capturer les interactions entre les particules et les échelles turbulentes, en lagrangien ces interactions sont directement calculées.

Le premier modèle de dépôt à incorporer un cadre lagrangien (Hutchinson 1971) était rudimentaire. Ce modèle était séparé en deux parties : une marche aléatoire des particules dans le plan normal à l'écoulement principal sans corrélation temporelle entre chaque pas de temps était calculée pour déterminer la fraction de ces particules qui approchent une couche près de la paroi et ensuite un calcul eulérien était utilisé pour calculer la fraction de ces particules se déposant. La hauteur de la couche à partir de laquelle on déclenchait le calcul eulérien était située à $y^+=1.25$ ($y^+ = \frac{yu^*}{\nu}$), de manière à mieux recaler les résultats expérimentaux.

Reeks et Skyrme (1976) suivirent la même procédure, cependant au lieu de résoudre la trajectoire aléatoire pour déterminer la fraction de particules s'approchant de la région d'arrêt, le flux particulaire en direction des parois était obtenu à travers l'intégration d'une fonction de distribution des vitesses des particules supposée normale. Dans ce cas, la couche d'arrêt était placée à $y^+=5$.

La première vraie simulation lagrangienne complète a été présentée par Kallio et Reeks (1989). Ils reproduisent numériquement l'expérience de Liu et Agarwal (1974). Dans cette étude, la vitesse de dépôt d'une particule de taille donnée est déterminée à partir des trajectoires calculées de milliers de particules. L'écoulement turbulent est modélisé par un champ de vitesse aléatoire à deux dimensions. Les profils de vitesses moyennées et fluctuantes ont été calés sur les résultats expérimentaux de Laufer (1954). La trajectoire des particules est déterminée à partir des interactions répétées avec les échelles turbulentes discrètes. Chaque échelle est supposée avoir une vitesse normale à la paroi aléatoire issue d'une distribution gaussienne et une échelle de temps aléatoire issue d'une distribution exponentielle. Les particules sont supposées interagir avec les échelles pour une durée égale à l'échelle de temps. Les équations de mouvement de la particule prennent en compte la portance.

Certaines conditions expérimentales ne sont pas explicitées comme la vitesse de l'air et le diamètre du tube. Les vitesses de dépôt calculées sont en accord avec les vitesses expérimentales, la forme de la courbe de dépôt dans le régime de diffusion

impaction est similaire à celle de l'expérience et la décroissance de la vitesse de dépôt aux grandes valeurs de τ^+ est observée aussi bien dans l'expérience que dans le calcul. La simulation suggère aussi que la portance est plus importante pour les particules dont le temps de relaxation est dans le régime $1 < \tau^+ < 20$. Une autre observation de cette simulation est l'accumulation de particules près des parois verticales dans le régime de diffusion-impaction dans la région $0.1 < y^+ < 3$. L'augmentation du profil de concentration particulaire en proche paroi est similaire à celui prédit par le modèle turbophorétique de Young & Leeming (1997).

Après ces résultats encourageants, le succès de cette méthode ne va plus se démentir et la littérature ne va cesser de croître. Plusieurs problèmes sont pourtant à l'ordre du jour : le choix du modèle de turbulence, les modèles de forces à appliquer à la particule et la modélisation de la dispersion turbulente.

Les grandeurs moyennes sont calculées grâce à des modèles RANS. Le choix du modèle de turbulence le plus adapté pour le suivi de particules est très largement commenté dans la littérature sans qu'un consensus clair ne se dégage (Parker (2007), Tian & Ahmadi (2007), Jayargu (2008), Stapleton & al (2000)). Il semble néanmoins que l'utilisation du modèle RSM (Reynolds stress model) (cf. 3.1.1.3) permet d'obtenir des résultats optimaux lorsque sa convergence est possible.

La modélisation des forces à appliquer aux particules est aussi sujet à discussion. On peut noter les interrogations sur la modélisation du mouvement brownien Li & Ahmadi (1993a), de la force de portance Chen et Ahmadi (1997), McLaughlin (1993). Mais c'est le calcul des fluctuations turbulentes qui soulève le plus d'interrogations. Le calcul des fluctuations est estimé par différents modèles. On peut citer le modèle DRW (Discrete Random Walk model) qui approche les fluctuations par une fonction basse fréquence qui élimine les fluctuations et remplace les changements aléatoires par des valeurs moyennes pour chaque pas de temps. Cette valeur est liée aux caractéristiques locales du fluide à l'endroit demandé. Ce modèle a été implémenté par Gosman & Ioannides (1981), Graham & James (1996) puis Bocksell & Loth (2006). Son efficacité a été prouvée dans certains articles : Lai & Chen (2007) et Zhang & Chen (2007) en particulier lorsque le mouvement des particules s'effectue loin des parois. Lorsque l'on cherche à mesurer le taux de dépôt des particules, ce modèle devient moins pertinent. En effet, il a tendance à surestimer le taux de dépôt pour les petites particules Matida (2000). Il semble que cette surestimation soit liée au calcul de la fluctuation de vitesse normale à la paroi. En effet, les modèles RANS

sont isotropes, ils conduisent à des normes des fluctuations de vitesse similaires dans les trois directions de l'espace, engendrant une fluctuation normale bien trop importante en comparaison de celles mesurées expérimentalement. Matida (2003) a donc proposé de rendre ces fluctuations anisotropes en introduisant des fonctions issues de calculs DNS (Wang & James (1999)). Cette approche est utilisée avec succès dans de nombreuses simulations de dépôt dans les bronches ou dans des cavités nasales (Li & Ahmadi (1993a), Tian & Ahmadi (2007), Matida & al (2004)). L'implémentation de ce type d'approche est plus problématique dans des codes industriels, on trouve alors des versions simplifiées dans Lai & Chen (2006) permettant d'améliorer sensiblement la prédiction du taux de dépôt des particules. Les modèles « DRW » (« Eddy lifetime ») présentent tout de même le désavantage majeur de ne pas prendre en compte correctement les corrélations temporelles et spatiales de l'écoulement turbulent. En effet, la fonction d'autocorrélation lagrangienne temporelle du processus est linéaire. Le comportement est donc éloigné de la forme typique en exponentielle observée expérimentalement.

On peut également citer le modèle CRW qui prend en compte l'anisotropie des contraintes, mais est très coûteux en temps de calcul, et le modèle de génération des fluctuations turbulentes basé sur l'équation différentielle stochastique de Langevin qui semble donner de très bons résultats (Debhi 2008). Berlemont & al. (1990) et Burry & Bergeles (1993) ont développé l'idée de simuler le comportement de la particule fluide par un processus Markovien simultanément au suivi lagrangien de la particule inertielle. Ces méthodes diffèrent du modèle « eddy lifetime où DRW » dans la détermination de la vitesse fluctuante le long de la trajectoire de la particule. En suivant simultanément une particule fluide située initialement à la position de la particule inertielle et la trajectoire de la particule inertielle il est possible d'évaluer la position relative de la particule fluide par rapport à la particule inertielle après la durée δt . Il est alors possible de reconstruire la vitesse fluctuante à l'endroit de la particule en se donnant l'équation d'évolution de la vitesse d'une particule fluide le long de sa trajectoire ainsi que les corrélations spatiales présentes dans l'écoulement. On peut donc ici faire appel aux études qui ont été menées sur la modélisation lagrangienne de la turbulence.

3.5.2. Simulations lagrangiennes à partir de la LES et DNS.

Une manière simple d'éviter les tracas liés à la modélisation de la turbulence est de parvenir à calculer l'ensemble des échelles turbulentes. On a alors recours à la DNS. La première simulation lagrangienne reposant sur un champ généré par la DNS fut celle de McLaughlin (1989) qui a étudié le dépôt de particules avec des valeurs de det^+ comprises entre 2 et 6 dans un tube avec un nombre de Reynolds égal à 4000. Cette simulation a permis d'obtenir des vitesses de dépôt similaires à celles mesurées expérimentalement par Liu et Agarwal (1974). McLaughlin (1994) a apporté de nouvelles idées grâce à cette étude ; les particules sont amenées jusqu'aux parois par des mouvements de fluide forts et bien organisés. Une accumulation de particules dans le régime de diffusion impaction à proximité du mur a été identifiée ce qui conduit à une concentration deux fois supérieure au voisinage des parois par rapport à celle dans le cœur de l'écoulement. La vitesse des particules apparaît être en retard par rapport à la vitesse de l'écoulement dans les directions normale et transverse au cœur de l'écoulement, mais est plus rapide au voisinage des parois dans ces deux directions. La vitesse de dépôt des particules est de l'ordre de $0.5u^*$ ce qui implique que le dépôt des particules s'effectue par un mécanisme de dépôt inertiel. La principale limitation de cette simulation est liée à l'expression des forces appliquées dans l'équation de quantité de mouvement. Les limitations relatives au nombre de Reynolds particulière dans la définition de la loi de traînée et de portance sont outrepassées dans cette simulation.

L'intérêt de la DNS est de permettre une meilleure compréhension des interactions turbulence-particules et de bien étudier l'influence des différentes forces sur le mouvement de ces particules. Ainsi Ounis et al (1991), ont franchi une étape supplémentaire en incluant une méthode pour prendre en compte le transport de particules par la diffusion brownienne. Ounis a simulé le mouvement de particules de diamètre entre 0.01 et 1 micron dans un champ DNS en implémentant une force brownienne par un bruit blanc gaussien. Il observe que le mouvement brownien impacte significativement le comportement des particules en proche paroi pour des diamètres de particules inférieurs à 0.05 micron et que la turbulence influe sur le taux de dépôt des particules avec des diamètres supérieurs à 0.03 micron. Il a également été montré que les particules se déposant aux parois, mais non affectées par le mouvement brownien étaient initialement placées dans des bandes où des

vortex cohérents conduisent le courant jusqu'aux parois. C'est la preuve que ces vortex sont responsables du dépôt des particules inertielles.

Brooke et al (1992) et Brooke et al (1994), ont conduit des simulations lagrangiennes dans un canal plan simulé en DNS dans le régime d'impaction-diffusion en ne considérant que la force de traînée. Brooke s'intéresse plus particulièrement aux vitesses des particules en proche paroi et trouve qu'une minorité de particules définie comme particules de « vol libre » ont une vitesse plus grande que l'écoulement ce qui leur permet de s'en échapper. Les particules avec une vitesse similaire à l'écoulement sont définies comme des particules entraînées. Les particules de « vol libre » ont une probabilité plus importante d'impacter les parois que les particules entraînées. La distance la plus probable à partir de laquelle une particule commence son vol libre est de $y^+ \sim 7-9$, en fonction du temps de relaxation. Cette localisation correspond à un point d'inflexion dans le profil de la fluctuation de vitesse normale à la paroi. Il analyse les trajectoires des particules relâchées très près des parois pour un $y^+ < 3$. Ces particules ne se déposent que rarement et quand elles le font, elles s'échappent dans un premier temps de la zone de proche de la paroi avant d'initier un « vol libre » vers le mur depuis une distance plus importante.

Chen et McLaughlin (1995), ont effectué une simulation DNS sur un conduit vertical en utilisant une équation du mouvement utilisant une force de traînée prenant en compte les parois et une force de portance optimisée (parois, nombre de Reynolds élevé). Une accumulation très importante de particules dans le régime de diffusion impaction est observée pour $y^+ < 1$. La modification des modèles entraîne un taux de dépôt inférieur à ceux observés dans les articles précédents et à l'expérience.

Wang et Squires (1996 a, b) ont démontré la faisabilité des simulations LES dans les canaux plans. La LES est utilisée pour augmenter le nombre de Reynolds et pour simuler des particules ayant un temps de relaxation important ce qui n'est pas possible en DNS en raison des temps de calculs prohibitifs. Ils observent des statistiques sur la vitesse des particules et sur les profils de concentration des particules similaires en LES et en DNS. Les comportements des particules sont quasi identiques dans les deux types de simulation. On peut seulement noter que pour les plus petites particules sensibles aux petites échelles turbulentes modélisées en LES, les résultats sont différents en LES et en DNS.

Uijttewal & Oliemans (1996) comparent des écoulements dans des tubes verticaux en fonction des méthodes LES ou DNS. La force de trainée est modifiée pour prendre en compte le nombre important de particules. Leurs simulations vont plus loin dans le régime d'inertie modéré que les autres expériences numériques présentées auparavant grâce à l'utilisation de la LES. Les résultats ont la même tendance que les expériences à la décroissance de la vitesse de dépôt avec l'augmentation de la taille des particules dans le régime d'inertie modéré. Les vitesses de dépôt augmentent avec le nombre de Reynolds pour des temps de relaxation importants.

Wang et al (1997) calculent les trajectoires des particules en utilisant une force de portance optimisée (cf 2.2.3). Les vitesses de dépôt sont plus importantes dans le cas avec portance que sans portance pour des particules entre $2 < \tau < 20$ mais moins que dans le cas avec la portance non modifiée. Très peu de différences sur les vitesses de dépôt sont observées en fonction du nombre de Reynolds.

Zhang et Ahmadi (2000) ont analysé le dépôt de particules sur des surfaces horizontales et verticales dans des écoulements générés par la DNS. Le principal sujet d'étude est de différencier le dépôt dans un écoulement vertical montant ou descendant dû à la portance. Le taux de dépôt sur des parois dans un écoulement ascendant est moins important que celui dans un écoulement descendant. De plus, cette augmentation dans le dépôt pour un écoulement descendant est plus grande pour les vitesses de friction les plus petites. Le sens de l'écoulement est visiblement important uniquement pour les faibles vitesses de friction < 10 cm/s.

4. Simulations numériques.

Cette quatrième partie est consacrée aux simulations que nous avons menées pour aboutir à l'élaboration d'une méthodologie complète permettant de prévoir le mouvement des particules d'huile dans un décanteur automobile. Nos simulations successives répondent à des interrogations aussi diverses que l'utilisation des modèles de force de portance, des modèles de turbulence, des types de maillages, de l'usage ou non de la dispersion turbulente.

4.1. Etude n°1 : Etudes des modèles de force de portance

Il s'agit d'étudier la trajectoire de particules d'huile en fonction des modèles de force de portance qui lui sont imposés dans une configuration géométrique simple type plaque plane. L'écoulement qui se développe autour de cette plaque plane est représentatif en terme de vitesse de ce que l'on rencontre dans un décanteur automobile.

4.1.1. *Description de la simulation*

La première étude que nous avons effectuée consiste à produire un écoulement d'air laminaire autour d'une plaque plane. L'air est injecté à une vitesse de 8m/s, qui est une vitesse représentative de ce que l'on observe dans le corps du décanteur. La longueur de la plaque est de 10 mm. La longueur du domaine de calcul de 20 mm et sa hauteur de 10 mm (Cf : figure 48). Le but de cette simulation est de visualiser la trajectoire des particules au sein d'une couche limite laminaire et cela en fonction des forces qu'on lui applique.

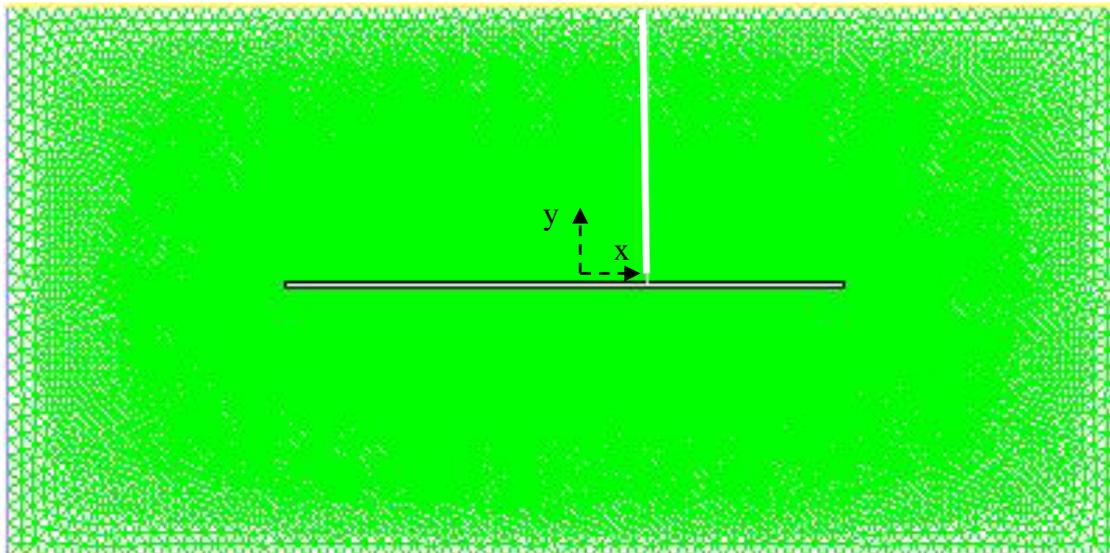


Figure 48 : maillage tétraédrique autour de la plaque plane

La plaque est discrétisée avec des intervalles de 0.003 mm. Le maillage est constitué de triangles que l'on raffine au voisinage de la paroi. Les équations de Navier-Stokes sont résolues en utilisant le logiciel Fluent sans utiliser de modèles de turbulence. L'écoulement (figure 49) suivant est obtenu:

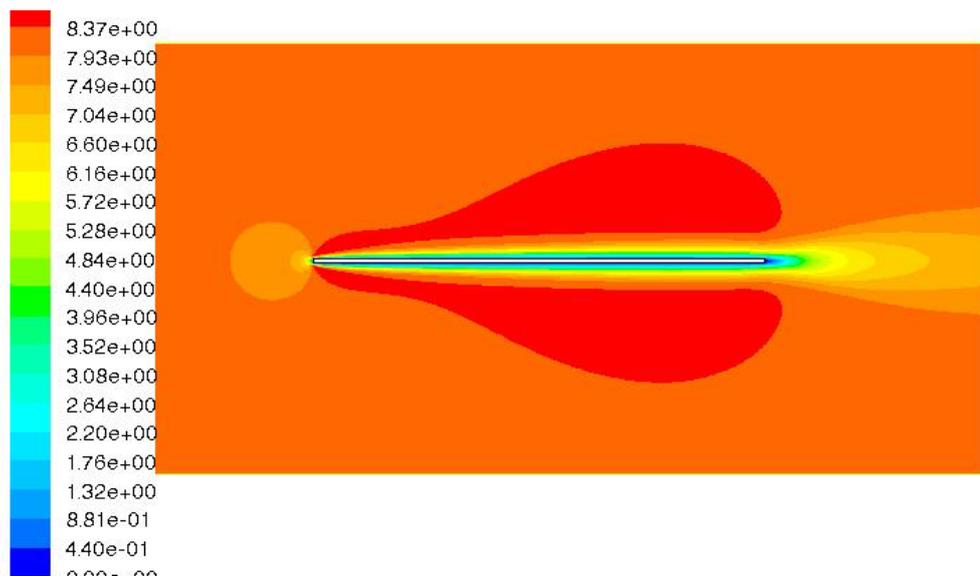


Figure 49 Contour du module de la vitesse autour de la plaque plane.

On s'intéresse plus particulièrement à la couche limite :

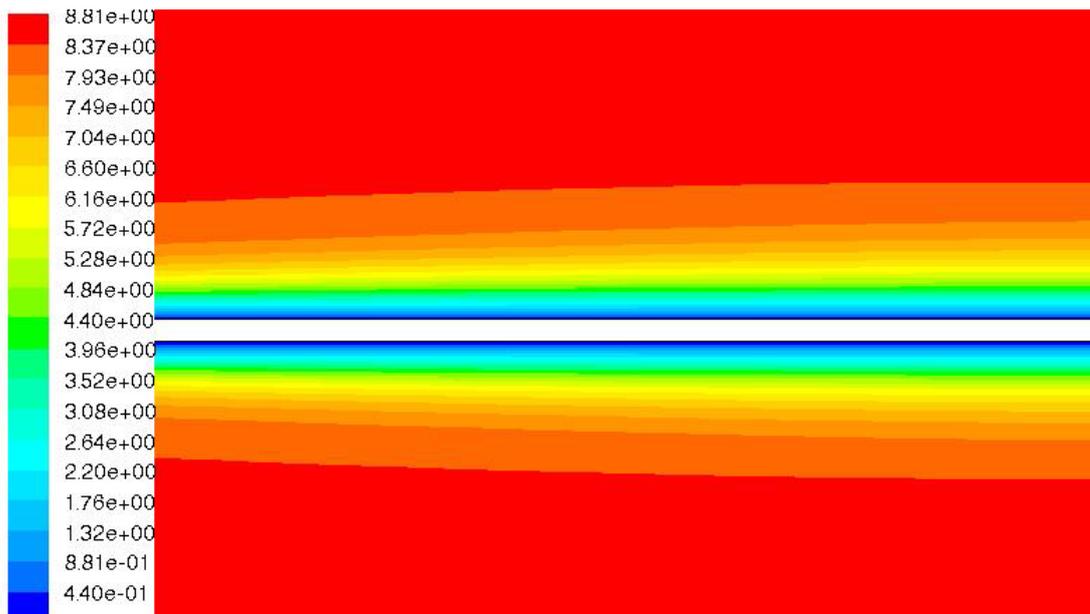


Figure 50 : contour du module de la vitesse dans la couche limite autour de la plaque plane.

En $X=0.0015$ m (ligne blanche verticale, (figure 48)), on obtient le profil de vitesse suivant qui corrèle assez bien avec le profil de Blasius (figure 51):

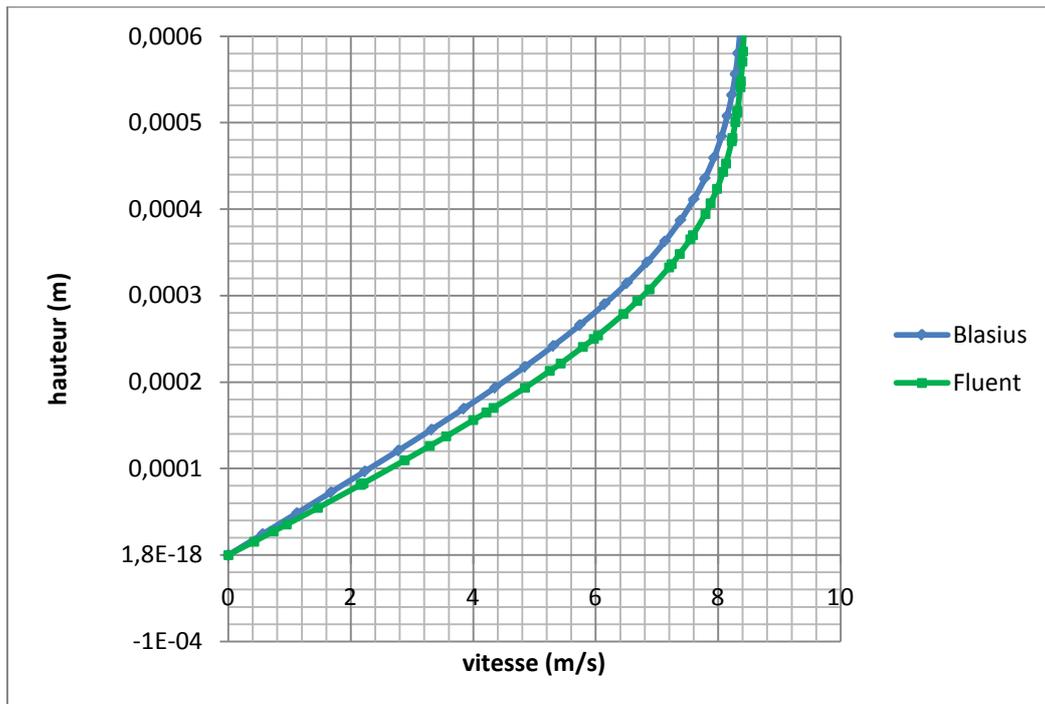


Figure 51: profil de vitesse dans la couche limite autour de la plaque plane

Ce premier calcul sert de support à la validation des modèles utilisés pour modifier les expressions de la traînée et de la portance disponibles dans Fluent. Notre simulation consiste à injecter des particules d'huile en différents points de la couche limite avec des conditions initiales variables et représentatives des vitesses rencontrées dans un décanteur et d'en comparer les trajectoires en fonction des modèles de portance utilisés. Le modèle intitulé « saffman originelle » est disponible dans Fluent, les autres modèles ont été implémentés dans le code par nos soins grâce à des UDF (User Defined Function).

4.1.2. Résultats

On introduit les particules d'huile de diamètre 3 μm en une abscisse où la couche limite est parfaitement développée $X=1,5 \text{ mm}$.

Pour le premier cas, on introduit la particule avec une vitesse: $U_x=8 \text{ m/s}$, $U_y=-3.9 \text{ m/s}$ en $X=1,5\text{mm}$, $Y=0.1\text{mm}$. La trajectoire de la particule est représentée figure 52.

Avec ces conditions initiales, l'inertie de la particule est assez importante, néanmoins en fonction des modèles de portance utilisés, on observe que les trajectoires des particules ne se superposent pas tout à fait. Le modèle de portance le plus complet est celui de Wang (1997) puisqu'il couvre sans restriction toutes les valeurs de ε et de l^+ . On observe que la trajectoire de la particule utilisant ce modèle se superpose quasiment avec la trajectoire de la particule n'utilisant pas de modèle de portance. La trajectoire de la particule utilisant l'expression de la force de Saffman disponible dans Fluent (saffman originelle) est très proche des deux précédentes. Elle diverge uniquement à proximité de la paroi. L'écart à l'impact est de 1.10^{-6} mètres, ce qui est négligeable. Le modèle simplifié de Van Wageningen ne se différencie pas des trois autres. Assez rapidement après son départ, la trajectoire de la particule se superpose avec les autres trajectoires. Il est important de noter qu'aucun des modèles de portance ne produit de force verticale suffisamment forte pour empêcher la particule d'impacter la paroi. Dans ce cas précis, il apparaît donc que l'ajout d'une force de portance n'est pas nécessaire.

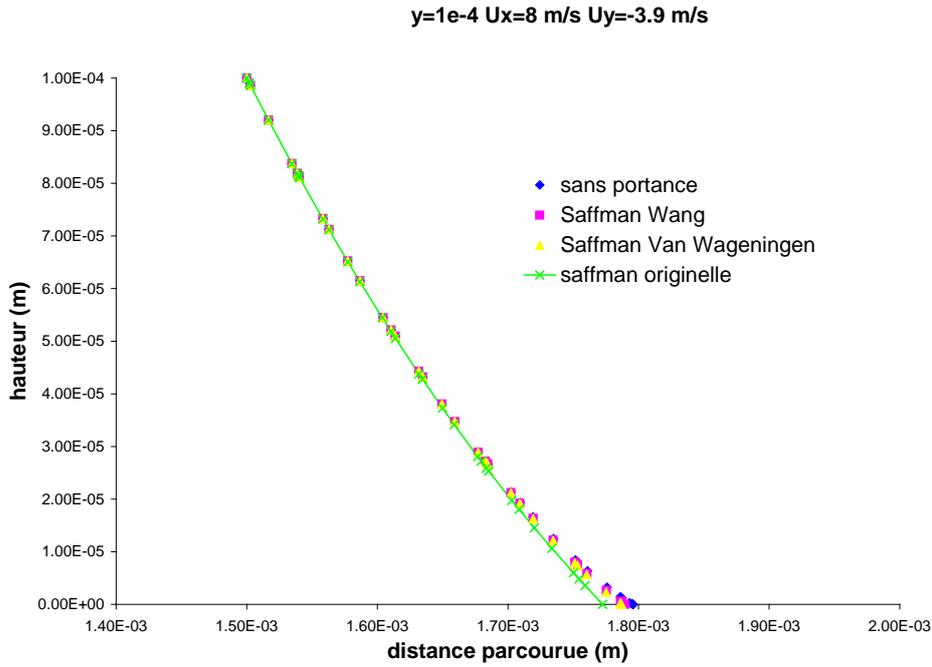


Figure 52 Trajectoire de la particule en fonction du modèle de force de Saffman.

Dans le deuxième cas, la particule est introduite sans vitesse initiale en $Y=1.10^{-5}$ m (Cf : figure 53):

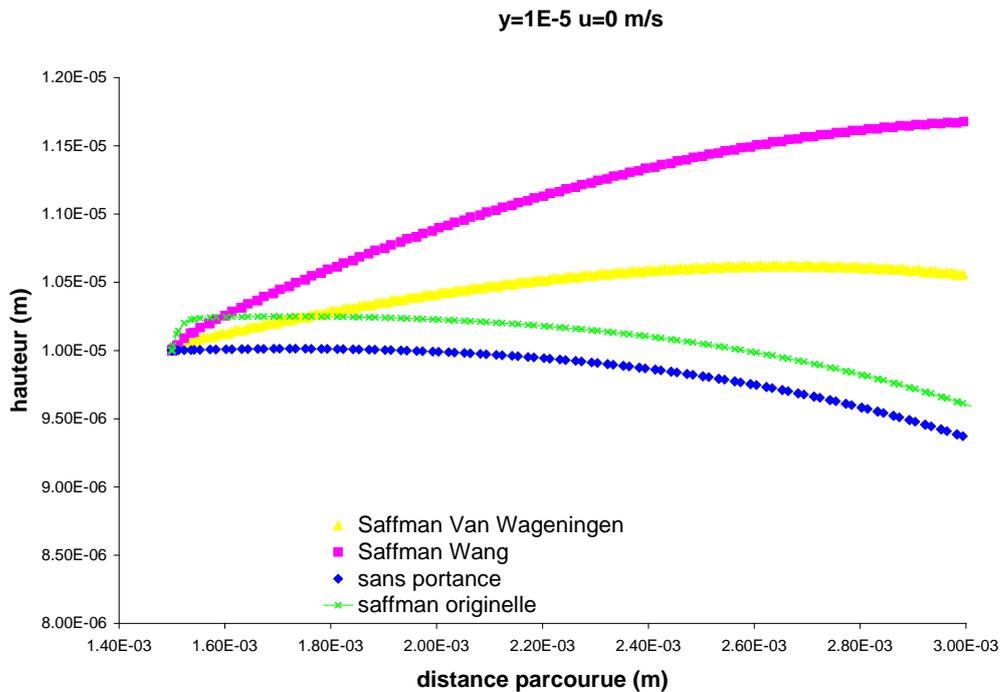


Figure 53 : Trajectoire de la particule en fonction du modèle de force de Saffman

Ici, les modèles prenant en compte les forces de portance et la présence des parois conduisent à des trajectoires sensiblement différentes de celles observées avec le modèle sans portance. La particule est introduite sans vitesse, elle est immédiatement entraînée par l'écoulement. La force de Saffman développée par Wang est celle qui a le plus d'impact sur la trajectoire de la particule. La particule a alors tendance à s'élever au fur et à mesure et à s'éloigner du sol. Le modèle de Van Wageningen conduit aux mêmes conclusions. L'élévation de la trajectoire est tout de même moins importante. La force de Saffman originelle disponible dans Fluent agit dans les premiers instants suivants le lâché de la particule. La particule monte très fortement pendant un temps très bref. Ce temps correspond au temps nécessaire à la particule pour «prendre» la vitesse de l'écoulement. Une fois ce temps écoulé la trajectoire devient parallèle à celle de la particule sans force de portance.

Il faut tout de même garder à l'esprit l'échelle utilisée sur ce graphique. En effet, en bout de course, la différence de hauteur entre la particule la plus basse et la plus haute est de $2.4 \cdot 10^{-6}$ m soit un diamètre de particule. On peut donc affirmer que là aussi, la différence entre chaque modèle est négligeable.

Notre dernier cas s'intéresse au comportement d'une particule ayant une composante de la vitesse verticale nulle. On lâche les particules en $Y=1 \cdot 10^{-4}$ m avec une vitesse horizontale nulle et une vitesse verticale $=-2.5$ m/s (Cf : figure 54).

Dans ce cas, on vérifie bien ce que l'on a affirmé précédemment à savoir que les modèles de portance dans un écoulement type couche limite au dessus d'une plaque plane n'ont que très peu d'influence sur la trajectoire des particules. Il est donc évident que le développement d'un modèle 3D de force de portance n'est pas prioritaire.

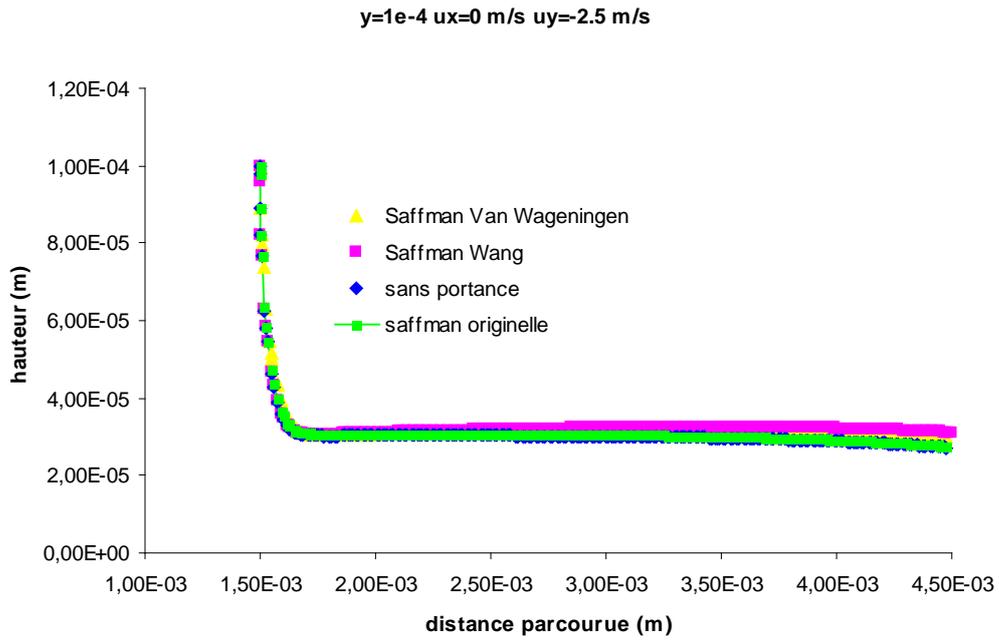


Figure 54: Trajectoire de la particule en fonction du modèle de force de Saffman.

Après avoir étudié l'influence du modèle de force de portance sur la trajectoire de la particule, on compare la norme de la force de portance et la norme de la force de trainée pour vérifier quelle est la force qui a le plus d'influence sur le mouvement des particules. On trace pour le premier cas étudié (figure 55) la norme de la portance calculée par le modèle de Wang et la norme de la traînée en fonction du nombre d'itérations.

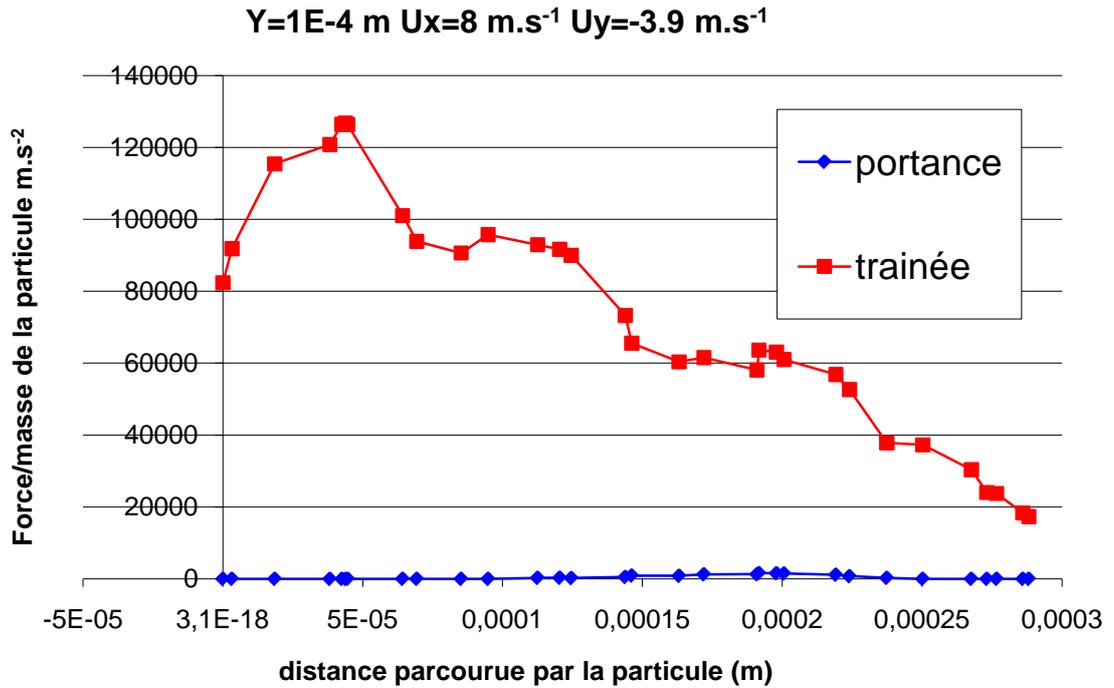


Figure 55 Amplitude des forces s'exerçant sur une particule le long de sa trajectoire.

Il apparaît très clairement que la norme de la portance est négligeable en comparaison de la norme de la traînée. On observe que la norme de la traînée décroît lentement en fonction du nombre d'itérations jusqu'à ce que la particule impacte la paroi. En effet, l'effet de la vitesse initiale s'amenuise peu à peu et la différence entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse de la particule tend vers zéro. Or la traînée est proportionnelle à cette différence.

On retrouve pour les autres conditions initiales testées plus haut, la même conclusion à savoir que la norme de la portance est toujours négligeable.

Au final, nous concluons donc que l'influence des corrections de la force de portance en proche paroi est négligeable pour les cas que nous avons traité en comparaison de la force de traînée et qu'il n'est donc vraisemblablement pas intéressant de prendre en compte cet effet dans un calcul de décanteur en 3D.

4.2. Etude du cas N°2 : Influence des paramètres de la turbulence sur le dépôt de particules.

4.2.1. *Description*

Le but de cette partie est de tester l'algorithme de suivi lagrangien des particules dans le code Fluent en comparant nos simulations à des cas académiques largement étudiés dans la littérature. Il s'agit des cas de Liu et Agarwal (1974) et Pui et al (1987).

Dans l'article de Liu et Agarwal (1974), ils étudient expérimentalement le dépôt de gouttelettes d'huile marquées par du sodium fluorescent dans un tube vertical de longueur 1m et de diamètre 0.0127 m à un Reynolds égal à 10000. Les auteurs divisent le tube en huit sections et indiquent la masse d'aérosol qui se dépose sur chaque section. Pour quantifier la validité des modèles lagrangiens dans le code Fluent, nous menons une simulation numérique qui consiste à reproduire ce cas expérimental. La résolution de la couche limite est faite de façon suffisamment précise pour résoudre la sous-couche visqueuse. Le centre de la cellule la plus proche des parois est placé à la distance adimensionnée $y^+=3$, ce qui est cohérent avec le modèle de parois de Fluent à deux couches. La taille des cellules dans la direction normale à la paroi augmente selon un facteur 1.2.

Pour ce calcul RANS, les conditions aux limites sont les suivantes : on applique la condition de non-glissement aux parois, la vitesse en entrée du tube est constante. On applique une intensité turbulente de 10% en entrée et un diamètre hydraulique égal au diamètre du tube. Le profil de vitesse et de turbulence s'établit rapidement dans le tube ce qui fait que les conditions d'entrée en entrée ont une influence négligeable sur le dépôt des particules (nous quantifierons cet effet plus loin).

L'écoulement d'air dans le tube est résolu grâce à un calcul stationnaire utilisant un schéma décentré au second ordre. Suite à la convergence de ce calcul, on injecte $4 \cdot 10^4$ particules d'huile dans le domaine de calcul. On considère que les particules sont captées par les parois lorsqu'elles le touchent. On néglige la probabilité de re-suspension de ces gouttes captées. Les forces de gravité et de portance sont négligées en raison de l'orientation verticale du tube. La vitesse de l'aérosol en entrée du tube est définie avec

une vitesse égale à celle du fluide. La masse volumique des particules est de 920 kg.m^{-3} . Leur diamètre varie entre 1 et 100 microns.

L'objectif de ce calcul est d'une part d'étudier l'influence des modèles de turbulence sur le dépôt des particules, de tester l'influence des conditions turbulentes en entrée du domaine de calcul et enfin de vérifier l'influence du modèle de dispersion turbulente de Fluent. On teste essentiellement deux modèles de turbulence, le modèle k- ϵ et le modèle RSM. On teste ces deux modèles avec et sans dispersion turbulente.

4.2.2. Modèle de turbulence

On s'intéresse tout d'abord au calcul sans dispersion turbulente. Le résultat de la simulation est assez surprenant. Aussi bien pour le cas utilisant le modèle k- ϵ que pour le modèle RSM le taux de dépôt des particules est nul quelle que soit la taille des particules. Dans un second temps, nous effectuons la même simulation en ajoutant le modèle de dispersion turbulente. Les résultats sont présentés dans le tableau 9 ci-dessous et comparés aux valeurs expérimentales de Liu et Agarwal (1974).

diamètre des particules (μm)	modèle k- ϵ	modèle RSM	Liu et Agarwal
1	60%	1%	1%
3	72%	1%	2%
5	77%	28%	5%
6	78%	48,70%	10%
10	79%	94%	20%

Tableau 9 : évolution de l'efficacité en fonction du modèle de turbulence et avec dispersion turbulente.

Il apparaît que lorsque l'on met en œuvre le modèle de dispersion turbulente, le taux de dépôt est nettement supérieur à celui obtenu sans dispersion turbulente. Avec le modèle k- ϵ et la dispersion turbulente, on observe que la valeur du taux de dépôt est quasi constante en fonction du diamètre des particules ; ce qui n'est pas logique. Le modèle RSM associé au modèle de dispersion turbulente permet lui de mieux prédire le taux de dépôt pour les particules de diamètre inférieure au micron, par contre il sur

estime le taux de dépôt pour les particules de diamètre supérieur à trois microns par rapport aux résultats expérimentaux de Liu et Agarwal (tableau 9).

Sur les figure 56 et figure 57 sont représentées les profils de vitesse moyenne pour les modèles RSM et k-ε sur un plan de coupe du tube situé à 0.8m de l'entrée.

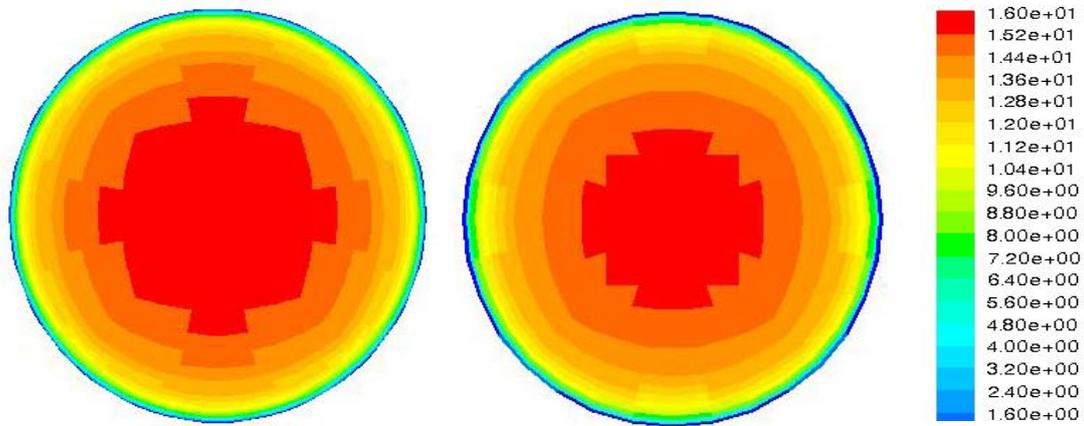


Figure 56 Contours de vitesse : modèle k-ε (0-16 m/s)

Figure 57 Contours de vitesse : modèle RSM (0-16 m/s)

Le calcul k-ε (figure 56) conduit à la même estimation de la vitesse que le modèle RSM (figure 57).

On représente également la fonction $2k/3$ qui permet de reconstituer la fluctuation turbulente dans le modèle EIM pour les deux modèles de turbulence.

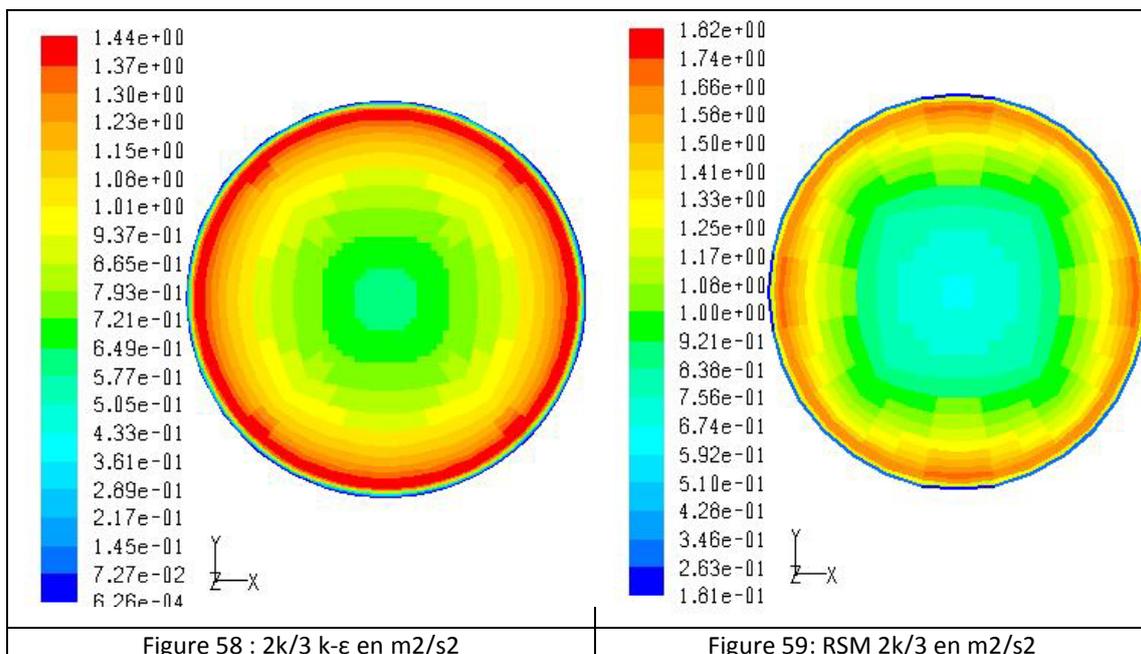


Figure 58 : $2k/3$ k-ε en m²/s²

Figure 59: RSM $2k/3$ en m²/s²

On note tout d'abord que le maximum atteint par la fonction $2k/3$ est moins élevé dans le calcul $k-\epsilon$ (figure 58) que dans le calcul RSM (figure 59). Néanmoins, la structure de l'écoulement est similaire dans les deux cas. La fonction $2k/3$ atteint un minimum aux parois, puis très rapidement en s'éloignant on obtient un maximum. Après ce maximum la fonction décroît lorsqu'on se rapproche du centre du tube. La fonction $2k/3$ ne permet donc pas d'expliquer les différences de taux de dépôt entre le calcul RSM et le calcul $k-\epsilon$.

Néanmoins si on compare ces valeurs du taux de dépôt obtenues dans nos simulations (tableau 9) aux valeurs expérimentales reproduites dans Debhi (2008), on constate qu'aucun des deux modèles ne coïncide parfaitement avec l'expérience. Ce résultat peut s'expliquer par la surévaluation de la fluctuation de vitesse normale à la paroi. En effet, plus la valeur de la fluctuation de vitesse normale à la paroi est importante plus le taux de dépôt est grand. Or les modèles de turbulence surestiment cette composante. Les modèles isotropes étant moins performants que les modèles anisotropes dans cette évaluation, ils conduisent logiquement à des résultats moins précis. Le modèle RSM est donc le modèle le plus précis pour calculer le dépôt de particules à la paroi même si il reste imparfait.

4.2.3. Implémentation d'un modèle de dispersion turbulente

Afin d'améliorer la modélisation du dépôt nous avons implémenté un modèle permettant de modifier la valeur de la fluctuation de vitesse à la paroi. Pour cela, nous utilisons la méthode développée par Lai & Chen (2006). Cette méthode repose sur la combinaison des méthodes proposées par He & Ahmadi (1999) et Matida & al (2004). Ce modèle impose que la fluctuation de vitesse normale à la paroi est une fonction de la distance à la paroi au carré soit :

$$\sqrt{v'^2} = Au^* y^{+2}, y^{+2} < 4 \quad (82)$$

où u^* est la vitesse de friction (τ_w/ρ) , avec τ_w la contrainte à la paroi et ρ la masse volumique de l'air, et où la constante $A=0.008$ (Bernard & Wallace, 2002) est déterminée par recalage sur les résultats DNS de Kim & al (1987). Pour implémenter cette correction dans le modèle isotrope de turbulence $k-\epsilon$ de Fluent, nous utilisons la méthode de Matida qui consiste à simplifier le problème en égalisant les composantes des fluctuations :

$$\sqrt{\overline{u^2}} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\overline{w^2}} = Au^* y^{+2} \quad (83)$$

La nouvelle énergie cinétique s'écrit alors :

$$k_{dep} = \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}{2} = \frac{3\overline{v^2}}{2} = \frac{3Au^* y^{+2}}{2} \quad (84)$$

Dans cette méthode, l'énergie cinétique turbulente est modifiée uniquement dans la zone de proche paroi. Évidemment, les fluctuations turbulentes demeurent isotropes, mais cette méthode peut être appliquée à des cas de géométries complexes. De plus, on peut espérer qu'en réduisant la norme des fluctuations de vitesse normales à la paroi, nous pourrions obtenir un taux de dépôt plus raisonnable. L'inconvénient de cette méthode réside dans la sous-estimation des contraintes dans les deux autres dimensions de l'espace. Néanmoins, on peut supposer que dans ces directions l'influence des fluctuations turbulentes est négligeable en comparaison aux composantes moyennes de la vitesse.

L'implémentation de modification dans le code de calcul Fluent est souvent problématique. Premièrement, le langage de programmation est un langage propriétaire, deuxièmement la documentation expliquant ce langage est très succincte. Pour implémenter le modèle décrit ci-dessus, nous devons développer un certain nombre d'UDF (user-defined function). La première routine permet de calculer la distance entre le centre de chaque cellule du volume et la face de la cellule adjacente à la paroi la plus proche. Dans Fluent, u^* est seulement accessible pour les faces des cellules aux parois, de même, le y^+ est calculé uniquement dans les cellules directement adjacentes à une paroi. Pour implémenter notre modèle nous devons donc calculer pour les cellules non adjacentes à la paroi les valeurs de y^+ et de u^* . Notre algorithme ne fonctionne que pour un maillage constitué à la paroi de prismes. Dans un premier temps, il s'agit de transmettre aux cellules situées au dessus de la cellule adjacente à la paroi, la valeur de u^* correspondante. On marque les cellules constituant la rangée adjacente à la paroi. On fait une boucle sur chacune des faces des cellules constituant cette rangée. On regarde les cellules associées à ces faces. Si la cellule est déjà marquée on passe à la cellule suivante. Si la cellule n'est pas marquée, c'est qu'elle est située au-dessus de la cellule adjacente à la paroi. On transmet alors la valeur u^* associée à la cellule de paroi à la cellule au dessus d'elle. On calcule la distance cellule paroi. Avec ces deux valeurs on peut

calculer le y^+ des cellules constituant la deuxième ligne. On peut alors calculer l'énergie cinétique modifiée dans ces cellules. On marque alors ces cellules. On reproduit le même schéma pour calculer la valeur de l'énergie cinétique dans autant de couches de prismes que souhaité.

On effectue un calcul avec cet algorithme sur le cas précédent. On compare ci-dessous les taux de dépôt obtenus avec l'algorithme de modification de l'énergie turbulente et sans cet algorithme.

diamètre des particules	k-ε sans modification	k-ε avec modification
1 (μm)	60 %	45 %
3 (μm)	72 %	70 %
5 (μm)	77 %	76 %
6 (μm)	78 %	79 %
10 (μm)	79%	79 %

Tableau 10 : efficacité du tube avec et sans modification de l'énergie cinétique turbulente.

On observe que le modèle de modification de l'énergie cinétique turbulente permet de diminuer le taux de dépôt de particules de diamètre inférieur à 3 microns. Au-delà de ce diamètre, l'impact du modèle est tout à fait négligeable. Avec le modèle on diminue le taux de dépôt de 15% pour les particules de 1 micron. Néanmoins, on est loin d'obtenir les taux de dépôt calculés avec le modèle RSM. Une piste d'amélioration du modèle consisterait à étendre la modification de la fluctuation turbulente de la vitesse à une distance plus grande de la paroi que ce qui est fait actuellement soit plus de cellules dans la direction perpendiculaire à la paroi.

4.2.4. Conclusions

Les résultats expérimentaux de Liu et Agarwal (1974) ne sont que partiellement retrouvés par les simulations numériques qu'elles soient effectuées avec le modèle RSM ou le modèle k-ε. L'ajout d'un modèle simplifié de dispersion turbulente anisotrope dans le logiciel Fluent ne permet pas non plus d'obtenir des résultats convaincants. On suppose que c'est la zone impactée par ce modèle qui est trop réduite pour que le modèle soit efficace. L'implémentation d'un modèle affectant une plus grande partie du domaine de

calcul est hors de notre portée étant donné les difficultés à coder des UDF (user_defined function).

4.3. Cas n°3 : Simulations du dépôt de particules dans un coude à 90 degrés

4.3.1. Description de l'expérience.

Une autre expérience couramment utilisée dans la littérature pour la validation d'algorithme lagrangien est le dépôt expérimental de particules dans un tube coudé qui a été réalisé par Pui et al (1987).

Ce cas va nous permettre d'approfondir l'étude de l'influence de la dispersion turbulente sur le dépôt de particules dans un décanteur. Il s'agit donc de tester la simulation du dépôt de particules dans un tube coudé à 90° avec le logiciel Fluent. La phase continue sera calculée avec des modèles RANS et un modèle de paroi à deux couches et la LES. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du tube est de 10000. Le nombre de Stokes des particules est compris entre 0.001 et 1.5. Nos résultats seront comparés avec une simulation et avec une expérience. La simulation a été effectuée par Breuer et al (2006), et l'expérience a été réalisée par Pui et Al (1987). C'est de cette dernière expérience que sont tirées les dimensions de notre calcul.

Pour cette expérience six paramètres adimensionnels définissent le problème.

Le nombre de Reynolds de l'écoulement :

$$\text{Re}_D = \frac{U_m D}{\nu_f} \quad (85)$$

le nombre de Reynolds de la particule :

$$\text{Re}_p = \frac{U_m d_p}{\nu_f} \quad (86)$$

le rapport de courbure :

$$R_0 = \frac{R_b}{\left(\frac{D}{2}\right)} \quad (87)$$

le nombre de Dean :

$$\left(De = \frac{Re_D}{\sqrt{R_0}} \right) \quad (88)$$

le paramètre d'interception :

$$I_c = \frac{d_p}{D} \quad (89)$$

le nombre de Stokes :

$$St = \frac{\rho_p d_p^2 U_m}{18\mu_f \frac{D}{2}} \quad (90)$$

U_m étant la vitesse moyenne du fluide, D et d_p les diamètres du tuyau et de la particule. R_b le rayon axial de courbure du tuyau.

Le paramètre d'interception (Eq 103) peut être négligé en raison du rapport de taille entre le diamètre de la particule et le rayon du tuyau.

Au regard des paramètres adimensionnels, l'écoulement dépend essentiellement du nombre de Reynolds et du rapport de courbure. Pour des rapports de courbure supérieurs à cinq, ces deux paramètres combinés donnent le nombre de Dean qui joue le rôle du nombre de Reynolds pour les écoulements dans des tuyaux coudés. Dans la littérature, on distingue trois intervalles : à faible ($De < 17$) et intermédiaire ($17 < De < 370$) Dean, une paire de tourbillons hélicoïdaux se forme dans le tube en raison du gradient de pression. Ce mouvement conduit le fluide le plus lent des parois vers le centre du tube, alors que les parties rapides du fluide au centre du tube sont balayées vers l'extérieur entraînant la formation d'une seconde couche limite générée par l'écoulement secondaire. En augmentant le nombre de Dean, la vitesse axiale maximum se rapproche de l'extérieur du tube. Pour les nombres de Dean > 370 , c'est-à-dire lorsque les forces centrifuges sont les plus importantes, la seconde couche limite s'affine à sur la partie externe du tube alors que sur la partie interne du tube elle s'efface pour laisser place à une séparation de l'écoulement.

La géométrie exacte du coude est la suivante (Figure 60): le diamètre du coude est D . Sa longueur totale est de $3D + \pi/2R_b$, avec $R_b = 5.6D/2$.

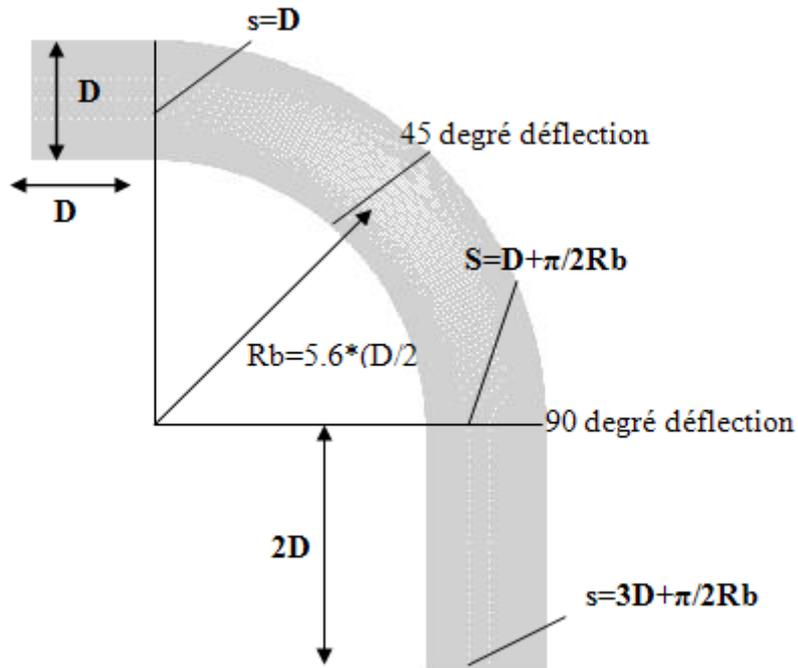


Figure 60 : Dimensions 2D du coude d'après Breuer (1998).

Le maillage est hexaédrique structuré, il est de type O, c'est-à-dire qu'il est composé de cinq blocs. Le bloc central (Zone 1) est rectangulaire, alors que les blocs constituant la partie externe ont une structure polaire.

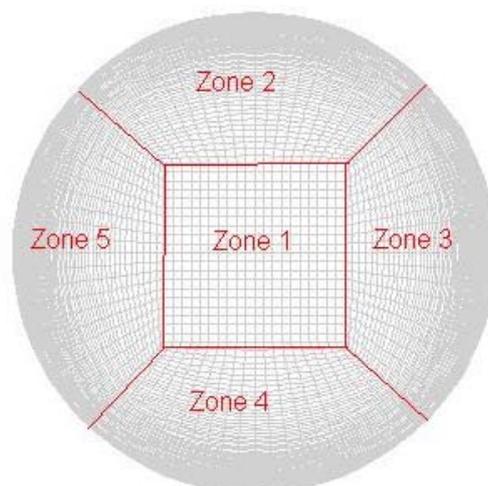


Figure 61: vue de coupe du maillage

Cette section est constituée de 8900 points essentiellement répartis au voisinage de la paroi pour obtenir une valeur de $Y^+ < 1$ (Figure 61). La discrétisation du coude dans la direction de l'écoulement est constituée de 257 points. On obtient donc au total un maillage composé de $2.28 \cdot 10^6$ points. Cette résolution est la même que celle utilisée par Breuer (1998). Elle est a priori suffisante pour résoudre les échelles considérées dans ce problème à Reynolds modéré.

Notre objectif est double. Premièrement, on s'intéresse au modèle de turbulence utilisé. On cherche quel modèle RANS est le plus approprié pour modéliser l'écoulement, ensuite on vérifie si la LES permet d'accroître la précision de nos calculs. On utilise deux modèles RANS, le modèle $k-\varepsilon$, et le modèle RSM. La première question qui se pose avec les modèles RANS est celle des conditions aux limites notamment en entrée du domaine de calcul. On a le choix dans le logiciel Fluent entre plusieurs possibilités : soit on fixe des valeurs constantes pour la vitesse, l'énergie cinétique turbulente et la dissipation d'énergie soit on introduit un profil d'entrée pour chacune de ces variables. Cette seconde méthode est la plus « exacte ». Il faut néanmoins au préalable connaître ces profils en entrée. Il faut donc effectuer un pré-calcul. Il s'agit de déterminer l'écoulement dans un tube rectiligne dont le diamètre est identique à celui du coude et dont la longueur est environ dix fois le diamètre. On vérifie qu'au bout de cette longueur le profil est établi. Bien sûr, le nombre de Reynolds de ce calcul est identique au nombre de Reynolds du calcul dans le coude. On peut donc récupérer le profil des variables qui nous intéressent en sortie de ce pré-calcul pour les réinjecter en entrée du calcul du coude. Ce calcul demande des ressources supplémentaires, il nous intéresse donc de déterminer si l'utilisation d'un profil en entrée du calcul est utile ou pas.

Après avoir étudié l'influence du modèle de turbulence sur l'écoulement à proprement parler, nous nous intéresserons au couplage entre ces modèles de turbulence et le modèle de suivi lagrangien des particules avec dispersion turbulente ou non.

4.3.2. Influence des conditions en entrée.

On compare donc l'influence des profils d'entrée sur différentes variables avec un modèle de turbulence k- ϵ . On présente ci-dessous, des coupes du coude sur lesquelles on trace les iso contours du module de la vitesse. Sur la figure 62, un profil de vitesse est introduit à l'entrée du domaine de calcul, alors que sur la figure 63 le calcul est mené sans profil de vitesse.

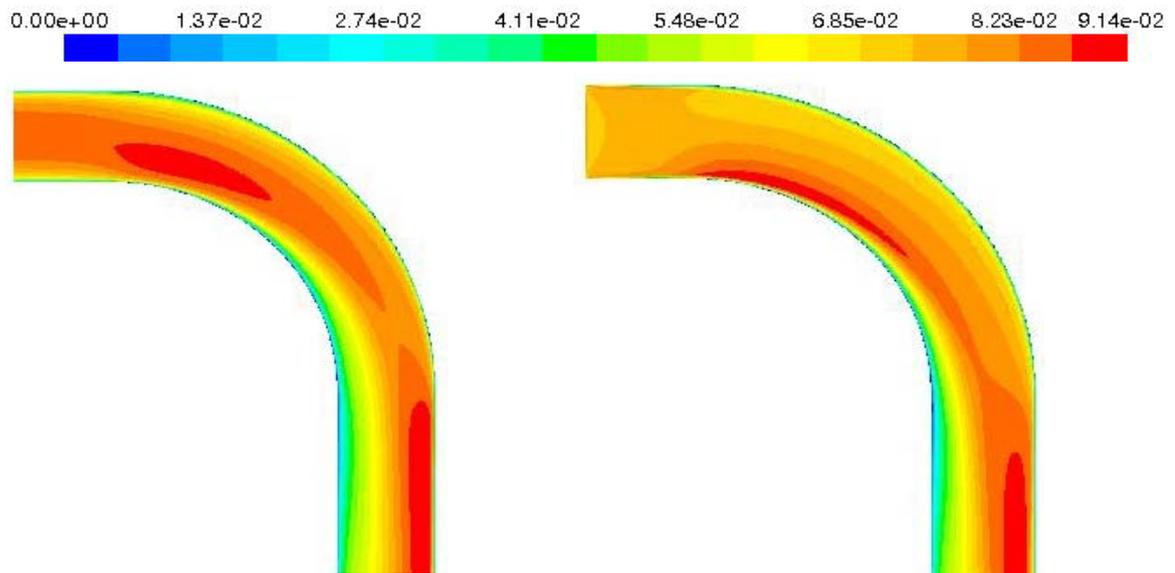


Figure 62: avec profil Vitesse [0 ; 0.0914] m/s

Figure 63: sans profil turbulent Vitesse [0 ; 0.0914] m/s

Il apparaît, que les deux zones de sur vitesse (zone rouge) ne sont pas localisées aux mêmes endroits. Sur la Figure 63 correspondante au cas sans profil, on observe une accélération du fluide à l'issue de la partie rectiligne du coude sur sa face interne. Cette accélération se retrouve sur le cas avec profil, mais elle est plus importante, et surtout cette sur-vitesse est légèrement décollée de la paroi. On observe une seconde zone d'accélération proche de la sortie du coude, qui est plus grande dans le cas avec profil.

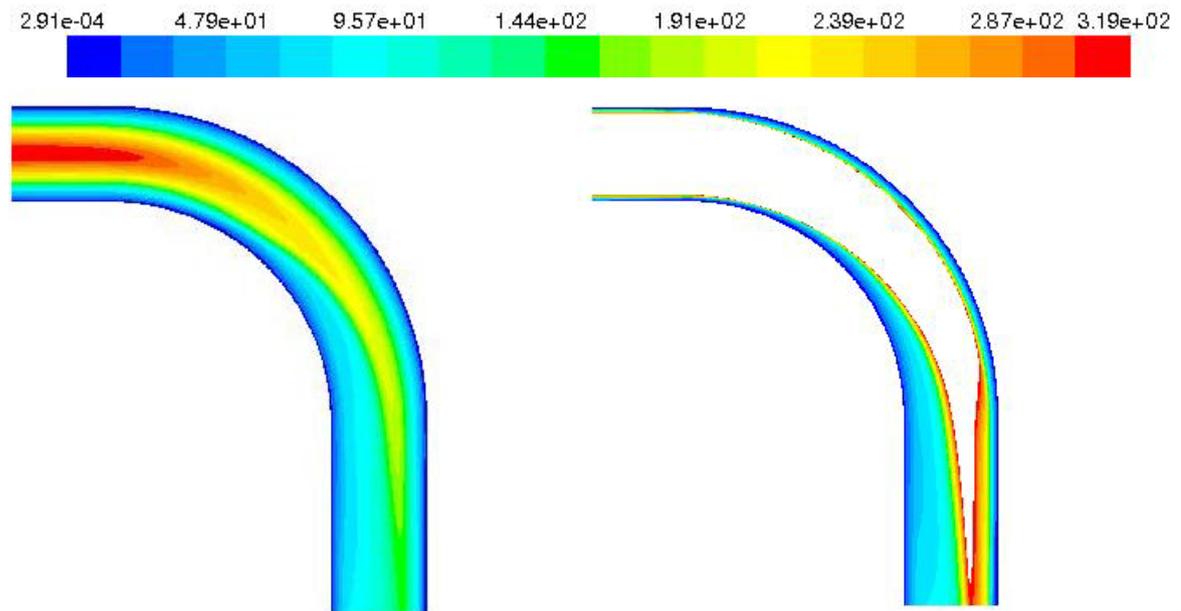


Figure 64: Rapport k/ε modèle k- ε avec profil [0 ; 319] Figure 65: Rapport k/ε modèle k- ε sans profil [0 ; 319]

Si l'on s'intéresse aux grandeurs turbulentes (Cf : figure 64 et figure 65), à savoir l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation, on observe que le rapport de ces deux valeurs est très différent pour le cas avec profil et le cas sans profil. La figure 64 présente le résultat de ce ratio lors de l'utilisation du profil en entrée. La figure 65 représente ce même ratio mais sans profil d'entrée. On remarque que le ratio sans profil est beaucoup plus élevé que le ratio avec profil. Après analyse des deux cas, il apparaît que cette surestimation du ratio sans profil est liée aux valeurs trop importantes de l'énergie cinétique dans le cas sans profil.

Pour approfondir notre analyse, nous traçons les iso contours de vitesses sur deux plans appelés 45 degrés déflexion et 90 degrés déflexion sur la figure 60 pour le cas avec profil et le cas sans profil. Ces quatre graphiques confirment notre hypothèse à savoir que le profil en entrée va avoir une influence notable sur l'écoulement tout le long du coude.

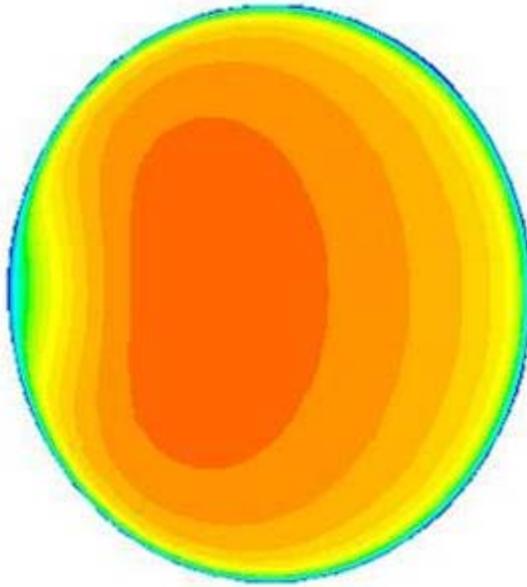
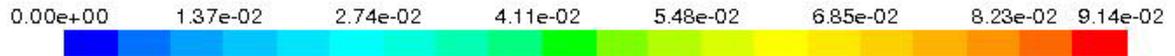


Figure 66: Vitesse modèle k- ϵ avec profil
[0 ; 0.0914] m/s plan 45° déflexion

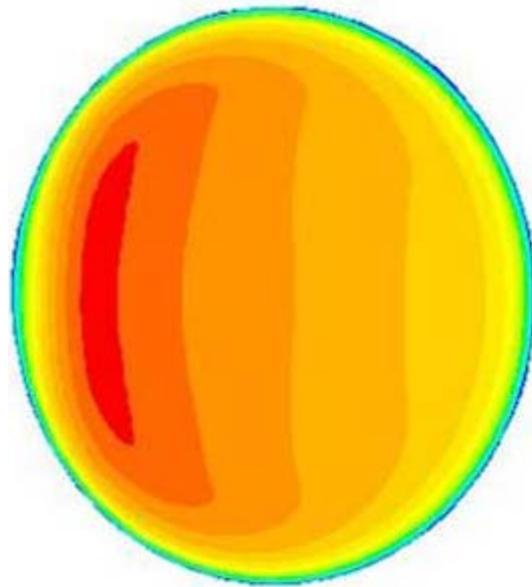


Figure 67: Vitesse modèle k- ϵ sans profil
[0 ; 0.0914] m/s plan 45° déflexion

Ainsi pour un angle de 45°, on observe que la vitesse est plus importante dans le cas sans profil (Cf : figure 67), et que cette zone de survitesse est localisée près de la paroi interne. A l'opposé, dans le cas avec profil (Cf : figure 66), la survitesse est plus limitée et elle est située au centre de la conduite. En effectuant la même démarche pour un angle de 90°, on observe des différences entre les deux cas étudiés. La structure de l'écoulement est globalement la même, par contre la zone de survitesse est plus développée sur le cas avec profil (Cf : figure 68). Cette zone est contiguë à la paroi, alors que dans le cas sans profil (figure 69) elle est désormais au centre du tube.

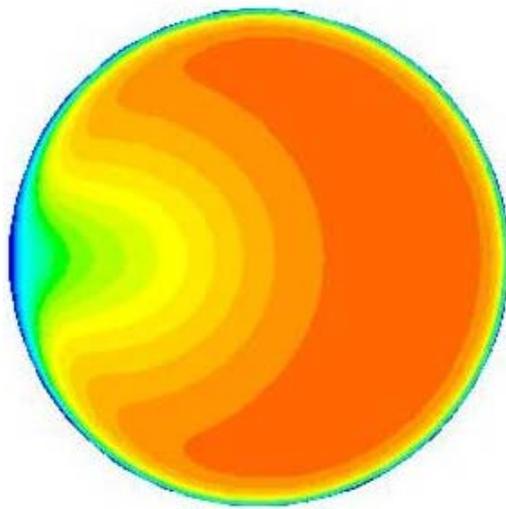
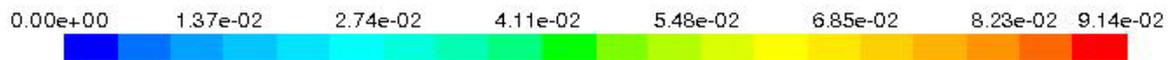


Figure 68: Vitesse modèle k- ϵ avec profil
[0 ; 0.0914] m/s 90°

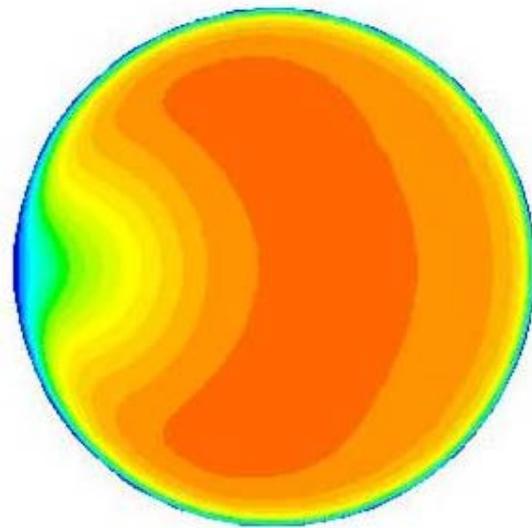


Figure 69: Vitesse modèle k- ϵ sans profil
[0 ; 0.0914] m/s 90°

On trace également figure 70 et figure 71, les lignes de courant correspondant à l'écoulement secondaire pour un angle de 90 degrés pour le calcul de Breuer (1998) et pour le calcul k- ϵ avec profil. Bien que, cette visualisation soit ~~es~~ qualitative, il apparaît nettement que l'on retrouve dans le calcul RANS la présence des deux tourbillons controrotatifs visibles dans le calcul LES. Cela indique que les champs de vitesse sont assez bien décrits même avec une formulation RANS.



Figure 70: Lignes de courants calcul LES de Breuer et al (2006) 90°

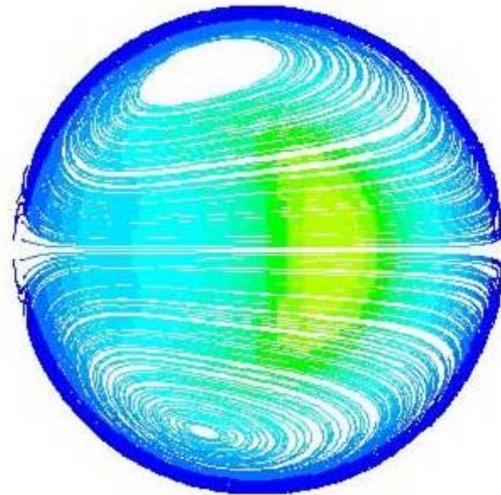


Figure 71: Lignes de courant modèle k-ε avec profil 90°

Les observations que nous avons effectuées sur les profils de vitesse se retrouvent sur les profils turbulents, à savoir que l'apport d'un profil en entrée du coude modifie les valeurs des variables suivies tout le long du coude.

Il nous reste à étudier si ces différences ont une influence sur le dépôt de particules dans le coude.

On injecte donc des particules en entrée du coude. Ces particules ont un diamètre variable, de manière à obtenir un nombre de Stokes variant entre 0.015 et 1.5. Elles sont introduites avec une vitesse constante égale à la vitesse maximale du profil de vitesse en entrée du coude.

Sur la figure 72 on présente cinq courbes représentant le taux de dépôt en fonction du nombre de Stokes : La courbe expérimentale (courbe de Pui et Al), la courbe du cas où l'on a utilisé un profil en entrée mais sans modèle de dispersion turbulente des particules, le cas avec profil en entrée avec dispersion turbulente des particules, puis les cas sans profil en entrée du coude avec et sans dispersion turbulente.

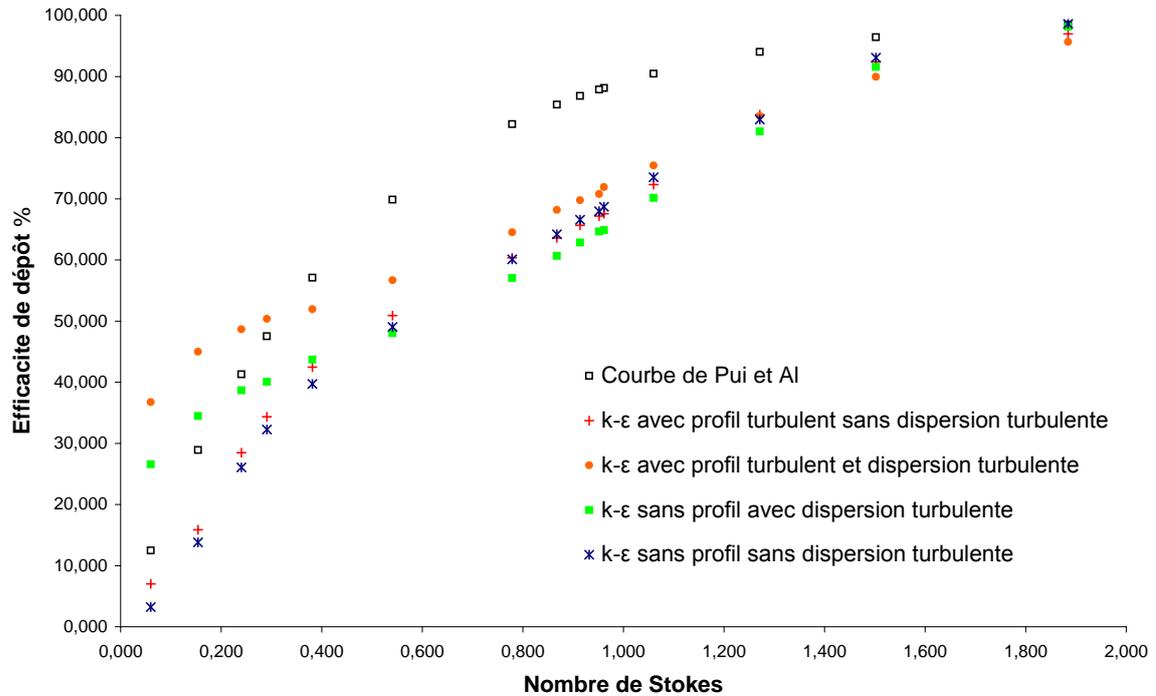


Figure 72 : Comparaison du taux de dépôt des particules.

Tout d'abord, il apparaît clairement, qu'aucune simulation ne permet de reproduire correctement le cas expérimental. Pour analyser les résultats, on sépare les cas avec dispersion turbulente et sans dispersion turbulente. Sans dispersion turbulente, le taux de dépôt des particules modélisé est toujours inférieur aux taux de dépôt expérimental. On observe également que le taux de dépôt est identique avec ou sans profil en entrée si nous ne faisons pas usage de la dispersion turbulente. Dans les cas avec dispersion turbulente, il existe deux zones : celle où l'on surestime le dépôt et celle où l'on le sous-estime. On le sur-estime à petit St , et on le sous-estime pour les autres valeurs du nombre de St . Cette fois-ci, il y a une différence notable entre le cas sans profil et le cas avec profil. Avec le profil en entrée du coude, le taux de dépôt est plus important que le taux de dépôt sans profil. Néanmoins, aucune des deux approches ne donne entière satisfaction quant à sa capacité à modéliser le dépôt.

4.3.3. Comparaison des modèles de turbulence.

Il nous semble logique de relier le taux de dépôt des particules à la vitesse des particules dans l'écoulement. Ainsi, on peut penser que plus l'écoulement est rapide plus le taux de dépôt est important. A la vue des résultats obtenus sur le graphique précédent, on peut penser que la modélisation de l'écoulement obtenu par le

modèle k- ϵ n'est pas suffisamment bonne pour que la simulation du taux de dépôt corrèle avec l'expérience. Il existe deux modèles qui proposent une alternative intéressante pour la géométrie étudiée. Il s'agit du modèle k- ω SST et du modèle RSM.

On compare dans un premier temps le modèle RSM (Cf : figure 73) et le modèle k- ϵ (Cf : figure 74). Le modèle RSM possède un avantage indéniable, il permet de calculer les contraintes de Reynolds, et donc de mieux modéliser les écoulements dans lesquels l'anisotropie de ces contraintes joue un rôle non négligeable. On vérifie donc l'impact de ce modèle, sur l'écoulement.

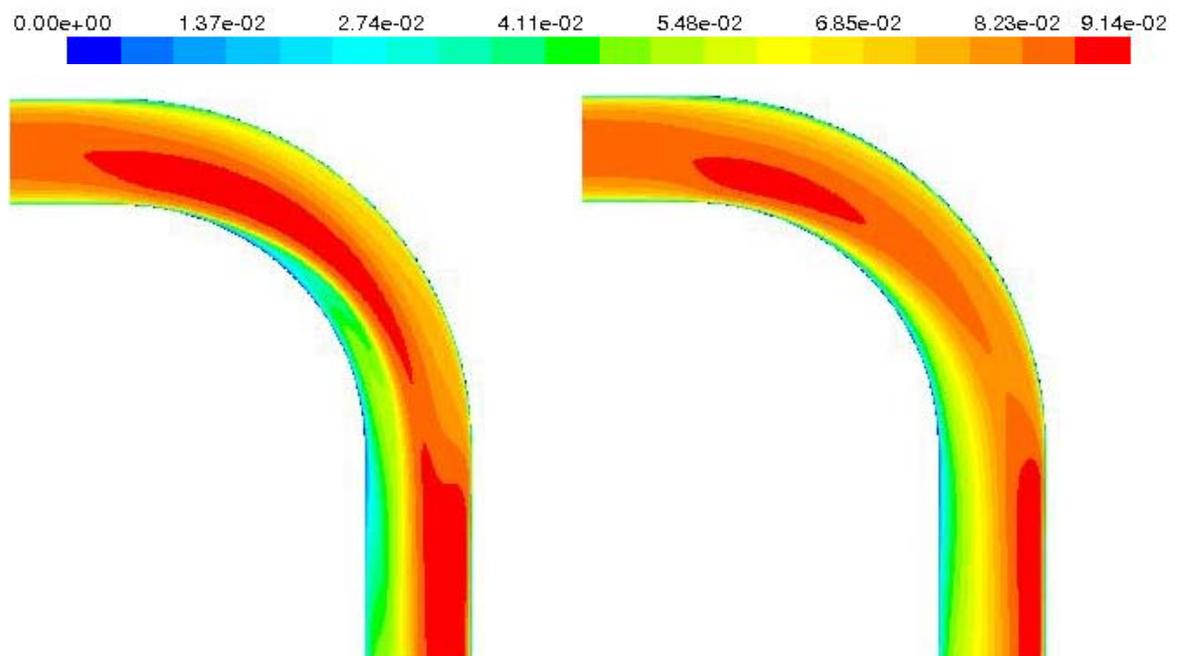


Figure 73: Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s

Figure 74 : Vitesse modèle k- ϵ avec profil [0 ; 0.0914] m/s

Comme précédemment on s'intéresse à la vitesse de l'écoulement le long du coude. Nous constatons clairement que le modèle RSM intensifie les vitesses. Ainsi (figure 73) la zone de sur vitesse à l'issue de la zone rectiligne est beaucoup plus étendue que dans le modèle k- ϵ . Le décollement est bien plus important avec le modèle RSM. De même près de la sortie du coude la zone de vitesse importante est beaucoup plus grande que dans le calcul k- ϵ . Si l'on s'intéresse aux plans de déviation 45° et 90°, on retrouve les mêmes conclusions (figure 73, figure 74, figure 75, figure 76).

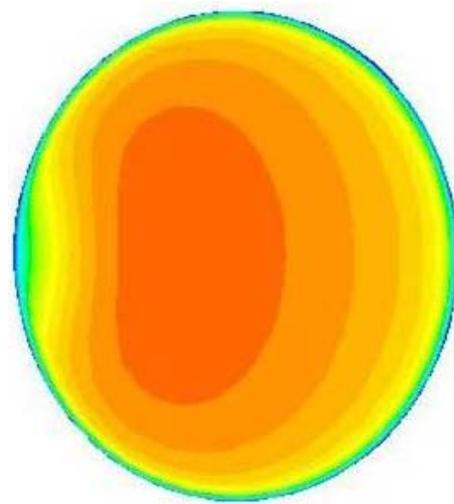
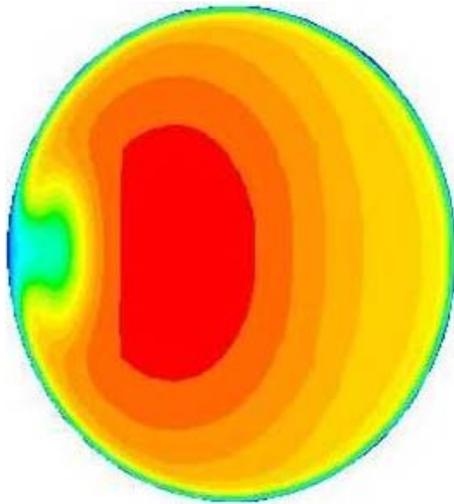


Figure 75: Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s 45°

Figure 76: Vitesse modèle k-ε avec profil [0 ; 0.0914] m/s 45°

Pour l'angle de déviation de 45° (figure 75, figure 76), la topologie de l'écoulement est globalement la même pour les deux modèles de turbulence. Par contre, on constate la présence d'une zone rouge (celle des vitesses importantes) sur la Figure 75, ce qui indique que les vitesses y sont plus importantes. On retrouve exactement les mêmes conclusions pour l'angle de 90° (figure 77, figure 78).

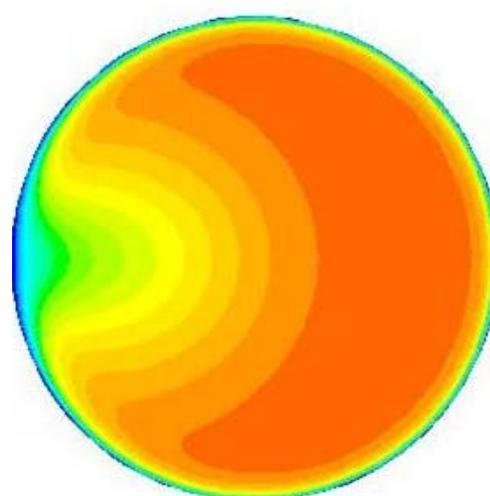
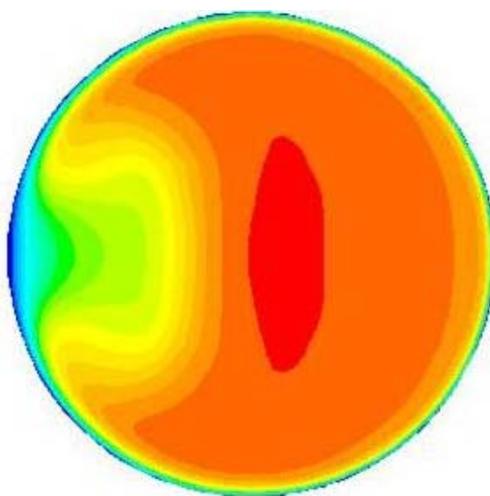
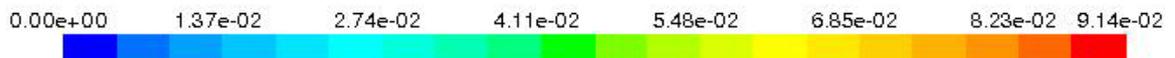


Figure 77: Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s 90°

Figure 78: Vitesse modèle k-ε avec profil [0 ; 0.0914] m/s 90°

Dans un second temps, nous comparons les modèles RSM et k- ω SST en suivant la même méthodologie que précédemment.

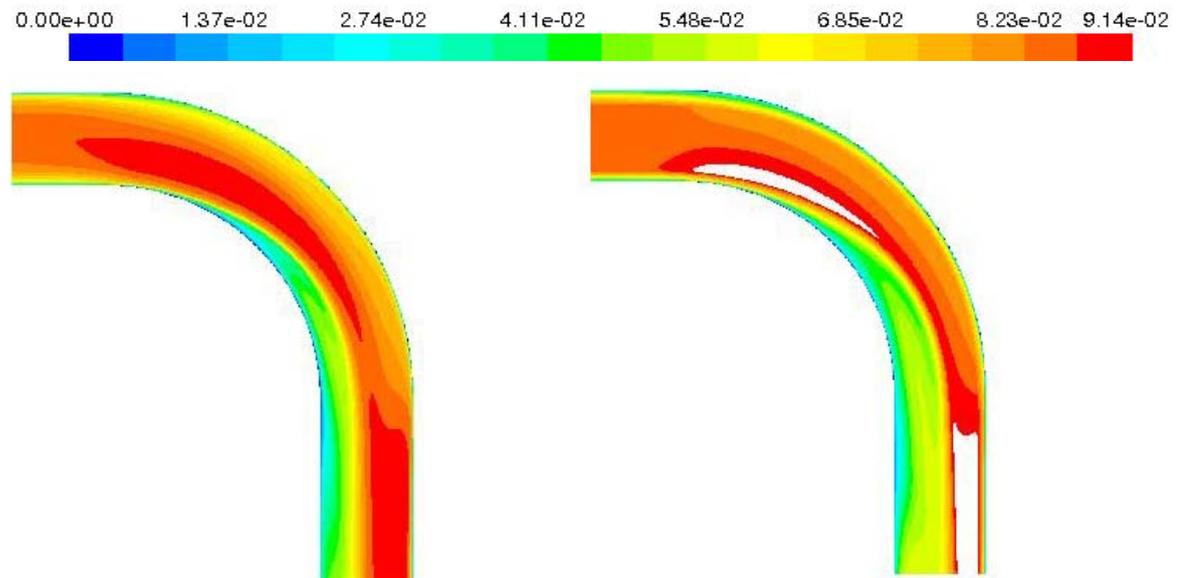


Figure 79: Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s

Figure 80: Vitesse modèle k- ω SST avec profil [0 ; 0.0914] m/s

Le profil de l'amplitude de la vitesse dans le plan de symétrie du coude calculé grâce au modèle k- ω SST (Cf : figure 80) est très similaire à celui obtenu avec le calcul RSM (Cf : figure 79). Les zones de survitesse sont situées aux mêmes endroits. Néanmoins, nous constatons que les extrema de vitesses obtenues avec le modèle k- ω SST sont encore supérieurs à ceux obtenus avec le calcul RSM. Les deux zones de vitesse maximale que nous avons identifiées précédemment, se rejoignent complètement lors d'un calcul k- ω SST.

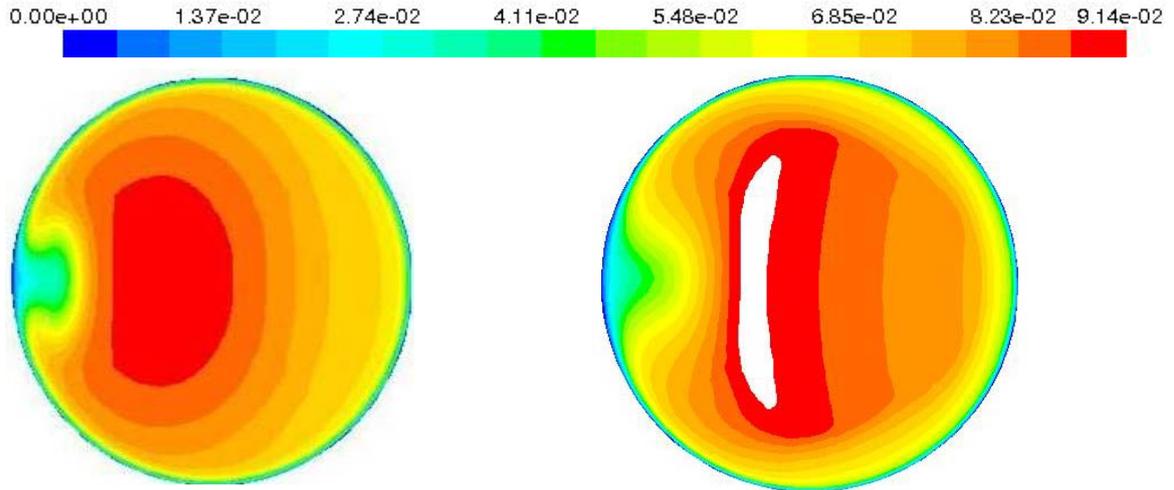


Figure 81: Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s 45° ; Figure 82: Vitesse modèle k- ω SST avec profil [0 ; 0.0914] m/s 45°

Dans le plan à 45 degrés d'inflexion, le tracé de la norme de la vitesse pour le calcul k- ω SST (figure 82) confirme la première conclusion, la zone de survitesse est plus étendue que dans les calculs RSM (Figure 81) et k- ϵ . Sur le plan à 90 degrés d'inflexion (figure 83, figure 84), on observe que la typologie de l'écoulement est assez différente car les vitesses prédites sont beaucoup plus importantes qu'avec les autres modèles. Sur le plan à 90 degrés d'inflexion, la survitesse est beaucoup plus importante, on voit bien la présence de deux tourbillons, qui n'apparaissent pas aussi distinctement dans les images issues des calculs précédents.

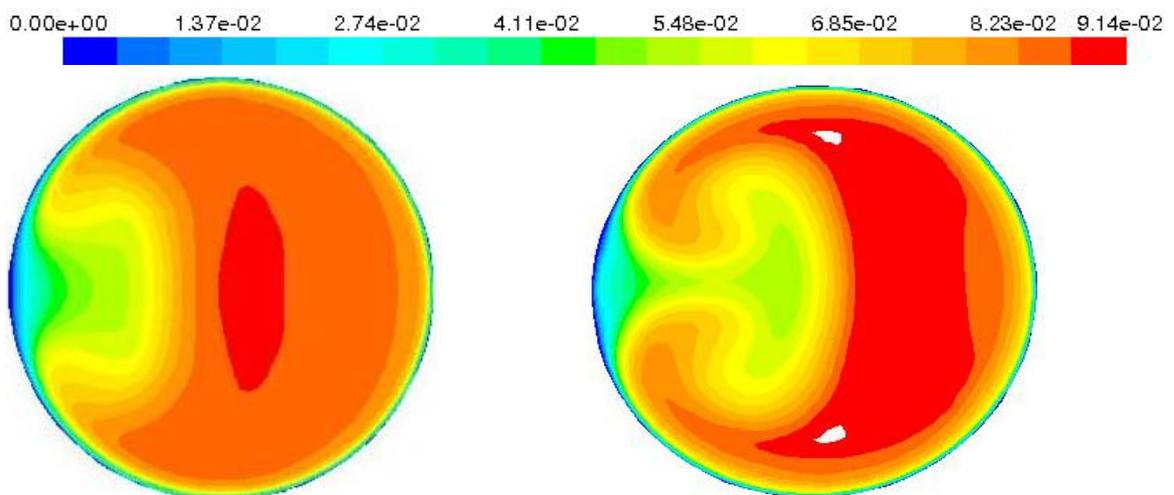


Figure 83: Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s 90°

Figure 84: Vitesse modèle k- ω SST avec profil [0 ; 0.0914] m/s 90°

Notre objectif est donc de déterminer si l'augmentation des vitesses simulées par les modèles RSM et k- ω SST permet d'obtenir un meilleur calcul du taux de dépôt des particules. On trace donc sur le graphique ci-dessous (figure 85) cinq courbes représentant le taux de dépôt en fonction du nombre de Stokes. On trouve : la courbe expérimentale de référence intitulée : « Courbe de Pui et Al », la courbe présentée plus haut issue du calcul k- ϵ avec profil turbulent en entrée et dispersion turbulente, les courbes résultantes des calculs RSM avec dispersion turbulente et sans dispersion turbulente, et du calcul k- ω SST sans dispersion turbulente.

Les calculs RSM et k- ω SST sans dispersion turbulente, ~~ne permettent pas~~ d'amélioration notable, le taux de dépôt des particules d'huile est sous-estimé par rapport à la courbe théorique. Le calcul RSM avec dispersion turbulente est lui beaucoup plus intéressant. En effet, pour un nombre de Stokes compris entre 0.015 et 0.4, la prédiction numérique du taux de dépôt des particules est très satisfaisante. Au-delà de cette limite, ce calcul reste assez pertinent puisque l'erreur maximale est de 12% pour un St de 0.78. Il semble donc que la prise en compte de l'anisotropie dans le calcul amène un bénéfice intéressant.

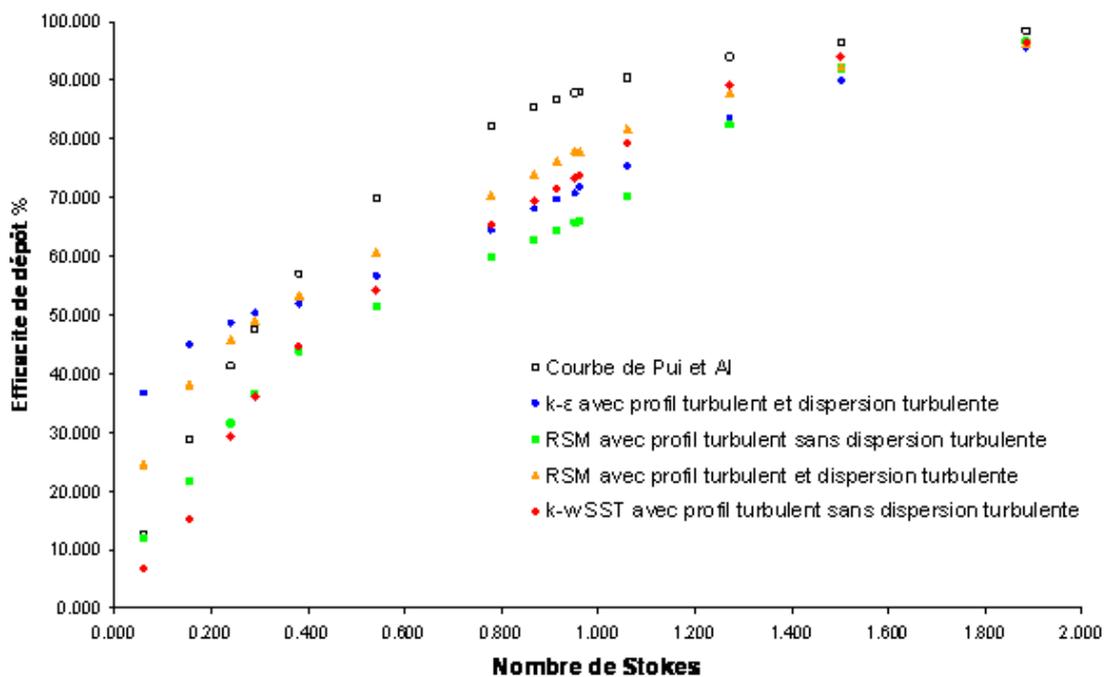


Figure 85: Comparaison du taux de dépôt des particules en fonction des modèles de turbulence avec et sans dispersion turbulente

Après avoir testé différents modèles de turbulence, on s'interroge sur l'impact de la constante de temps intégral C_L (paramètre du modèle EIM) sur le dépôt des

particules. On décide donc de calculer le dépôt des particules pour différentes valeurs de la constante de temps $C_L=0.15$, $C_L=0.3$ et $C_L=0.6$ avec le modèle RSM. Les résultats sont présentés sur le graphique ci-dessous (figure 86) qui montre l'influence de la constante de temps intégral. Pour un $St < 1$, l'augmentation du C_L implique l'augmentation du taux de dépôt des particules. Pour des valeurs supérieures à un, l'influence de C_L semble quasiment négligeable.

Nous analysons plus en détail l'influence de la constante de temps sur le dépôt de particules en fonction du nombre de Stokes. A très faible Stokes (< 0.16), il apparaît que c'est en négligeant la dispersion turbulente que l'on obtient la meilleure corrélation entre l'essai et le calcul. Pour l'intervalle de St $[0.16 ; 0.5]$, il semble que $C_L=0.15$ donne la meilleure corrélation. Pour l'intervalle $[0.5 ; 0.75]$, il apparaît que c'est un C_L de 0.3 qui permet d'estimer au mieux le dépôt de particule. Enfin, pour l'intervalle $[0.75 ; 1.1]$, la valeur la plus appropriée du C_L est de 0.6. On peut supposer que si l'on augmente encore le C_L on pourra obtenir une corrélation satisfaisante pour des nombres de Stokes supérieur à 1.1. Nous nous interrogeons sur le sens de cette démarche. Existe-t-il une véritable légitimité physique à associer des valeurs différentes de cette constante en fonction de la taille de la particule ? Dans la littérature, en fonction des auteurs, la valeur de C_L , varie entre 0.135 et 0.41. Cette valeur repose sur l'hypothèse d'isotropie de la turbulence. En particulier, on suppose que l'échelle de longueur caractéristique est égale à la longueur de dissipation de Kolmogorov. Donc la valeur de la constante est à priori fixée par l'estimation de la longueur de dissipation de Kolmogorov. Or cette estimation dépend du modèle de turbulence. L'augmentation de la valeur de la constante de temps, augmente le temps d'interaction entre la particule et son échelle, cela va donc avoir pour conséquence d'augmenter la dispersion. C'est la raison pour laquelle, plus on augmente la valeur de C_L plus le taux de dépôt des particules est

important.

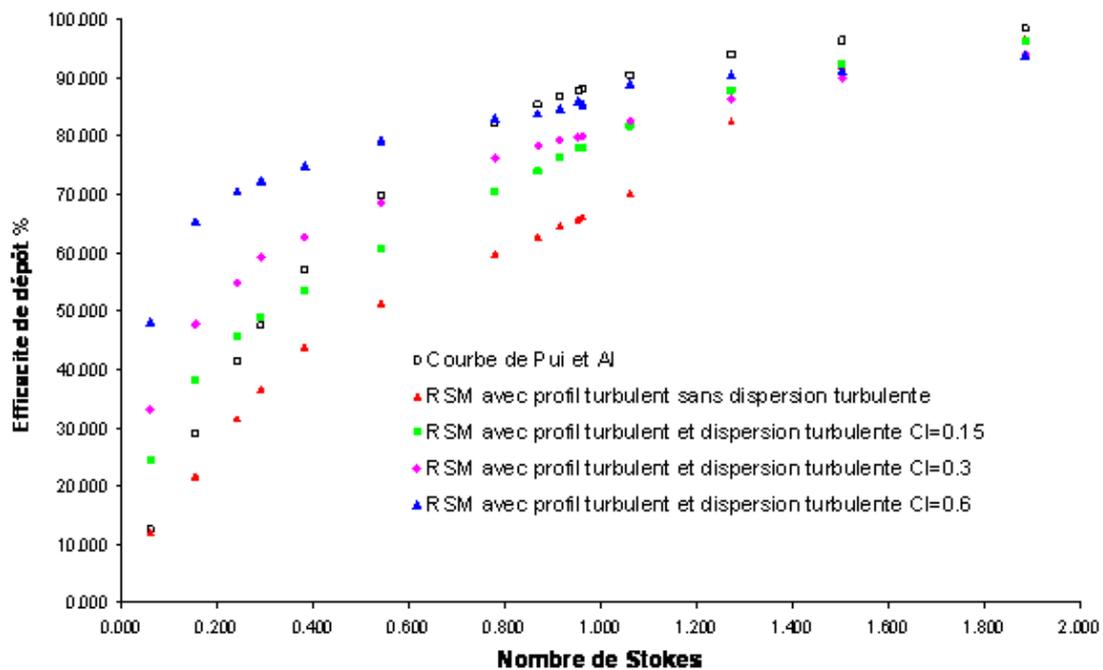


Figure 86 : comparaison du taux de dépôt des particules en fonction de la constante de temps lagrangienne.

Sur un plan numérique, l'introduction de la dispersion turbulente est source de difficultés supplémentaires : premièrement, la prise en compte des fluctuations de turbulence allonge considérablement le temps de calcul nécessaire au suivi des particules, deuxièmement, un pourcentage non négligeable des particules injectées dans l'écoulement est « perdu » par l'algorithme de suivi. On peut noter que cela fausse les résultats.

La seule approche qui puisse améliorer nos résultats est la LES. Cette approche est complexe à mettre en œuvre, mais nécessaire pour garantir la qualité des résultats. La procédure de calcul est la suivante : On part du calcul RANS convergé, on utilise un schéma de discrétisation spatiale centré au deuxième ordre, un schéma implicite au second ordre en temps. Le calcul LES est ensuite lancé jusqu'à obtenir un écoulement moyen stable, à l'issue de quoi on accumule des statistiques sur l'écoulement pendant plusieurs périodes caractéristiques de l'écoulement.

La LES est un calcul instationnaire, il faut donc en plus du profil de vitesse en entrée apporter des informations sur les fluctuations turbulentes en entrée du domaine. On a le choix entre deux possibilités : soit on effectue un précalcul LES dans un tube de

même diamètre que le coude et à même Re. On enregistre les fluctuations turbulentes puis on les réinjecte en entrée du calcul LES dans le coude. La seconde solution est de créer artificiellement ces fluctuations avec l'un des algorithmes proposés par Fluent par exemple la Méthode des Vortex.

Le maillage a été constitué de façon à ce que la taille des mailles soit comparable à la micro échelle de Taylor :

$$\lambda = \sqrt{\frac{10\nu k}{\varepsilon}} \quad (91)$$

Le pas de temps de la simulation est choisi de façon à vérifier :

$$\frac{U\delta t}{\delta x} \leq 1 \quad (92)$$

avec U la vitesse de l'écoulement, δt le pas de temps et δx la taille des mailles. Avec ces deux conditions, on assure une bonne discrétisation en temps et espace de l'écoulement. Le modèle de sous maille est celui de Smagorinsky dynamique. On effectue les mêmes post traitements que pour les calculs RANS.

On représente ci-dessous les champs de vitesse pour les angles d'inflexion 45 et 90 degrés (figure 87, figure 88).

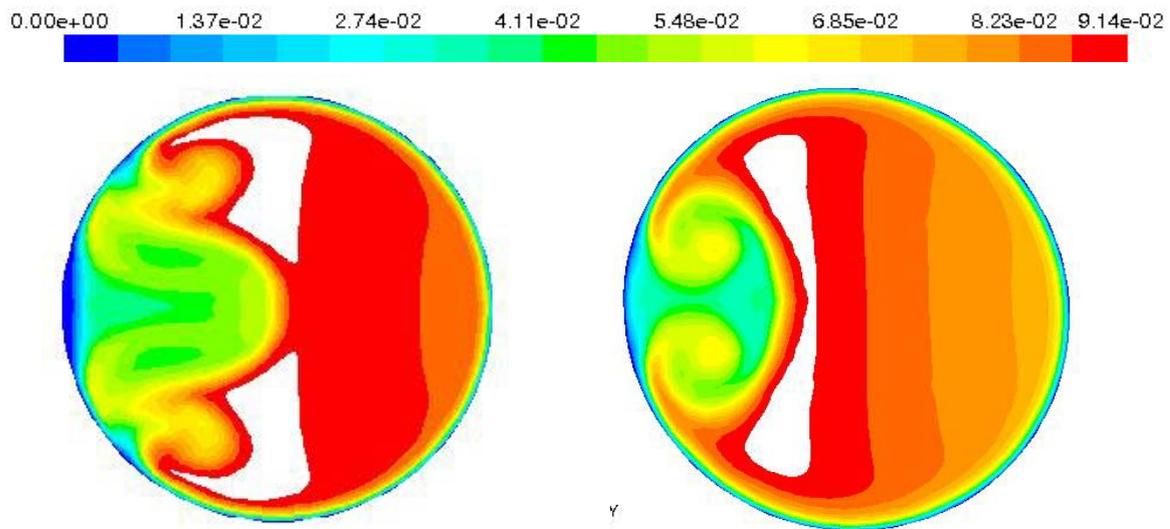


Figure 87 : Vitesse LES avec profil [0 ; 0.0914] m/s 45°

Figure 88 : Vitesse LES avec profil [0 ; 0.0914] m/s 90°

Tout d'abord, il apparaît clairement que la description du champ de vitesse obtenue avec la LES est plus fine que celle obtenue avec les modèles RANS. Les tourbillons sont mieux décrits, on observe des structures qui n'étaient pas présentes dans les calculs RANS. Au niveau de la topologie de l'écoulement, on remarque que le champ de vitesse pour l'angle 45° est assez différent de ce que l'on a obtenu en RANS. Aucune coupe effectuée sur les calculs RANS ne permet de retrouver les structures observables lors du calcul LES. Pour l'angle de 90°, on remarque que les structures présentes dans l'écoulement sont très similaires à celles obtenues lors du calcul k- ω SST, bien que les deux tourbillons contro-rotatifs soient beaucoup mieux définis avec la LES.

La vue de coupe du coude (figure 89) nous confirme les vues transverses : la vitesse moyenne est supérieure à celle obtenue avec les calculs RANS. Il existe une explication simple : le champ de vitesse introduit à l'entrée du coude est issu d'un pré-calcul, donc la vitesse dans le coude sera légèrement supérieure à celle obtenue si il n'y a pas de pré-calcul. Cela modifie le champ de vitesse dans le coude. Les zones de vitesses supérieures à 0.0914 m/s (la limite de notre échelle de vitesse) sont donc plus importantes que sur les calculs RANS.



Figure 89 Vitesse modèle RSM avec profil [0 ; 0.0914] m/s

Par contre comme on l'observe sur la graphique ci-dessous (figure 90), on ne note pas d'augmentation substantielle du taux de dépôt des particules liée à l'accroissement de la vitesse.

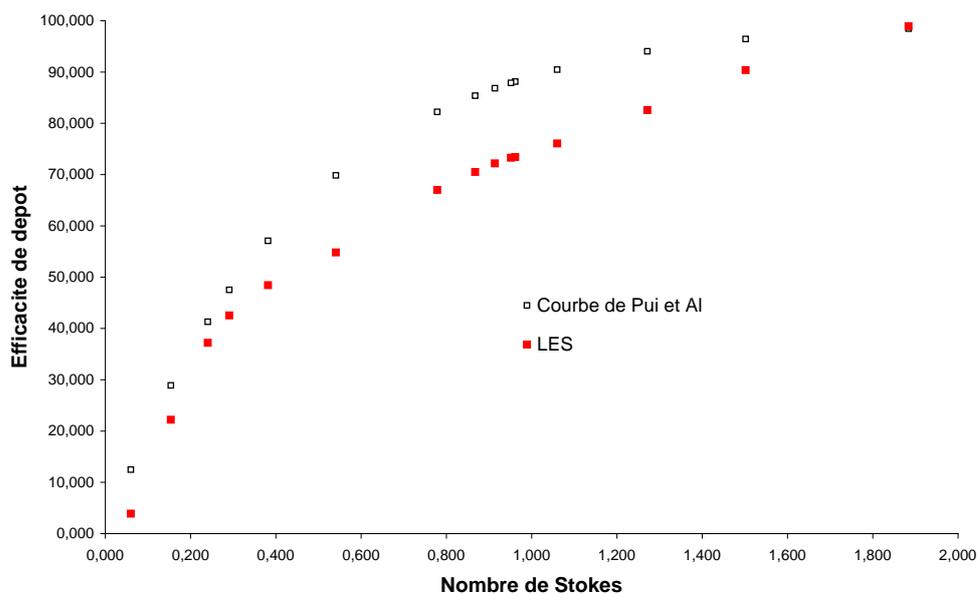


Figure 90: Comparaison du taux de dépôt des particules

Le dépôt de particules calculé par la LES ne semble pas donner des résultats plus probants que les calculs RANS sauf pour des nombres de Stokes compris entre 0.015 et 0.3. Dans cette zone la corrélation essai-calcul est relativement bonne. L'avantage de la LES est de pouvoir calculer les fluctuations turbulentes, choses que l'on modélise en RANS. Or, ces fluctuations sont déterminantes pour le mouvement des petites particules. Il semble donc que le fait de bien calculer ces fluctuations grâce à la LES améliore sensiblement la précision du calcul de l'efficacité d'un décanteur pour les particules ayant un faible nombre de Stokes. Par contre au-delà de cette limite, on retrouve les imperfections des calculs RANS. Ainsi pour un Stokes de 0.57, on a une différence de 15% entre l'essai et le calcul. Il est nécessaire de préciser que nous effectuons ce qui est appelé dans la littérature, une « frozen-LES ». En effet, le calcul des trajectoires des particules est effectué séparément du calcul de l'écoulement. Certains auteurs ont montré que cette méthode donne des résultats moins pertinents qu'une vraie LES où le calcul des trajectoires des particules s'effectue simultanément avec le calcul de l'écoulement.

Ce résultat est assez décevant, mais il permet néanmoins d'éclaircir certains points. En effet, jusqu'à présent nos interrogations portaient sur plusieurs aspects de la simulation. Ainsi, on a successivement remis en question : le bilan des forces appliqué à la particule, les modèles de turbulence, le maillage et la dispersion turbulente. Or les résultats obtenus dans ces différentes expériences nous permettent de tirer certaines conclusions. Nous avons construit un maillage structuré encore plus raffiné que celui utilisé par Breuer (1998), or nos résultats RANS et LES sont moins bons que les siens. On peut donc exclure dans un premier temps le maillage comme étant le facteur prépondérant de la réussite d'une simulation numérique de dépôt des particules. Deuxièmement, le bilan des forces est réduit à sa plus simple expression. Breuer et al (2006) ne considèrent que la traînée, le poids et la poussée d'Archimède. Là aussi les différences observées entre nos calculs et ceux de Breuer et al (2006) impliquent que le modèle de forces n'est pas la cause principale de l'échec de nos simulations. Il reste donc deux possibilités : le modèle de turbulence et l'influence de la dispersion turbulente. Nous avons clairement démontré qu'aucun des modèles RANS ne pourrait modéliser avec une erreur inférieure à 15% le dépôt des particules pour l'ensemble de la gamme des Stokes si l'on exclut la dispersion turbulente. La question de la LES reste entière. Breuer et al (2006) ont démontré qu'un calcul LES rigoureux peut corrélérer parfaitement avec l'expérience. On entend par calcul rigoureux, un calcul LES dont

les conditions en entrée notamment en terme de fluctuations sont physiques. Or dans notre cas, par manque de temps et de ressources de calculs, nous avons été obligé d'introduire des fluctuations artificielles et n'ayant pas de réelle cohérence avec l'écoulement. Si ce résultat était amené à être confirmé, il faudrait en tirer certaines conclusions : le champ moyenné ne suffit pas à calculer la trajectoire des particules, il est nécessaire de prendre en compte les fluctuations de vitesses et cela pour toutes les valeurs du nombre de Stokes. On introduit donc une problématique nouvelle dans l'étude du dépôt des particules : comment doit-on modéliser les fluctuations turbulentes pour assurer une corrélation entre les essais et le calcul ?

Nous avons donc démontré qu'avec le logiciel Fluent, une simulation rigoureuse du dépôt de particules ne pourrait être effectuée sans qu'une erreur au minimum de 15% ne soit introduite en comparaison du cas de référence expérimental. Or notre but est de pouvoir effectuer des calculs de dépôt au sein de décanteur. Dans ces calculs, il sera impossible de mettre en place des maillages avec une discrétisation aussi importante que dans le cas d'école de Pui et al (1987).

Dans ce qui suit, nous cherchons à examiner les résultats qui peuvent être obtenus en utilisant un maillage qui prend en compte les contraintes « industrielles ». Nous nous interrogeons donc sur la possibilité de concevoir un maillage dégradé et de comparer le taux de dépôt à celui obtenu avec un maillage optimal malgré les conclusions quel que peut négatives obtenues au paragraphe précédent.

Le maillage « dégradé » est composé d'un maillage surfacique tétraédrique. Pour le maillage volumique, on effectue un raffinement en paroi à l'aide de quatre couches de prismes dont le grossissement progressif est contrôlé. On obtient un Y^+ à la paroi de 1. Le reste du domaine est rempli de tétraèdres. On compare le taux de dépôt des particules en utilisant ce maillage avec et sans dispersion turbulente au taux de dépôt obtenu avec le maillage structuré (figure 91).

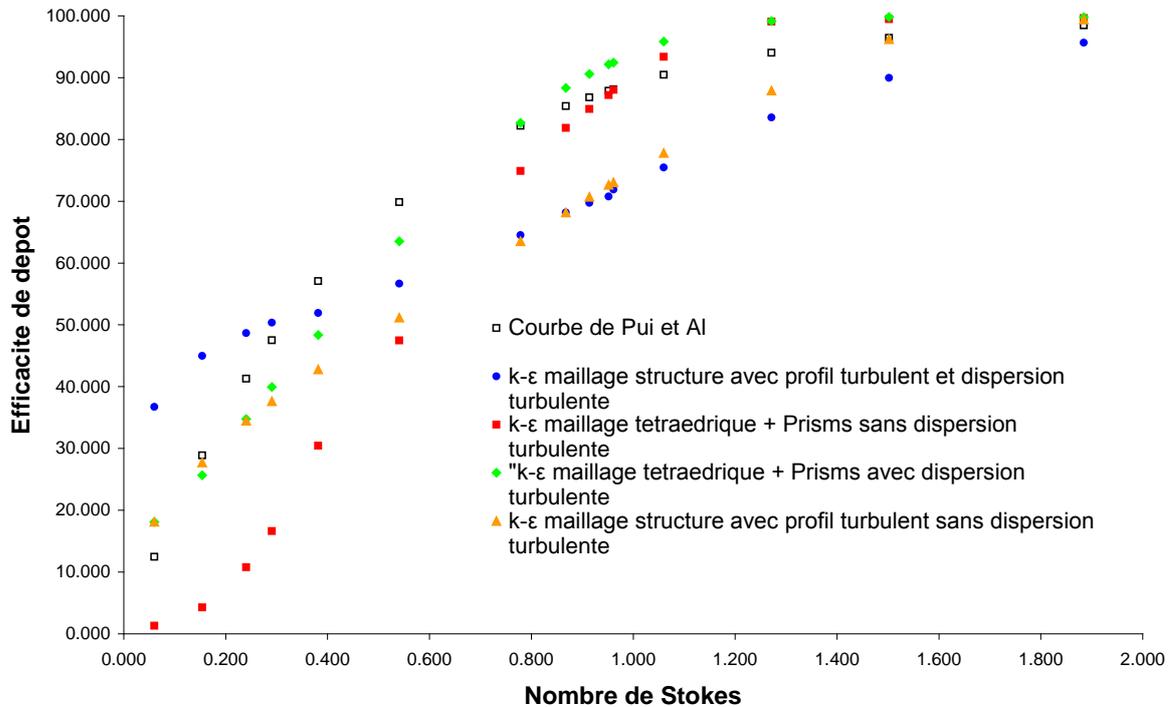


Figure 91: Comparaison du taux de dépôt des particules

Dans l'analyse des résultats, on distingue deux cas : avec dispersion turbulente et sans. En effet, la courbe obtenue sans dispersion turbulente n'est pas particulièrement intéressante puisque l'on constate que le taux de dépôt des particules corrèle faiblement avec l'expérience. A l'inverse, le calcul avec dispersion turbulente sur le maillage dégradé est assez impressionnant, le taux de dépôt prédit par cette méthode est celui qui est le proche du taux de dépôt expérimental parmi tous les calculs effectués. Comment expliquer ce résultat ? Clairement, le taux de dépôt des particules calculé avec un maillage tétraédrique sans dispersion turbulente est sous-estimé pour des $St < 1$. Or quelle est l'influence sur le taux de dépôt de la dispersion turbulente ? Sur les maillages structurés, on a vu que la dispersion turbulente augmentait le taux de dépôt pour des $St < 0.8$. Donc en sommant ces deux effets, la dispersion turbulente compense le manque de précision du calcul sur le maillage tétraédrique, ce qui fait que l'on obtient par chance un taux de dépôt calculé qui se superpose avec le taux de dépôt expérimental avec un écart maximum de 10%.

CONCLUSION

Cette partie de la thèse nous a permis d'apporter des réponses à certaines questions qui restaient en suspens pour mettre au point une méthodologie de calcul du dépôt de particules dans un décanteur. L'avancée la plus notable concerne le modèle de force qui peut désormais être réduit à sa plus simple expression, à savoir la traînée. Les autres forces ont été successivement étudiées, et nous sommes arrivés à la conclusion que la prise en compte de la seule traînée était suffisante.

La seconde avancée dans notre travail a été de confronter notre méthodologie de calcul à des cas simples, mais documentés de dépôt de particules. Nous avons ainsi pu tester les différents modèles de turbulence. Malheureusement, aucun modèle RANS ne nous a permis de retrouver exactement le taux dépôt des particules mesuré lors des expériences. Les écarts peuvent aller jusqu'à 20% d'erreur. Il semble que la qualité des maillages soit hors de cause étant donné le soin qui a été porté lors de leur élaboration, nous estimons donc, que la seule source d'erreur possible est liée à la prédiction des champs de vitesses par les modèles de turbulence. Pour l'ensemble des tailles de particules, le meilleur compromis repose sur l'utilisation d'un modèle de turbulence RSM associé au modèle de dispersion turbulente. Néanmoins sur certaines tailles de gouttes d'autres modèles semblent pouvoir donner des résultats cohérents. En effet, ces résultats obtenus sur des cas simples ne sont pas forcément transposables sur nos cas industriels. Le modèle RSM par exemple est très sensible à la qualité des maillages et a tendance à diverger très rapidement. La LES elle aussi est limitée à certains cas et les moyens qu'elle nécessite sont rédhibitoires sur un cas industriel.

4.4. Mise au point d'une méthodologie de calcul pour les décanteurs.

Les comparaisons calculs/essais issues de la bibliographie nous ont permis de dégager des pistes pour établir une méthodologie de calcul sur des décanteurs industriels. Néanmoins comme nous l'avons évoqué certaines options testées dans ces cas simples ne peuvent être utilisées dans les cas complexes qui nous intéressent. On peut citer par exemple l'impossibilité de construire des maillages structurés ou hexaédriques, d'utiliser la LES et souvent les modèles RSM. Ces limitations ont des conséquences directes sur les résultats de modélisation des taux de dépôt. En effet, nous avons vu sur le cas de Liu et Agarwal (1974) que la meilleure combinaison possible était d'utiliser le modèle RSM avec la dispersion turbulente sur un maillage structuré. Cette possibilité étant exclue sur un cas complexe, nous devons trouver une combinaison dégradée par rapport à ce cas optimal permettant d'obtenir des résultats satisfaisants. Il s'agit donc de valider une méthodologie de maillage, un modèle de turbulence puis des paramètres de calculs lagrangiens satisfaisants.

Pour mener cette étude, nous nous reposons sur deux décanteurs, le M9 et le F9. Le F9 (décanteur à spirales) a été décrit dans la thèse de Tekam (2004), le M9 a été décrit largement dans l'introduction. Pour valider nos calculs, nous disposons de valeurs expérimentales des taux de dépôt sur le F9 et sur le M9.

Lorsque l'on considère une approche lagrangienne, il apparaît plusieurs problèmes à résoudre pour avoir une méthodologie optimale. En particulier, il est nécessaire d'avoir un écoulement suffisamment bien résolu. Les méthodes RANS introduisent inévitablement une erreur dans cette résolution. Néanmoins, nous devons être capables de dire si cette erreur est réductible pour le calcul des trajectoires des particules ou non. Nous devons également identifier les paramètres influant sur le calcul de ces trajectoires et nous devons être capables de dire si l'optimisation de ces paramètres permet d'obtenir une solution acceptable.

4.4.1. *Maillage volumique*

Le premier paramètre limitant la précision des calculs de trajectoire de particule dans un décanteur est lié au maillage. En effet, au sein de la société Renault, nous sommes limités par les ressources informatiques qui ne nous permettent pas de construire un maillage suffisamment raffiné pour obtenir une convergence en maillage. Notre première préoccupation est de quantifier l'effet de la densification du maillage. Nous avons donc procédé à des tests sur le décanteur M9RB sans le bol de sortie pour des débits de 150 l/min. Nous avons fait un calcul RANS avec une loi de paroi standard en faisant varier la taille des mailles surfaciques entre 1.5 mm et 0.4mm pour mesurer l'influence de la taille de la première maille sur certains résultats du calcul (perte de charge, efficacité de décantation pour des gouttelettes de 3 microns). De même, lorsque cela était possible, nous avons contraint la taille des mailles volumiques. Cette option n'a pu être activée que pour les maillages surfaciques les plus grossiers, car l'algorithme de maillage produit très rapidement un maillage nécessitant des capacités de calcul non disponible. Le maillage surfacique est composé de triangles alors que le maillage volumique est composé de tétraèdres.

L'ensemble des résultats de calcul est regroupé dans le tableau ci-dessous.

Taille de maille surfacique	Taille caractéristique des arêtes Maillage volumique	Nombre de mailles surfaciques	Nombre de mailles volumiques	Variation de pression totale (mbar)	Efficacité $\varnothing 3 \mu\text{m}$
1.5 mm	10 mm	164 000	1.2 M	61.5	70.3 %
1 mm	11 mm	372 000	2.3 M	61.8	57 %
1 mm	1 mm	372 000	9 M	71.7	46.4 %
0.5 mm	55 mm	1.5 M	9 M	70.7	26 %
0.45 mm		1.67 M	9 M	72	24.9 %
0.4 mm		1.8 M	9 M	74	22 %

Tableau 11 : Évolution de la perte de charge et de l'efficacité du décanteur en fonction de la taille de maille surfacique

La première conclusion évidente est que l'efficacité ainsi que la perte de charge globale du système sont des fonctions croissantes de la taille de la maille surfacique. Etant données les contraintes informatiques, nous n'avons pu encore réduire la taille des arêtes du maillage surfacique. Par conséquent, on peut s'interroger sur la convergence en maillage de notre calcul, même si on semble tendre vers une asymptote pour les plus petites tailles de mailles. On rappelle que la taille de la maille surfacique influe sur la hauteur de la première maille puisque le maillage est constitué de tétraèdres. On ne peut donc pas conclure précisément sur le facteur qui fait varier l'efficacité du décanteur à savoir la taille de la maille surfacique ou la hauteur de la première maille.

4.4.2. Influence du maillage dans la couche limite.

Si on regarde les calculs effectués avec une taille de maille surfacique de 1mm, sur lesquels on a fait varier la taille maximale des mailles dans le volume de calculs, on remarque que le maillage le plus dense, celui pour lequel les mailles ont des arêtes de longueur maximale 1mm, donne une efficacité moindre que pour le cas où les

arrêtes font 11 mm au maximum. L'influence du maillage volumique n'est donc pas non plus négligeable, même si elle semble plus limitée.

Notre objectif est donc de quantifier l'influence des mailles en proches parois sur les résultats globaux. Un maillage constitué uniquement de tétraèdres ne nous permet pas d'obtenir une discrétisation suffisante de l'écoulement au voisinage des parois, nous décidons donc d'envisager un maillage mixte constitué de prismes à la paroi et de tétraèdres dans le reste du volume. L'objet de nos investigations est de déterminer le nombre de couches de prismes suffisantes pour avoir des résultats de calculs satisfaisants.

La problématique est la suivante : Il est communément admis qu'il faut placer dix couches de prismes dans la couche limite pour obtenir une discrétisation suffisante, or les géométries de décanteur complexes ne permettent pas d'insérer un nombre aussi conséquent de couches sous peine de générer des maillages dont la qualité est inacceptable. Il nous faut donc déterminer quel nombre de couches nous pouvons placer au minimum pour ne pas trop dégrader la qualité des résultats globaux. La seconde question à laquelle nous devons répondre est liée à la taille de la première maille et à son influence sur le dépôt des particules.

Pour valider le nombre de couches nécessaires, on effectue un calcul RANS sans dispersion turbulente sur le prédécanteur M9RB. On utilise trois maillages différents. Le premier est constitué uniquement de tétraèdres (figure 92), le second de dix couches de prismes au voisinage de la paroi puis de tétraèdres (figure 93) et le dernier de quatre couches de prismes puis de tétraèdres. La vitesse en entrée du prédécanteur est choisie de façon à ce que l'efficacité du prédécanteur ne soit pas nulle. On introduit donc le fluide avec une vitesse de 50 m/s. Cette vitesse est cohérente avec les ordres de grandeur des vitesses présentes dans le « bol » du décanteur.

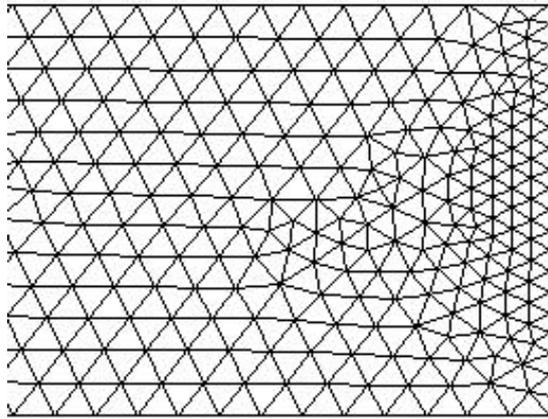


Figure 92 : maillage composé uniquement de prismes.

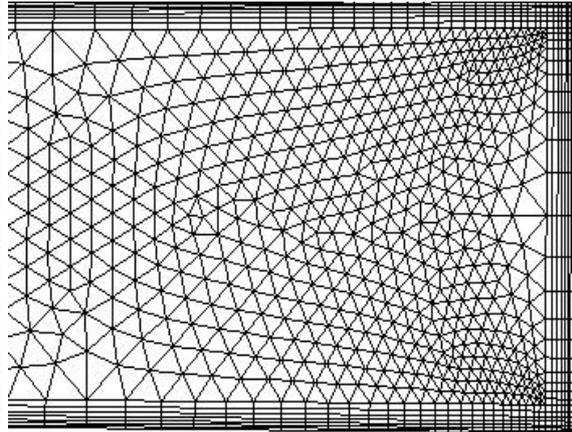


Figure 93: maillage constitué de prismes à la paroi puis de tétraèdres.

On représente les champs de vitesses sur des plans de coupe (Figure 94) pour les différents maillages.

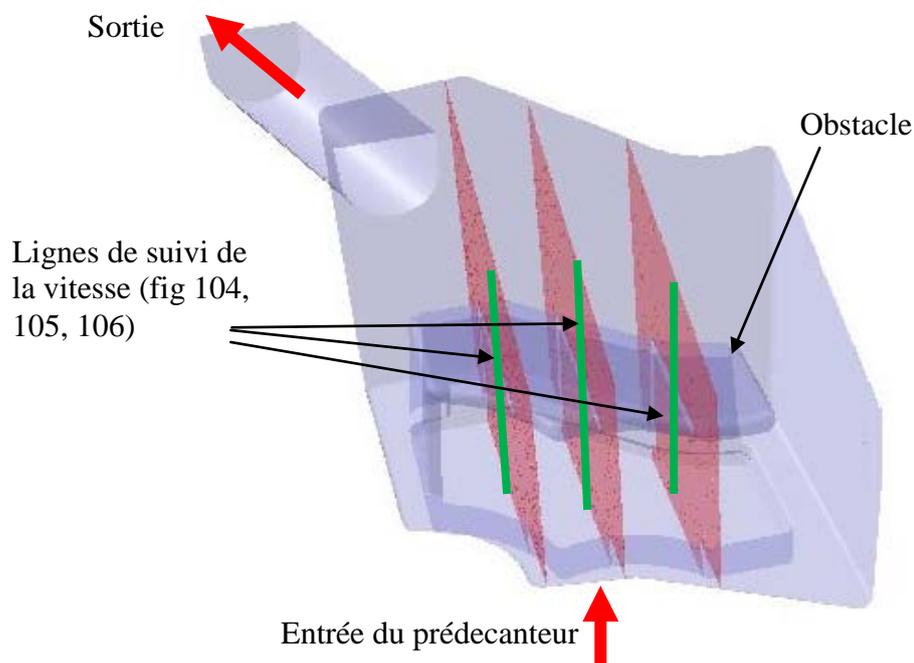


Figure 94 : Vue du prédecanteur et des plans de coupes (rouges) sur lesquelles nous suivons l'évolution de la vitesse ($X=0.014m$, $X=0.0252m$, $X=0.0475m$).

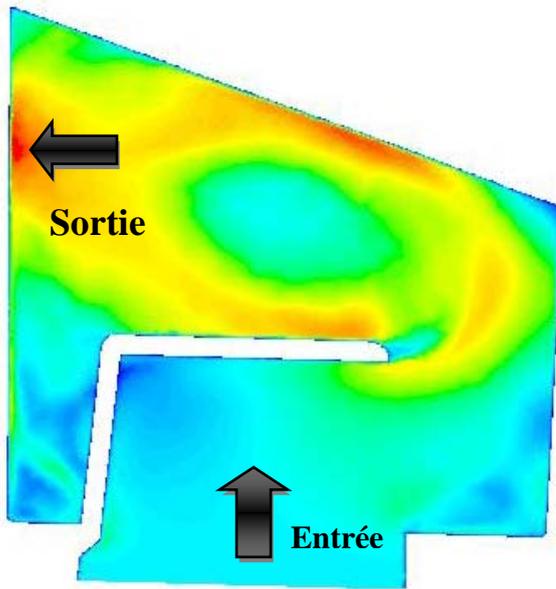


Figure 95 Vitesse moyennée, maillage tetra X=0.0141m

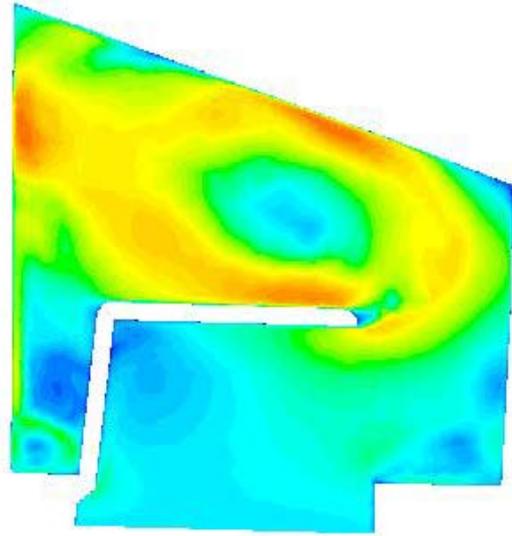


Figure 96: Vitesse moyennée, maillage 4 couches de prismes/tetra X=0.0141m

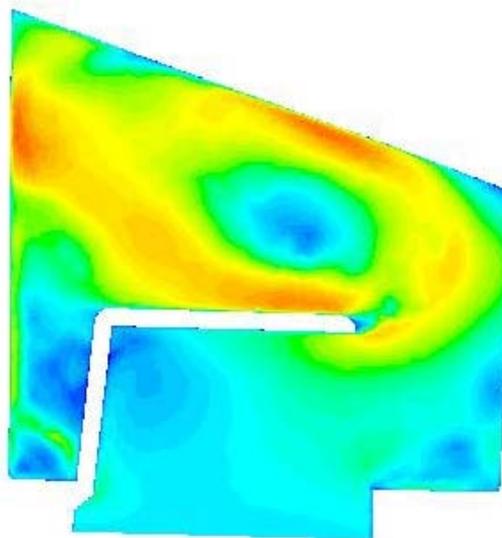
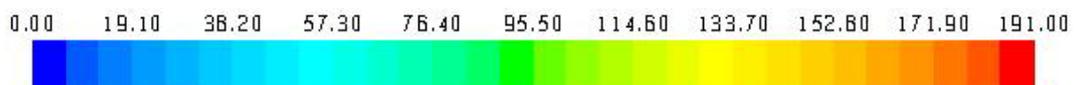


Figure 97 Vitesse moyennée, maillage 10 couches de prismes/tetra X=0.0141m.



On utilise la même échelle de vitesses pour chaque figure. Globalement, l'écoulement est semblable dans les trois cs (figure 95, figure 96, figure 97). On peut néanmoins noter de petites différences. En particulier, il semble que sur ce plan, les zones de vitesses élevées sont un peu plus importantes et plus intenses sur le maillage composé uniquement de tétraèdres que sur les maillages mixtes.

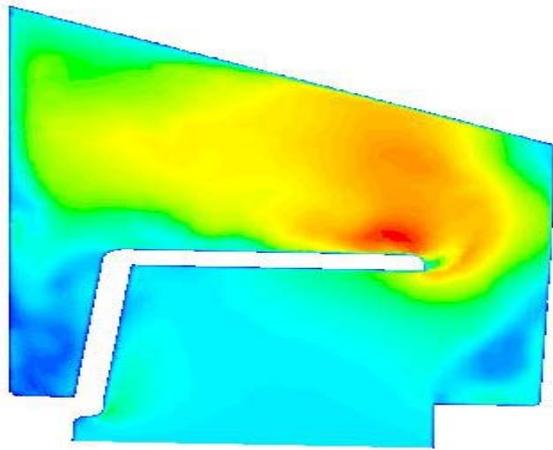


Figure 98 : Vitesse moyennée, maillage tetra X=0.0252m

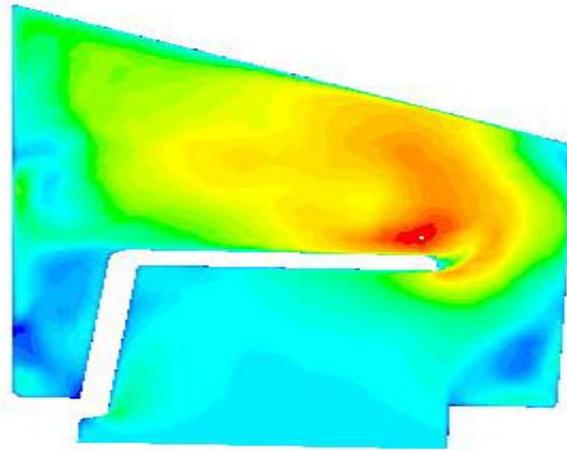


Figure99 : Vitesse moyennée, maillage 4 couches de prismes/tetra X=0.0252m

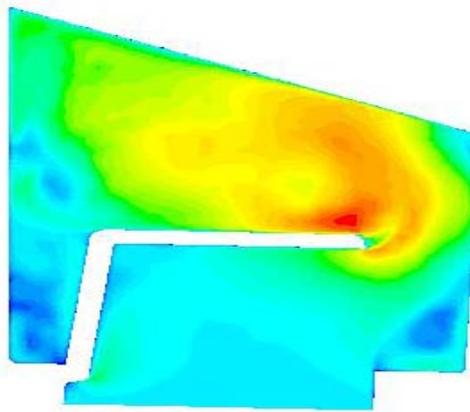
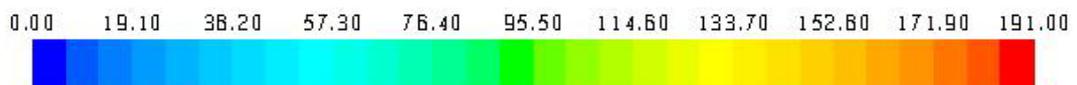


Figure 100 Vitesse moyennée, maillage 10 couches de prismes/tetra X=0.0252m



Sur ce second plan d'études ($X=0,0252m$), on trouve des conclusions similaires, on retrouve les mêmes structures dans l'écoulement pour les différents maillages étudiés. On note toutefois que la zone de vitesses importantes est plus grande dans le maillage tétra (figure 98) que dans les maillages mixtes (figure99, figure 100).

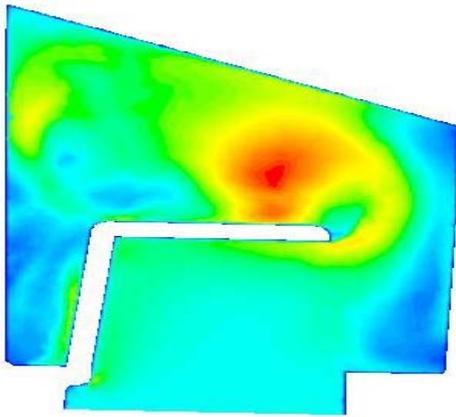


Figure 101 : Vitesse moyennée, maillage tetra X=0.0475m

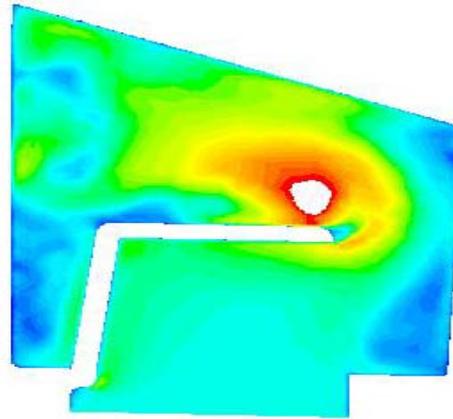


Figure 102 : Vitesse moyennée, maillage 4 couches de prismes/tetra X=0.0475m

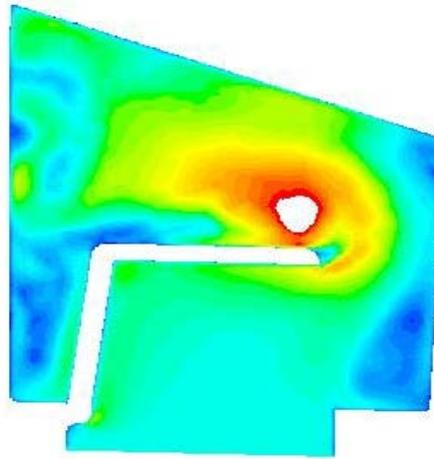
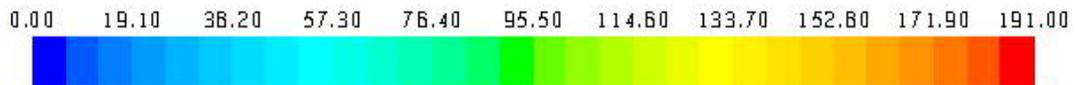


Figure 103 : Vitesse moyennée, maillage 10 couches de prismes/tetra X=0.0475m



Enfin sur le dernier plan ($X=0,0475m$), on observe certaines différences entre les résultats obtenus avec les différents maillages. Le maillage tétra (figure 101) produit une zone de vitesse importante plus étendue que les autres maillages, mais les maillages mixtes (figure 102, figure 103) donnent une zone de survitesse, plus localisée, mais plus intense.

Pour approfondir notre comparaison des champs de vitesse en fonction des maillages, on trace les profils de vitesses sur différentes lignes verticales traversant le prédecanteur de part en part. Cette ligne coupe les plans horizontaux sur lesquels on a suivi les champs de vitesse en leur milieu. Les résultats sont présentés ci-dessous (figure 104, figure 105, figure 106).

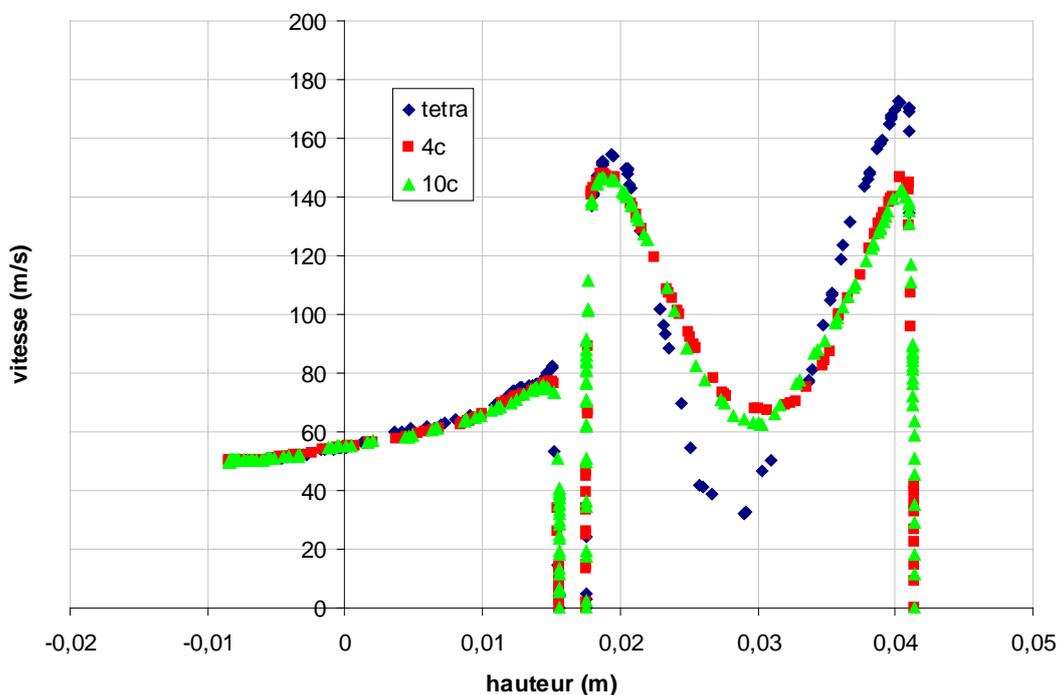


Figure 104: évolution de la vitesse sur la droite verticale.

Sur cette première ligne (figure 104), on remarque que les courbes de vitesse se superposent pour les maillages mixtes. Les vitesses restent néanmoins très proches de celles obtenues avec le maillage tétraédrique même si les maxima et minimums ont des amplitudes plus grandes avec le maillage tétraédrique.

Sur cette seconde ligne (figure 105), on retrouve les mêmes conclusions, à savoir que les vitesses estimées par les trois modèles se superposent sur une grande partie du tracé. Sur la partie où ces estimations divergent, on remarque que le maillage tétraédrique produit une vitesse d'amplitude plus grande que pour les autres maillages. On constate aussi une légère différence entre les courbes obtenues avec les deux maillages mixtes. Le maillage avec 4 couches de prismes tend à produire des vitesses plus élevées que le maillage à 10 couches de prismes. Cette différence est évaluée à environ 5 m/s.

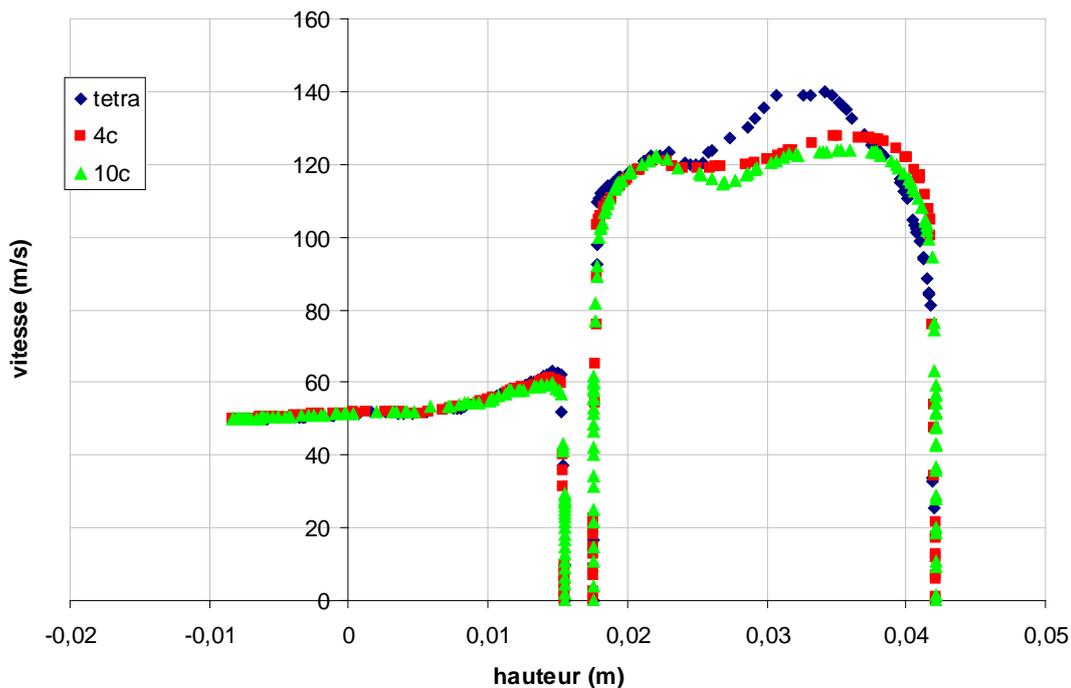


Figure 105: évolution de la vitesse sur la droite verticale.

Sur le dernier graphique (figure 106), les différences sont plus marquées. Il apparait clairement que le maillage tétraédrique intensifie les amplitudes des vitesses. On remarque aussi que la courbe correspondante au cas à 10 couches présente des légères survitesses à proximité de la paroi haute du domaine de calcul par rapport au calcul reposant sur 4 couches de prismes. Cette observation est plus gênante, car c'est a priori dans la zone de proche paroi que se joue l'essentiel des phénomènes de dépôt des particules. Par contre, on arrive à la conclusion inverse en $z=0.015\text{m}$ i-e au voisinage de la paroi du mur permettant de dévier l'écoulement. En effet à cet endroit, c'est le maillage à 4 couches qui conduit à une vitesse supérieure au maillage à 10 couches. Il parait donc difficile de tirer une conclusion définitive sur les

taux de dépôt juste en observant les champs de vitesses.

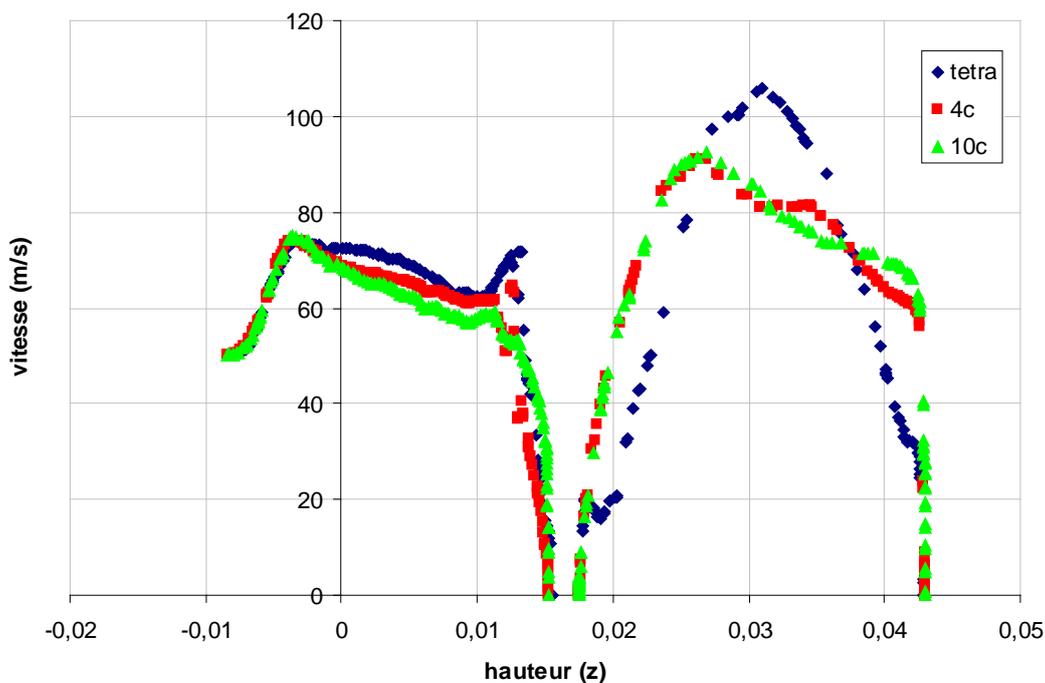


Figure 106 : évolution de la vitesse sur la droite verticale.

On s'intéresse donc aux grandeurs macroscopiques, telle l'efficacité du décanteur pour des particules de diamètre inférieur à 3 microns. On regroupe dans le tableau 12 les valeurs obtenues pour les différents cas.

Diamètre particules	Tetra	4 couches	10 couches
1 μm	20%	2%	2%
2 μm	35%	7.4%	7%
3 μm	62%	34%	36.5%

Tableau 12 : évolution de l'efficacité en fonction du nombre de couches de prismes

On constate que les efficacités obtenues avec le maillage tétraédrique sont très différentes des efficacités associées aux maillages prismes+tétraèdres. Ainsi, pour les particules de 1 micron la différence d'efficacité est de 18%, pour les particules de deux microns, on a environ 28% de différence, tandis que pour les particules de trois

microns, on relève 30% de différence. Il est donc évident que cette différence d'efficacité est liée d'une part au maillage employé et d'autre part au modèle de couche limite associé à ce maillage. L'association du maillage prismes+tétraèdres et de la loi de paroi à deux couches donne des résultats très différents au niveau de la prédiction de l'efficacité en comparaison de ceux obtenus avec le maillage tétraédrique associé à la loi de paroi standard. Il est difficile de déterminer la part du maillage et la part du modèle de couche limite dans l'obtention de ces résultats car ils sont indissociables.

Le tableau 12 nous permet aussi de conclure sur le nombre de prismes à utiliser pour discrétiser la couche limite. En effet, Si l'on compare les efficacités obtenues avec les maillages prismes+tétraèdres composés de 4 ou 10 couches de prismes, nous constatons que l'efficacité du décanteur est quasiment identique. Cela signifie que l'efficacité du décanteur ne dépend pas du nombre de couches de prismes utilisé pour discrétiser la couche limite à partir du moment où l'on utilise au moins quatre couches de prismes. Ce résultat est très important car il nous permet de valider la convergence en maillage de notre modèle dans un contexte industriel.

4.4.3. Influence de la hauteur de la première maille

Un autre paramètre qui intervient dans la construction d'un modèle lagrangien est la hauteur de la première maille située dans la couche limite. Parker et Al (2007) ont montré sur le cas académique de Liu et Agarwal (1974) que la hauteur de la première cellule influençait le dépôt pour $Re^+ < 2$. Plus le y^+ est faible plus le taux de dépôt est petit. La meilleure corrélation essai/expériences est obtenue dans leur cas pour $y^+ = 2$. Au dessus de la limite $Re^+ < 2$, tous les maillages avec des $y^+ < 10$ donnent des taux de dépôt identiques.

Nous devons déterminer la hauteur souhaitable de cette première maille pour obtenir une convergence des grandeurs suivies. Pour cette étude nous considérons le décanteur dans son ensemble.

Sur le tableau 13 est représentée l'influence de la taille de la première maille sur la perte de charge globale du décanteur et sur le Y^+ :

Taille de la 1ère maille	Y+ (max)	ΔP (Pa)
0.02 mm	3.31	1778
0.01 mm	1.92	1840
0.0075 mm	1.5	1882
0.005 mm	1.03	1880

Tableau 13 : influence de la taille de la première maille sur la perte de charge.

Il apparait (tableau 13) que la perte de charge du circuit est relativement indépendante de la taille de la première maille.

En revanche le tableau 14 montre une influence importante de la valeur du Y+ sur l'efficacité. En effet pour la plus grosse taille de maille, on obtient des taux de dépôt qui diffèrent des taux obtenus pour les autres tailles. En revanche pour toutes les tailles de mailles en dessous de 0.01mm, on retrouve approximativement le même taux de dépôt quelle que soit la taille de mailles. On retrouve les conclusions de l'article de Parker et al (2007). C'est-à-dire que pour des diamètres de particules suffisamment petits, on note une influence de la taille des mailles à la paroi. Plus les diamètres sont petits plus ils sont sensibles à la taille des mailles à la paroi. Pour le cas qui nous intéresse, il apparait clairement que si la taille des mailles à la paroi est inférieure ou égale à 0.01 mm, les taux de dépôt peuvent être considérés comme équivalents. On atteint donc la convergence en maillage pour ce qui est de l'efficacité.

Taille de la 1ère Maille	1 μm	1.5 μm	2 μm	3 μm
0.02 mm	24.3%	28.1 %	53.9%	100%
0.01 mm	12.3%	21.8 %	41.8%	97.9%
0.0075 mm	13.6 %	20.1 %	48.3%	94%
0.005 mm	14 %	19.8 %	44.9%	96%

Tableau 14 : influence de la hauteur de la première maille sur l'efficacité du décanteur

4.4.4. Influence du modèle de turbulence.

On s'intéresse maintenant à l'influence du modèle de turbulence. On effectue l'étude sur le M9 complet. Trois modèles sont testés: le modèle k- ω -sst, le modèle k- ϵ et le modèle RSM. Cependant, le modèle RSM ne converge pas avec le maillage utilisé. Ce résultat est d'autant plus décevant que Liu et Agarwal (1974) ont montré que ce modèle était le plus performant pour leur géométrie. On regroupe (tableau 15) les informations macroscopiques obtenues à partir de chaque modèle (perte de charge, vitesse maximum, taux de cisaillement à la paroi, taux de dépôt).

Modèles de turbulence	ΔP (Pa)	V(m/s)	Taux de Cisaillement (s^{-1})	1 μm (%)	2 μm (%)	3 μm (%)	4 μm (%)
k- ω -sst	1000	32.67	21.85	7.2	20	52	86
k- ϵ	1053	32.33	23.43	5.8	21.27	56	80

Tableau 15 : influence du modèle de turbulence sur l'efficacité du décanteur M9

La même étude conduite sur le F9Q (tableau 16) produit des résultats similaires. Bien que, le F9, ait une structure plus compliqué que le M9, la perte de charge estimée par les deux modèles de turbulence est légèrement différente, mais cela n'a pas une grande influence sur la prédiction du taux de dépôt. Pour le modèle RSM, on aboutit à la même conclusion que sur le cas du M9 c'est-à-dire que le calcul diverge rapidement et ne nous permet pas d'avoir d'estimation du taux de dépôt.

Modèles de turbulence	ΔP (Pa)	V(m/s)	Cisaillement (s^{-1})	1 μm	2 μm	3 μm
k- ω -sst	1663	55	166.3	19	44.6	91.7
k- ϵ	1880	56	155	14	44.9	96

Tableau 16 : influence du modèle de turbulence sur l'efficacité du décanteur F9

Cette étude systématique des différents paramètres intervenants dans la conception d'un maillage permettant l'estimation du taux de dépôt des particules amène à la conclusion suivante: le nombre de couches de prismes dans la couche limite n'influe

pas sur les taux de dépôt de manière significative. Le modèle de turbulence n'est pas un critère discriminant non plus. Enfin, le paramètre qui semble prépondérant est la taille de la maille à la paroi. On rejoint là les conclusions obtenues sur des cas simples par Parker et al (2007).

On résume ci-dessous l'ensemble de la méthodologie de calcul des trajectoires des particules dans les décanteurs et on la met en application sur les décanteur F9 et M9.

4.4.5. *Simulations sur les décanteurs M9 et F9.*

Le maillage surfacique est construit avec le logiciel ANSA en partant d'une CAO bâtie sous CATIA. La taille des mailles surfaciques est choisie de façon à être la plus petite possible en fonction des ressources mémoires allouées. Le maillage volumique est composé de deux types de cellules. Aux parois, le maillage est constitué de couche de prismes pour que la couche limite soit bien résolue. La taille de la première maille est évaluée pour obtenir un $y^+=1$. Le reste du domaine est rempli par des tétraèdres. Sur le F9, on obtient un maillage d'environ 6 millions de cellules, alors que sur le M9 on obtient un maillage de 9.6 millions de cellules.

L'écoulement est calculé en résolvant les équations de Navier-Stokes dans Fluent 6.3.24 en utilisant le modèle k- ϵ standard. La discrétisation des équations est faite en utilisant un schéma au second ordre décentré. La solution est itérée jusqu'à ce que les erreurs de résidus atteignent une vitesse de 10^{-3}

A la différence de Tekam (2006), nous utilisons la loi de paroi à deux couches pour résoudre l'écoulement en proche paroi.

Un modèle lagrangien est utilisé pour le calcul des trajectoires des particules. On suppose que l'écoulement est suffisamment dilué ($4 \cdot 10^7$ particules/cm³) pour qu'il n'y ait pas d'interactions entre les particules. On suppose également que l'écoulement d'air n'est pas affecté par la présence des particules d'huile. Les gouttes d'huile sont considérées comme sphériques, solides et indeformables.

Dans les calculs ci-dessous, la force de Saffman, la force de masse ajoutée sont négligées en raison de la densité importante de l'huile en comparaison à celle de l'air. Pour chaque taille de particules, 5000 particules sont « lancées » dans l'écoulement. Les calculs effectués avec 50000 particules n'ont pas conduit à des taux de dépôt différents ce qui indique que le nombre de 5000 particules est adéquat. Une particule est considérée comme captée lorsqu'elle touche une paroi, et elle s'échappe du domaine de calcul lorsqu'elle atteint la sortie de ce domaine. Les particules sont introduites dans le domaine depuis l'entrée avec une vitesse égale à celle du fluide à cet endroit. La densité de l'huile est de 995 kg/m^3 .

La diffusion turbulente qui peut être un phénomène important dans le dépôt de particules est négligée. Cette hypothèse a été justifiée précédemment. Le modèle DRW qui est implémenté dans Fluent a été testé sans succès dans de nombreux cas aussi bien académiques qu'industriels. Il conduit à des surestimations du taux de dépôt des particules en raison de l'utilisation des fluctuations isotropiques turbulentes. (Wang and James, 1999).

4.4.6. Comparaison essais/calculs sur le M9R.

Comme nous l'avons écrit dans la partie expérimentale consacrée aux mesures d'efficacité dans ce décanteur, l'analyse des simulations numériques doit nous permettre de comprendre pourquoi l'essentiel de l'efficacité du décanteur est localisé dans la partie contenant la membrane oscillante.

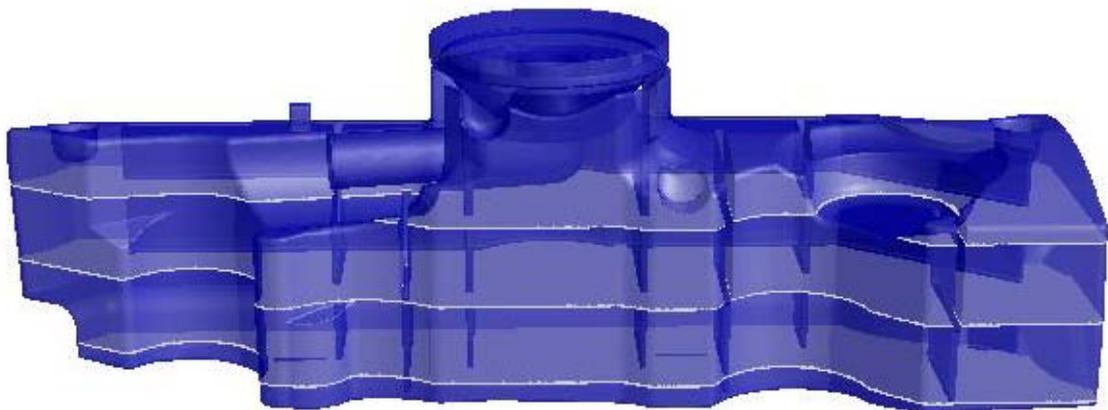


Figure 107: Vue extérieure du décanteur. Tracé en blanc des différents plans sur lesquels nous suivons l'évolution de la vitesse ($z=0$, $z=0.02$, $z=0.04\text{m}$, de bas en haut).

On présente le module de la vitesse dans différentes sections du décanteur (voir figure 107 pour la définition des sections) pour un débit de 116l/min. Les représentations du champ de vitesses peuvent être utilisées lors du processus de conception des décanteurs. Cette approche nous permet de localiser précisément les zones de hautes et basses vitesses. En particulier on vérifie si la vitesse dépasse la vitesse maximale autorisée par le cahier des charges. On estime qu'une vitesse maximale de 3 m/s empêche la présence des phénomènes de ré-entraînement des particules captées par les parois. Sur les images (figure 108), il apparaît clairement que ce critère n'est pas respecté. La conception d'un décanteur est un processus compliqué car il obéit à deux critères contradictoires. Premièrement, on essaye d'accélérer le fluide le plus possible pour projeter les gouttes d'huile sur les parois du décanteur. À l'opposé on doit respecter des critères de vitesses maximales pour ne pas susciter du ré-entraînement.

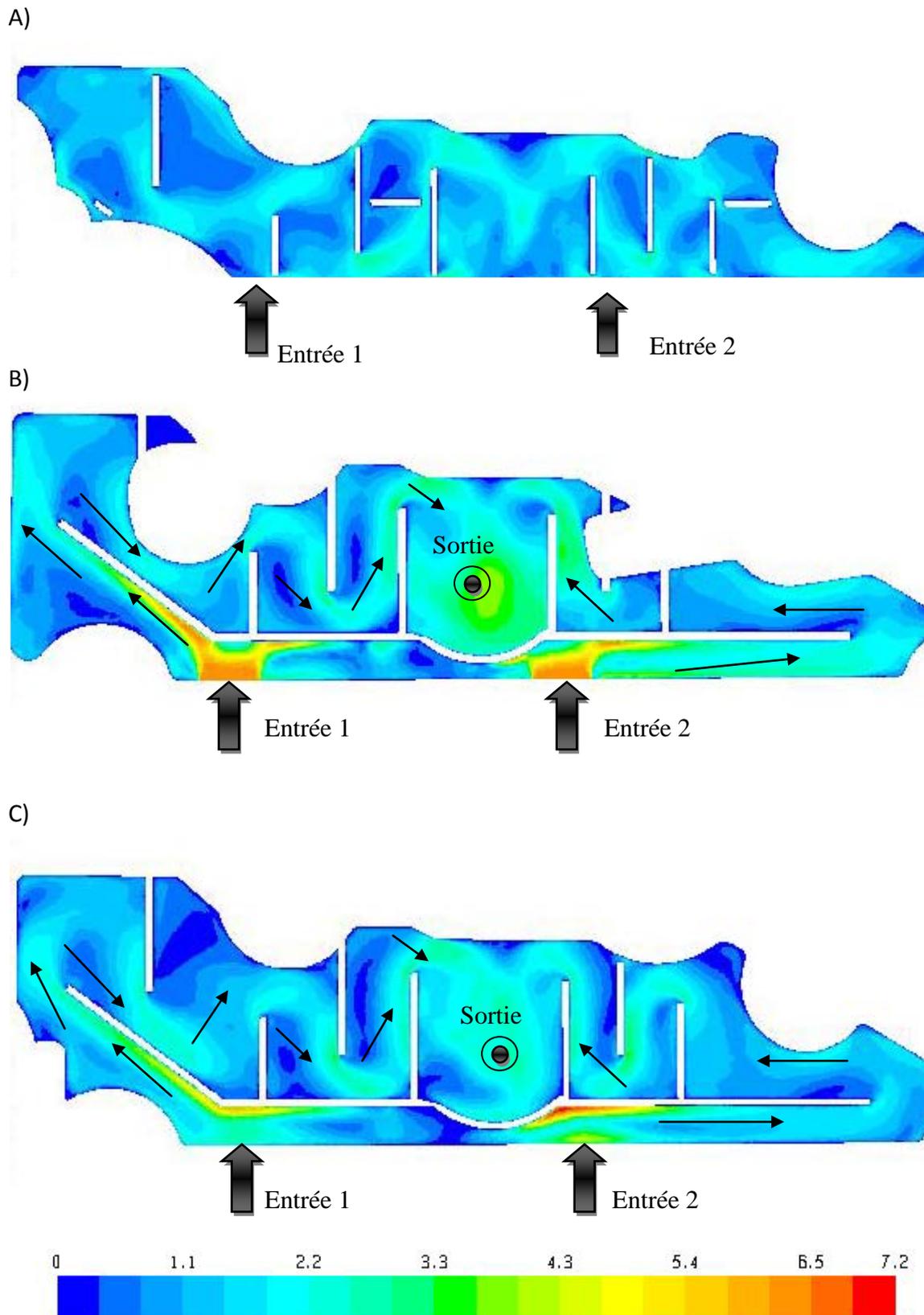


Figure 108: Vitesse moyennée (m/s) dans la partie centrale du décanteur: A): $z=0\text{m}$, B): $z=0,02\text{m}$; C): $z=0,04\text{m}$.

Sur la figure 108 le fluide s'introduit dans le décanteur par deux entrées. Ce sont les zones où le fluide a une vitesse importante. Le fluide impacte alors la paroi située juste devant les entrées et petit à petit la vitesse décroît. On ré-accélère le fluide grâce à la présence des restrictions de passage et des changements de direction imposés par les parois. On note la présence de zones de re-circulation situées derrière ces parois. Le fluide est ensuite éjecté du corps du décanteur perpendiculairement aux plans de coupe ou il rejoint la partie supérieure appelée « bol » précédemment.

L'un des objectifs lors de la conception des décanteurs est de réduire au minimum ces zones de recirculation car elles ne participent pas au dépôt des particules d'huile et donc utilisent de l'espace pour rien. On constate que les vitesses restent dans l'ensemble relativement petites puisque inférieures à 7m/s. Sur ces coupes horizontales, la partie contenant la membrane n'est pas représentée, ces vues ne sont donc pas très pertinentes pour expliquer l'efficacité de cette partie. On trace donc la vitesse sur un plan vertical (Figure 109) passant par l'entrée de la partie contenant la membrane.

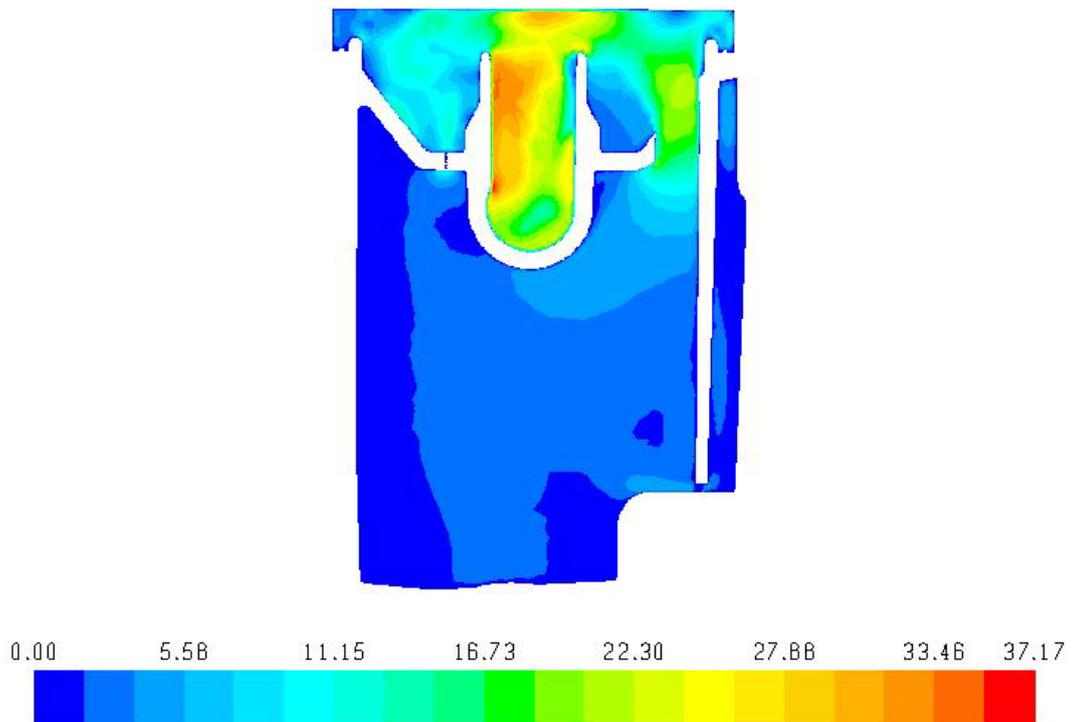


Figure 109 : Vitesse moyennée (m/s) dans la partie centrale du décanteur, vue de coupe Y=-0.057m.

On observe très clairement que la partie basse du décanteur contient des vitesses très faibles (là où étaient localisées les coupes horizontales (figure 107)). Dans la

partie supérieure, on remarque une nette intensification des vitesses. On effectue un zoom sur cette partie et l'on trace les vecteurs vitesse.

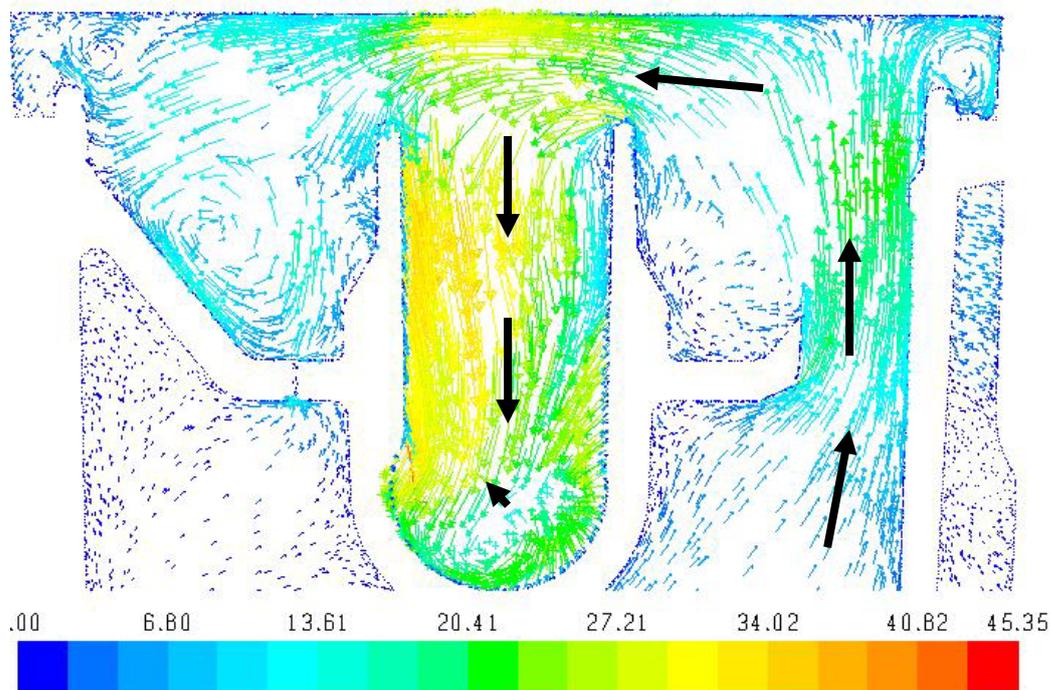


Figure 110 : vecteur vitesse, plan de coupe du décanteur $Y=-0.056m$.

Les gaz de blow-by rentrent dans la partie supérieure du décanteur par la droite sur l'image ci-dessus (figure 110). Ils sont très fortement accélérés lors de ce passage en raison de la dimension réduite de l'entrée dans cette partie supérieure. Les gaz passent donc de $7m/s$ à plus de $20m/s$. Les gaz sont alors projetés dans la partie supérieure du décanteur. Ils se créent plusieurs zones de recirculation, ce qui semble améliorer le taux de dépôt des particules. Le critère limitant à $3m/s$ dans le décanteur n'est plus du tout respecté dans cette partie du décanteur. Il apparaît que c'est la restriction de passage qui permet d'accélérer fortement les gaz, d'augmenter la perte de charge et donc d'augmenter le taux de dépôt.

On représente les lignes de courant sur les figure 111 et figure 112. Chaque trajectoire a une couleur spécifique. On remarque que les traceurs ont clairement une trajectoire préférentielle. Ils entrent par l'une des deux entrées, et circulent entre les parois dans l'un ou l'autre des côtés du décanteur en fonction de l'entrée par laquelle ils sont arrivés. Ils sont ensuite dirigés vers la partie centrale du décanteur ou ils sont aspirés et conduits à la sortie en raison de la perte de charge imposée par la faible dimension de la surface de sortie.

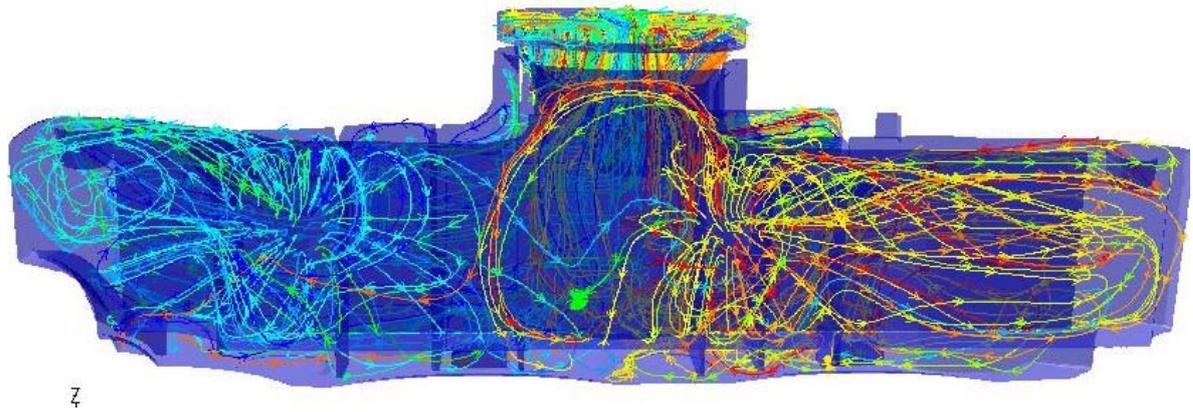


Figure 111 : trajectoires, vue latérale du décanteur M9

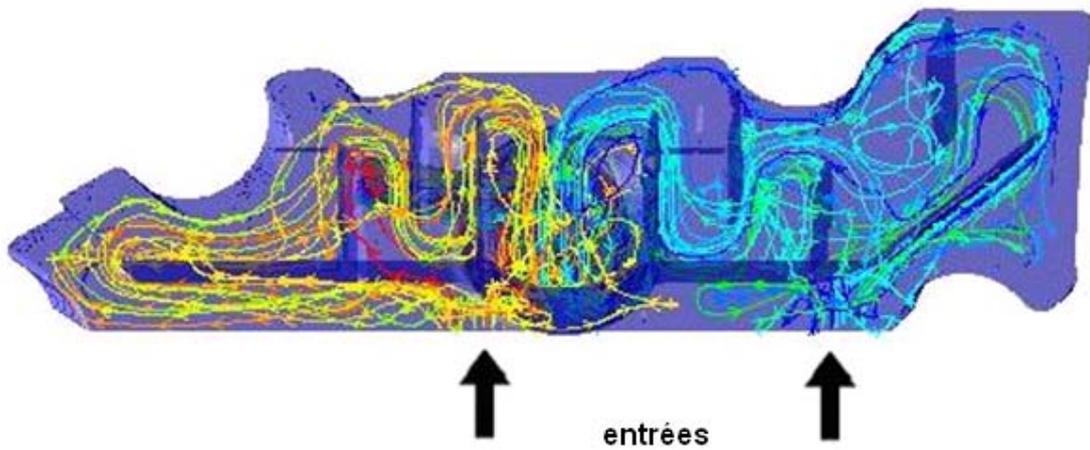


Figure 112 : trajectoires, vue de dessus du M9

On trace les zones d'impact (taches bleutées) sur l'ensemble du décanteur et sur la partie haute du décanteur ci-dessous (Figure 113):

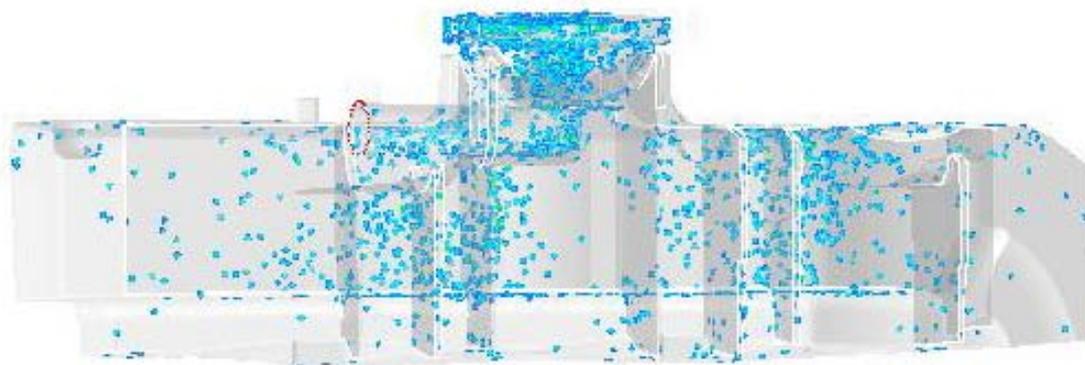


Figure 113 : Zone d'impact (taches bleutées) des particules de 3 microns. (débit de 116l/min)

On voit très clairement sur la vue d'ensemble du décanteur que la majorité des impacts est localisée dans la partie supérieure du décanteur. De même, sur le zoom figure 114, on remarque que de nombreux impacts ont lieu sur le couvercle de la partie supérieure du décanteur. On peut alors se demander si ces particules vont ensuite ruisseler le long des parois pour être recyclées efficacement ou si elles peuvent être réentrainées par l'écoulement. Ce type d'information n'est pas précisé par le code de calcul car cela nécessiterait d'avoir un algorithme permettant le suivi des films fluides et un modèle de réentrainement ce qui semble difficile à implémenter dans Fluent au vue des efforts menés dans cette direction depuis quelques années maintenant.

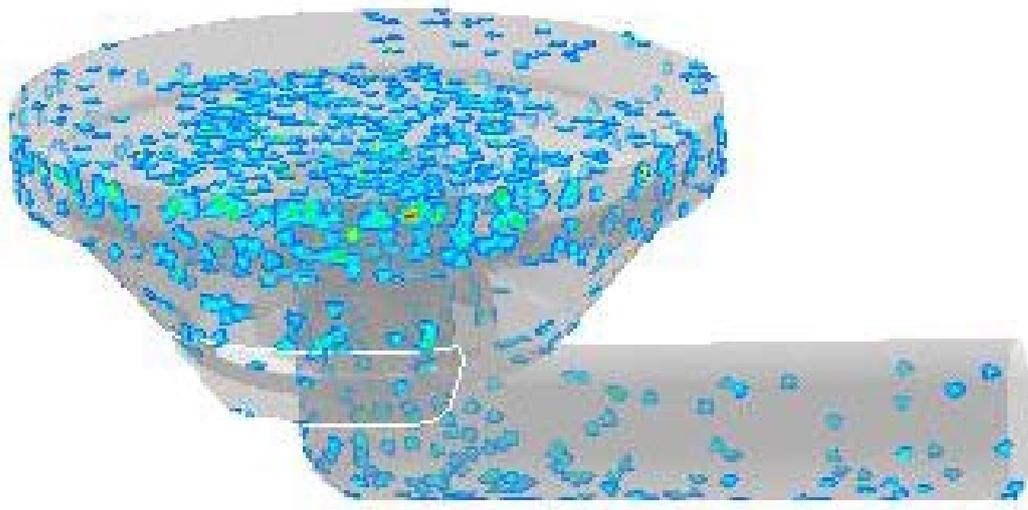


Figure 114 : Zoom sur la partie supérieure du décanteur. Zones d'impact (taches bleutées) des particules de 3 microns. (débit de 116l/min).

Nous avons désormais une meilleure compréhension des phénomènes physiques se produisant dans le décanteur. Nous avons également mis en lumière les phénomènes permettant de localiser le dépôt des particules dans la partie supérieure du décanteur.

4.4.7. Comparaisons essais/calculs sur le M9.

L'objectif de ce paragraphe est de comparer les résultats numériques obtenus en utilisant la méthodologie de calcul développée dans cette thèse (intitulée méthodologie prismes dans les graphiques suivants) et les résultats expérimentaux

décrits dans le chapitre 2. On présente les résultats pour deux valeurs caractéristiques du débit de blow-by (77l/min, Re=3140) et (116l/min, Re=4730). Les données expérimentales mesurées avec le débit de 35 l/min ne sont pas utilisées dans cette comparaison car le nombre de points expérimentaux fiables est trop faible. Les résultats obtenus par la méthodologie décrite dans Tekam et al, (2004) sont aussi présentés à titre de comparaison.

La figure 115 montre la comparaison dans le cas du débit de 77l/min. L'efficacité du décanteur est tracée en fonction du diamètre des particules. On observe deux conclusions. On retrouve le fait que la méthodologie basée sur le maillage uniquement tétraédrique ne permet pas d'estimer précisément l'efficacité du décanteur. D'un autre côté, on trouve que nos simulations « méthodologie prismes » corrélient bien les résultats expérimentaux. L'amélioration de la prédiction liée à la nouvelle méthodologie est notable.

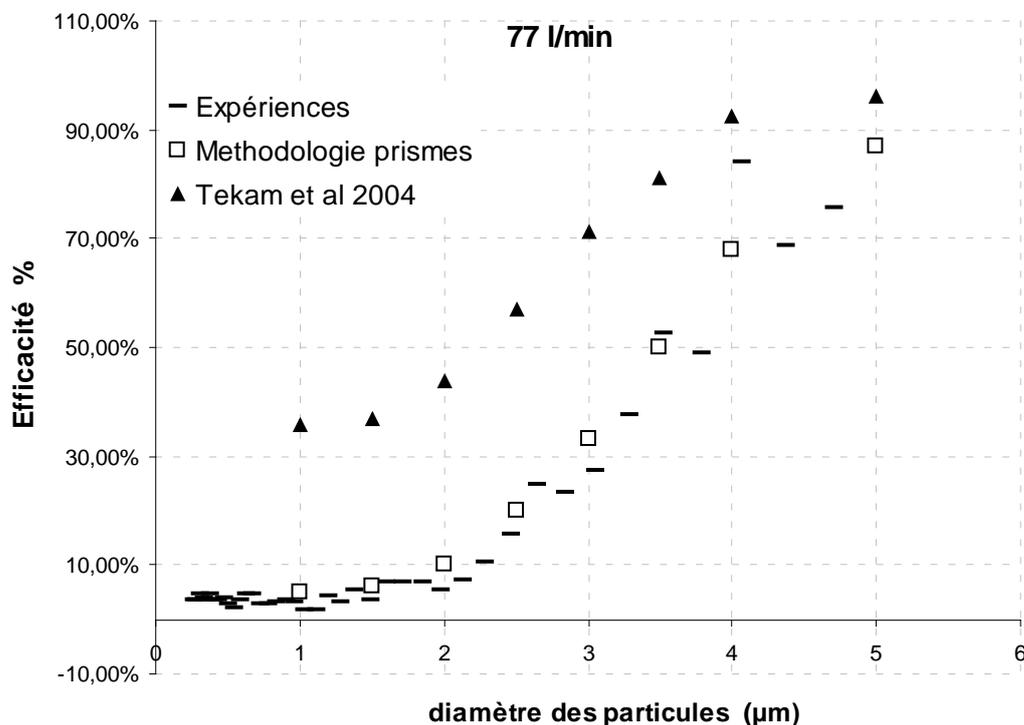


Figure 115 efficacité du décanteur automobile pour différentes tailles de particules (débit de 77l/min).

La figure 116 montre les résultats dans le cas du débit de 114l/min. On arrive aux mêmes conclusions que pour le débit inférieur. C'est-à-dire qu'il semble que le taux de dépôt est mieux prédit lorsque la région en proche paroi est calculée « Méthodologies prismes » en comparaison au calcul basé sur des maillages

tétraédriques faisant appel à une loi de paroi. Le gain dans la précision de l'évaluation du taux de dépôt est significatif et les résultats numériques sont désormais pertinents pour estimer le dépôt de particules dont le diamètre est supérieur à 0.5 micron. En dessous de ce diamètre, les résultats expérimentaux sont trop ambigus pour être utilisés dans une comparaison. De plus, si l'on souhaite modéliser le mouvement de particules si petites, il faut introduire des modèles supplémentaires qui ne sont pas aisément implémentables dans un cas industriel.

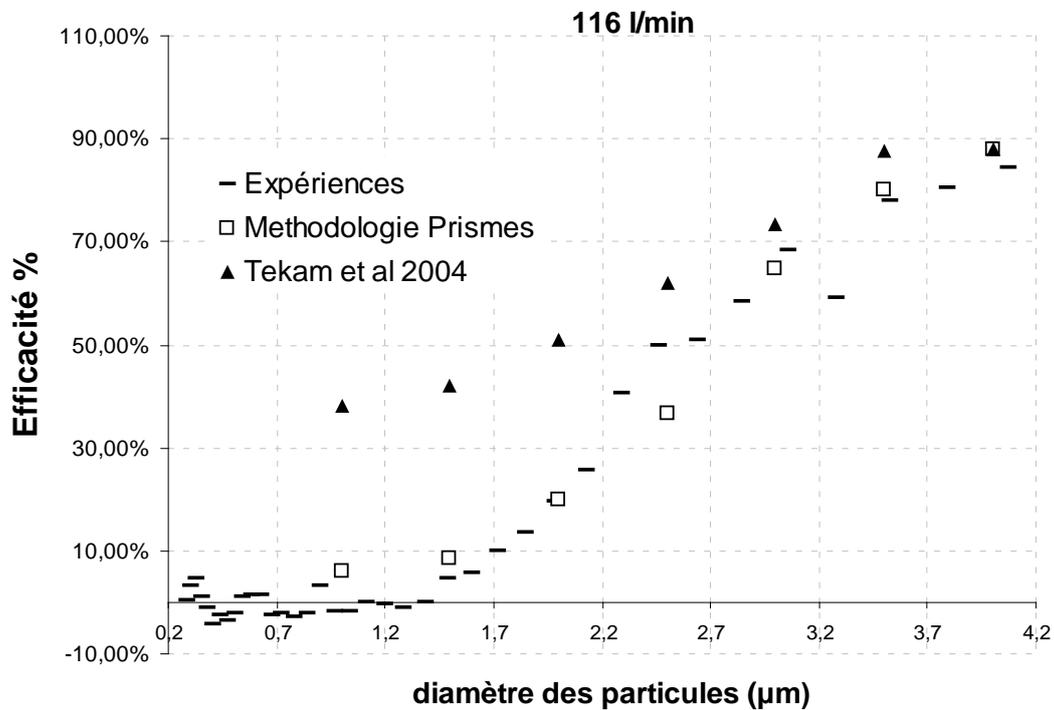


Figure 116 : efficacité du décanteur automobile pour différentes tailles de particules (débit de 116l/min).

4.4.8. Comparaison essais/calculs sur le F9Q.

Pour confirmer ces résultats, on applique la méthodologie sur le décanteur F9Q qui a largement été décrite dans la thèse de Tekam. On effectue les calculs pour les trois débits retenus par Tekam (42.5 l/m ; 100 l/m ; 150 l/m) ce qui correspond à des Reynolds de 2859, 6728 et 10092. On compare sur les graphiques ci-dessous (figure 117, figure 118, figure 119) trois courbes à chaque fois : la courbe expérimentale obtenue par Tekam, le taux de dépôt obtenu par un calcul sur un maillage tétraédrique et le taux de dépôt obtenu avec un maillage mixte (4 couches de prismes et tétraèdres).

Nous présentons les résultats pour différents débits ci-dessous :

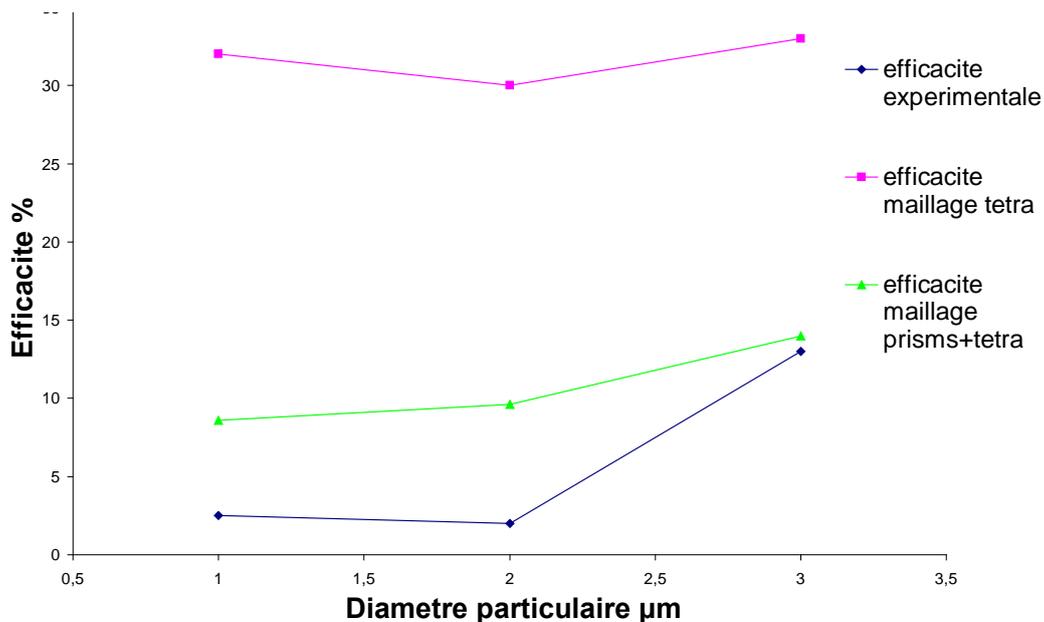


Figure 117 : efficacité du F9Q à 42 l/min.

Pour un débit de 42l/min et un $Re=2859$, on observe que la prédiction de l'efficacité effectuée par la méthodologie utilisant un maillage mixte (prismes et tétraèdres) donne des résultats cohérents avec la mesure expérimentale contrairement à ce qui a été obtenu avec le maillage composé uniquement de tétraèdres. Cette différence entre les résultats obtenus avec les deux simulations est de l'ordre de 20%. Il est néanmoins important de souligner que la mesure expérimentale d'efficacité pour les particules inférieures à 2 microns est peu fiable, puisque comme nous l'avons observé sur le M9, le nombre de particules ayant des diamètres inférieurs à 2 micron est faible dans ce type d'écoulement.

Pour un débit de 100l/min, et un $Re=7000$, on constate que la prédiction de l'efficacité avec la méthodologie mixte permet un gain de 40% en précision pour les plus petites particules (1 à 2 microns) en comparaison du résultat obtenu avec le maillage tétraédrique. La prédiction du dépôt pour les grosses particules est moins précise avec le maillage mixte (20% d'erreur par rapport à la mesure expérimentale), mais reste néanmoins acceptable.

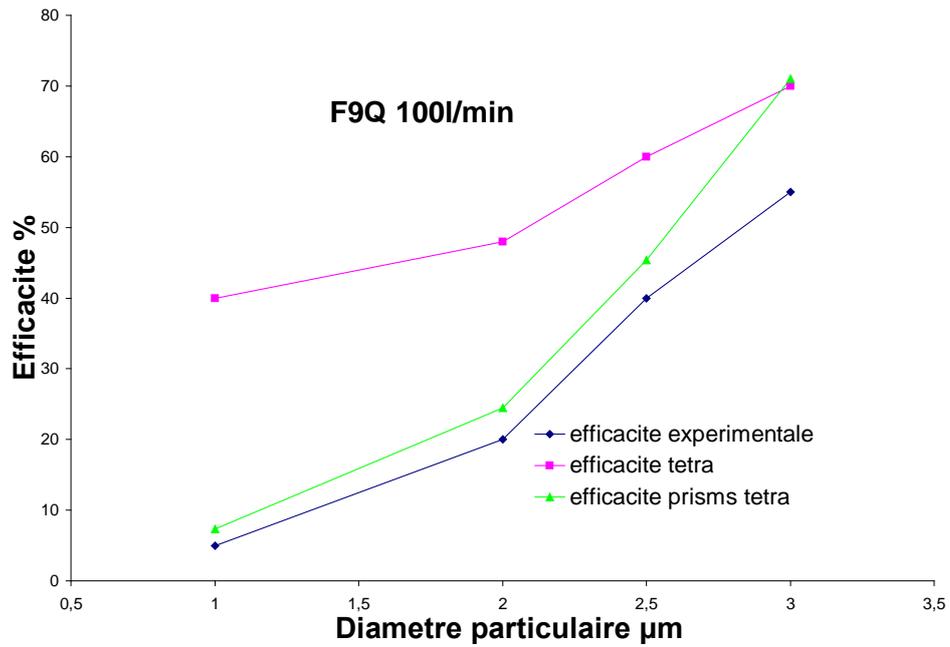


Figure 118 : efficacité du F9Q à 100 l/min.

Enfin, pour les débits les plus importants, et à $Re=10000$, on retrouve la tendance précédente, c'est-à-dire une excellente prédiction du dépôt pour les plus petites particules (1 et 2 microns) et une prévision de taux de dépôt moins convaincante pour les particules de 3 microns (20% d'erreurs par rapport à la mesure) avec la méthodologie mixte.

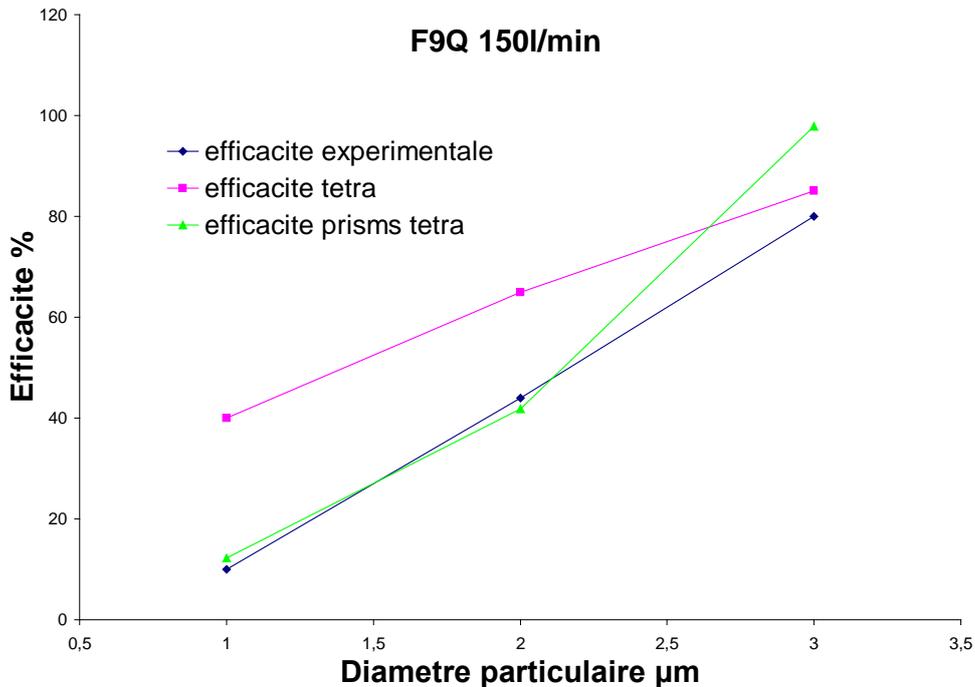


Figure 119 : efficacité du F9Q à 150 l/min.

On peut donc conclure quant à l'amélioration de la méthodologie de calcul par le biais de l'utilisation de prismes dans le maillage. Cela entraîne une meilleure discrétisation de l'écoulement à la paroi et l'utilisation de modèles de couches limites plus précis donc une meilleure estimation de la vitesse de la particule d'où un calcul de taux de dépôt plus fiable. Il est important de noter que nous n'avons pas eu besoin de rajouter un modèle de dispersion turbulente pour obtenir une amélioration sensible des résultats. On peut supposer que c'est le nombre de Reynolds auquel les calculs sont effectués qui permet d'obtenir de bons résultats sans dispersion turbulente.

Les comparaisons ci-dessus valident le modèle numérique mis en place pour étudier le mouvement des petites particules. Ce résultat est expliqué par certaines améliorations apportées à la méthodologie de calcul. On cite principalement l'utilisation d'un modèle de couche limite à deux zones et l'utilisation de prismes en proche paroi permettant une discrétisation de l'espace bien plus importante.

Dans la littérature, il a été montré que le taux de dépôt numérique était souvent surestimé en raison de la mauvaise estimation des fluctuations turbulentes en proche paroi. Dans cette thèse, les études ont été effectuées à des Reynolds

relativement faibles. Par ailleurs, nous avons montré que le dépôt de particules était essentiellement conduit par les effets d'inertie. Nous pouvons donc affirmer que l'influence des fluctuations turbulentes peut être négligée.

Cette méthodologie désormais mise au point va nous permettre d'optimiser le processus de conception des décanteurs. En effet, jusqu'à alors ce processus reposait sur des règles métiers que le concepteur devait essayer de prendre en compte lors de la création du décanteur. Il n'était pas alors question d'optimiser les différentes composantes du décanteur ni de vérifier l'utilité de ces règles de conception. Désormais grâce à l'analyse fine qui peut être faite du système nous pouvons dimensionner les différentes pièces composant le décanteur de façon optimale, et ainsi réduire le volume occupé par le décanteur. En effet, l'espace disponible sous le capot d'un véhicule est très limité. Les concepteurs sont donc perpétuellement en quête de place sous le capot et le fait de pouvoir gagner un peu de place grâce à la diminution du volume du décanteur peut être un avantage non négligeable. Un autre point positif lié à la rationalisation du processus de conception est lié au gain économique. Le fait de simplifier le décanteur, de diminuer la matière première utilisée permet de réduire le coût de fabrication d'un décanteur. Si l'on s'intéresse au décanteur M9, on peut suggérer par exemple de supprimer un des deux prédécanteurs dont l'utilisation est réservée aux arrivées d'huile sous forme d'amas ce qui est rare. On peut également émettre l'idée de supprimer la moitié du décanteur car il est apparu que le fait de faire circuler les gaz entre les chicanes du décanteur n'avait qu'un impact négligeable sur le taux de dépôt de ces particules. L'utilisation de calculs peut donc être une source d'amélioration pour la conception des décanteurs avec la technologie utilisée jusqu'à présent à savoir de la captation basée sur l'inertie des particules. La question d'une sévérisation des normes antipollution pourrait remettre en question le type de décanteur utilisé ainsi que le mode de captation des particules d'huile. La méthodologie de calcul mis en place ne serait alors plus valable. En particulier si l'on cherche à modéliser l'efficacité du décanteur pour des tailles de gouttelettes inférieures au micron, nous serions contraints d'implémenter des modèles non validés dans cette thèse. Le principal problème serait d'obtenir des mesures expérimentales fiables pour des tailles de gouttes inférieures au micron pour corréliser aux modèles numériques. Mais tout ceci est une autre histoire car de telles contraintes ne sont pas encore à l'ordre du jour.

4.5. Conclusion

La finalité de cette thèse sur la modélisation des décanteurs automobiles était de mettre au point un outil de simulation numérique permettant de se substituer à un banc organe pour déterminer l'efficacité des décanteurs à l'étape de conception.

Nous avons dans un premier temps étudié la composition du blow-by sur banc moteur et cela pour différents points de fonctionnement du moteur. Cela nous a permis de déterminer sous quelle condition le décanteur utilisé était le plus performant. Nous avons pu également comparer la pertinence des différents outils de mesure granulométrique choisis (PCS, ELPI, TEOM) en fonction du spectre granulométrique émis par le moteur. Le PCS a été retenu comme l'outil le plus adéquat en fonction des tailles de gouttes sur lesquelles nous souhaitions avoir des informations. L'aspect négatif de ces mesures réside dans notre incapacité à reproduire des mesures fiables à débit de blow-by constant à paramètre de moteur fixé.

La seule alternative crédible à ces mesures fut de reproduire ces essais sur banc organe pour se soustraire au caractère fluctuant des mesures. Le blow-by est alors généré par un bain d'huile ce qui permet de contrôler sa composition. Cette série d'essais nous a permis de déterminer l'efficacité du décanteur pour différents débits de blow-by. Nous avons également pu améliorer notre compréhension des phénomènes intervenant dans la captation des gouttelettes d'huile et préciser quelles parties du décanteur intervenaient efficacement dans ce processus.

En parallèle à ces avancées expérimentales, nous avons mené des investigations pour mettre au point une méthodologie de calcul permettant de simuler l'efficacité du décanteur. Le suivi des particules d'huile s'effectue grâce à une simulation lagrangienne. Les forces à prendre en compte et leur modélisation font l'objet de divergence de vue dans la littérature. Nous avons souhaité clarifier ces positions grâce à des expériences simples permettant de tester les différentes expressions de ces forces trouvées dans la littérature. La force qui porte le plus à polémique est la force de portance puisque son expression ainsi que son intervalle d'application sont souvent remis en question. Notre implémentation du modèle le plus abouti de cette force proposé par Wang (1997) dans Fluent ne nous a pas permis de constater de différence notable par rapport au cas étudié sans cette force de portance optimale.

Une autre question soulevée par l'utilisation d'une modélisation lagrangienne, est celle de la prise en compte ou non de la dispersion turbulente. Tout comme pour la force de portance il existe différentes manières de modéliser la dispersion turbulente. Toute la difficulté réside dans l'implémentation des modèles ayant fait leur preuve dans le logiciel Fluent, et dans la validation des résultats obtenus. Nous nous sommes concentrés sur le modèle proposé par Lai & Chen. L'étude proposée dans cette thèse nous a permis de montrer que l'implémentation d'un modèle de dispersion turbulente rudimentaire ne permet pas d'obtenir des résultats satisfaisants.

La faisabilité de la mise au point d'une méthodologie de calcul fiable de l'efficacité du décanteur repose donc sur d'autres arguments. En particulier nous avons testé l'influence des modèles de turbulence. Cependant, le choix décisif s'avère être la modification du type de maillage utilisé ainsi que le traitement du calcul de l'écoulement à la paroi. Jusqu'à présent, nous utilisons un maillage tétraédrique pour mailler l'ensemble du domaine de calcul associé à une loi de paroi standard pour calculer l'écoulement en proche paroi. Nous avons montré dans cette thèse que la mise en place d'un maillage raffiné aux parois reposant sur des prismes avec un $Y^+=1$, associé à une loi de parois à deux couches permettait d'obtenir des résultats satisfaisants en terme de prédiction de l'efficacité du décanteur.

La mise au point de cette méthodologie validée sur plusieurs décanteurs de la gamme Renault ouvre la voie à un processus d'optimisation de la conception des décanteurs automobiles. En effet, comme nous l'avons souligné grâce aux simulations, il reste à mettre en place un processus de rationalisation de la conception des décanteurs avec pour objectifs principaux d'augmenter l'efficacité des décanteurs et de minimiser la taille des décanteurs.

Bibliographie.

1. Abrahamson J., (1975), Collision rate of small particles in a vigorously turbulent fluid, *Chem. Eng. Sci.* , 30, pp. 1371-1379.
2. Aggarwal S.K. & D.J. Brandon D.J., (2001), A numerical investigation of particle deposition on a square cylinder placed in a channel flow, *Aerosol science and Technology*, 34, 4, pp. 340-352.
3. Arcen B., Tanière A. & Osterlé B., (2006), On the influence of near-wall forces in particle-laden channel flows, *Int. J. of Multiphase Flow*, 32, pp. 1326-1339.
4. Basset A. B., (1888), On the motion of a sphere in a viscous liquid, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* , 179, pp. 43-63.
5. Batchelor G.K., (1949), Diffusion in a field of homogeneous turbulence, *Aus. J. Sci. Res.*, 2, pp. 437-450.
6. Bernard P.S., Thomas J.M. & Handler R.A., (1993), Vortex dynamics and the production of Reynolds stresses, *J. Fluid Mech.* ,253 , pp. 385-419.
7. Berlemont A., Desjonqueres P., & Gouesbet G., (1990), Particle Lagrangian simulation in turbulent flows, *Int. J. of Multiphase Flow*, 16, pp. 19–34.
8. Bernard, P.S , & Wallace, J.M., (2002), *Turbulent flow : analysis, measurement and prediction*. New Jersey : Wiley.
9. Bocksell T.L. & Loth E., (2006), Stochastic modeling of particle diffusion in a turbulent boundary layer, *Int. J. of Multiphase Flow*, 32, 10-11, pp. 1234-1253.
10. Bouilly J., Limam K., Béghein C. & Allard F., (2005), Effect of ventilation strategies on particle decay rates indoors: An experimental and modelling study, *Atmospheric Environment*, 39, 27, pp. 4885-4892.

11. Boussinesq J., (1885), Sur la résistance qu'oppose un liquide indéfini en repos sans pesanteur, au mouvement varie d'une sphère solide qu'il mouille sur toute sa surface, quand les vitesses restent bien continues et assez faibles pour que leurs carrés et produits soient négligeables, C. R. Acad. Sci. , 100 , pp. 935-937.
12. Breuer, M., (1998), Large eddy simulation of the sub-critical flow past a circular cylinder: Numerical and modeling aspects. International Journal of Numerical Methods in Fluids, 28, pp. 1281–1302.
13. Breuer, M., (2000), A challenging test case for large eddy simulation: High Reynolds number circular cylinder flow, International Journal of Heat and Fluid Flow, 21, 5, pp. 648–654.
14. Breuer M., Baytekin H. T. & Matida E. A., (2006), Prediction of aerosol deposition in 90 degree bends using LES and an efficient Lagrangian tracking method, J. Aerosol Science, 37, pp. 1407–1428.
15. Breuer M., Matida E. & Delgado A., (2007), Prediction of aerosol drug deposition using Eulerian–Lagrangian method based on LES, In International conference on multiphase flow, July 9–13, Leipzig, Germany.
16. Brooke J.W. & Hanratty T.J., (1993), Origin of turbulence-producing eddies in channel flow, Physics of fluids, A, 5, pp. 1011-1022.
17. Brooke J.W., Kontomaris K., Hanratty T.J. & McLaughlin J.B., (1992) Turbulent deposition and trapping of aerosols at a wall, Physics of fluids, A, 4, pp. 825-834.
18. Brooke J.W., Hanratty T.J. & McLaughlin J.B., (1994), Free-flight mixing and deposition of aerosols, Physics of fluids, A, 6, pp. 3404-3415.
19. Burry D. & Bergeles G., (1993), Dispersion of particles in anisotropic turbulent flows, Int. J. of Multiphase Flow, 19, 4, pp. 651-664.
20. Cantwell B.J., (1981), Organized motion in turbulent flow, Annual review of fluid mechanics, 13, pp. 457-515.

21. Caporali M., Tampieri F., Trombetti F. & Vittori O., (1975), Transfer of particles in nonisotropic air turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 32, pp. 556-568.
22. Chen M. & McLaughlin J.B., (1995), A new correlation for the aerosol deposition rate in vertical ducts, *Journal of Colloid and Interface Science*, 169, pp. 437-455.
23. Cheng Y.S., (2003), Aerosol deposition in the extra-thoracic region, *Aerosol Science and Technology*, 37, pp. 659–671.
24. Chen, C.L. & Chan K.C., (2008), Combined effects of thermophoresis and electrophoresis on particle deposition onto a wavy surface disk, *Inter. J. of Heat and Mass Transfer*, 51, (11-12), pp. 2657-2664.
25. Cherukat P.J.B. & McLaughlin J.B., (1994), The inertial lift on a rigid sphere in a linear shear flow field near a flat wall, *J. Fluid Mech.*, 263, pp. 1-18.
26. Clift R., Grace J. R. & Weber M. E. (1978). *Bubbles, Drops and Particles*. Academic Press, New York.
27. Corino E.R & Brodkey R.S., (1969), A visual investigation of the wall region in turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, 37, pp. 1-30.
28. Cox R.G. & Hsu S.K., (1977), The lateral migration of solid particles in a laminar flow near a plane, *Int. J. of Multiphase Flow*, 3, pp. 201-222.
29. Crowe C. T., Sommerfeld M. & Tsuji Y., (1998), *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press.
30. Csanady G.T., (1963), Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere, *J. Atmos. Sci*, 20, pp. 201-208.
31. Dehbi, A., (2008), Turbulent particle dispersion in arbitrary wall-bounded geometries : a coupled CFD-langevin-equation based approach, *Int. J. of Multiphase Flow*, 34 , 9 , pp. 819-828.

32. Dhariwal, H.C., (1997), Control of blow-by emissions and lubricating oil consumption in I.C. engines, *Energy Convers, Mgmt*, 3, N° 10-13, pp. 1267–1274.
33. Durst F., Milojevic D. & Schonung B., (1984), Eulerian and lagrangian predictions of particulate two-phase flows: a numerical study, *Applied Mathematical modeling*, 8, pp. 101-115.
34. Elghobashi S., (1994), On predicting particle-laden turbulent flows, *Applied Scientific Research*, 52, pp.309–329.
35. El shobokshy M.S. & Ismail I.A., (1980), Experimental measurements of aerosol deposition to smooth and rough surface, *Atmospheric Environnement*, 17, pp. 639-644.
36. Fantoni, (2008), Dynamics of ellipsoidal particles dispersed in channel flow turbulence, *Tesi di Laurea, Universita degli study di Udine*.
37. Friedlander S.K. & Johnstone H.F., (1957), Deposition of suspended particles from turbulent gas streams, *Industrial and Engineering Chemistry*, 49, 7, pp. 1151–1156
38. Froelund K. & Yilmaz E., (2004), Impact of engine oil consumption on particulates emission, *International conference on automotive technology “future automotive technologies on powertrain and vehicle”*, Istanbul Turkey.
39. Gatignol. R., (1983), The Faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform flow, *J. Méc. Théor. Appl.*, 1, pp. 143-160.
40. Gibson M.M. & Launder B. E., (1978), Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer, *J. Fluid Mech*, 86, pp. 491-511.
41. Gosman A. D. & Ioannides E. (1981). Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustor, *Aerospace Sciences Meeting*, 19th, St. Louis, MO, Jan. 12-15.

42. Gouesbet G. & Berlemont A., (1999), Eulerian Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows, *Progress in Energy and Combustion Science*, 25, pp. 133-159.
43. Graham D.I & James P.W. (1996). Turbulent dispersion of particles using eddy interaction models, *Int. J. Multiphase Flow*, 22, 1, pp. 157-175.
44. Grgic B., Finlay W. H., Burnell P. K. P., & Heenan A. F., (2004), In vitro intersubject and intrasubject deposition measurements in realistic mouth-throat geometries, *J. Aerosol Science*, 35, pp. 1025–1040.
45. Gupta R. & McFarland A.R., (2001), Experimental study of aerosol deposition in flow splitters with turbulent flow, *Aerosol Science and Technology*, 34, 2, pp. 216–226.
46. Hari S., (2003), Computational Fluid Dynamics Simulations of dilute Fluid-Particle Flows in aerosol concentrators, Phd Thesis, Annamalai University.
47. He, C., & Ahmadi, G., (1999), Particle deposition in a nearly developed turbulent duct flow at low reynolds number, *J. Fluid Mech*, 177, pp. 133-166.
48. Heenan A.F., Finlay W.H., Grgic B., Pollard A., Burnell P.K.P., (2004), An investigation of the relationship between the flow field and regional deposition in realistic extra-thoracic airways, *J. Aerosol Science*, 35, pp. 1013–1023.
49. Hill S.H. & Sytsma S.J., (1991), A system approach to oil consumption, SAE technical paper series, 910743.
50. Hutchinson P., Hewitt G.F. & Dukler A.E., (1971), Deposition of liquid or solid dispersions from turbulent gas streams: A stochastic model, *Chemical engineering sciences*, 26, 3, pp. 419-439.
51. Iliopoulos I. & Hanratty T.J., (1999), Turbulent dispersion in a non-homogeneous field, *J. Fluid Mech*, 293, pp. 45-71.

52. Iliopoulos I., Mito Y. & Hanratty T.J., (2003), A stochastic model for solid particle dispersion in a non homogeneous turbulent field, *Int. J. of Multiphase Flow*, 29, pp. 375–394.
53. Jayaraju S.T., Brouns M., Lacor C., Belkassam B. & Verbanck S., (2008), Large eddy and detached eddy simulations of fluid flow and particle deposition in a human mouth-throat, *J. Aerosol Science*, 39, pp. 862–875.
54. Jimenez J. & Pinelli A., (1999), The autonomous cycle of near-wall turbulence, *J. Fluid Mech.*, 389, pp. 335-359.
55. Jongen T., (1992), *Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows*, PhD thesis, EPF Lausanne, Lausanne, Switzerland.
56. Kallio G.A., Reeks M. W., (1989), A numerical simulation of particle deposition in turbulent boundary layers, *Int. J. of Multiphase Flow*, 15, 3, pp. 433-446.
57. Kim J., Moin P., & Moser R., (1987), Turbulent statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, 177, pp. 133-166.
58. Kline S. J., Reynolds W. C., Schraub F. A. & Rundstadler, P.W., (1967), The structure of turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 30, pp. 741–773.
59. Lai C.K. & Chen F., (2006), Modeling particle deposition and distribution in a chamber with a two-equation Reynolds-averaged Navier-Stokes model, *J. Aerosol Science*, 37, pp. 1770-1780.
60. Lai C.K & Nazaroff W.W., (2000) Modeling indoor particle deposition from turbulent flow onto smooth surface, *J. Aerosol Science*, 31. pp. 463-476.
61. Laufer J., (1954), The structure of turbulence in fully developed pipe flow, *NACA Technical Note*, 1174, pp. 417-434.
62. Launder B.E., Reece G.J., & Rodi W., (1975), Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, 68, 3, pp. 537-566.
63. Launder B. E. & Spalding D. B., (1972), *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, England.

64. Launder B. E. & Spalding. D. B.; (1974). The Numerical Computation of Turbulent Flows; Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3, pp. 269-289.
65. Launder B. E.; (1989); Second-Moment Closure: Present... and Future?, Inter. J. Heat Fluid Flow., 10(4), pp. 282-300.
66. Lecompte M., (2007), Etude expérimentale des sprays d'huile dans un moteur à combustion interne: influence de l'écoulement de blow-by et participation à la consommation d'huile, Thèse de doctorat, Université de Rouen.
67. Leighton D. & Acrivos A., (1985), The lift on a small sphere touching a plane in the presence of a simple shear flow, J. Appl. Math. Phys., 36, pp. 174.
68. Li A. & Ahmadi G., (1993a), Deposition of aerosols on surfaces in a turbulent channel flow, International Journal of Engineering Science, 31, pp. 435-451.
69. Li A. & Ahmadi G., (1993b), Computer simulation of deposition of aerosols in a turbulent channel flow with rough walls. Aerosol Science and Technology, 18, pp. 11-24.
70. Li A. & Ahmadi G., (1993c), Aerosol particle deposition with electrostatic attraction in a turbulent channel flow, Journal of Colloid and Interface Science, 158, pp. 476-482.
71. Li A., Ahmadi G., Bayer R.G. & Gaynes M.A., (1994), Aerosol particle deposition in an obstructed turbulent duct flow, J. Aerosol Science, 25, pp. 91-112.
72. Liu B.Y.H. & Agarwal J.K., (1974), Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow, J. Aerosol Science, 5 (2), pp. 145-155.
73. Liu B.Y.H., Matida E.A., Gu J. & Johnson M.R., (2007), Numerical simulation of aerosol deposition in a 3D human nasal cavity using RANS, RANS/EIM, and LES, J. Aerosol Science, 38 (7), pp. 683-700.

74. Longest P.W. & Vinchurkar S., (2007), Effects of mesh style and grid convergence on particle deposition in bifurcating airway models with comparisons to experimental data, *Med. Eng. Phys.*, 29, pp. 350–366.
75. Longest P.W. & Vinchurkar S., (2007), Validating CFD predictions of respiratory aerosol deposition: effects of upstream transition and turbulence, *J. Biomech.*, 40, 2, pp. 305–316.
76. Longest P.W. & Xi J., (2007), Computational investigation of particle inertia effects on submicron aerosol deposition in the respiratory tract. *J. Aerosol Science*, 38, pp. 111-130.
77. Magnaudet J., Rivero M. & Fabre J., (1995), Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part 1. Steady straining flow, *J. Fluid Mech.*, 284, pp. 97–135.
78. Matida E.A., Finlay W.H., Lange C.F. & Grgic B., (2004), Improved numerical simulation of aerosol deposition in an idealized mouth-throat, *J. Aerosol Sci.*, 35, pp. 1-19.
79. Maxey M.R. & Riley J.J.,(1983), Equation of motion for a small rigid sphere in a non uniform flow, *Phys. Fluids*, 26, pp. 883-889.
80. McFarland A.R., Gong H., Muyschondt A., Wente W.B. & Anand N.K., (1997), Aerosol deposition in bends with turbulent flows, *Aerosol deposition in bends with turbulent flow*, *Environmental science and technology*, 31(12), pp. 3371-3377.
81. McCoy D.D. & Hanratty T.J., (1977), Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow, *Int. J. of Multiphase Flow*, 3 (4), pp. 319-331.
82. McFarland A.R., Gong H., Muyschondt A., Wente W.B. & Anand N.K., (1997), Aerosol deposition in bends with turbulent flow, *Environmental Science and Technology*, 31, pp. 3371-3377.
83. McInnes J.M & Bracco F.V., (1992), Stochastic particle dispersion modeling and the tracer-particle limit, *Phys. Fluids*, 4, 12, pp. 2809-2824.

84. McLaughlin J.B., (1989), Aerosol particle deposition in numerically simulated channel flow, *Phys. of fluids, A*, 1, pp.1211-1224.
85. McLaughlin J.B., (1991), Inertial migration of a small sphere in linear shear flows., *J. Fluid Mech.*, 224, pp. 261-274.
86. McLaughlin J.B., (1993), The lift on a small sphere in wall-bounded linear shear flows, 1993, *J. Fluid Mech.*, 246, pp. 249-265.
87. McLaughlin J.B., (1994), Numerical Computation of Particles-turbulence Interaction, *Int. J. of Multiphase Flow*, 20, pp. 211-232.
88. Matida E.A., DeHaan W.H., Finlay W.H. & Lange C.F., (2003), Simulation of particle deposition in an idealized mouth with different small diameter inlets, *Aerosol Science and Technology*, 37 (11), pp. 924–932.
89. Matida E.A., Finlay W.H., Lange C.F. & Grgic B., (2004), Improved numerical simulation of aerosol deposition in an idealized mouth–throat, *J. Aerosol Science*, 35(1), pp. 1–19.
90. Mei R., (1992), An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, *Int. J. Multiphase Flow*, 18, 145-147.
91. Moin P. & Kim J., (1982), Numerical investigation of turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.*, 118, pp. 341–377.
92. Moin P. & Mahesh K., (1998), Direct numerical simulation: a tool in turbulence research, *Annual review of fluid mechanics*, 30, pp. 539-578.
93. Morsi S.A. & Alexander A.J., (1972), An investigation of particles trajectories in two-phase flow systems, *J. Fluid Mech.*, 55, 2, pp. 193-208.
94. Nowak N., Kakade P.P. & Annapragada A.V., (2003), Computational fluid dynamics simulation of airflow and aerosol deposition in human lungs, *Annals of Biomedical Engineering*, 31, 4, pp. 374-390.

95. Nicoud F. & Ducros F., (1999), Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor, *Flow Turbulence and Combustion*, 62, 3, pp. 183-200.
96. Oseen C., (1927), *Hydromechanik*. Leipzig : Akademische Verlag.
97. Oesterlé B., (2007), *Ecoulements multiphasiques: des fondements aux méthodes d'ingénierie*, Lavoisier.
98. Ounis H., Ahmadi G. & McLaughlin J.B., (1991), Dispersion and deposition of Brownian particles from point sources in a simulated turbulent channel flow, *Journal of Colloid and Interface Science*, 147, 1, pp. 233-250.
99. Papavergos P.G & Hedley A.B., (1984), Particle deposition behaviour from turbulent flows, *Chemical engineering research and design*, 62, pp. 275-295.
100. Park H., Carr W., Junyong zhu & Morris F., (2003), Single drop impaction on a solid surface, *AIChE journal*, 49, 10, pp. 2461-2471.
101. Parker S., Foat T. & Preston S., (2007), Towards quantitative prediction of aerosol deposition from turbulent flows, *J. Aerosol Science*, 39 (2), pp. 99-112.
102. Postma A.K, & Schwendiman L.C., (1960), *Studies in micrometrics: Particle deposition in conduits as a source of error in aerosol sampling*. Report HW-65308, Richland, Washington: Hanford laboratory.
103. Pui Y.H., Romay-Novas F. & Liu Y.H., (1987), Experimental study of particle deposition in bends of circular cross section, *Aerosol Science and Technology*, 7, pp. 301-315.
104. Reeks M. W., (1977), On the dispersion of small particles suspended in an isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, 83, pp. 529–546.
105. Reeks M. W., (1983), The transport of discrete particles in inhomogeneous turbulence, *J. Aerosol Sci.*, 14, pp. 729-739.

106. Reeks M.W., (1991), On a kinetic equation for the transport of particles in turbulent flows, *Phys. of Fluids*, 3, 3, pp. 446–456.
107. Reeks M. W. & Skyrme G., (1976), The dependence of particle deposition velocity on particle inertia in turbulent pipe flow, *J. Aerosol Science*, 7, pp. 485-495.
108. Renoux A. & Boulaud D., (2003), *Physique des aérosols, Partie 1, Techniques de l'Ingénieur, traité Science fondamentales, Vol. AF4., No. AF3612.* pp. 1-15.
109. Renoux, A. & Boulaud D., (2003), *Physique des aérosols, Partie 2., Techniques de l'ingénieur, traité Science fondamentales, Vol. AF4., No. AF3613.,* pp. 1-26
110. Saffman P.G., (1965), The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, 22, pp. 385-340.
111. Saffman P.G. & Turner J.S., (1956), On the collision of drops in turbulent clouds, *J. Fluid Mech.*, 1, pp. 16-30.
112. Saffman P.G., (1968), Corrigendum to “The lift on a small sphere in a slow shear flow”, *J. Fluid Mech.*, 31, 624.
113. Sarangapani R. & Wexler A.S., (2000), Modeling particle deposition in extrathoracic airways, *Aerosol Science and Technology*, 32, 1, pp. 72–89.
114. Sehmel G.A., (1968), Aerosol deposition from turbulent airstreams in vertical conduits, Report BNWL-578, Richland, Washington: Pacific Northwest laboratory.
115. Shimada M., Okuyama K. & Asai M., (1993), Deposition of sunmicron aerosol particles in turbulent and transitional flow, *AIChE journal*, 39, pp. 17-26.
116. Shirolkar J.S., Coimbra C.F., Queiroz & McQuay M., (1996), Fundamental aspects of modeling turbulent particle dispersion in dilute flows, *Prog Energy Combust Sci*, 22, pp. 363-399.

117. Simonin O., Deutsch E. & Minier J. P., (1993), Eulerian prediction of fluid - particle correlated motion in turbulent two-phase flows, *Applied Scientific Research*, 51, pp. 275–283.
118. Sippola M. R. & Nazaroff W. W., (2002), Particle Deposition from Turbulent Flow: Review of Published Research and Its Applicability to Ventilation Ducts in Commercial Buildings, Lawrence Berkeley National Laboratory report, LBNL 51432.
119. Sippola M. R., (2002), Particle deposition in ventilation ducts, PhD. Thesis, University of California, Berkeley.
120. Sippola M.R & Nazaroff W. W., (2003), Modeling particle loss in ventilation ducts, *Atmospheric Environment*, 37, pp. 5597-5609.
121. Sommerfeld M., (1995), The Importance of inter-particle collisions in a horizontal gas solid channel flow, *Gas-Particle Flow, ASME-FED*, 228, pp. 335-345.
122. Spalding D. B., (1970), Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames, In 13th Symp. on Combustion, The Combustion Institute.
123. Squires K.D. & Eaton J.K., (1991), Measurement of particle dispersion obtained from direct numerical simulations of isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, 226, pp. 1–35.
124. Squires K.D. & Eaton J.K., (1991), Preferential concentration of particles by turbulence, *Phys. Of Fluids*, 5, pp. 1169–1178.
125. Squires K.D. & Eaton J.K., (1994), Effect of selective modification of turbulence on two-equation models for particle-laden turbulent flows, *Transactions of the ASME*, 116, pp. 778–784.
126. Stokes G.G. (1851). On the effect of the inertial friction of fluids on the motion of pendulums, *Trans. Cambridge Phil. Soc.*

127. Stapelton K.W., Guentsch E., Hoskinson M.K. & Finlay W.H., (2000), On the suitability of $k-\epsilon$ turbulence modeling for aerosol deposition in the mouth and throat: a comparison with experiment, *J. Aerosol Sci.*, 31, 6, pp. 739-749.
128. Tanaka T., Tsuji Y. (1991). Numerical simulation of gas-solid two-phase-flow in a vertical pipe: on the effect of inter-particle collision, *Gas-Solid Flows*, ASME FED, 121, 4th Int. Symp. on Gas-Solid Flows, pp. 123-128.
129. Tchen C.M., (1947), Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid, Phd Thesis, Delft University.
130. Tekam S., (2006), Modélisation et simulation numérique d'écoulements gazeux chargés de particule d'huile dans un circuit de décantation de moteur, Thèse de doctorat, ENSAM Paris.
131. Tekam S., Daru V. & Demoulin M., (2004), Prediction of the efficiency of an automotive oil separator : comparison of numerical simulations with experiments, SAE Powertrain & Fluid Systems Conference, SAE Paper, 2004-01-3019.
132. Tian L., & Ahmadi G., (2007), Particle deposition in turbulent duct flows- comparison of different model predictions, *J. Aerosol Science*, 38, pp. 377-397.
133. Uijtewaal W.S.J & Olieman R.V.A., (1996), Particle dispersion and deposition in direct numerical and large eddy simulations of vertical pipe flows, *Phys. Fluids*, 8, pp. 2590-2604.
134. Van Wageningen, (2005), Design of a static mixer reactor for copper recovery from waste streams, PhD Thesis, TUDelft.
135. Vasseur P. & Cox R.G., (1977), The lateral migration of a spherical particles sedimenting in a stagnant bounded fluid, *J. Fluid Mech.*, 80, pp. 561-591.

136. Vinchurkar S. & Longest P., (2008), Evaluation of hexahedral, prismatic and hybrid mesh styles for simulating respiratory aerosol dynamics, *Computers and Fluids*, 37, pp. 317–331.
137. Wang Yi. & James P.W., (1999), On the effect of anisotropy on the turbulent dispersion and deposition of small particles, *Int. J. Multiphase flow*, 25, pp. 551-558
138. Wang Q., Squires K.D., Chen M., McLaughlin J.B., (1997), On the role of the lift force in turbulence simulations of particle deposition, *Int. J. Multiphase flow*, 23, 4, pp. 749-763.
139. Wang Q., Squires K.D. & Simonin O., (1998), Large eddy simulation of turbulent gas-solid flows in a vertical channel and evaluation of second-order models, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 19, pp. 505–511.
140. Wells A.C. & Chamberlain A.C., (1967), Transport of small particles to vertical surfaces, *British journal of Applied Physics*, 18, pp. 1793-1799.
141. Wells M.R. & Stock D.E., (1983), The effects of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, 136, pp 31–62.
142. Wolfstein M., (1969), The velocity and temperature distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 12, pp 301-318.
143. Wood N.B., (1981), The mass transfer of particles and acid vapor to cooled surfaces, *Journal of the institute of energy*, 76, pp. 76-93.
144. Yilmaz E., (2003), Sources and characteristics of oil consumption in an spark-ignition engine, Phd Thesis, M.I.T.
145. Young J. & Leeming A., (1997), A theory of particle deposition in turbulent pipe flow, *J. Fluid Mech.*, 340, pp. 129-159.

146. Yudin M.I., (1959), Physical considerations on heavy particles diffusion, In Proceedings of the Int. Symp. On Atmospheric Diffusion and Air Pollution, Adv. Geophys., 6, pp. 185.
147. Zhang H. & Ahmadi G., (2000), Aerosol particle transport and deposition in vertical and horizontal turbulent duct flows, J. Fluid Mech. , 406, pp. 55-80.
148. Zhang Z. & Chen Q., (2006), Experimental measurements and numerical simulations of particle transport and distribution in ventilated rooms, Atmospheric Environment, 40, pp. 3396-3408.
149. Zhang Y., Finlay W.H. & Matida E.A., (2004), Particle deposition measurements and numerical simulation in a highly idealized mouth-throat, J. Aerosol Science, 35, 7, pp. 789-803.
150. Zhao B., Zhang Y., Li X., Yang X. & Huang D., (2004), Comparison of indoor aerosol particle concentration and deposition in different ventilated rooms by numerical method, Building and Environment, 39, pp. 1-8.
151. Zhao B. & Wu J., (2007), Particle deposition in indoor environments: analysis of influencing factors, Journal of Hazardous Materials, 147, pp. 439-448.
152. Zink A., Piesche H., Trautmann P. & Durst M., (2004), Numerical and experimental investigation of a disk stack centrifuge used as an oil mist separator for automotive applications, SAE Technical Papers series, 2004-01-0638.

Modélisation et simulation des gaz de blow-by dans un décanteur automobile.

RESUME : L'objectif de cette thèse sur la modélisation des décanteurs automobiles est de mettre au point un outil de simulation numérique permettant de se substituer à un banc organe pour déterminer l'efficacité des décanteurs à l'étape de conception.

Après avoir étudié la composition du blow-by sur banc moteur et cela pour différents points de fonctionnement du moteur, nous avons pu comparer la pertinence des différents outils de mesure granulométrique choisis (PCS, ELPI, TEOM) en fonction du spectre granulométrique émis par le moteur. Le PCS a été retenu comme l'outil le plus adéquat en fonction des tailles de gouttes sur lesquelles nous souhaitons avoir des informations.

En parallèle, nous avons mené des investigations pour mettre au point une méthodologie de calcul permettant de simuler l'efficacité du décanteur. Le suivi des particules d'huile s'effectue grâce à une simulation lagrangienne. Les forces à prendre en compte ont été déterminées grâce à des expériences numériques simples permettant de vérifier si les différentes expressions de ces forces trouvées dans la littérature étaient compatibles des conditions de calculs rencontrées dans les décanteurs.

Une autre question soulevée par l'utilisation d'une modélisation lagrangienne dans la littérature, est celle de la prise en compte ou non de la dispersion turbulente. L'étude proposée dans cette thèse nous a permis de montrer que l'implémentation d'un modèle de dispersion turbulente rudimentaire ne permet pas d'obtenir des résultats satisfaisants.

La faisabilité de la mise au point d'une méthodologie de calcul fiable de l'efficacité du décanteur repose finalement sur la modification du type de maillage utilisé ainsi que le traitement du calcul de l'écoulement à la paroi. Nous avons montré dans cette thèse que la mise en place d'un maillage raffiné aux parois reposant sur des prismes avec un $Y^+=1$, associé à une loi de parois à deux couches permettait d'obtenir des résultats satisfaisants en terme de prédiction de l'efficacité du décanteur.

Mots clés : blow-by, décantation, decanteur, modélisation lagrangienne, suivi particulaire, granulométrie, LES, RANS

Blow-by gases simulation and modelisation in an automotive oil separator.

ABSTRACT : In this work, the accuracy of numerical simulations for predicting particle deposition in an oil separator is studied and compared to experimental data.

First, a reliable experimental methodology is developed to produce blowby flow with a particle distribution similar to that that found in an engine. The PCS spectrometer PALAS was chosen to measure blow-by droplets because of its accuracy on the spectrum studied. Blowby granulometry is measured for two flow rates before and after the oil separator. The difference between the two measures gives the separator efficiency.

In the same time, RANS simulations followed by Lagrangian particle tracking were achieved. The aim is to test the ability of RANS simulations to predict the deposition rate of oil particles in a separator. The numerical methodology developed in this article combined the use of a RANS k- ϵ model with a two layer wall boundary condition. This two layer boundary condition is set up thanks to the use of a mixed mesh composed of prismatic cells in the near wall area and of tetrahedral cells in the rest of the domain. Simulations are made without any turbulence dispersion models because of the moderate Reynolds number of the flow. Computations are compared with experimental results obtained specifically for this study. Calculations based on the methodology developed in this article lead to a good prediction of particle deposition for the two characteristic blow-by flow rates. This demonstrates that for moderate Reynolds number values the RANS approach can be successful for particle deposition predictions in industrial complicated geometry, provided that the near wall region is accurately represented. In this way numerical simulation can be a useful tool for the design and efficiency optimization of oil separators.

Keywords : blow-by, oil separator, lagrangian simulation, particle tracking, LES, RANS,