

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre:
Série:

THESE
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
DOCTORAT EN SCIENCES
EN GENIE MECANIQUE
OPTION : ENERGETIQUE

THEME
ETUDE DE L'AERODYNAMIQUE ET DE LA FILTRATION
DE PARTICULES DANS UN CYCLONE SEPARATEUR

PRESENTEE PAR:

Kharoua Nabil

Soutenu le:

Devant le jury:

Président	Mr. M. KADJA	(Prof.)	Université de Constantine
Rapporteur	Mr. Z. NEMOUCHI	(Prof.)	Université de Constantine
Co-rapporteur	Mr. L. KHEZZAR	(M.C.)	Institut du pétrole (Abu Dhabi)
Examineur	Mr. M. SI AMEUR	(Prof.)	Université de Batna
Examineur	Mr. K. TALBI	(M.C.)	Université de Constantine
Examineur	Mr. M. H. BENHAMZA	(M.C.)	Université de Guelma

Résumé

Le présent travail est dédié à l'étude de l'écoulement rotationnel multiphasique turbulent et tridimensionnel dans les cyclones dépoussiéreurs et hydrocyclones déshuileurs. Ces dispositifs servent à séparer les constituants des mélanges solides-gaz et liquide-liquide respectivement.

Des études paramétriques de simulation numérique, en utilisant le code Fluent, ont été conduites pour caractériser les effets des paramètres affectant le fonctionnement de ces appareils à travers leurs indicateurs de performance. Le modèle de turbulence RSM et le modèle multiphasique du mélange ont été combinés pour illustrer le comportement des composants des mélanges dans les séparateurs.

L'étude des cyclones séparateurs a permis d'estimer les capacités et les limitations du modèle du mélange granulaire sous différentes conditions de fonctionnement. La présence des particules solides, avec des concentrations élevées, cause l'instabilité du calcul et donne des résultats non réalistes.

La partie « étude des hydrocyclones déshuileurs » a donné des explications aux phénomènes résultants sur la base des champs moyen et turbulent détaillés de l'écoulement. Ces phénomènes, telle la fragmentation des gouttelettes, représentaient des hypothèses interprétés à travers une évaluation globale du fonctionnement selon les mesures collectées aux sorties de l'appareil. Le modèle de la simulation des grandes échelles (LES) a été utilisé pour améliorer la précision des résultats sur la base d'un calcul directe, sans modélisation, de la majorité des structures turbulentes. Le modèle LES détecte un noyau, composé d'un écoulement inversé au centre de l'hydrocyclone, plus court que celui prédit par le modèle RSM. De plus, le phénomène de court-circuit et les instabilités ayant lieu au niveau de la surface latérale du noyau de pétrole ont été bien élucidés.

Mots clefs

Cyclone dépoussiéreur, hydrocyclone déshuileur, modèle de turbulence, modèle du mélange, modèle du mélange granulaire, simulation des grandes échelles.

Abstract

The present work is dedicated to the study of the rotational three-dimensional turbulent and multiphase flow in dust collectors and de-oiling hydrocyclones. These devices serve for separating the constituents of solid-gas and liquid-liquid mixtures respectively.

Numerical-simulation parametric studies, using the Fluent code, have been conducted to characterize the effects of the parameters affecting the functioning of these devices through their indicators of performance. The Reynolds stress turbulence model and the mixture multiphase model have been combined to replicate the behavior of the phases to be separated.

The study of cyclone separators has permitted to test the capabilities and limitations of the granular mixture model under various operating conditions. The presence of the solid particles, with high concentrations, causes the instability of the calculation and gives unrealistic results.

The part devoted to de-oiling hydrocyclones, gave interesting explanations to the resulting phenomena on the basis of the detailed average and turbulent fields of the flow. These phenomena, such as the droplet breakup, were interpreted according to a global evaluation of the functioning based on the measured data collected at the outlets. The Large Eddy Simulation model has been used to improve the accuracy of the results on the basis of a direct calculation, without modeling, of the main turbulent structures. The LES model detects a reversal core flow shorter than that predicted by the model RSM. In addition, the short-circuit phenomenon and the instabilities occurring on the lateral surface of the oil core have been elucidated.

keywords

Cyclone separator, de-oiling hydrocyclone, turbulence model, mixture model, granular mixture model, large eddy simulation.

ملخص

هذا العمل يخص دراسة التدفق الدوراني المضطرب الثلاثي الأبعاد المتعدد المكونات الحاصل في دوامات فصل الغبار و دوامات فصل النفط. هذه الأجهزة تستخدم لفصل مكونات الأمزجة المكونة من حبيبات صلبة منتشرة في غاز أو قطرات نפט منتشرة في سائل على التوالي.

لقد تم إجراء دراسات معلمية للمحاكاة الرقمية باستخدام برنامج الحساب Fluent, لتمييز مخلفات العوامل التي تؤثر على اشتغال هذه الأجهزة عبر مؤشرات الأداء. استعمل نموذج الاضطراب لعوائق رينولدز بالإضافة إلى نموذج المزيج لتمثيل سلوك المكونات التي تفصلها الدوامة.

هذه الدراسة سمحت بتمييز نقاط القوة و الضعف لنموذج المزيج الحبيبي تحت ظروف تشغيل مختلفة. إن وجود جسيمات صلبة بتركيزات مرتفعة يسبب عدم استقرار الحساب و يؤدي إلى نتائج غير واقعية.

الجزء المخصص من هذه الدراسة لدوامات فصل قطيرات النفط, مكن من إعطاء تفسيرات للظواهر الناتجة مرتكزة على الحقلين المتوسط و المضطرب للإنسياب. هذه الظواهر, كانشطار القطيرات مثلا, يتم تفسيرها عادة بإجراء تقييم عام استنادا للقياسات المأخوذة على مستوى مخارج الجهاز. إن استعمال نموذج التمثيل الرقمي للدوامات المضطربة الكبيرة (LES) أدى إلى تحسين دقة النتائج المحصل عليها على أساس احتساب مباشر لأغلبية الهياكل المضطربة للإنسياب. النموذج يلتقط انسياب عكسي متصاعد على مستوى مركز دوامة الفصل أقل طولاً و كثافة, مقارنة مع نموذج عوائق رينولدز. بالإضافة إلى ذلك, تم تفسير ظاهرة التيار القصير و الاضطرابات الحاصلة على مستوى السطح العرضي لنواة النفط بطريقة معمقة.

كلمات رئيسية

دوامة فصل الغبار, دوامة فصل النفط, نموذج الاضطراب, نموذج المزيج, نموذج المزيج الحبيبي, نموذج تمثيل الدوامات المضطربة الكبيرة.

لله الحمد من قبل و من بعد

Remerciements

Je tiens, tout d'abord à remercier Mr. Nemouchi Zoubir, professeur au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine et Mr. Khezzar Lyes, maître de conférence à l'institut du pétrole d'Abu Dhabi aux Emirats Arabes Unis, pour le savoir et l'expérience qui m'ont permis d'acquérir à travers leur directives et conseils bénéfiques durant la période de mon encadrement dans le cadre du présent Doctorat.

Je remercie Mr. Kadja Mahfoud, professeur au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine, pour avoir accepté de présider le jury qui évalue le présent travail.

Je remercie également les membres du jury, Messieurs Si Ameer Mohamed, professeur au département de génie mécanique à l'université de Batna, Kamel Talbi, Maître de conférence au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine et Mohamed El Hocine Benhamza, Maître de conférence au département de chimie industrielle à l'université de Guelma pour leurs contributions à l'évaluation et l'enrichissement de la présente étude.

Je me dois d'être reconnaissant aux membres de l'administration, staff et faculté de l'institut du pétrole d'Abu Dhabi et la société pétrolière ADNOC pour le support financier et scientifique qui m'a permis d'utiliser des moyens de recherche avancés. Je n'oublie pas, aussi, l'environnement agréable au sein de l'Institut du Pétrole que j'ai partagé avec des chercheurs de différentes régions du monde.

Dédicaces

Je dédie ce travail à

mes parents

ma future femme (que je ne connais pas encore ^_^)

ma famille

et mes amis

لله الحمد من قبل و من بعد

Acknowledgement

First of all, I would like to express thanks to Dr. Zoubir Nemouchi, professor in the department of mechanical engineering at the university Mentouri Constantine and Dr. Lyes Khezzar, assistant professor in the Petroleum Institute of Abu Dhabi in the United Arab Emirates, for the knowledge and the experience I acquired through their directives and beneficial advices in the framework of the present Doctorate.

I thank Dr. Mahfoud Kadja, professor in the department of mechanical engineering at the university Mentouri Constantine, for accepting to chair the jury which has evaluated the present work.

I also thank the members of the jury, Drs. Mohamed Si Ameer, professor in the department of mechanical engineering at the University of Batna, Kamel Talbi, associate professor in the department of mechanical engineering at the University Mentouri Constantine and Mohamed El Hocine Benhamza, associate professor in the department of chemical engineering at the University of Guelma for their pertinent evaluation and enrichment of the present study.

I am grateful to the administration, staff and faculty members of the **Petroleum Institute** of Abu Dhabi and the oil company **ADNOC** for the financial and scientific support which provided me with advanced research equipment and facilities. I do not forget, also, the pleasant environment within the Petroleum Institute which I have been sharing with researchers from different regions of the world.

Table des matières

Introduction.....	1
I Géométrie et performance	9
1. Cyclone dépoussiéreur	9
1. 1. Description de la géométrie et du fonctionnement.....	9
1. 2. Indicateurs de performance	10
1. 2. 1. Chute de pression	11
1. 2. 2. Efficacité de séparation	11
1. 3. Paramètres affectant la performance des cyclones	12
1. 3. 1. La géométrie	12
1. 3. 2. Le régime d'écoulement	13
1. 3. 3. Les caractéristiques des composants du mélange	14
2. Hydrocyclones déshuileurs	14
2. 1. La géométrie	15
2. 2. Le régime d'écoulement	17
2. 3. Les caractéristiques des composants du mélange	20
II Différentes approches utilisées dans l'étude des cyclones et hydrocyclones	21
1. Techniques expérimentales	21
2. Modèles théoriques	23
2. 1. Chute de pression	23
2. 1. 1. Cyclone dépoussiéreur	23
2. 1. 2. Hydrocyclone déshuileur	27
2. 2. L'efficacité de séparation	28
2. 2. 1. Cyclone dépoussiéreur	28
2. 2. 2. Hydrocyclone déshuileur	30
3. Simulation numérique CFD	31
III Modèles et outils de calcul	36
1. Modèles de turbulence	36
1. 1. Modèle RNG k- ϵ	37
1. 2. Modèle de turbulence des contraintes de Reynolds RSM	38
1. 3. Modèle de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation LES)	41
1. 3. 1. Théorie	42
1. 3. 2. Stratégie à adopter pour une simulation LES	48
1. 3. 3. Fonction de paroi pour LES	50
2. Modèles multiphasique	51
2.1. Modèle du mélange	51
2. 2. Modèle du mélange granulaire	53
3. Schémas numériques	56
3. 1. Evaluation des gradients	56
3. 2. Discrétisation spatiale	57

3. 3. Discrétisation temporelle	60
4. Géométries et conditions aux limites et initiales	60
4. 1. Cyclones dépoussiéreurs	60
4. 2. Hydrocyclone déshuileur	63
4. 2. 1. Séparation liquide-liquide (Modèle de turbulence RSM)	63
4. 2. 2. Séparation gaz-liquide	64
4. 2. 3. Simulation des grandes échelles (Large Eddy simulation)	67
IV Résultats et discussions	71
1. Cyclone dépoussiéreurs	72
1. 1. Chute de pression pour un gaz pur	72
1. 2. Effet de la température sur la chute de pression	74
1. 3. Effets de la phase solide sur la chute de pression	74
1. 4. Conclusion	84
2. Hydrocyclone déshuileur	84
2. 1. Structure de l'écoulement interne	84
2. 2. Paramètres affectant la performance de l'hydrocyclone déshuileur	88
2. 2. 1. Effet de la concentration des gouttelettes	88
2. 2. 2. Effet du diamètre des gouttelettes	91
2. 2. 3. Effets du débit	94
2. 2. 4. Effet du gaz libre (Belaidi et Thew, 2003)	98
2. 3. Simulation de l'écoulement dans l'hydrocyclone par le modèle des grandes échelles LES (Large eddy simulation)	102
2. 3. 1. Champ hydrodynamique	102
2. 3. 2. Ecoulement multiphasique	107
2. 3. 3. Interaction champ dynamique-pétrole	115
2. 3. 4. Champ de la turbulence	121
2. 4. Conclusion	131
Conclusions et perspectives	132
Nomenclature	135
Bibliographie	142
Annexe.....	152

Introduction

L'homme a toujours eu besoin de mélanger différents matériaux ou de les séparer. Un mélange est constitué de plusieurs éléments qui se mélangent mais qui ne se combinent pas chimiquement. La séparation de phase permet d'isoler un ou plusieurs composants contenus dans un mélange, soit pour utiliser chacun à part, soit pour purifier un élément d'un mélange contenant d'autres composants considérés nocifs ou intrus. Les différents types de mélanges existants sont les solutions, les suspensions et les colloïdes. Les mélanges peuvent être homogènes ou hétérogènes.

Les mélanges étudiés dans le présent travail sont constitués de différentes formes de phase (solide, liquide, gaz) dispersées (particules, gouttelettes, bulles) dans un fluide continu (liquide ou gaz). Plein d'exemples de tels mélanges, nécessitant d'être séparés, existent dans l'industrie, à noter poussière/air dans les cimenteries, sable/résidus ferreux dans les fonderies, charbon/résidus dans les mines souterraines, produits de la combustion du bois et des fossiles, produits alimentaires et bruts de pétrole.

Les deux grandes familles de techniques de séparation sont la séparation chimique (cristallisation par exemple) et la séparation mécanique (e.g. filtration, sédimentation). La présente étude est dédiée à la séparation mécanique par centrifugation dans les cyclones et les hydrocyclones.

George Stokes, avait publié un travail en 1851 expliquant l'effet de la force de traînée sur le bilan des forces agissant sur une petite particule sphérique s'écoulant à travers un fluide. Le frottement entre le fluide et la particule cause la décélération du mouvement de cette dernière la rendant vulnérable au champ de gravité qui l'attire vers le fond du récipient.

Le fonctionnement des cyclones est inspiré de la loi de Stokes, le mélange constitué d'une phase dispersée dans un fluide continu, est injecté dans le cyclone à travers une entrée tangentielle connectée à un corps cylindrique. Le mouvement transversal, à grande vitesse, se transforme en mouvement rotationnel intense par l'effet de la courbure de la paroi du cylindre. Par analogie au mouvement des satellites en orbites, les composants du mélange sont éjectés vers l'extérieur sous l'effet de la force centrifuge, cela veut dire vers les parois du cyclone, créant une zone de dépression au centre similaire à

celle dite œil du cyclone dans les tornades. La pression, donc, est élevée près des parois par l'effet des composants éjectés qui poussent et faible au centre par la tendance à créer un vide. De ce fait, une force engendrée par le gradient de pression s'oppose à la force centrifuge. A ce stade, trois trajectoires possibles sont envisageables. La première correspond au cas où la force centrifuge (multiplication de la masse par le carré de la composante tangentielle de vitesse et la distance par rapport au centre de rotation) est supérieure à la force de pression et, donc, les composants les plus lourds sont éjectés loin du centre. La deuxième, est une trajectoire résultant d'un état d'équilibre radial entre la force centrifuge et la force due au gradient de pression. La dernière, est une aspiration des composants les plus légers vers le centre. Ici, la force de traînée agit sur la vitesse de rotation; une force de traînée faible agit en faveur de la force centrifuge. Par contre, une force de traînée élevée, diminue la vitesse de rotation et, donc, la force centrifuge favorisant l'aspiration des composants vers le centre (figure Int.1).

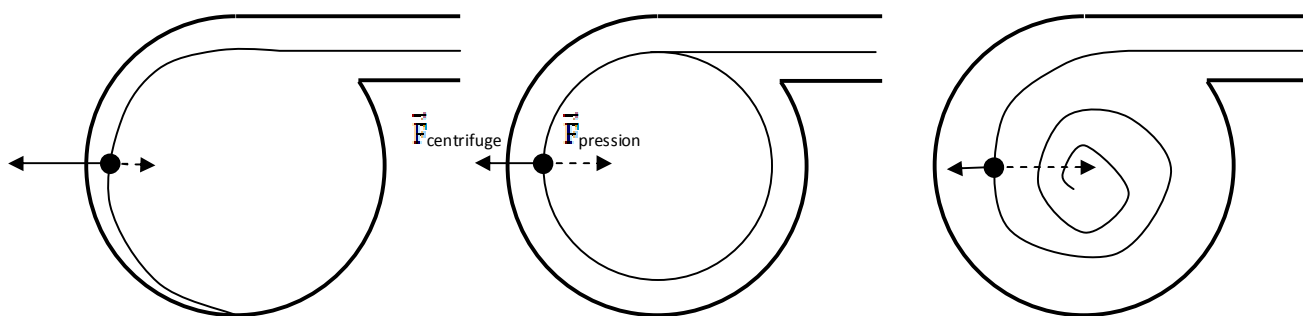


Figure Int.1. Différentes trajectoires d'une particule contenue dans un fluide sous l'effet du mouvement rotationnel à vitesse élevée (principe de fonctionnement des cyclones)

L'étude des cyclones et des hydrocyclones est motivée par leur emploi dans beaucoup de secteurs industriel à cause des avantages multiples qu'ils offrent, notamment, leur simplicité, leur compacité (10 % de la surface occupée par les autres équipements traditionnels), leurs faibles coûts de fabrication et de maintenance, un temps de résidence très court (1 à 2 secondes), leur insensibilité à l'orientation (hydrocyclones seulement) à cause du champ rotationnel intense (de l'ordre de milliers de fois le champ gravitationnel) et l'absence d'organes en mouvement. Cependant, l'écoulement à l'intérieur de ces dispositifs est très complexe. L'écoulement est fortement turbulent ayant un comportement tridimensionnel, des fois, instationnaire.

A cette complexité vient s'ajouter la présence de plusieurs phases ayant des caractéristiques et des trajectoires différentes. Malgré que la technique existe depuis plus d'un siècle, des points d'interrogation concernant l'optimisation de son fonctionnement se posent toujours. Quelles sont les paramètres qui affectent sa performance et sous quelles conditions ? Quels sont les approches d'étude les plus appropriées à ce type de dispositifs (expériences, modèles théoriques, simulation numérique) ? Quels sont les possibilités d'utilisation de ces appareils dans des applications nouvelles ? La présente contribution a pour objectif d'ajouter un plus au savoir déjà acquis sur le fonctionnement des cyclones et plus spécialement les hydrocyclones déshuileurs qui représentent l'une des applications les plus récentes de la technique de séparation par effet centrifuge. La littérature dans ce domaine reste insuffisante surtout pour ce qui est du champ de l'écoulement multiphasique turbulent. Jusque là, l'étude des hydrocyclones déshuileurs est restée concentrée sur l'aspect global se basant sur ce qui se passe aux sorties de l'appareil. Très rares sont les études qui montrent des détails sur le comportement des différentes phases du mélange et en particulier celui des gouttelettes du pétrole.

Cyclone dépoussiéreur

La première application qui sera abordée, dans le présent travail, est celle des particules solides dispersées dans un gaz. Ce type de mélanges est traité dans les cyclones séparateurs. Le collecteur de poussières, comme on l'appelait au début, a été inventé en 1885 par John Finch au profit de la société Knickerbocker (Hauffmann et Stein, 2008). Depuis, des centaines d'études ont été conduites dans le but de comprendre, modéliser, et améliorer le fonctionnement et les performances des cyclones. Dans les années 1920, le design des cyclones a commencé à ressembler à ceux qu'on connaît aujourd'hui (voir chapitre I). La période entre 1930 et 1950 a été marquée par le passage de l'étude des performances globales des cyclones, basées sur les mesures, à l'entrée et aux deux sorties, de la pression, le débit, et la concentration des particules, à l'étude plus approfondie de l'aérodynamique interne (Cortes et Gil, 2007). Dans la période qui suit, plusieurs modèles théoriques, empiriques et semi-empiriques ont été développés pour estimer les champs des composantes de vitesse, le champ de pression, la chute de pression et l'efficacité de filtration et une multitude de modèles de géométries ont été conçus. Les modèles théoriques les plus remarquables sont ceux de Shepherd et Lapple (1939), Stairmand (1949), Alexander (1949), Barth (1956), Muschelknautz et Kambrock (1970), Casal et al. (1989) pour le cas d'un gaz pur sans particules, Briggs (1946), Muschelknautz (1972), Smolik (1975), Baskakov et al. (1990) pour l'estimation de la chute de pression en tenant compte de l'effet des particules et Rosin et al.

(1932), Lapple (1950), Barth (1956), Rietma (1959), Leith et Licht (1972), Dietz (1981), Mothes et Löffler (1984), Dirgo et leith (1985) pour l'estimation de l'efficacité de séparation.

L'analyse dimensionnelle pour la réduction de l'échelle de taille des cyclones a permis aux chercheurs de mener des travaux expérimentaux avec des appareils plus petits que ceux utilisés dans l'industrie (atteignant plusieurs mètres de hauteur). L'étude expérimentale complète des cyclones comprend la mesure des différentes composantes du champ de vitesses qui sert à expliquer les différents phénomènes ayant lieu à l'intérieur du cyclone. Vu que l'écoulement est très sensible à un élément inséré dans le cyclone, la mesure des composantes de vitesse pour l'écoulement d'un gaz pur se fait par techniques laser non intrusifs telles : LDA (Laser Doppler Anemometry) ou LDV (Laser Doppler Velocimetry). L'indicateur de performance de base est l'efficacité de filtration qui fournit assez d'informations sur le fonctionnement du cyclone. Le prélèvement d'échantillons permet l'estimation du pourcentage, en masse, de particules solides à l'entrée et aux sorties du cyclone. L'efficacité du cyclone est tout simplement le rapport des fractions ou débits massiques au niveau de la sortie inférieure et de l'entrée. Un paramètre plus représentatif est l'efficacité partielle en fonction du diamètre des particules établi pour tenir compte de l'effet de la distribution de taille des particules. Le deuxième indicateur de performance est la chute de pression sous l'effet de la température et/ou de la concentration des particules. En générale, une amélioration de l'efficacité de séparation n'est considérée positive que si la chute de pression reste constante ou soit réduite.

Ce principe de fonctionnement des cyclones a été appliqué à d'autres types d'appareils similaires dits « Hydrocyclones » où la phase continue est un liquide et la phase secondaire (dispersée) peut être solide, gaz, ou liquide (voir les revues de Narasimha et al., 2007 et Bergstrom et Vomhoff, 2007).

Hydrocyclone déshuileur

L'application des hydrocyclones la plus récente et celle du mélange liquide-liquide (dispersions légères). C'est la plus difficile à réaliser car les masses volumiques des deux phases sont très proches. Les hydrocyclones pour la séparation liquide-liquide ont remplacé avec succès les équipements de séparation traditionnels dans le domaine du pétrole tels les centrifuges, les filtres, les dispositifs à sédimentation ou à flottation et systèmes à membranes qui appartiennent tous à la famille des dispositifs de séparation mécanique. Les puits du pétrole contiennent, en plus du brut, du gaz, des solides, et de l'eau. La première séparation consiste à isoler chaque composant à part.

Les produits résultant contiennent chacun des résidus des autres composants, c'est-à-dire soit, du brut contenant des gouttelettes d'eau, des bulles de gaz et/ou des particules solides comme le sable par exemple, soit, de l'eau polluée par des gouttelettes de pétrole et pouvant contenir, aussi, des bulles de gaz et/ou des solides ou l'un d'eux seulement et vice vers sa.

Dans la présente étude, nous nous intéresserons au cas de l'eau, comme produit principal, polluée par des gouttelettes de pétrole en plus de la présence, dans certains cas de bulles de gaz. Dans un cas pareil, l'hydrocyclone déshuileur, comme on l'appel, sera le lieu d'une séparation plus élaborée pour réduire le pourcentage en volume du pétrole dans l'eau à des niveaux acceptables vis-à-vis des normes environnementales. Selon Young et al. (1994), les normes exigent entre 15 et 100 ppm au maximum dans différentes régions du monde.

L'eau purifiée dans l'hydrocyclone est soit, réutilisée, soit, rejetée dans la mère ou dans les puits. Au contraire des cyclones ou des hydrocyclones pour la séparation des solides, la phase secondaire, qui est le pétrole, est plus légère que l'eau qui la contient. De ce fait, le principe de fonctionnement est inversé. C'est au centre qu'on collecte la phase dispersée et non pas près des parois contrairement au cas des cyclones. L'étude de tels dispositifs de séparation liquide-liquide a commencé dans les années 1950 et 1960 (e.g., Bradley, 1965, Kelsall, 1966, Rietema, 1969) mais sans résultats concrets. Le travail pionnier a été celui conduit au sein de l'université de Southampton par un groupe de recherche sous la direction du Professeur M. Thew (se référer aux revues de Thew, 2000 et Kharoua et al., 2009). Inspiré des hydrocyclones pour la séparation solide-liquide et motivé par les effets croissants de la pollution marine causée par l'industrie du pétrole, le groupe de recherche à entamé des études dans les années 1970. Leur premier hydrocyclone déshuileur efficace a été breveté en 1978 après plusieurs travaux expérimentaux employant des particules de polypropylène pour des raisons de simplicité. Les premiers tests du dispositif dans les puits marins ont commencé au début des années 1980. Dans les années 1990, l'hydrocyclone déshuileur avait conquis l'industrie du pétrole au dépit des autres techniques de séparation dû aux avantages cités auparavant.

Depuis leur invention par le groupe de Southampton, plusieurs études expérimentales ont exploré les possibilités d'amélioration des hydrocyclones déshuileurs en investiguant les différents paramètres affectant leur performance et leur fonctionnement. Ces paramètres peuvent être classés en trois catégories (Young et al., 1994) qui sont la géométrie (dimensions et forme), les propriétés des fluides (viscosités, masse volumiques, taille des gouttelettes) et les paramètres de l'écoulement (pression, débit, température). Jusqu'aux années 1990, les études sur les hydrocyclones déshuileurs ont été purement

expérimentales focalisées sur les performances globales de l'appareil reflétées par les différents paramètres mesurés en aval et en amont. Les études du champs dynamique à l'intérieur de l'hydrocyclone étaient très rares (Colman et al., 1984, Bai et al., 2008). Il est évident que l'utilisation des instruments basés sur la technique du laser pour étudier l'écoulement turbulent tridimensionnel (désormais instationnaire) est très onéreuse. L'autre approche est celle des modèles théoriques. Wolbert et al. (1995) se sont inspirés des modèles existants pour la séparation solide-liquide et ont développé un modèle dit « analyse de trajectoire » qui a été le modèle le plus répandu. L'application des modèles théoriques est restée limitée à des cas très particuliers avec beaucoup d'hypothèses simplificatrices.

Dans les années 2000, la simulation numérique s'est présentée comme la meilleure alternative. En effet, elle représente un moyen relativement moins coûteux que les méthodes expérimentales et plus universel que les modèles théoriques. Jusqu'à présent, la simulation numérique appliquée aux hydrocyclones déshuileurs est à ses débuts. Le détail le plus compliqué à simuler, et qui est un sujet de recherche d'actualité, est celui de la coalescence et de la fragmentation des gouttelettes. Les travaux les plus récents (e.g., Paldinho et al., 2005 ; Huang, 2005) ont omis les phénomènes de coalescence et de fragmentation et se sont limités aux modèles de turbulence basés sur le concept de la moyenne de Reynolds appliqué aux équations de Navier-stokes (modèles RANS). De plus, les modèles multiphasiques utilisés qui sont du type Euler-Euler ne tiennent pas en considération la distribution de taille des gouttelettes mais permettent de créer plusieurs phases secondaires du même type avec des diamètres différents ce qui nécessite des moyens de calculs très puissants.

Il est à noter que l'étude bibliographique est brièvement présentée dans la présente introduction. Elle s'étalera sur les différentes sections des autres chapitres et notamment dans les chapitre I et II.

Objectifs du présent travail

Dans la présente étude, une première série de simulation a été conduite sur différentes géométries de cyclones dépoussiéreurs. Le modèle du mélange granulaire a été employé pour représenter la contribution de la phase solide. Une discussion des limitations et des problèmes rencontrés dans ce type d'études est présentée. La tendance générale est d'utiliser l'approche Lagrangienne dans ce type d'écoulements quoique le couplage entre les phases demeure problématique à des concentrations élevées et est un domaine de recherche d'actualité. Dans ce cas, le modèle Eulerien représente l'alternative idéale. La phase solide est traitée comme étant une phase fluide. Elle contribue dans la rhéologie du

mélange à travers ses propriétés telles le diamètre, la distance entre particules et l'élasticité du matériau. Très rares sont les études qui ont adopté cette approche en soulignant les limitations et difficultés y afférentes (pratiquement les travaux de Qian et al., 2006/07 seulement). Dans la présente contribution, en plus du cas du gaz pur, les effets de la température et de la concentration des particules sur la chute de pression et, enfin, de l'effet de la concentration des particules sur l'efficacité de filtration ont été étudiés. Les résultats obtenus confirment certains aspects connus des cyclones et montrent d'autres aspects intéressants tels les régions à frottement élevé vue par l'emploi du concept de la génération d'entropie ou le comportement non réaliste de la distance adimensionnelle de la fonction de paroi à cause de la présence des particules. Cette série de simulations représente, en plus, une base de départ pour l'étude des hydrocyclones déshuileurs.

Le modèle de turbulence de la modélisation sous maille (Large Eddy Simulation LES), qui n'a pas été utilisé auparavant pour l'étude des hydrocyclones déshuileurs, est employé dans le présent travail pour détecter plus de détails concernant la turbulence et l'interaction des gouttelettes de pétrole avec l'eau. Ceci permettra d'enrichir la littérature existante par une exploration plus approfondie du champ de la turbulence ayant lieu dans l'hydrocyclone. Le modèle LES est le plus prometteur parmi les modèles de turbulence existants, quoiqu'il est encore très coûteux pour des applications industrielles vue qu'il est basé sur la résolution de très petites échelles de turbulence sur un maillage très fin. Il est bien connu que la turbulence joue un rôle important dans le mécanisme de séparation des gouttelettes liquides vulnérables aux effets du cisaillement engendré par la turbulence intense. De ce fait, les détails détectés par le modèle de turbulence LES, par rapport aux anciens modèles (RANS par exemple), reflète mieux le comportement des gouttelettes de pétrole.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre du présent travail décrit la géométrie des cyclones utilisés pour la séparation de mélanges solide-gaz et les hydrocyclones utilisés pour la séparation pétrole-eau ainsi que les indicateurs de performance de ces appareils et les paramètres qui les perturbent et enfin le développement chronologique de l'hydrocyclone déshuileur.

Le deuxième chapitre est consacré aux différents modèles et méthodes employés dans l'étude des cyclones et hydrocyclones. Trois approches peuvent être adoptées ; l'étude expérimentale, la modélisation théorique et la simulation numérique. Les deux premières approches sont décrites

brièvement pour bien montrer l'intérêt et l'apport de la simulation numérique adoptée dans la présente étude.

Les différents outils de calcul numérique, utilisés dans ce mémoire, sont détaillés dans le troisième chapitre. Au système d'équations de Naviers-Stokes s'ajoutent des modèles de fermeture et des équations de transport pour tenir compte des effets de la turbulence et de la présence de phases secondaires. Pour la turbulence, les modèles RNG $k-\epsilon$, RSM et LES ont été employés en conjonction avec le modèle multiphasique du mélange sous sa forme originale et sous une forme modifiée (modèle granulaire). Les différentes conditions initiales et aux limites appliquées sont présentées dans ce chapitre. Parmi les schémas de discrétisation mis en œuvre, seulement les différences centrées bornées, indispensable pour le modèle LES, sont expliquées avec détails. La validation des résultats obtenus est basée sur des travaux expérimentaux issus de la littérature. Les travaux de Hoffmann et al. (1991) et de Chen et Shi (2007) ont servi pour l'évaluation des résultats de la simulation des cyclones dépoussiéreurs tandis que ceux de Colman et al. (1980) et Belaidi et Thew (2003) pour le cas de l'hydrocyclone déshuileur.

Enfin les résultats obtenus sont discutés dans le quatrième chapitre. Une évaluation du modèle du mélange granulaire est présentée et des recommandations, pour une simulation de la séparation solide-gaz plus consistante sont citées. Pour le cas de l'hydrocyclone déshuileur, les effets de quatre paramètres affectant son fonctionnement sont présentés à travers les champs moyen et turbulent de l'écoulement. Le chapitre se termine par une étude de visualisation du comportement du pétrole à l'intérieur de l'hydrocyclone. Cette étude est basée sur le modèle de turbulence avancé de la simulation des grandes échelles (LES). La formation et l'évolution du noyau de pétrole seront illustrés et étudié profondément pour explorer les possibilités de l'amélioration des performances de l'hydrocyclone déshuileur.

Chapitre I

Géométrie et performance

La forme des cyclones dépoussiéreurs et des hydrocyclones déshuileurs est la base de la création du mouvement rotationnel très rapide responsable de la séparation des différents composants des mélanges en question. L'objectif dans ce chapitre est de décrire la géométrie et le principe de fonctionnement des deux types de séparateurs. Le fonctionnement est évalué à travers deux indicateurs de performance principaux qui sont l'efficacité de séparation et la chute de pression. La géométrie, le régime de l'écoulement, et les propriétés des fluides sont les trois groupes de paramètres qui affectent la performance de ces appareils de séparation. Leurs effets seront expliqués dans ce chapitre.

1. Cyclone dépoussiéreur

1. 1. Description de la géométrie et du fonctionnement

Comme décrit dans l'introduction, le cyclone est muni d'une entrée placée tangentiellement dans un corps cylindrique. Cette disposition permet de transformer le mouvement de translation en mouvement de rotation. L'effet de la rotation sur le mélange, dans une vue de dessus, est décrit dans l'introduction (Figure Int.1). Les composants éjectés vers la paroi sous l'effet de la force centrifuge, ont une trajectoire descendante tandis que les composants aspirés vers le centre sous l'effet de la dépression continuent leur trajectoire vers le haut (Figure I.1). Des études antérieures ont constaté (ex. Peng et al., 2001) que les cyclones cylindriques provoquent une atténuation de la vitesse tangentielle en fonction de la longueur du corps cylindrique par l'effet du frottement. Cela, justifie l'emploi d'une partie conique pour compenser la perte en intensité de rotation par une accélération dans la section réduite du cône. Les particules séparées sont collectées dans un bac en bas du cyclone. On peut remarquer, aussi, qu'un petit cylindre pénètre du haut du cyclone avec une certaine profondeur. Ce petit cylindre a pour objectif d'éviter l'aspiration des particules directement de l'entrée vers la sortie en haut du cyclone à travers la couche limite qui se développe près des parois supérieures. En créant un espace annulaire, les particules, supposées être transportées vers le bas,

auront plus de chance de subir l'effet de la rotation du fluide dans le corps du cyclone. La figure I.1 illustre la géométrie d'un cyclone dépoussiéreur conventionnel avec les dimensions de ses différentes parties. A noter que les dimensions sont, en générale, exprimées en termes de ratios par rapport au diamètre de référence qui est celui du corps cylindrique (chambre de rotation). L'entrée tangentielle a une section rectangulaire mais des entrées à sections circulaires peuvent être utilisées aussi. Les cyclones peuvent être combinés en parallèle pour augmenter la quantité de solides séparés ou en série pour affiner la séparation des particules à des diamètres plus fins.

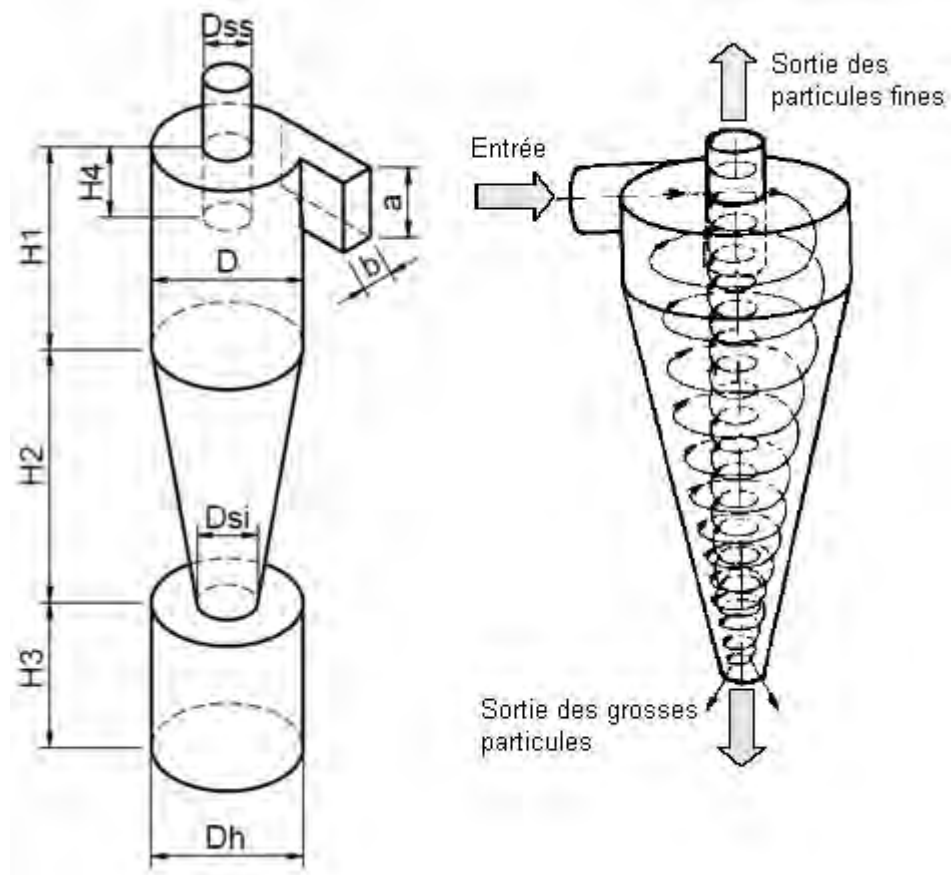


Figure I.1. Géométrie conventionnelle des cyclones

1. 2. Indicateurs de performance

La performance du cyclone est évaluée par deux indicateurs principaux ; l'efficacité de séparation et la chute de pression. Le premier représente un gain et le deuxième représente une perte. L'amélioration de l'efficacité de séparation ne peut être jugée positive que si la perte de charge (chute de pression) est maintenue constante ou, mieux, diminuée.

1. 2. 1. Chute de pression

La chute de pression ΔP est la différence entre la pression à l'entrée P_e et à la sortie du cyclone P_{ss} .

$$\Delta P = P_e - P_{ss} \quad (I.1)$$

Le mouvement rotationnel à haute vitesse, responsable de la séparation des particules, est généré par l'effet d'une pression élevée à l'entrée du cyclone. Des dispositifs, tels les ventilateurs, sont utilisés pour générer l'écoulement du mélange aux vitesses désirées et pour vaincre la chute de pression ayant lieu dans le cyclone. Donc, la chute de pression représente un surcoût qui doit être contrôlé pour une meilleure rentabilité de l'équipement de séparation. La définition de la chute de pression a causé beaucoup de confusion aux chercheurs. La mesure de la pression, se faisant au niveau des parois à l'entrée et à la sortie du cyclone, donne une lecture de la pression statique. Rigoureusement parlant, c'est la chute de la pression totale (statique + dynamique) qui doit être mesurée ce qui est très difficile à effectuer à cause du mouvement rotationnel. C'est ce mouvement rotationnel qui stock la pression dynamique ($\frac{1}{2}\rho U^2$, U étant la vitesse). Si l'on revient à la pression statique au niveau de la sortie, elle est maximale aux niveaux des parois à cause du mouvement rotationnel, ce qui donne une valeur surestimée. En d'autres termes, la valeur mesurée est supérieure à la pression moyenne au niveau de la sortie et qui devrait être utilisée. Certains chercheurs ont considéré que le terme de la pression dynamique négligé devrait être presque égal à la surestimation par la mesure de la pression statique aux parois (Chen et Shi, 2007). D'autres pensent que l'erreur engendrée par cette hypothèse pourrait atteindre 30 % (Cortés et Gil, 2007).

Théoriquement, la chute de pression peut être décomposée en trois contributions : due à l'élargissement et au rétrécissement brusques au niveau de l'entrée et de la sortie, due au frottement à l'intérieur du cyclone et due à la chute de la pression dynamique étant une énergie stockée dans le fluide s'écoulant en un mouvement rotationnel à travers le conduit de sortie (voir Hoffmann et Stein, 2008). C'est le troisième terme qui contribue le plus dans la chute de pression totale. La contribution du premier terme est, par contre, très faible.

1. 2. 2. Efficacité de séparation

L'efficacité de séparation ε_s est le rapport de la fraction massique des particules solides séparées au fond du cyclone et la fraction totale des particules à son entrée. Son complément, basé sur la fraction massique des particules à la sortie, peut être utilisé également. Cette approche permet

d'évaluer l'efficacité de séparation globale basée sur les débits massiques \dot{m} (Hoffmann et Stein, 2008).

$$\varepsilon_s = \frac{\dot{m}_{si}}{\dot{m}_e} = 1 - \frac{\dot{m}_{ss}}{\dot{m}_e} \quad (I.2)$$

\dot{m}_{si} , \dot{m}_e , \dot{m}_{ss} sont les débits massiques des particules au fond, à l'entrée et à la sortie du cyclone.

Un paramètre plus significatif est l'efficacité de séparation partielle. Elle permet de détecter la contribution de chaque groupe de particules de tailles différentes. L'efficacité de séparation globale dans ce cas est la fonction de distribution cumulative des efficacités partielles. Elle permet d'attribuer une probabilité de séparation aux particules selon leurs tailles. En définissant un diamètre de coupure d_{50} comme étant la taille des particules ayant des probabilités égales d'être séparées ou emportées par le courant du fluide, on peut juger l'efficacité de séparation d'un cyclone. Les cyclones ayant des diamètres de coupure plus petits sont considérés comme étant plus efficaces.

1. 3. Paramètres affectant la performance des cyclones

Les paramètres qui affectent la performance des cyclones peuvent être regroupés en trois familles

1. 3. 1. La géométrie

Les dimensions et la forme sont des paramètres géométriques décisifs vis-à-vis de l'efficacité de séparation des cyclones. La forme conventionnelle et optimale des cyclones est décrite dans la figure I.1. Les dimensions des cyclones sont exprimées par rapport au diamètre du corps cylindrique pris comme dimension de référence. Une multitude de modèles avec des dimensions optimales existent (voir Dirgo et Leigh, 1986 ; Cortés et Gil, 2007). Plusieurs formes modifiées ont été développées ayant pour objet d'améliorer l'efficacité de séparation, de diminuer la chute de pression ou les deux à la fois. Certains chercheurs se sont intéressés à l'entrée du cyclone, c'est-à-dire à sa taille (Yochida, 1996 ; Funk et al., 2000 ; Lim et al., 2003) ou à son orientation (Molerus et Gluckler, 1996). D'autres chercheurs se sont basés sur la taille et la forme du conduit de sortie en rajoutant, dans certains cas, des dispositifs transformant le mouvement rotationnel en translation au niveau de la sortie pour réduire le troisième type de perte de charge décrit dans la section 1. 2. 1 (Abdullah et al., 2003, Raoufi et al., 2008). La partie inférieure du cyclone a fait aussi l'objet de plusieurs études pour définir la taille optimale de la sortie du cône (Xiang et al., 2001 ; Gimbin et al., 2005) ou pour déterminer l'effet de l'ajout d'un cylindre connecté à la sortie du cône, évitant ainsi, que le noyau du

fluide s'écoulant dans le sens ascendant ré-entraîne les particules collectées dans le bac inférieur (Hoffman et al., 1995).

1. 3. 2. Le régime d'écoulement

Le débit : l'intensité du mouvement rotationnel est directement liée au débit (volumique ou massique) du mélange. Un débit minimum est nécessaire pour déclencher le phénomène de séparation. En augmentant le débit, l'efficacité de séparation s'améliore mais la chute de pression augmente en contrepartie. A ce stade, un débit optimum donnant la meilleure efficacité de séparation tout en maintenant une chute de pression minimale est à fixer. Le paramètre le plus important parmi les composantes du champ dynamique, qui est directement lié au débit, est la vitesse tangentielle caractérisant le mouvement rotationnel dit de Rankine qui est composé d'un écoulement au centre similaire à la rotation d'un corps solide, où la vitesse augmente proportionnellement avec le rayon (vortex quasi-forcé) et d'une région externe où la vitesse chute avec le rayon (vortex quasi-libre). Dans le sens axial, deux écoulements distincts peuvent être remarqués; un mouvement ascendant au niveau de la zone de dépression au centre et un mouvement descendant près des parois. La composante radiale est toujours très faible et, en générale, indique une oscillation du courant ascendant au centre par rapport à l'axe de la géométrie. A noter que des mesures de vitesses en présence de particules sont très rares (e.g. Hamed et Mohamed, 2001) à cause de la difficulté de l'opération en régime multiphasique.

La concentration des particules : les particules, selon leur concentration, interagissent avec le fluide qui les entraîne. A de faibles concentrations (moins de 10^{-6} par volume), le régime de l'écoulement multiphasique est dit dilué (voir Crowe et al., 1998). Les particules suivent parfaitement le mouvement du fluide sans avoir aucun effet sur lui avec une probabilité minimale de collision. A des concentrations relativement plus élevées (plus de 10^{-6} par volume), les particules deviennent plus proches les unes des autres et contribuent à l'atténuation des paramètres moyens et turbulents de l'écoulement du fluide. L'atténuation de la composante tangentielle de la vitesse moyenne cause la diminution de la chute de pression. D'autre part, la présence des particules séparées près des parois augmente la rugosité de celle-ci, augmentant ainsi la chute de pression. Parmi ces deux phénomènes opposés, c'est le premier qui est plus important puisqu'il a été trouvé que la chute de pression est fortement liée à la composante tangentielle de la vitesse moyenne (voir Chen and Shi, 2007). Il n'y a pas un accord totale concernant le seuil au delà duquel la concentration des particules est considérée élevée. Cortés et Gil (2007), par exemple, considèrent 20 à 50 g/kg de fluide. En générale un seuil approximatif de 10^{-3} par volume est considéré comme limite de passage

au régime multiphasique dense correspondant à un phénomène d'agglomération (Crowe et al., 1998). Les particules sont très proches les une des autres et agissent comme un fluide non newtonien contribuant par une propre pression et viscosité. L'interaction entre les particules devient du frottement plutôt que des collisions.

1. 3. 3. Les caractéristiques des composants du mélange

La taille des particules : la loi de Stokes (Equation II.25) montre que la vitesse de séparation d'une particule est une fonction du carré de son diamètre. A noter que la forme des particules solides est un paramètre très important. En générale, on considère les particules comme étant parfaitement sphériques, mais en réalité elles peuvent avoir n'importe quelle forme arbitraire (pour plus de détails voir Hoffmann et Stein, 2008). On introduit souvent un facteur de correction pour trouver un diamètre équivalent se basant sur la surface, le volume, ou le comportement dynamique.

La différence de masse volumique : la force centrifuge est proportionnelle à la différence des masses volumiques des particules et du fluide. En générale, le rapport des masses volumiques dans le cas des mélanges solide-gaz est supérieur à 1000.

La masse volumique et la viscosité du fluide : à une température élevée, la masse volumique du gaz diminue tandis que sa viscosité augmente contribuant, les deux, à atténuer la vitesse de rotation et causant la dégradation de l'efficacité de séparation malgré le gain obtenu en terme de réduction de la chute de pression (Voir Gimbut, 2008).

2. Hydrocyclones déshuileurs

Contrairement au cas du cyclone dépoussiéreur, le pétrole (phase secondaire) est plus léger que l'eau et, donc, s'écoule vers le centre de l'hydrocyclone puis vers la sortie supérieure (Fig. I.2). L'efficacité de séparation est définie dans l'équation I.3 (Colman et Thew, 1980; Colman et al., 1980; Meldrum, 1988; Simms et al., 1992; Gomez et al., 2003).

$$\varepsilon_s = \frac{Q_{ss}C_{Ps}}{Q_e C_{Pe}} = 1 - \frac{Q_{si}C_{Pi}}{Q_e C_{Pe}} \quad (I.3)$$

où Q_e , Q_{ss} , Q_{si} sont les débits volumiques à l'entrée, à la sortie supérieure et à la sortie inférieure. C_{Pe} , C_{Ps} , C_{Pi} sont les concentrations du pétrole à l'entrée, à la sortie supérieure et à la sortie inférieure.

Le noyau de pétrole, se formant au centre, est un élément clef pour le mécanisme de séparation. Il est contrôlé par les différents paramètres affectant l'efficacité de l'hydrocyclone et qui seront détaillés dans la section qui suit.

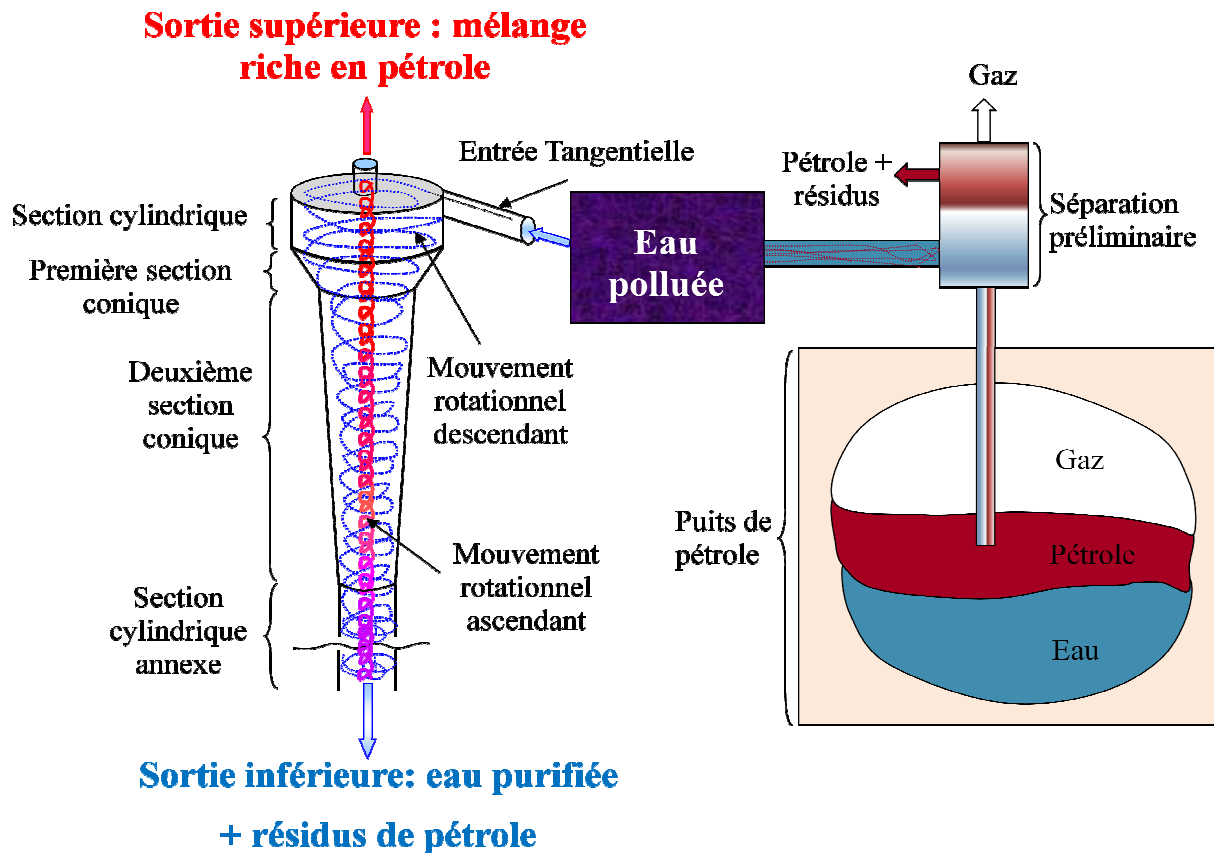


Figure I.2. Fonctionnement de l'hydrocyclone déshuileur

2. 1. La géométrie

La figure I.3 illustre les différentes particularités de l'hydrocyclone déshuileur. Il est caractérisé par l'ajout d'une ou plusieurs entrées pour générer un écoulement axisymétrique stable évitant ainsi l'oscillation du noyau de pétrole séparé au centre de l'hydrocyclone (Colman et al. 1980). Aussi, deux parties coniques sont employées. La première, ayant un angle plus large, sert à accélérer l'écoulement rotationnel généré dans la partie cylindrique. La deuxième, plus longue avec un angle d'inclinaison très petit, permet de prolonger le temps de résidence des gouttelettes d'huile dans le dispositif tout en maintenant l'intensité du mouvement rotationnel. La dernière partie cylindrique est le lieu de la séparation de gouttelettes plus fines en prolongeant le temps de résidence. La longueur de cette dernière partie est limitée par l'espace disponible dans les champs du pétrole (surtout les champs maritimes) préservant l'un des avantages des hydrocyclones qui est la compacité. On peut remarquer, aussi, que le cylindre de la sortie supérieure n'est pas prolongé dans le corps de l'hydrocyclone. Ce prolongement était nécessaire pour le cas de la séparation de particules solides

supposées être collectées en bas du cyclone. Il a été trouvé que les particules pouvaient être capturées dans les couches limites qui se développent près des parois et dans lesquelles l'effet de la viscosité est plus important qu'ailleurs dans le cyclone affaiblissant l'effet de la force centrifuge. Un tel phénomène est appelé "court circuit" formé par la trajectoire des particules migrant directement de l'entrée vers la sortie supérieure. Si l'on revient au cas de l'hydrocyclone déshuileur, le fait que le pétrole soit collecté au niveau de la sortie supérieure élimine le besoin de prolonger un cylindre pour créer l'espace annulaire qui n'est plus nécessaire.

Depuis son invention dans les années 1970, la géométrie de l'hydrocyclone a subi une multitude de changements visant l'amélioration et l'optimisation de son fonctionnement. Les premiers modèles avaient des corps complètement cylindriques et des sorties tangentielles. Leur efficacité était médiocre (aux environs de 65 %, voir Colman et al., 1980). L'hydrocyclone présenté dans la figure I.3 est le premier modèle atteignant 98 % d'efficacité rendant l'appareil acceptable d'un point de vue industriel.

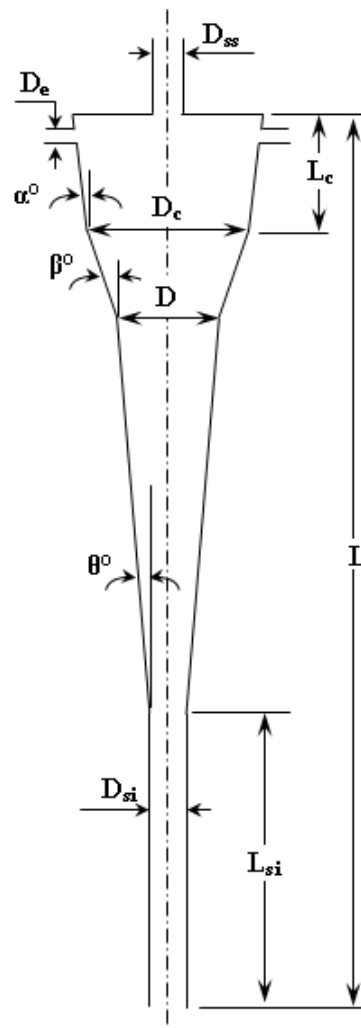


Figure I.3. Géométrie de l'hydrocyclone déshuileur

Dans les années 2000, les études d'optimisation de la géométrie, généralement basées sur des expériences très coûteuses, ont été abandonnées malgré quelques tentatives rares (Belaidi et Thew, 2003 ; Hashemi et al., 2004). Actuellement, le progrès dans le domaine informatique encourage les chercheurs à aborder de nouveau le sujet de l'optimisation de la géométrie avec des coûts et des efforts raisonnables. La figure I.4 et le tableau I.1 résument l'évolution de la géométrie de l'hydrocyclone déshuileur (pour plus de détails voir Kharoua et al., 2009).



Figure I.4. Evolution de la géométrie de l'hydrocyclone déshuileur

2. 2. Le régime d'écoulement

Le débit : la phase secondaire, composée de gouttelettes liquides, a un comportement différent des particules solides. En effet, une gouttelette peut se déformer, se fragmenter ou coalescer avec d'autres gouttelettes. L'intensité du débit à l'entrée de l'hydrocyclone a pour effet de déclencher le mécanisme de séparation puis d'augmenter, brusquement, l'efficacité sous l'effet d'une force centrifuge croissante. A un certain seuil du débit, le phénomène de fragmentation commence, donnant naissance à des gouttelettes plus fines, plus difficiles à séparer et automatiquement perdue avec l'eau à purifier en bas de l'hydrocyclone. Les effets opposés de la force centrifuge croissante et du phénomène de fragmentation causent la stabilisation de l'efficacité de séparation formant un palier dans la courbe liant les deux paramètres (Fig. I.5). Quand le débit atteint un deuxième point

critique, l'effet de la fragmentation des gouttelettes devient aussi important que l'efficacité de séparation chute brusquement. Le rapport entre les deux point caractéristiques limitant le palier (figure I.5) est appelé rapport d'arrêt (turndown ratio) qui est en générale entre 2 à 7.

Tableau I.1 Evolution de la géométrie de l'hydrocyclone déshuileur (voir fig. I.3)

	D/D_c	D_{ss}/D_c	D_e/D_c	D_{si}/D_c	L_c/D_c	L_{si}/D_c	L/D_c	α°	β°	θ°
Colman et Thew (1983)	0.5	≤ 0.07	0.175 (2 entrées)	0.25	1	10	~22.5	0	10	0.75
Hargreaves et Silvester (1990)	0.75	≤ 0.07	0.676 (1 entrée à section rectangulaire)	0.25	0.5	10	21	0	10	0.75
Young et al. (1994)	-	0.039	0.25	0.33	0-2	9	-	0	6	-
Wesson et Petty (1994) : mini hydrocyclone $D_s \leq 10$ mm	-	0.24	0.24	0.22	1	13.5	21	0	6	-
Thew (2000) : entrée spirale unique	0.75	-	Plus large que la conception avec 2 entrées	0.375	0.375	10	26-33	0	10	0.75
Belaidi et Thew (2003) : chambre de rotation conique	0.475	0.2-0.6	~0.15	~0.24	~0.36	~4.7	~13	<10	10	1

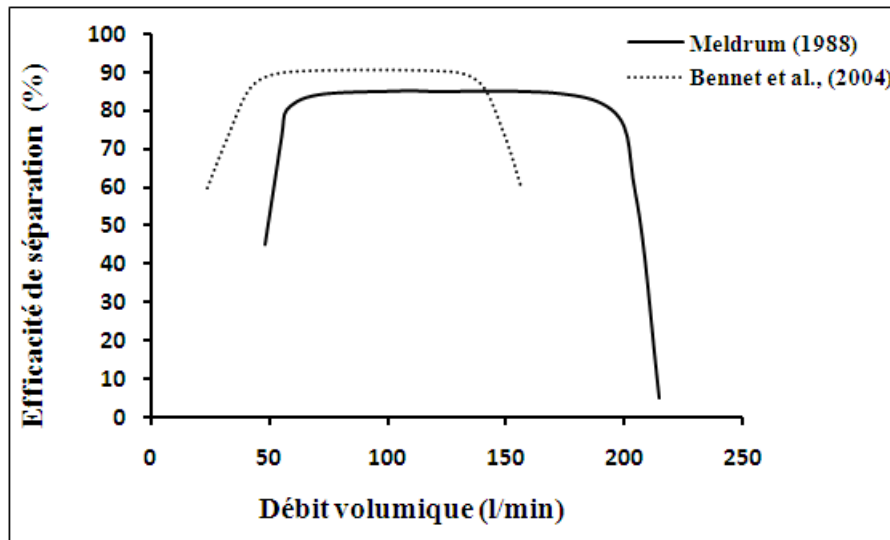


Figure I.5. Courbe typique de l'effet du débit sur l'efficacité de séparation

Le fractionnement du débit entre l'écoulement ascendant et celui descendant est exprimé par un indicateur appelé rapport de fractionnement du débit F . Les valeurs usuelles de ce rapport varient entre 2 et 3. Sachant que la concentration du pétrole à l'entrée de l'hydrocyclone est, en générale inférieure à 1 %. Il est préférable de diminuer le rapport de fractionnement du débit aux environs de 1% pour minimiser la quantité de l'eau s'écoulant avec le pétrole séparé. Colman et Thew (1980) avaient présenté l'idée de sorties coaxiales en haut du dispositif. L'eau formant un anneau autour de l'huile sera collectée dans l'espace annulaire entre les deux sorties coaxiales.

$$F = \frac{Q_{ss}}{Q_e} = \frac{Q_e - Q_{si}}{Q_e} \quad (I.4)$$

Rapport des chutes de pression (PDR): les pressions à l'entrée et aux sorties de l'hydrocyclone peuvent, aussi, être utilisées pour contrôler son bon fonctionnement. Ce paramètre, défini dans l'équation I.5, doit être maintenu à des valeurs typiques entre 1.7 à 2 pour un bon fonctionnement de l'appareil.

$$PDR = \frac{p_e - p_{ss}}{p_e - p_{si}} \quad (I.5)$$

p_e , p_{ss} et p_{si} sont les pressions à l'entrée, la sortie supérieure et la sortie inférieure de l'hydrocyclone.

2. 3. Les caractéristiques des composants du mélange

La distribution de taille des gouttelettes : toujours basé sur la loi de Stokes, on peut remarquer que les gouttelettes les plus grosses ont une vitesse de séparation plus grande et sont plus vulnérables à l'effet de la force centrifuge. Il a été trouvé qu'un prétraitement du pétrole brut peut contribuer considérablement à améliorer l'efficacité de séparation en employant des coalesceurs (Sinker et al. 1999), par exemple, pour augmenter la taille des gouttelettes avant de les injecter dans l'hydrocyclone. Une autre méthode est de rajouter de l'eau chaude au brut et de mixer le mélange à faible vitesse (Hashemi et al., 2004).

La différence des masses volumiques : la différence des masses volumiques du pétrole et de l'eau est, en générale, entre 50 et 300 kg/m³ (Thew, 2000). Les faibles différences des masses volumiques correspondent aux bruts lourds comme celui du Canada. Leur séparation est très coûteuse.

La viscosité : à une température élevée la viscosité de l'eau et de l'huile chute, ce qui facilite le mouvement des gouttelettes. Les températures optimales sont entre 60°C et 115°C (Thew et Smith, 1998). Hachemi et al. 2004 ont trouvé 40 à 50°C pour les bruts lourds du Canada.

La présence du gaz : le gaz peut être présent sous deux formes : dissout ou libre. Les deux travaux existant dans la littérature (Smyth et Thew, 1996 ; Belaidi et Thew, 2003), ayant étudié les deux aspects séparément, ont trouvé des résultats qualitativement similaires. Les performances de l'hydrocyclone se dégradent à des fractions de gaz élevées. Ce point a été étudié dans le présent travail par simulation numérique et sera discuté avec plus de détails ultérieurement.

Chapitre II

Différentes approches utilisées dans l'étude des cyclones et hydrocyclones

Le présent chapitre contient un aperçu sur les différentes approches utilisées dans l'étude des séparateurs cycloniques. L'approche expérimentale a commencé par l'évaluation de l'efficacité globale des séparateurs cycloniques par la mesure des quantités des effluents au niveau des sorties. Néanmoins, la caractérisation du champ de l'écoulement très complexe, ayant lieu à l'intérieur de la géométrie considérée, est primordiale pour la compréhension du mécanisme de séparation d'où le développement de techniques de mesure plus élaborées comme la visualisation par caméra et les mesures par laser à l'intérieur du cyclone ou de l'hydrocyclone construits avec des matières transparentes comme le plexiglas. Des modèles théoriques ont été, aussi, développés comme une alternative aux techniques expérimentales onéreuses et même délicates des fois rendant l'accès à certaines informations difficile, voir impossible. Enfin, récemment, le développement de l'outil informatique a rendu la simulation numérique une méthode attractive due au taux d'informations énorme qu'elle peut fournir avec des coûts de calculs raisonnables.

1. Techniques expérimentales

L'évaluation de l'efficacité de séparation nécessite la mesure de la distribution de taille des gouttelettes (ou des particules) et de la concentration du pétrole (ou des solides) au niveau des entrées et des sorties de l'appareil. La majorité des études expérimentales employaient la méthode de l'échantillonnage iso-cinétique dont les prélèvements étaient analysés par les techniques Laser basées sur la dispersion des faisceaux lumineux, en utilisant le Coulter Counter, ou l'analyseur à rayons infrarouge (Colman et al., 1980, Simms et al., 1992, Smyth et Thew, 1996, Gomez et al., 2003). Le problème qui se posait était celui de la distribution de taille des gouttelettes liquides qui ne pouvait pas être maintenue pour un temps long à cause de la coalescence des gouttes et de la stratification des composants du mélange. D'autres méthodes existent aussi. Hashmi et al. (1996) congelaient, rapidement, les échantillons prélevés en utilisant le Nitrogène liquide à -196°C pour subir un scannage microscopique confocal en utilisant un laser en mode fluorescent. Cela permettait le maintien de la distribution réelle des gouttelettes pour un temps suffisant. Belaidi et Thew (2003) ont

conduit une étude critique sur les méthodes anciennes comme celle de l'échantillonnage iso-cinétique. Ils ont expliqué que les techniques de photographie et de vidéo utilisés dans les années 1990s étaient laborieuses et présentaient une bande très large de lumière dispersée d'une précision médiocre. Bennet et al. (2004) ont utilisé la tomographie à résistance électrique basée sur la différence de conductivité ou résistivité pour distinguer entre les isolants (le pétrole et l'air) et l'eau conductrice à l'intérieur de l'hydrocyclone. Les images qu'ils ont obtenues donnaient une idée sur l'évolution de l'écoulement du pétrole avec le temps mais avec une faible précision. La distribution de taille des gouttelettes a été, aussi, mesurée en mode interactif en utilisant l'interférométrie laser pour des concentrations de pétrole atteignant 5000 ppm et l'interférométrie à ultra son pour des concentrations plus élevées (Meyer et Bohnet, 2003). Pour le cas des particules solides, cela se fait par une simple analyse d'une quantité cumulée pendant un temps donné.

En parallèle du présent travail limité à la simulation numérique, une étude expérimentale est en cours de préparation dans le cadre d'un projet de recherche plus large au sein de l'institut du pétrole d'Abu Dhabi aux Emirats Arabes Unis. Quoique pas inclus dans la présente thèse de Doctorat, elle sera brièvement présentée pour enrichir cette section consacrée aux méthodes expérimentales. Le mélange est pompé à partir d'un réservoir par l'intermédiaire d'une pompe centrifuge et est séparé au niveau d'un T en deux écoulements identiques injectés dans le prototype de l'hydrocyclone par les deux entrées tangentielles. Le prototype est fabriqué en plexiglas pour permettre de visualiser le mécanisme de séparation et le comportement des différents composants du mélange. Les deux fluides résultant de la séparation sont mélangés de nouveau dans le réservoir alimentant l'installation en continue. Deux débitmètres sont placés en amont de l'entrée et en aval de la sortie inférieure respectivement. Le débit au niveau de la sortie supérieure est déduit par le principe de la conservation de la masse. Des capteurs de pression sont montés juste au niveau de l'entrée et des sorties de l'hydrocyclone pour calculer le rapport des chutes de pression. En ce qui concerne la structure de l'écoulement, une caméra sera utilisée pour visualiser le phénomène de séparation caractérisé par le développement d'un noyau de pétrole au centre de la géométrie avec plus de détails sur le champs de vitesses moyennes et fluctuantes au niveau de plusieurs positions à travers l'axe de l'hydrocyclone. En fin un Coulter counter sera utilisé pour construire une image de la concentration des gouttelettes et de la distribution de leurs tailles. Une revue de la littérature liée au sujet (voir Kharoua et al. 2009) a montré l'absence de résultats publiés mettant en évidence les détails du champ dynamique de l'écoulement ayant lieu à l'intérieur de ces dispositifs justifiant le besoin incessant à de telles études pour expliquer certains phénomènes ambigus comme ceux de la coalescence ou la

fragmentation des gouttelettes et pour servir de base de validation à de futurs travaux de simulation numérique.

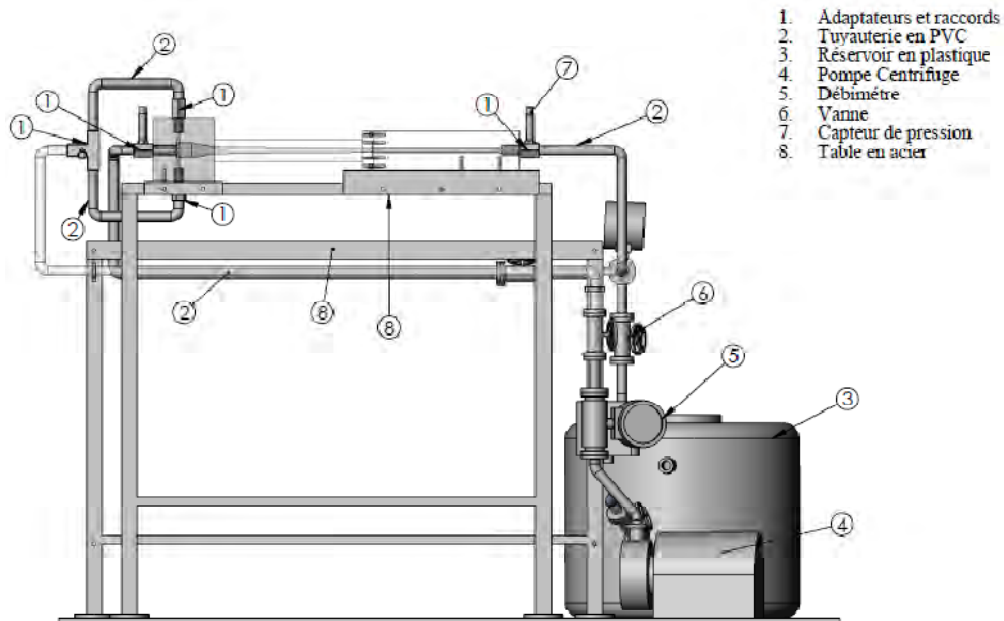


Figure II. 1. Installation conçue pour l'étude de l'hydrocyclone déshuileur

2. Modèles théoriques

L'objectif dans ce chapitre est de donner une idée sur les modèles théoriques utilisés pour l'estimation de l'efficacité de séparation et de la chute de pression des cyclones et hydrocyclones. Des modèles théoriques pour la prédiction du champ de l'écoulement existent aussi et le lecteur est invité à consulter la littérature décrivant cet aspect (ex. Colman et Thew, 1983; Martins et al., 1996; Moraes et al., 1996; Caldentey et al., 2002; et notamment le travail de Wolbert et al., 1995). Le livre de Hoffmann et Stein (2008) récapitule tous les modèles qui ont été développés pour les cyclones dépoussiéreurs.

2. 1. Chute de pression

2. 1. 1. Cyclone dépoussiéreur

La chute de pression est estimée à partir de modèles mettant en jeu plusieurs paramètres. Cortés et Gil (2007) avait mentionné cinq paramètres qui sont la géométrie, le nombre de Froude, la concentration des particules, le nombre de Reynolds et le rapport des masses volumiques. Ils ont attesté que seulement la contribution de la géométrie ainsi que la concentration des particules pouvait être notable dans les conditions usuelles de fonctionnement des cyclones et, donc, les autres paramètres peuvent être omis. En générale, le développement de modèles pour la chute de pression

commence par établir une formulation pour le cas du gaz pur. Ensuite l'effet de la concentration des particules est introduit par l'intermédiaire d'un facteur de correction par rapport au cas simple. Une forme adimensionnelle de la chute de pression dite nombre d'Euler ξ_{pr} est souvent utilisée.

$$\xi_{pr} = \frac{\Delta p}{0.5\rho_g U^2} = \xi_{pr,0}\xi_p \quad (II.1)$$

$\xi_{pr,0}$ et ξ_p sont les nombres d'Euler pour les cas sans et en présence de particules respectivement.

Plusieurs modèles, correspondant à des expériences effectuées dans des cas particuliers ont été développés (Voir Dirgo et Leith, 1986 ; Cortés et Gil, 2007 et Hoffmann et Stein, 2008). Dans le présent travail, les modèles de Baskakov et al. (1990) et Chen et Shi (2007) ont été utilisés pour la validation des résultats des simulations numériques.

Modèle de Baskakov et al. (1990)

Les auteurs ont considéré un cas de cyclone avec entrée inclinée et des mélanges chauds ayant des températures entre 150°C à 250°C. Ils ont développé une équation pour le calcul du rapport des nombres d'Euler des cas avec et sans particules ayant la forme suivante :

$$\frac{\xi_{pr}}{\xi_{pr,0}} = \frac{1}{3.1(C_{se})^{0.7} + 1} + 0.67C_{se} \quad (II.2)$$

C_{se} est la concentration des particules solides à l'entrée

Les expériences à partir desquelles le modèle a été développé montraient une allure descendante du rapport $\frac{\xi_{pr}}{\xi_{pr,0}}$ jusqu'à un minimum correspondant à une concentration de particules d'environ 0.25 kg/kg de fluide porteur. Ceci est l'une des faiblesses des modèles théoriques qui dépendent beaucoup des conditions spécifiques de cas particuliers.

Modèle de Chen et Shi (1990)

Cherchant l'universalité, Chen et Shi (2007) ont développé un modèle théorique en décomposant la chute de pression en quatre contributions différentes. Deux dues à l'élargissement et au rétrécissement au niveau de l'entrée et du tube de sortie (ΔP_1 et ΔP_2). Une contribution due à l'effet du frottement avec les parois internes du cyclone ΔP_3 et la perte de l'énergie dynamique dans la conduite de sortie ΔP_4 .

$$\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3 + \Delta P_4 \quad (II.3)$$

$$\Delta P_1 = \left(1 - k_i \frac{b}{\frac{D}{2} - \frac{D_{ss}}{2}} \right)^2 \frac{\rho_g U_{in}^2}{2} \quad (II. 4)$$

k_i est le facteur de correction pour la perte de charge dans le sens de l'axe du cyclone qui n'est pas évidente à calculer à travers les dimensions. Il est pris égal à 0.3.

$$\Delta P_2 = 4.5 \left(\frac{1 - 3 \left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^2}{K_A^2} \right) \frac{\rho_g U_{in}^2}{2} \quad (II. 5)$$

$$K_A = \frac{\pi D^2}{4ab} \quad (II. 6)$$

K_A est la surface adimensionnelle de l'entrée

$$\Delta P_3 = 1.11 f_0 K_A \tilde{F}_s \tilde{U}_{\theta w}^3 \left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^{-1.5n} \frac{\rho_g U_{in}^2}{2} \quad (II. 7)$$

f_0 est le coefficient de frottement et est pris égal à 0.005 pour les cyclones en acier.

$$\tilde{F}_s = \frac{4F_s}{\pi D^2} \quad (II. 8)$$

F_s est la surface interne du cyclone

$$\Delta P_4 = \frac{\rho_g}{2} (\bar{U}_\theta^2 + U_{ze}^2) = \left[\frac{\tilde{U}_{\theta w}^2}{\left(\frac{r_{nc}}{R} \frac{D_{ss}}{D} \right)^n} + \frac{1}{K_A^2 \left[\left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^2 - \left(\frac{r_{nc}}{R} \right)^2 \right]^2} \right] \frac{\rho_g U_{in}^2}{2} \quad (II. 9)$$

La contribution du rétrécissement au niveau de la conduite de sortie est négligeable et a été omise dans la forme finale du modèle en terme de coefficient de chute de pression (nombre d'Euler).

$$\begin{aligned} \xi_{pr,0} = & \left(1 - k_i \frac{b}{\frac{D}{2} - \frac{D_{ss}}{2}} \right)^2 + 1.11 f_0 K_A \tilde{F}_s \tilde{U}_{\theta w}^3 \left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^{-1.5n} + \frac{\tilde{U}_{\theta w}^2}{\left(\frac{r_{nc}}{R} \frac{D_{ss}}{D} \right)^n} \\ & + \frac{1}{K_A^2 \left[\left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^2 - \left(\frac{r_{nc}}{R} \right)^2 \right]^2} \end{aligned} \quad (II. 10)$$

Le premier terme dans le model de Chen contient normalement l'effet d'une entrée modifiée en forme de spirale mais dans le présent travail une entrée tangentielle simple a été considérée.

Le mouvement rotationnel, décomposé en un vortex quasi-forcé près du centre et un vortex quasi-libre loin du centre, est caractérisé par le produit $U_{\theta} r^n$ est une constante. n est l'exposant du mouvement rotationnel. Il est négatif dans la zone du vortex quasi-forcé et positif dans la zone du vortex quasi-libre. La vitesse adimensionnelle $\tilde{U}_{\theta w}^2$ représente la vitesse tangentielle au niveau de la paroi ; c'est-à-dire la valeur qu'aurait la vitesse tangentielle dans le vortex libre sans la présence de parois. Les termes qui nécessitent une modélisation sont la vitesse tangentielle adimensionnelle, l'exposant n et le rayon adimensionnel $\tilde{r}_{nc} = \frac{r_{nc}}{R}$.

$$\tilde{r}_u = 0.38 \frac{r_{ss}}{R} + 0.5 \left(\frac{r_{ss}}{R} \right)^2 \quad (\text{II. 11})$$

$$\tilde{U}_{\theta w} = \frac{1.11 K_A^{-0.2} \left(\frac{r_o}{R} \right)^{0.16} \text{Re}^{0.06}}{1 + f_0 \tilde{F}_s \sqrt{K_A \frac{r_{ss}}{R}}} \quad (\text{II. 12})$$

$$n = 1 - \exp \left[-0.26 \text{Re}^{0.12} \left(1 + \left| \frac{s-a}{b} \right| \right)^{-0.5} \right] \quad (\text{II. 13})$$

Re est le nombre de Reynolds au niveau de la sortie du cyclone

$$\text{Re} = \frac{\rho_g U_{ss} D_{ss}}{\mu_g} = \frac{\rho_g U_{in} D}{\mu_g K_A \frac{r_{ss}}{R}} \quad (\text{II. 14})$$

Le même modèle peut être utilisé pour le cas d'un gaz pur chaud en tenant compte de sa masse volumique et de sa viscosité à des températures différentes. En présence de particules, le modèle introduit, tout simplement, la concentration des solides au niveau de l'entrée C_{se} en kg/m^3 de fluide porteur pour la correction de la masse volumique. L'équation (II.10) devient alors

$$\begin{aligned} \xi_{pr} = & \left(1 + \frac{C_{se}}{\rho_g} \right) \left(1 - \frac{2k_i b}{D - D_{ss}} \right)^2 + 1.11 f K_A \tilde{F}_s \tilde{U}_{\theta w}^3 \left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^{-1.5n} + \frac{\tilde{U}_{\theta w}^2}{\left(\frac{r_{nc}}{R} \frac{D_{ss}}{D} \right)^n} \\ & + \frac{1}{K_A^2 \left[\left(\frac{D_{ss}}{D} \right)^2 - \left(\frac{r_{nc}}{R} \right)^2 \right]^2} \end{aligned} \quad (\text{II. 15})$$

Les autres paramètres qui doivent être corrigés sont la vitesse tangentielle adimensionnelle et le coefficient de frottement.

$$f = f_0 \left(1 + 3 \sqrt{\frac{C_{se}}{\rho_g}} \right) \quad (\text{II. 16})$$

$$\tilde{U}'_{\theta w} = \frac{\tilde{U}_{\theta w}}{1 + 0.35 \left(\frac{C_{se}}{\rho_g} \right)^{0.27}} \quad (\text{II. 17})$$

2. 1. 2. Hydrocyclone déshuileur

Modèle de Martins et al. (1996)

En générale, la chute de pression est obtenue à partir d'un bilan d'énergie entre deux points du domaine considéré. Martins et al., (1996) ont utilisé une formule liant la chute de pression au débit de la forme

$$P_e - P_{si} = KQ_{si}^n = K[(1 - F)Q_i]^n \quad (\text{II. 18})$$

Ils ont déterminé les coefficients K et n sur la base d'expériences menées avec un model d'hydrocyclone en plexiglas. L'application sur un model en acier avec les mêmes coefficients a donné une déviation de 50 % entre les résultats théorique et expérimentaux. Ils ont finalement trouvé une formule pour l'estimation du rapport des chutes de pression

$$\frac{P_e - P_s}{P_e - P_{si}} = a \left(\frac{F}{1 - F} \right)^2 + b \quad (\text{II. 19})$$

a et b sont des constantes empiriques.

Modèle de Caldentey et al. (2002)

Un autre modèle a été développé en se basant sur l'équation de Bernoulli par Caldentey et al. (2002).

$$P_e + \frac{1}{2} \rho_e U_{in}^2 = P_{si} + \frac{1}{2} \rho_e U_{z,in}^2 + \rho_e (h_{cf} + h_f) + \rho_e g L \sin \alpha_{axe} \quad (\text{II. 20})$$

h_{cf} est la perte de charge due à l'atténuation de la force centrifuge et h_f est la perte de charge par l'effet du frottement et est calculée d'une manière similaire aux calculs de la chute de pression dans les conduites.

$$h_{cf} = \int_{r_{nc}}^{r_{si}} \frac{(nU_{\theta,si})^2(r)}{r} dr \quad (\text{II. 21})$$

$U_{\theta,si}$ est la vitesse tangentielle au niveau de la sortie inférieure et est obtenue par l'équation

$$U_{\theta,si} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_{r_{nc}}^r U_{\theta} r dr d\alpha_{axe}}{\int_0^{2\pi} \int_{r_{nc}}^r r dr d\alpha_{axe}} \quad (II. 22)$$

n est le facteur de correction de la force centrifuge pris égal à 2 pour les hydrocyclones à deux entrées tangentielles et 3.2 pour les hydrocyclones à une entrée en forme de spirale.

Pour ce modèle aussi, les auteurs ont mentionné que l'utilisation du facteur n a pour objet de compenser l'erreur engendrée par l'application de l'équation de Bernoulli pour un écoulement rotationnel à vitesse élevée.

2. 2. L'efficacité de séparation

Le développement d'un modèle théorique est basé sur la physique du phénomène en question. Les particules solides dans les cyclones dépoussiéreurs sont éjectées vers les parois et en une trajectoire, en majorité, descendante. Les gouttelettes liquides sont absorbées vers le centre de l'hydrocyclone et ont une trajectoire ascendante. Pour le cas des cyclones deux modèles très répandus sont présentés illustrant les théories de l'équilibre radial et celle du temps de résidence. Le modèle le plus connu pour l'hydrocyclone déshuileur est celui de l'analyse de trajectoire.

2. 2. 1. Cyclone dépoussiéreur

Equilibre radial : La figure Int.1 décrit les trois trajectoires possibles pour une particule donnée. A l'état d'équilibre les deux forces principales agissant sur la particule ont des grandeurs égales et des directions opposées. Barth (1956) a établi le modèle de base en égalisant les deux forces au niveau d'un cylindre imaginaire, qui sépare d'une manière grossière l'écoulement ascendant et celui descendant, dit surface de contrôle comme montré dans la figure II.2. La surface de contrôle résulte d'un prolongement du cylindre de sortie des particules.

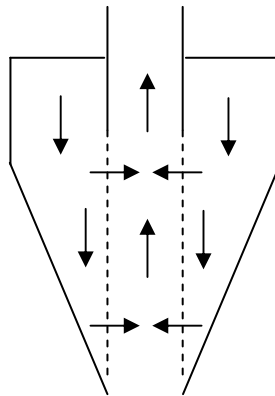


Figure II.2. Comportement des particules par rapport à la surface de contrôle

En égalisant la force centrifuge $\frac{\pi d^3}{6} \rho_{ps} \left(\frac{U_{\theta SC}^2}{R_x} \right)$ et la force de trainée $3\pi d \mu U_{rSC}$, un diamètre de courpure d_{50} est obtenu.

$$d_{50} = \sqrt{\frac{U_{rSC} 9 \mu_g D_x}{\rho_{ps} v_{\theta SC}^2}} \quad (II. 23)$$

Barth a obtenu une courbe universelle sur la base d'expériences. A ce stade, des corrélations entre le diamètre de coupure et l'efficacité de séparation sont établies. Dirgo et Leigh (1986) ont développé une corrélation liant l'efficacité de séparation au diamètre de coupure de la forme

$$\varepsilon(d) = \frac{1}{1 + \left(\frac{d_{50}}{d} \right)^{6.4}} \quad (II. 24)$$

L'équation (II.24) correspond à une courbe en forme de S (figure II.3)

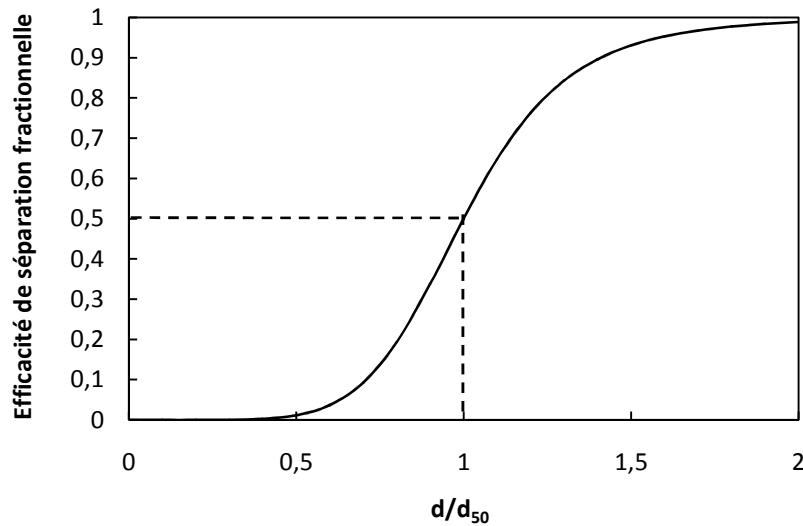


Figure II.3. Efficacité de séparation fractionnelle en fonction du diamètre des particules

Temps de résidence : Une première proposition de tels modèles a été faite par Rosin et al. (1932). Deux temps caractéristiques sont comparés. Le premier est obtenu en utilisant le rapport entre la longueur de la trajectoire d'une particule voyageant près des parois dans le sens circonférentiel πDN_s et la vitesse d'entrée U_{in} . Le deuxième représente le temps nécessaire à une particule pour traverser le cyclone dans le sens radial et atteindre la paroi extérieure. C'est le rapport de la largeur de l'entrée b et la vitesse terminale (Loi de Stokes) U_{st}

$$U_{st} = \frac{d^2 (\rho_{ps} - \rho_g) U_{in}^2}{18 \mu r} \quad (II. 25)$$

En égalisant les deux temps, on obtient un diamètre de coupure d_{50} .

$$d_{50} = \sqrt{\frac{9b\mu}{\pi N_s U_{in} (\rho_{ps} - \rho_g)}} \quad (\text{II. 26})$$

Zenz (1999) on proposé un modèle pour le calcul du nombre de spire N_s .

$$N_s = 6,1(1 - e^{-0,066U_{in}}) \quad (\text{II. 27})$$

D'autres modèles similaires existent comme ceux de Rietma (1959) et de Leith et Licht (1972).

Hoffmann et Stein (2008) ont présentée des modèles hybrides combinant les deux types de modèles.

2. 2. 2. Hydrocyclone déshuileur

Analyse de trajectoires (Wolbert et al., 1995) : Les deux théories citées auparavant sont appropriées au cas de la séparation de particules solides. L'équilibre radial est basé sur le fait que la vitesse de séparation (Loi de Stokes) et la composante radiale de la vitesse, due à l'effet du gradient de pression, ont des sens opposés puisque les particules sont éjectées vers les parois contrairement au cas des gouttelettes liquides. Le modèle basé sur le temps de résidence assume que les particules restent proches des parois du cyclone ce qui n'est pas vrai aussi pour la séparation liquide-liquide.

La trajectoire d'une gouttelette peut être représentée par une relation liant les composantes axiale et radiale de sa position (Ma, 1993). Les composantes axiale et radiale et la vitesse de séparation peuvent être combinées comme suit

$$\frac{dz}{dr} = \frac{(dz/dt)}{(dr/dt)} = \frac{U_z}{U_r + U_{st}} \quad (\text{II. 28})$$

Le principe de ce modèle est de vérifier si une intersection entre la trajectoire d'une gouttelette et les limites du domaine de séparation, ayant une vitesse axiale nulle, existe. Si la longueur de l'hydrocyclone est L et le rayon (demi-épaisseur) de l'écoulement ascendant est R_L au fond du cyclone, une trajectoire critique, correspondant à une gouttelette séparée juste avant d'être perdue à travers la sorte inférieure du dispositif après avoir été injectée au niveau de l'entrée près de la paroi extérieure, peut être définie comme suit

$$\int_{r=(D/2)}^{R_L} \left(\frac{dz}{dr} \right) \cdot dr = L \quad (\text{II. 24})$$

La figure II.4 montre quelques résultats de trajectoires obtenues par cette méthode où les gouttelettes de taille égale à $13.93 \mu\text{m}$ correspondent au diamètre d_{100} ayant une probabilité de 100% d'être séparées avant d'atteindre la sortie inférieure.

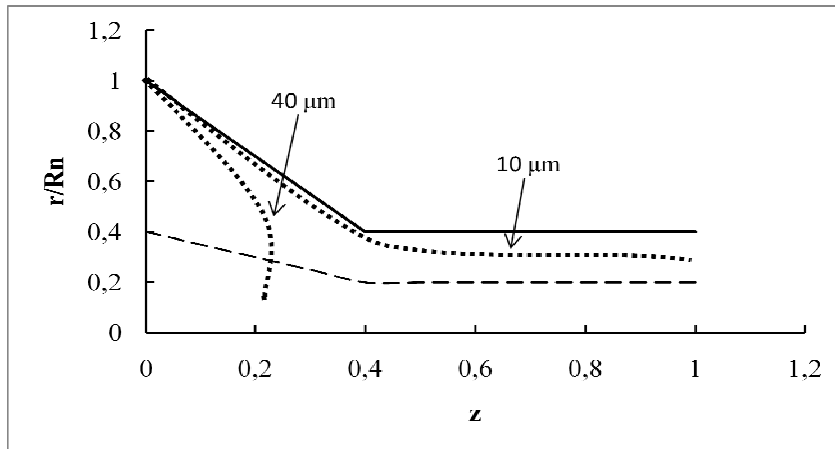


Figure II.4. Résultats obtenus par la méthode de l'analyse de trajectoire (Wolbert et al., 1995)

3. Simulation numérique CFD

Récemment, le développement de moyens de calcul puissants dans le domaine de l'informatique a reconduit les chercheurs vers la simulation numérique. L'écoulement à l'intérieur du cyclone et de l'hydrocyclone déshuileur est un écoulement multiphasique, turbulent, tridimensionnel qui peut être des fois instationnaire. La simulation numérique d'un tel écoulement nécessite la résolution des équations de Navier-Stokes en plus de modèles appropriés pour détecter la contribution de la turbulence et des composants du mélange aux différents phénomènes physiques résultants. Le modèle $k-\epsilon$, basé sur l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope et un état d'équilibre, est incapable de capter les phénomènes complexes se produisant à l'intérieur de l'hydrocyclone comme les faibles vitesses axiales au cœur de l'écoulement ascendant, le vortex quasi-libre loin du centre de rotation et la turbulence anisotrope comme dans les régions près des parois. Le modèle des contraintes de Reynolds (algébrique ou différentiel) comme celui de Launder et al., (1975) ou Speziale et al. (1991), qui résout des équations de transport pour chaque contrainte de Reynolds à part, détecte mieux les phénomènes cités auparavant. Les résultats obtenus avec un modèle des contraintes de Reynolds classique peuvent être améliorés en utilisant le modèle quadratique pour le terme pression-taux de déformation (voir la revue de Narasimha et al., 2007).

A travers des travaux récents, le modèle de la simulation des grandes échelles (Large eddy simulation) a démontré sa supériorité par rapport aux modèles dits RANS (Delgadillo et Rajamani, 2005) quoique la finesse du maillage employé nécessite des moyens de calcul très puissants et très coûteux. L'idée est de capter le maximum de structures turbulentes par une résolution directe sans

modélisation. L'écoulement, au lieu d'être décomposé en un champ moyen et un autre turbulent, est filtré de telle sorte à ne modéliser que les structures turbulentes plus petites que la taille du filtre (Figure II.5). De telles structures tendent vers un état d'isotropie rendant possible le développement d'un modèle de turbulence universel (Sagault, 2006). Le spectre d'énergie peut être décomposé en trois régions distinctes ; L'énergie est générée au niveau des plus grosses structures et est dissipée, par l'effet du frottement, au niveau des tourbillons les plus petits. Une région intermédiaire dite inertielle correspond à des tailles de structures responsables, seulement, de transmettre l'énergie des grosses structures (résolues) aux petites structures qui la dissipent (cascade d'énergie). Le transfert d'énergie, quoique très limité, peut avoir lieu dans le sens inverse aussi.

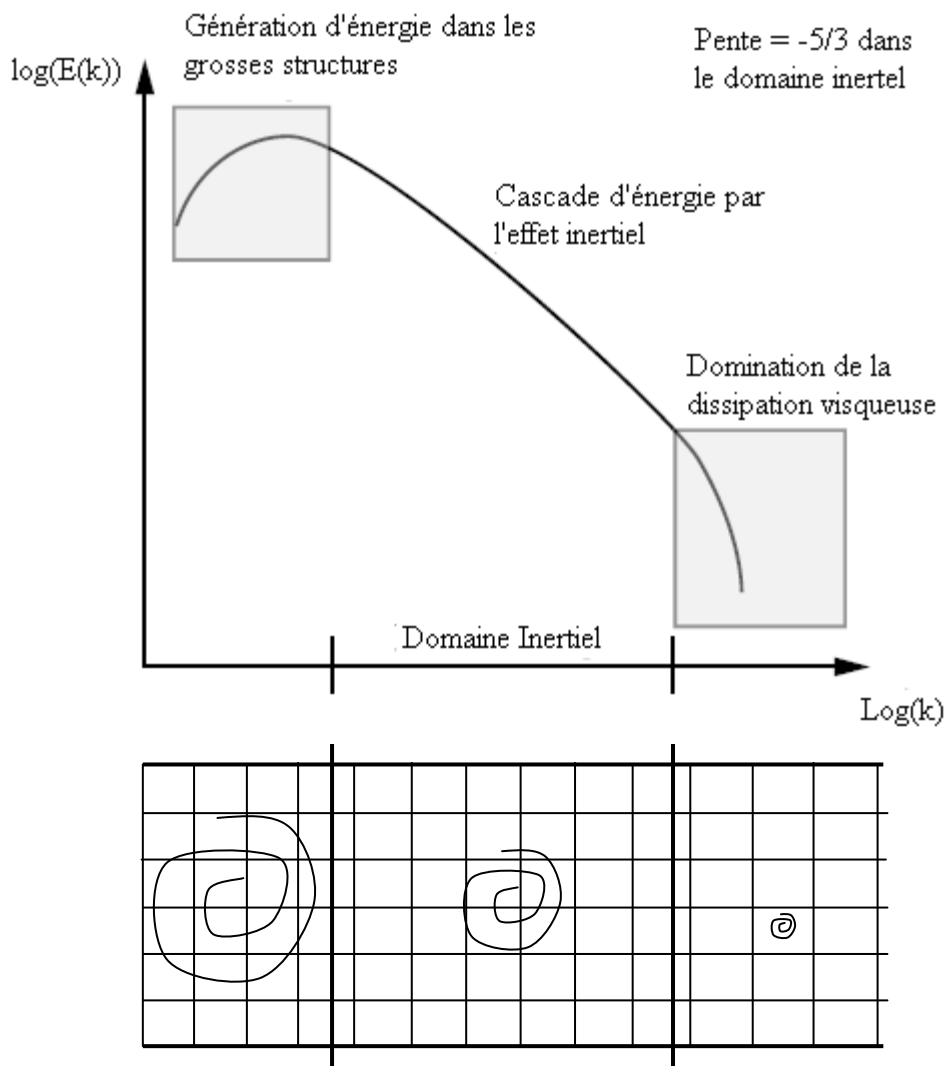


Figure II.5. Cascade d'énergie et principe de la simulation des grandes échelles (LES)

A l'autre extrême de complexité, La simulation numérique directe (DNS) représente l'approche la plus fondamentale capable de résoudre toutes les échelles de temps et d'espace de l'écoulement mais qui nécessite des outils de calcul énormes limitant son application à des cas théoriques très simples.

En terme de schémas numériques, il y a un accord général entre les chercheurs que la discrétisation des équations à résoudre doit être du second ordre ou supérieure pour minimiser les erreurs numérique résultant de la complexité de l'écoulement tourbillonnaire avec des nombres de Reynolds élevés ayant lieu dans l'hydrocyclone. La qualité du maillage est, aussi, un point très sensible à prendre en considération, un raffinement adéquat est nécessaire dans les régions où les gradients sont importants (spécialement dans le sens radial) ainsi que près des parois pour des conditions aux limites réalistes.

Deux approches fondamentales existent pour la modélisation de l'écoulement multiphasique ; l'approche Lagrangienne et l'approche Eulérienne. Une étude comparative entre les deux approches a été conduite par Durst et al. (1984). L'approche Lagrangienne résout les équations intégrées du bilan de forces exercées sur une particule, bulle ou gouttelette après la résolution le l'écoulement monophasique de la phase primaire. Elle a l'avantage de capter plus de détails concernant la phase transportée comme les trajectoires et le temps de résidence. Cette approche est plus performante pour des particules ayant des gradients de vitesse élevés et est moins sensible aux erreurs numériques. De plus, elle est plus appropriée aux écoulements avec des particules de tailles différentes et nécessite un temps de calcul plus raisonnable. L'approche Eulérienne considère les composants du mélange comme des milieux complémentaires dont la somme est l'unité et résout les équations de continuité et de quantité de mouvement pour chaque phase. Une forme simplifiée du modèle Eulérien est celle du modèle du mélange qui résout les équations de continuité et de quantité de mouvement pour le mélange et tient compte de la présence de la phase secondaire par une équation algébrique pour sa vitesse relative et une équation de transport différentielle pour sa fraction volumique (Manninen et al., 1996). L'approche Eulérienne est plus appropriée aux écoulements avec des phases secondaires suspendues (temps de résidence important) et représente une alternative parfaite aux modèles Lagrangiens à des concentrations élevées de particules pour une meilleure stabilité de la solution numérique. En générale un seuil de 10 % par volume, pour la phase secondaire, nécessite le passage du modèle Lagrangien au modèle Eulerien. Le nombre adimensionnel de la concentration des particules (bulles ou gouttelettes) et le nombre de Stokes sont des critères très utiles pour le choix du modèle à employer dans le cas de concentrations intermédiaires. Pour des concentrations très

élevées, seul le modèle Eulérien originale peut être utilisé (Durst et al.,1984; documentation Fluent version 6.3).

Les phénomènes de coalescence et de fragmentation des gouttelettes sont très présents dans le cas des hydrocyclones déshuileurs et sont très compliqués pour être modélisés correctement, ils représentent, jusqu'à présent un défi pour les chercheurs.

Le travail pionnier de Hargreaves et Silvester (1990) mérite d'être mentionné. C'est la première étude par simulation numérique sur les hydrocyclones déshuileurs. La géométrie utilisée a été celle de Colman et Thew (figure I.3) avec une seule entrée. Ils ont utilisé le modèle de turbulence algébrique des contraintes de Reynolds avec beaucoup d'hypothèses simplificatrices. Un modèle Lagrangien de dépistage de particules, se basant sur le modèle de Boysan et al. (1982), a été utilisé incluant les hypothèses suivantes: pas d'interactions entre les gouttelettes, pas d'effet du glissement des gouttelettes sur l'écoulement de la phase primaire, pas de coalescence ni de fragmentation des gouttelettes, une distribution Gaussienne des composantes fluctuantes de vitesse, pas d'effets de masse ajoutée du à la trainée sur l'accélération des gouttelettes et pas de transfert de masse ni de chaleur entre les différentes phases. Comme l'effet de la phase continue sur les gouttelettes pouvait être plus important que celui sur des particules solides, les auteurs ont intégré un facteur de pondération aux composantes fluctuantes de la vitesse dans les équations de quantité de mouvement de l'écoulement des gouttelettes. Les résultats de la simulation numérique ont montré une surestimation de la composante axiale de la vitesse et une sous-estimation de la composante tangentielle de la vitesse qui est restée constante dans différentes positions axiales contrairement aux résultats expérimentaux. Les courbes de la probabilité de migration présentaient une surestimation de l'efficacité de séparation comparée avec les résultats expérimentaux de Nezhati et Thew (1987).

Grady et al. (2003) ont étudié le champ de l'écoulement et les performances d'un mini hydrocyclone (10 mm de diamètre) similaire à la conception de Colman et Thew (1983) ayant une entrée en forme de spirale avec une seule partie conique (angle 1.8°). Le modèle de turbulence utilisé était celui des contraintes de Reynolds de Launder et al. (1975). Les résultats principaux obtenus sont une asymétrie causée par l'entrée unique et un écoulement ascendant au centre coïncidant avec la région du vortex forcé. L'écoulement ascendant au centre atteignait, en profondeur, 80 % de la longueur de l'hydrocyclone. Ils ont utilisé le modèle algébrique du mélange implémenté dans le code Fluent en assumant que les gouttelettes étaient immiscibles, non coalescentes et non déliquescents. Leurs résultats étaient caractérisés par une bonne estimation de l'efficacité de séparation pour des gouttelettes de taille inférieure à 20 μm . La simulation n'a pas pris en compte le

phénomène de fragmentation générant une nouvelle population de gouttelettes très fines perdues dans l'écoulement descendant se traduisant par des efficacités partielles négatives.

Adoptant une stratégie différente, Petty et Parks (2004) ont résolu les équations de Navier-Stokes pour une phase unique en utilisant la simulation numérique directe DNS, pour un écoulement laminaire, dans un mini hydrocyclone cylindrique (5 mm de diamètre) divisé en 135,000 volumes finis. Il est à noter que les conditions réelles de fonctionnement des hydrocyclones (Reynolds élevé) font des outils utilisés dans ce travail non réalistes.

Le modèle du mélange a été utilisé, aussi par Paladino et al. (2005). Six phases secondaires ont été créées pour tenir compte de la distribution de taille avec un cout de calcul raisonnable. Des contours de la fraction volumique du pétrole ont été présentés pour chaque phase et pour la population totale. Cela a permis de confirmer l'effet du diamètre des gouttelettes par simulation numérique donnant une courbe de l'efficacité de séparation en forme de S comme celle de la figure II.3.

Huang (2005) a combiné le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds avec le modèle Eulerien originale pour simuler l'écoulement multiphasique à l'intérieur d'un hydrocyclone conventionnel ayant un diamètre de 30 mm muni de deux entrées. La concentration du pétrole à l'entrée était supérieure à 10 % par volume et le fractionnement du débit était 10 %. L'auteur a illustré le développement du mécanisme de séparation. Un noyau de pétrole fin se formait au centre de l'hydrocyclone et gagnait de l'espace en largeur avec le temps.

Schütz et al. (2009) sont les premiers à inclure les effets de la coalescence et la fragmentation en utilisant le modèle du bilan de populations. Ils ont utilisé le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds combiné avec le modèle du mélange. Ils ont conclu qu'une meilleure estimation de l'efficacité de séparation est obtenue en tenant compte de la coalescence et la fragmentation. Ils ont, aussi, étudié l'effet de la géométrie sur les phénomènes de coalescence et de fragmentation.

Le modèle prometteur de la simulation des grandes échelles est à ses débuts pour ce type d'applications industrielles. Quelques travaux existent dans la littérature pour le cas des séparateurs solide-liquide (Delgadillo et Rajamani, 2005 ; Brennan, 2006). A la connaissance de l'auteur, pas de travaux de recherche, publiés en utilisant le modèle LES, existent pour les hydrocyclones déshuileurs appartenant à la catégorie des séparateurs liquide-liquide.

Chapitre III

Modèles et outils de calcul

Ce chapitre illustre les modèles de turbulence et modèles multiphasiques qui ont été employés pour simuler les différents cas de séparation solide-gaz et liquide-liquide étudiés. En simulation numérique basée sur la méthode des volumes finis, le domaine de calcul est divisé en petits volumes de contrôle constituant un maillage. Les équations différentielles à résoudre sont discrétisées sur les nœuds et les faces des volumes de contrôle du maillage et un traitement spécial est adopté au voisinage des limites du domaine de calcul. Les données nécessaires à cette procédure, appliquée aux cyclones et hydrocyclones, seront présentées dans ce chapitre. Plus d'attention a été consacrée au modèle LES dont l'utilisation est encore restreinte à cause des moyens de calculs actuels qui ne permettent pas la génération de maillages gigantesques de l'ordre de millions de cellules. Néanmoins, des tentatives d'optimisation des ressources informatiques disponibles ont permis de mener des études qui ont pu montrer des détails intéressants pour une multitude d'applications industrielles.

1. Modèles de turbulence

Trois modèles de turbulence ont été utilisés pour capter la contribution des différentes structures turbulentes caractérisant l'écoulement rotationnel turbulent à vitesse très élevée. Il sera expliqué dans les sections suivantes que ce type d'écoulements industriels est encore loin d'être simulé d'une manière rigoureuse captant l'effet des structures les plus petites dans l'écoulement. Cela est dû aux très petites échelles de turbulence pouvant exister de l'ordre de quelques microns nécessitant un nombre de cellule très important qui dépasse les capacités des moyens de calculs actuellement disponibles. A travers les quelques études sur les hydrocyclones (Universités de Utah et de Queensland), ayant utilisé le modèle LES (Large Eddy Simulation), on peut remarquer que les tailles des cellules des maillages utilisés étaient largement grandes par rapport aux échelles dites de Kolmogorov. Donc, il est, encore nécessaire, de faire appel à la modélisation qui, avec des ajustements convenables sur la base d'expérience, peut approcher avec un succès relatif les détails des écoulements industriels.

1. 1. Modèle RNG k- ε

Ce modèle est une version améliorée du modèle k-ε standard. Il a été développé sur la base d'une technique statistique dite « théorie du groupe de renormalisation » (voir Choudhury, 1993). Il présente plusieurs avantages rendant possible l'utilisation du modèle dans des cas généralement inappropriés au modèle k-ε standard comme les écoulements rotationnels et les écoulements confinés. L'équation du taux de dissipation contient un terme supplémentaire qui améliore la précision de la solution pour les écoulements à déformation rapide. Il tient compte de l'effet de la rotation par le biais d'une viscosité turbulente modifiée. Les nombres de Prandtl turbulents ne sont plus des constantes mais sont calculés par des formules analytiques. Les régions à faibles Reynolds sont prises en considération à travers une équation différentielle de la viscosité effective.

Les deux équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation sont données par :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{III. 1})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III. 2})$$

La constante modifiée est de la forme

$$C_{2\varepsilon}^* \equiv C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta_\varepsilon \eta^3} \quad (\text{III. 3})$$

où $\beta_\varepsilon = 0.012$, $\eta_0 = 4.38$, $C_{1\varepsilon} = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$, $C_\mu = 0.0845$ sont des constantes du modèle.

La viscosité effective est calculée par l'intermédiaire de l'équation différentielle suivante

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (\text{III. 4})$$

$$\hat{v} = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu} \quad (\text{III. 5})$$

$$C_v = 100$$

La viscosité turbulente est une fonction de la constante α_s qui caractérise l'intensité du mouvement rotationnel.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} f\left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon}\right) \quad (\text{III. 6})$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (\text{III. 7})$$

S est le taux de déformation

On remarque que le rapport η/η_0 joue un rôle primordial dans l'équation de transport (III.2). Étant fonction du taux de déformation, il rend le modèle plus sensible aux déformations rapides ($\eta/\eta_0 > 1$).

1. 2. Modèle de turbulence des contraintes de Reynolds RSM

Le modèle des contraintes de Reynolds (Gibson et Launder, 1978 ; Launder et al., 1975 ; Launder, 1989) implique le calcul de chaque contrainte individuelle $\overline{u_i u_j}$ en utilisant des équations de transport différentielles. Ces équations sont utilisées pour obtenir la fermeture du système d'équations de Reynolds moyennées pour le transport de la quantité de mouvement.

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans Fluent ont la forme suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Convection}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j)]}_{D_{T,ij} \equiv \text{Diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right]}_{D_{L,ij} \equiv \text{Diffusion moléculaire}} - \underbrace{\rho \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right]}_{P_{ij} \equiv \text{Production}} + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij} \equiv \text{Pression-taux de déformation}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij} \equiv \text{Dissipation}} \quad (\text{III. 8})$$

Les termes C_{ij} , $D_{L,ij}$ et P_{ij} ne nécessitent pas de modélisation.

Les termes $D_{T,ij}$, Φ_{ij} et ε_{ij} doivent être modélisés pour la fermeture du système d'équations. Pour notre problème stationnaire et sans transfert de chaleur la dérivée par rapport au temps, l'effet de flottabilité et l'effet de compressibilité sont considérés nuls.

Transport diffusif turbulent

Habituellement le terme de diffusion turbulente est remplacé par un terme modélisé du type gradient (Daly et Harlow, 1970):

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_l u_j}}{\partial x_l} \right) \quad (\text{III. 9})$$

Pour des raisons d'instabilités numériques rencontrées avec ce modèle, ce terme a été simplifié dans Fluent utilisant une diffusivité turbulente scalaire. Selon Lien et Leschziner (1994), un terme diffusif isotrope est susceptible de donner de bons résultats même pour des cas, en réalité, anisotropes.

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_l u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{III. 10})$$

où $\sigma_k = 0.82$

Corrélation pression-taux de déformation (modèle linéaire)

D'après Gibson et Launder (1978), Fu et al (1987) et Launder (1989), le terme Φ_{ij} peut être modélisé sous la forme de trois contributions distinctes

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (\text{III. 11})$$

Le premier terme favorise le retour à l'isotropie. Il est dit terme lent. Il est modélisé comme suit:

$$\Phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_l u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (\text{III. 12})$$

$$C_1 = 1.8$$

Le deuxième terme de la corrélation pression-taux de déformation peut avoir un effet plus fort que celui du premier dans le cas d'une distorsion rapide.

$$\Phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \quad (\text{III. 13})$$

$$C_2 = 0.6, P = \frac{1}{2} P_{kk}, C = \frac{1}{2} C_{kk}$$

Le troisième terme représente l'effet de la paroi sur la turbulence. Il amortit la fluctuation perpendiculaire à la paroi :

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,w} \equiv & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \\ & + C'_2 \left(\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon d_p} \end{aligned} \quad (\text{III. 14})$$

où d_p est la distance par rapport à la paroi

$$C'_1 = 0.5, C'_2 = 0.3, C_1 = \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa}, C_\mu = 0.09, \kappa = 0.4187 \text{ (constante de Von Karman)}$$

En général l'énergie cinétique turbulente est calculée directement comme suit

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (\text{III. 15})$$

ε_{ij} est le taux de destruction de $\overline{u_i u_j}$. Puisque cette destruction se fait au niveau des plus petites échelles de turbulence (par effet de viscosité) qui ont un caractère isotrope, les contraintes normales sont supposées se dissiper à la même vitesse.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (\text{III. 16})$$

La dissipation est calculée à partir d'une équation de transport similaire à celle du modèle k- ε

$$\frac{\partial \rho U_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{1}{2} [P_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III. 17})$$

$$\sigma_\varepsilon = 1, C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92$$

De la même façon que pour le modèle k- ε

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III. 18})$$

$$C_\mu = 0.09$$

Conditions aux limites pour les contraintes de Reynolds

A l'entrée

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \quad \text{pour } i = j \quad (\text{III. 19})$$

$$\overline{u_i u_j} = 0 \quad \text{pour } i \neq j \quad (\text{III. 20})$$

Près des parois, Fluent applique des conditions aux limites explicites pour les contraintes de Reynolds en utilisant la loi logarithmique.

En utilisant un système local de coordonnées et sur la base de résultats expérimentaux, près des parois on a :

$$\frac{\overline{u_\tau^2}}{k} = 1.098, \frac{\overline{u_\eta^2}}{k} = 0.247, \frac{\overline{u_\lambda^2}}{k} = 0.655, -\frac{\overline{u_\tau u_\eta}}{k} = 0.255 \quad (\text{III. 21})$$

τ : est la coordonnée tangentielle

η : est la coordonnée normale

λ : est la coordonnée binormale

Près des parois k est calculée à partir de l'équation de transport. Loin des parois :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_1 u_1} \quad (\text{III. 22})$$

1. 3. Modèle de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation LES)

L'utilisation du modèle LES dans le domaine des hydrocyclones est à ses débuts. Un nombre très limité de travaux, effectués dans les années 2000, existe (Delgadillo et Rajamani, 2005 de l'université de Utah ; Narasimha et al. (2007) de l'université de Queensland). Pour le cas des hydrocyclones déshuileurs, à la connaissance de l'auteur, aucun travail de recherche, utilisant le modèle LES, n'a été publié jusqu'à présent à part des résultats qualitatifs et sommaires présentés dans le cadre d'une collaboration entre la compagnie pétrolière CANMET et le groupe du code FLUENT. La présente étude emploie le modèle de turbulence de la simulation des grandes échelles pour détecter les détails de l'écoulement turbulent ayant lieu dans l'hydrocyclone déshuileur qui ne peuvent pas être obtenus en utilisant les modèles de turbulence dits RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes). Un aperçu du principe de base du modèle a été donné dans le chapitre II. Dans le présent chapitre, la méthodologie de l'application du modèle sera présentée (pour plus de détails sur le modèle, se référer au livre de Pierre Sagaut (2005) et à quelques thèses ayant utilisés la LES comme celles de Pourquoié (1994), Muhamed (2006) et Delgadillo (2006).

1. 3. 1. Théorie

Le modèle LES résout une forme filtrée des équations de transport de Navier-Stokes en utilisant un filtre qui sépare deux échelles de turbulence distinctes. Certaines considérées comme grandes échelles (grosses structures) et sont résolues et les autres comme petites échelles (petites structures) et sont modélisées. Le filtrage en espace et en temps se fait par l'intermédiaire d'un noyau de convolution G . Pour une variable $\Phi(x,t)$, le filtrage donne :

$$\bar{\Phi}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi, t') G(x - \xi, t - t') dt' d\xi^3 \quad (\text{III. 23})$$

Le filtrage peut se faire aussi dans l'espace de Fourier sur la base des échelles de fréquence des tourbillons.

Le champ complet de la variable $\Phi(x, t)$ est

$$\Phi(x, t) = \bar{\Phi}(x, t) + \Phi'(x, t) \quad (\text{III. 24})$$

où $\Phi'(x, t)$ représente la partie modélisée.

Plusieurs types de filtres existent, Sagaut (2006) cite trois principaux types qui sont le filtre boîte, le filtre Gaussien et le filtre porte (le dernier s'applique seulement dans l'espace de Fourier). Dans le présent travail, la méthode des volumes finis, implémentée dans le code Fluent, représente explicitement un filtre boîte utilisant la taille des cellules pour séparer les deux échelles de turbulence.

Les structures de tailles supérieures aux dimensions d'une cellule du maillage sont résolues et l'effet du reste des structures est pris en compte par un modèle dit "sous maille".

Le filtre boîte

$$G(x - \xi) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{si } |x - \xi| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{si } |x - \xi| > \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (\text{III. 25})$$

Les figures III.1, III.2 et III.3 expliquent la signification du filtre boîte.

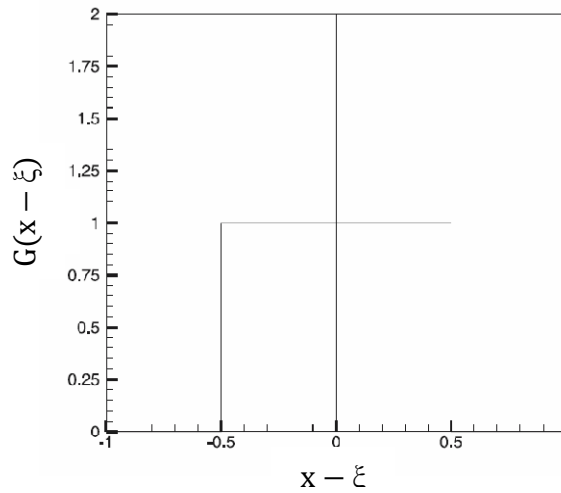


Figure III.1. Fonction du filtre boîte (filtre spatial)

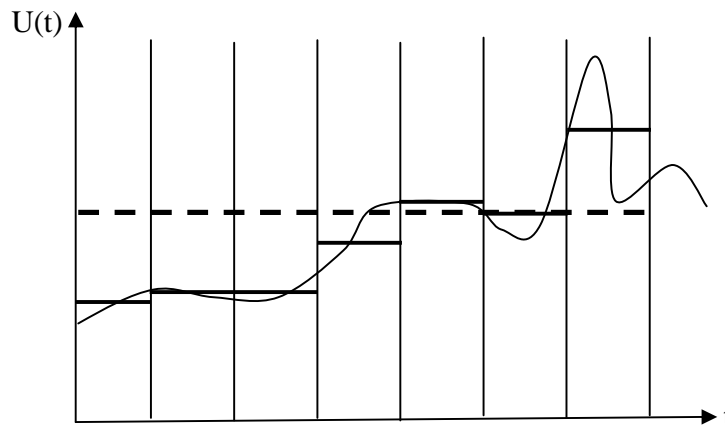


Figure III.2. Filtrage en utilisant la moyenne : - - - RANS, — LES

Le filtrage des équations de Navier-Stokes donne

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_j) = 0 \quad (\text{III. 26})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \bar{U}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho (\bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j) \quad (\text{III. 27})$$

Le dernier terme de l'équation filtrée représente le tenseur des échelles sous maille. La façon dont il est écrit correspond à la décomposition triple de Leonard (décomposition choisie dans le code Fluent) qui fait apparaître la contribution de trois termes différents

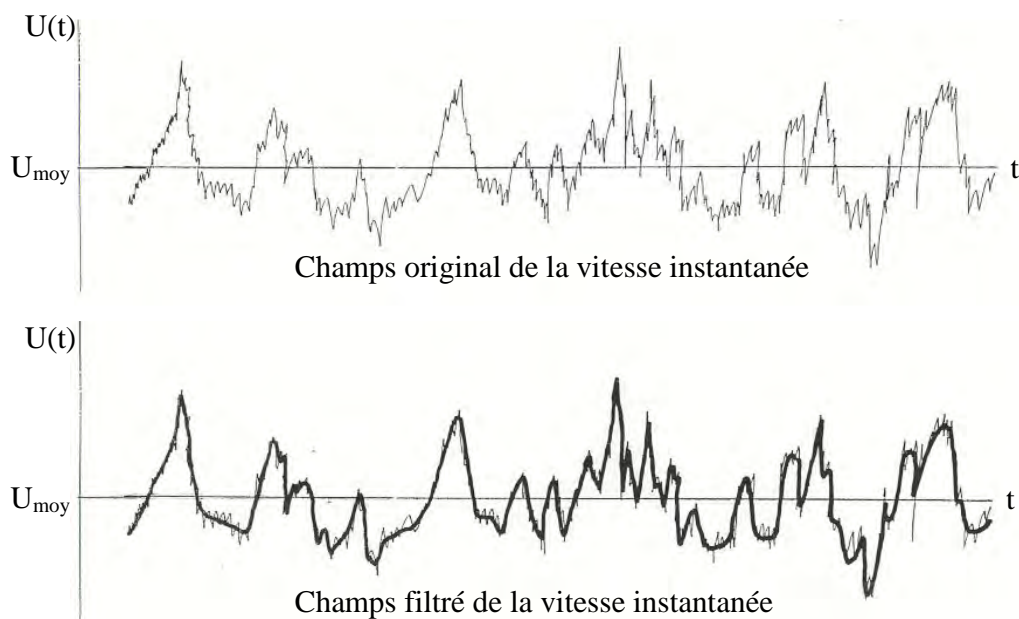
$$\frac{1}{\rho} \tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j = \underbrace{(\overline{U_i U_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j)}_{L_{ij}} + \underbrace{(\overline{U_i U'_j} + \overline{U'_j U_i})}_{C_{LES,ij}} + \underbrace{\overline{U'_i U'_j}}_{R_{ij}} \quad (III.28)$$

τ_{ij} est le tenseur de contraintes sous maille

L_{ij} est le tenseur de Leonard qui représente l'interaction entre les grosses structures

$C_{LES,ij}$ est le tenseur qui représente l'interaction entre les deux échelles distinctes de turbulence

R_{ij} est appelé tenseur de Reynolds sous maille est représente l'interaction entre les échelles sous maille.



III.3. Fidélité du champ instantané de la vitesse obtenu par LES

Plusieurs modèles pour l'estimation de la contribution des petites structures existent dont la majorité sont basés sur le concept de la viscosité turbulente μ_t connu sous le nom de l'hypothèse de Boussinesq (Sagaut, 2006).

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -\mu_t \underbrace{\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right)}_{2\bar{S}_{ij}} \quad (\text{III. 29})$$

S_{ij} est le tenseur du taux de déformation des échelles résolues.

Le modèle des échelles sous maille de référence est celui de Smagorinski-Lilly (Smagorinsky, 1963 et Lilly, 1966). Ce modèle propose que

$$\mu_t = \rho L_s^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (\text{III. 30})$$

L_s est la longueur de mélange pour les échelles résolues. En générale, elle est fonction de la taille moyenne du filtre et d'une constante empirique. Dans Fluent, la présence de parois est aussi prise en compte dans l'estimation de la longueur de mélange

$$L_s = \min(\kappa d_p, C_s \sqrt[3]{V}) \quad (\text{III. 31})$$

κ est la constante de Von Karman, d_p est la distance par rapport à la paroi la plus proche, C_s est la constante de Smagorinsky et V est le volume d'une cellule de calcul.

Un point très important à soulever est que la constante de Smagorinsky n'est pas universelle et, donc, pas applicable dans tous les cas des écoulements existants. Pour cela des modèles susceptibles d'être plus universels ont été développés, seuls ceux utilisés par le code Fluent seront cités.

Le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly (Germano et al., 1991 et Lilly, 1992) est basé sur une formulation algébrique liant les contraintes des échelles sous maille à deux niveaux différents. Un filtre test plus grossier que le filtre d'origine est introduit.

En considérant une seule direction x , le premier filtrage spatial donne

$$\bar{\Phi}(x) = \int \Phi(\xi) \bar{G}(x - \xi) d\xi \quad (\text{III. 32})$$

L'autre filtrage effectué sur un maillage plus grossier s'écrit

$$\tilde{\Phi}(x) = \int \Phi(\xi) \tilde{G}(x - \xi) d\xi \quad (\text{III. 33})$$

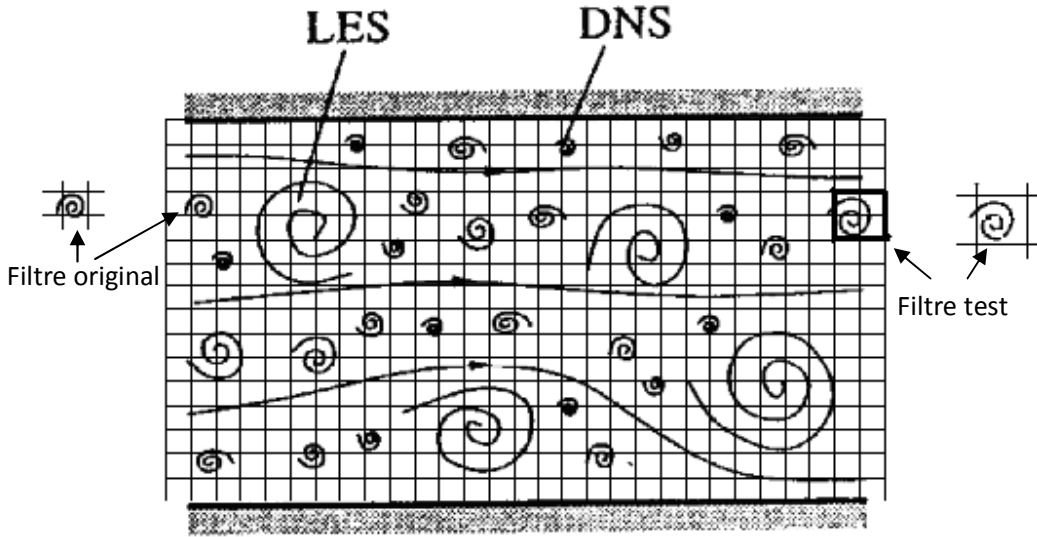


Figure III.4. Explication de l'idée du filtre test (modèle dynamique de Smagorinsky)

Le filtre devient donc

$$\tilde{\tilde{G}} = \tilde{G}\tilde{G} \quad (\text{III.34})$$

Le nouveau tenseur de contraintes sous maille résultant du filtrage double est de la forme

$$T_{ij} = \widetilde{\widetilde{U}_i U_j} - \tilde{U}_i \tilde{U}_j \quad (\text{III.35})$$

On introduit aussi un tenseur L_{ij} pour les contraintes résolues

$$L_{ij} = \widetilde{\widetilde{U}_i U_j} - \tilde{U}_i \tilde{U}_j = T_{ij} - \tilde{\tau}_{ij} \quad (\text{III.36})$$

En appliquant le modèle de Smagorinsky sur les deux tenseurs, on obtient leur deux parties anisotropiques de telle façon que

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \cong 2C_s m_{ij} = -2C_s \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (\text{III.37})$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} \cong 2C_s M_{ij} = -2C_s \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \quad (\text{III.38})$$

Pour être fonction du tenseur du taux de déformation des échelles sous maille du filtre original, la contraction de L_{ij} par \bar{S}_{ij} donne :

$$L_{ij}\bar{S}_{ij} = -2C_s \left(\bar{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \bar{S}_{ij} - \bar{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \bar{S}_{ij} \right) \quad (\text{III.39})$$

Une faiblesse du modèle apparaît à cette étape quand le terme entre parenthèses est nul. Dans ce cas la constante C_s est indéterminée ou mal conditionnée.

Il a été assumé que la constante est une fonction seulement du temps et de la direction y dans un écoulement de fluide à l'intérieur d'un canal.

La moyenne $\langle \rangle$ des deux cotés de l'équation (III.39) est effectuée sur un plan parallèle à la paroi donnant

$$C_s(y, t) = -\frac{1}{2} \frac{\langle L_{ij} \bar{S}_{ij} \rangle}{\bar{\Delta}^2 \langle |\tilde{S}| \tilde{S}_{kl} \bar{S}_{kl} \rangle - \bar{\Delta}^2 \langle |\tilde{S}| \tilde{S}_{kl} \bar{S}_{kl} \rangle} \quad (\text{III.40})$$

Le seul paramètre à ajuster est $\alpha = \bar{\Delta}/\Delta$. Des études effectuées sur la valeur du rapport de tailles du filtre original et du filtre test ont montré qu'une valeur de 2 pouvait être prise comme valeur optimale (Germano et al., 1991). On peut remarquer que la nouvelle constante est obtenue à partir des échelles du filtre test qui sont en fait résolues par rapport au filtre original.

Lilly (1992) a proposé une autre façon pour en déduire la formule de la constante C . En effet, l'utilisation de la technique des moindres carrés sur l'équation (III.38), permet d'exprimer le carré de l'erreur Q comme suit

$$Q = \left(L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} - 2C_s M_{ij} \right)^2 \quad (\text{III.41})$$

En annulant la dérivée première de Q par rapport à C_s on trouve

$$C_s = \frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij}^2} \quad (\text{III.42})$$

De cette façon C_s représente le minimum de Q puisque la dérivée seconde est positive.

L'avantage de cette approche est que la tendance, vers zéro, du dénominateur est rare. Le modèle est donc plus stable.

1. 3. 2. Stratégie à adopter pour une simulation LES

La présente procédure qui décrit les différentes étapes nécessaires à une simulation LES est inspirée de la documentation du code Fluent et de la littérature existante.

1. Génération du maillage :

Comme il a été expliqué auparavant, la taille d'une cellule du maillage est utilisée explicitement, dans la méthode des volumes finis, comme filtre pour séparer les échelles de turbulence à simuler et celles à modéliser. Un paramètre très utile pour définir une taille optimale du filtre est le rapport entre sa taille et celle des échelles les plus petites dites de Kolmogorov η_K .

$$\eta_K = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (\text{III. 43})$$

Hadžiabdić et Hanjalić (2008) ont mentionné que d'après plusieurs travaux précédents, un filtre d'une taille égale à $12\eta_K$ est nécessaire pour résoudre la majorité de l'effet dissipatif des petites structures. Dans ce cas l'échelle de Kolmogorov est déterminée par l'intermédiaire d'une simulation préliminaire moins coûteuse en utilisant un modèle applicable sur un maillage grossier (RSM dans le présent travail). L'histogramme des tailles des structures turbulentes, obtenu en utilisant le modèle RSM, a montré que 86% de ces structures avaient une taille inférieure à 6.2980915×10^{-5} m. Aussi, l'histogramme des tailles du filtre LES (taille des cellules du maillage) donne une taille inférieure à 0.00057 m pour 95 % des cellules de calcul. Sachant qu'environ 5 % des structures pouvaient avoir une taille de 10^{-6} m et en assumant qu'elles se trouvent au sein des plus grandes cellules, on peut estimer un rapport atteignant 570. Cette approche estimative est faite de cette façon parce que la distribution des structures turbulentes et celle des tailles du filtre sont déterminées à partir de deux simulations séparées et, donc, on ne sait pas exactement où sont localisées les différents tourbillons par rapport aux cellules du maillage. En effet, l'écoulement dans un hydrocyclone et loin de satisfaire les conditions de la LES. Néanmoins le nombre de cellules pour lesquelles le rapport de taille du filtre et des petites structures turbulentes devient très important et limité et n'affecte l'approche que partiellement. En présence de parois, il est conseillé de raffiner le maillage de telle sorte

que la couche limite soit résolue ($y^+ \leq 1$). Pour ce qui est des échelles temporelles de Kolmogorov, le lecteur peut se référer à la section 2.3.4 du chapitre IV

2. Simulation :

- a. Une simulation préliminaire en régime stationnaire, en utilisant un model RANS, est nécessaire. Elle a pour but de fournir un point de départ à la simulation LES en un temps raisonnable.
- b. Avant de passer à la simulation LES, le code Fluent propose de générer un champ instantané des vitesses en utilisant la commande **solve/initialize/init-instantaneous-vel**
- c. Le modèle LES peut être activé à cette étape : il est recommandé d'utiliser un schéma implicite du second ordre pour la discrétisation temporelle et un schéma aux différences centrées bornées pour la discrétisation spatiale. Après le choix du pas de temps approprié, du nombre de subitérations, une simulation LES est effectuée jusqu'à convergence de la solution. En plus des résidus, la convergence est vérifiée par le suivi de l'évolution de certaines variables à des emplacements donnés dans le domaine de calcul jusqu'à stabilité.
- d. Une deuxième simulation LES est effectuée pour obtenir les statistiques de l'écoulement, c'est-à-dire le champ moyen et le champ des fluctuations. Les statistiques sont initiées en utilisant la commande **solve/initialize/init-flow-statistics**. Le calcul s'arrête quand les valeurs moyennes deviennent stables. En générale on considère un temps égal à quelques fois le temps de résidence de l'écoulement moyen. Le temps de résidence est exprimé grossièrement en fonction d'une longueur caractéristique et d'une vitesse moyenne.

3. Post-processing :

Les résultats de la simulation LES sont exploités pour assurer la consistance des paramètres choisis et pour interpréter les différents phénomènes captés par la finesse du modèle. En générale, les résultats d'une simulation LES sont validés par des expériences ou des simulations DNS. En, plus des paramètres directement calculés comme les champs instantané et moyen de la vitesse, pression, température, vorticité et caractéristiques du

maillage (y^+ et taille du filtre), d'autres critères peuvent être générés par l'option du code appelée **Costum Field Function**. Les paramètres utiles qui peuvent être exploités sont l'énergie cinétique turbulente, son taux de production, son taux de dissipation, l'échelle de Kolmogorov et le spectre d'énergie (figure II.5).

Une question qui se pose automatiquement lors du calcul des statistiques est quelle est la fréquence de prélèvement pour un calcul optimisé et des résultats fiables? Yanta et Smith (1973) ont mené une petite étude sur le sujet et ont employé la théorie des statistiques pour obtenir une fréquence de prélèvement en utilisant des mesures de la vitesse.

$$\bar{U} = \frac{\sum_{i=1}^N U_i}{N} \quad (\text{III. 44})$$

$$\sqrt{u^2} = \left(\frac{\sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2}{N - 1} \right)^{1/2} \quad (\text{III. 45})$$

On assume une distribution Gaussienne de la turbulence

L'intervalle de confiance est

$$\mu_{es} \leq \bar{x} \pm Z_c \frac{\sigma_p}{\sqrt{N}} \quad (\text{III. 46})$$

μ_{es} est la moyenne estimée de la population, \bar{x} est la moyenne de l'échantillon et σ_p est l'écart type de la population. L'écart type de la population n'est pas connu, donc celui de l'échantillon est utilisé en prenant une valeur assez grande de N de telle façon à considérer que $\sqrt{N} = \sqrt{N - 1}$

$$N = \frac{4 \left(\frac{\sigma_p}{\mu_{es}} \right)^2}{\left(\frac{\mu_{es} - \bar{x}}{\mu_{es}} \right)^2} \quad (\text{III. 47})$$

1. 3. 3. Fonction de paroi pour LES

La simulation LES est supposée résoudre la couche limite près des parois. Comme dans la présente étude cela nécessiterait un maillage très fin et des ressources informatiques non disponibles

actuellement, une fonction de paroi a été utilisée. Pour le modèle LES, la fonction de paroi de Werner et Wengel (1991) est recommandée et a été employée.

$$|\tau_p| = \begin{cases} \frac{2\mu|U_{pp}|}{\Delta z} & \text{pour } |U_{pp}| \leq \frac{\mu}{2\rho\Delta z} A_W^{\frac{2}{1-B_W}} \\ \rho \left[\frac{1-B_W}{2} A_W^{\frac{1+B_W}{1-B_W}} \left(\frac{\mu}{\rho\Delta z} \right)^{1+B_W} + \frac{1+B_W}{A_W} \left(\frac{\mu}{\rho\Delta z} \right)^{B_W} |u_{pp}| \right]^{\frac{2}{1+B_W}} & \text{pour } |U_{pp}| > \frac{\mu}{2\rho\Delta z} A_W^{\frac{2}{1-B_W}} \end{cases} \quad (\text{III. 48})$$

U_{pp} est la vitesse parallèle à la paroi, $A_W=8.3$, $B_W=0.142857$ et Δz est l'échelle de longueur du volume de contrôle près de la paroi.

La fonction de paroi de Werner-Wengle n'est pas disponible dans le menu de l'interface graphique du code Fluent et peut être activée par la commande

define/models/viscous/ near-wall-treatment/werner-wengle-wall-fn?

2. Modèles multiphasiques

La modélisation des écoulements multiphasiques nécessite la description du comportement de chaque phase à part en plus de l'interaction entre les différents composants du mélange voir chapitre II). Dans le présent travail l'approche Eulérienne a été choisie pour les deux cas étudiés des particules solides et des gouttelettes de pétrole. Pour les hydrocyclones déshuileurs, le modèle du mélange a été utilisé car les pourcentages de pétrole ne dépassent pas, en générale 1%. L'autre cas des cyclones dépoussiéreurs a été simulée avec une version modifié du modèle précédent, dit modèle du mélange granulaire, pour tenir compte de l'effet des particules solides sur la rhéologie du mélange tout en gardant le principe du modèle qui est basé sur l'idée de milieux continus occupant un certains pourcentage du volume totale d'une cellule chacun.

2.1. Modèle du mélange

Le modèle du mélange, dont les détails peuvent être trouvés dans Manninen et al. (1996) et la documentation du code Fluent 6.3.26, est employé pour décrire l'écoulement de l'air transportant les particules solides ou l'eau contenant des gouttelettes liquides. Les deux phases peuvent se déplacer à différentes vitesses en utilisant le concept de la vitesse de glissement. Le modèle résout un système simple des équations de continuité et de quantité de mouvement pour le mélange des deux phases et de l'équation de la fraction volumique pour la phase secondaire. On assume que la phase secondaire est

uniformément dispersée et atteint sa vitesse finale en un petit incrément de temps et que les phases sont en équilibre local le long d'une petite échelle de longueur. Par conséquent, il est approprié aux écoulements dans lesquels les phases sont fortement couplées comme dans les cyclones et les hydrocyclones.

L'équation de continuité pour le mélange

$$\nabla \cdot (\rho \vec{U}_m) = 0 \quad (\text{III. 49})$$

\vec{U}_m est la vitesse moyenne du mélange

$$\vec{U}_m = \frac{\sum_{k=1}^n x_{pk} \rho_k \vec{U}_k}{\rho_m} = \sum_{k=1}^{np} y_{pk} \vec{U}_k \quad (\text{III. 50})$$

ρ_m est la masse volumique du mélange

$$\rho_m = \sum_{k=1}^{np} x_{pk} \rho_k \quad (\text{III. 51})$$

ρ_k , x_{pk} , y_{pk} et \vec{U}_k sont la masse volumique, la fraction volumique, la fraction massique et la vitesse de la phase k.

L'équation de quantité de mouvement pour le mélange s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \vec{U}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{U}_m \vec{U}_m) = & -\nabla p + \nabla \cdot [(\mu_m + \mu_m^T) (\nabla \vec{U}_m + \nabla \vec{U}_m^T)] \\ & + \rho_m \vec{g} - \nabla \cdot \left(\sum_{k=1}^n x_{pk} \rho_k \vec{U}_{dr,k} \vec{U}_{dr,k} \right) \end{aligned} \quad (\text{III. 52})$$

μ_m et μ_m^T sont les viscosités laminaire et turbulente du mélange.

$\vec{U}_{dr,k}$ est la vitesse de dérive de la phase k par rapport à la vitesse moyenne du mélange donnée par

$$\vec{U}_{dr,k} = \vec{U}_k - \vec{U}_m \quad (\text{III. 53})$$

Les phases secondaires peuvent se déplacer à des vitesses différentes, par rapport à la phase primaire, grâce au concept de la vitesse de glissement. Le modèle du mélange emploie une formulation algébrique pour la vitesse de glissement.

$$\vec{U}_{s,k} = \vec{U}_k - \vec{U}_p \quad (\text{III.54})$$

La vitesse de dérive et la vitesse de glissement sont liée par la formule

$$\vec{U}_{dr,l} = \vec{U}_{s,l} - \sum_{k=1}^n y_{pk} \vec{U}_{s,k} \quad (\text{III. 55})$$

La forme algébrique de la vitesse de glissement, comme proposé par Manninen et al. (1996), basée sur l'hypothèse d'un équilibre local entre les phases atteint le long d'une courte distance, peut s'écrire

$$\vec{U}_{s,k} = \tau \vec{a} - \frac{\mu_t}{\rho_{pk} \sigma_D} \nabla_{X_{pk}} \quad (\text{III. 56})$$

\vec{a} est l'accélération de la phase secondaire

$$\vec{a} = \vec{g} - (\vec{U}_m \cdot \nabla) \vec{U}_m - \frac{\partial \vec{U}_m}{\partial t} \quad (\text{III. 57})$$

Le second terme dans l'équation (III.56) représente la diffusion due aux fluctuations turbulentes. σ_D est le coefficient de dispersion de Prandtl et τ et le temps de relaxation de la phase secondaire

$$\tau = \frac{(\rho_m - \rho_k) d_k^2}{18 \mu_k f_{\text{drag}}} \quad (\text{III. 58})$$

d est le diamètre des particules, gouttelettes ou bulles de la phase secondaire, μ_p est la viscosité de la phase primaire et f_{drag} est le coefficient de trainée comme proposé dans la documentation du code Fluent (Schiller et Naumann, 1935).

$$f_{\text{drag}} = \begin{cases} 1 + 0.15 \text{Re}^{0.687} & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.0183 \text{Re} & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (\text{III. 59})$$

La fraction massique de la phase secondaire est calculée à partir de son équation de transport:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m y_{pk}) + \nabla \cdot (\rho_m y_{pk} \vec{U}_m) = -\nabla \cdot (\rho_m y_{pk} (1 - y_{pk}) \vec{U}_{s,k}) \quad (\text{III. 60})$$

Où la diffusion de la phase secondaire par les fluctuations turbulentes est prise en compte dans l'expression de la vitesse de glissement.

2. 2. Modèle du mélange granulaire

Pour les écoulements dans les cyclones dépoussiéreurs, une forme modifiée du modèle de mélange (modèle granulaire) sera utilisée pour tenir compte du comportement différent des particules solides. La viscosité du mélange dépend de la concentration des particules. La figure III.5 explique le comportement des particules dans trois situations différentes. Quand la concentration des particules est faible, la collision est peu probable la viscosité est dite cinétique. Cela peut être assimilé à ce qui se passe au centre du cyclone où les résidus non séparés ont une faible concentration. Pour des concentrations intermédiaires, la probabilité de collision augmente, on en rajoute un nouveau terme dit viscosité de collision. A des concentrations élevées (agglomération près des parois), les particules sont si

proches que le contact entre elles devient du frottement. Un autre terme dit viscosité de frottement est rajouté.

Les trois régimes d'écoulements multiphasiques dépendent de plusieurs paramètres tels ; la concentration, le nombre de Stokes qui exprime le rapport entre le temps de réponse de la phase solide et celui du milieu continu et enfin de la distribution de taille des particules. Crowe et al. (1998) ont établi des abaques délimitant les régimes dilué et dense en fonction du diamètre des particules, de la concentration des particules et de l'écart type de la vitesse fluctuante

$$\mu_s = \mu_{s, \text{cin}} + \mu_{s, \text{col}} + \mu_{s, \text{frot}} = f(\theta_s, e_s, g_s) \quad (\text{III. 61})$$

Des paramètres importants sont à définir. Le coefficient de restitution e_s caractérise la décélération du mouvement d'une particule après sa collision avec une paroi comme montré dans la figure III.6 ou avec une autre particule. C'est le rapport entre les vitesses après et avant collision.

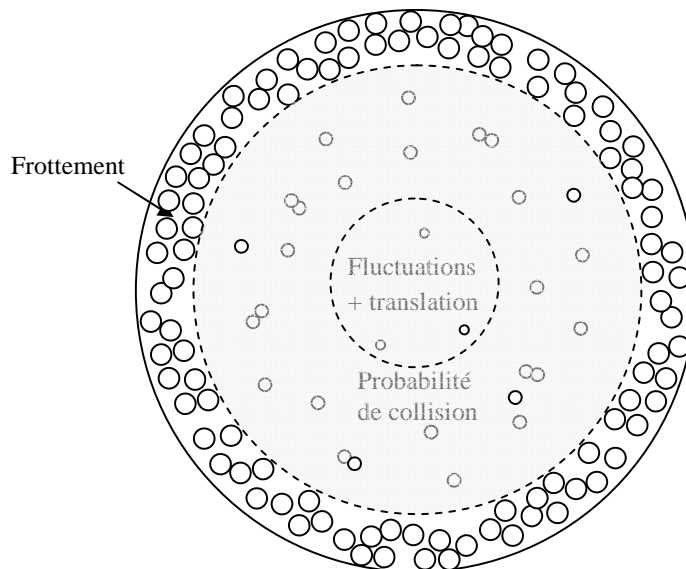


Figure III.5. Différents régimes d'écoulements multiphasiques pouvant avoir lieu à l'intérieur du cyclone dépoussiéreur

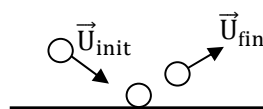


Figure III.6. Phénomène de collision exprimé par le coefficient de restitution

Le coefficient de distribution radiale g_0 indique le régime d'écoulement en fonction de la distance S_d entre les particules.

$$g_0 = \frac{S_d + d}{S_d} \quad (\text{III.62})$$

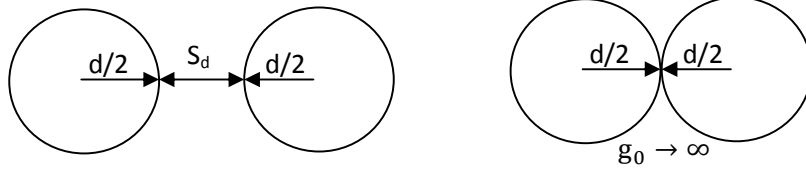


Figure III.7. Signification du coefficient de distribution radiale

La température granulaire

C'est une température de la phase solide proportionnelle à l'énergie cinétique de l'écoulement aléatoire des particules. En générale, la température granulaire est déterminée à partir de son équation de transport. Le modèle du mélange considère une forme algébrique de cette équation en négligeant les termes convectif et diffusif. L'équation algébrique prend la forme

$$0 = (-p_s \bar{\mathbf{I}} + \bar{\boldsymbol{\tau}}_s) : \nabla \bar{\mathbf{U}}_s - \gamma_{\theta_s} + \Phi_{1s} \quad (\text{III.63})$$

$(-p_s \bar{\mathbf{I}} + \bar{\boldsymbol{\tau}}_s) : \nabla \bar{\mathbf{U}}_s$ est la génération d'énergie par le tenseur de contrainte de la phase solide. γ_{θ_s} est la dissipation de l'énergie par collision. Φ_{1s} représente l'échange d'énergie entre la 1^{ème} phase liquide ou solide et la s^{ème} phase solide.

$$\gamma_{\theta_m} = \frac{12(1 - e_s^2)g_0}{d\sqrt{\pi}} \rho_{ps} \alpha_{ps}^2 \theta_s^{3/2} \quad (\text{III.64})$$

$$\Phi_{1s} = -3K_{1s}\theta_s \quad (\text{III.65})$$

K_{1s} est le coefficient d'échange solide-solide.

Le gradient de la pression dans l'équation de quantité de mouvement du mélange doit tenir compte de la pression de la phase solide. Fluent calcule une pression totale P_s pour N phases solides.

$$P_{s,\text{total}} = \sum_{k=1}^N P_k \quad (\text{III.66})$$

Il est à noter qu'aucun accord général sur les sous-modèles appropriés, inclus dans le modèle du mélange granulaire, n'existe dans la littérature. Dans la présente étude, le modèle de Syamlal-O'Brien (Syamlal et al., 1993) a été employé pour la viscosité granulaire et le calcul du coefficient de traînée. La pression de la phase solide et la distribution radiale ont été calculées par l'intermédiaire du modèle de Lun et al. (1984). Une limite d'empaquement de 0,63, recommandé pour les particules mono dispersées, a été employée. Une valeur de 0,98 pour le coefficient de restitution a été choisie (voir Qian et al., 2007).

3. Schémas numériques

La méthode des volumes finis diffère des autres méthodes numériques par l'intégration des équations différentielles sur les volumes de contrôle. Cela donne, pour une variable ϕ , une équation de la forme

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_{i=1}^N \rho_i U_i \phi_i \cdot A_i = \sum_{i=1}^N \Gamma_{\phi} \nabla \phi_i \cdot A_i \quad (\text{III. 67})$$

N désigne le nombre de faces du volume de contrôle.

3. 1. Evaluation des gradients

Théorème de Green-Gauss

Selon ce théorème, le gradient d'un scalaire se calcul au centre d'une cellule par la formule

$$(\nabla \Phi)_{cc} = \frac{1}{V} \sum_f \bar{\Phi}_f \vec{A}_f \quad (\text{III. 68})$$

$\bar{\Phi}_f$ est la valeur du scalaire au centre d'une des faces de la cellule.

Evaluation des gradients sur la base des valeurs aux nœuds des faces

$$\bar{\Phi}_f = \frac{1}{N_f} \sum_n^{N_f} \bar{\Phi}_n \quad (\text{III. 69})$$

N_f est le nombre des nœuds sur une face donnée. Les moyennes $\bar{\Phi}_n$ aux nœuds sont obtenues à partir des valeurs aux centres des cellules entourant le nœud en question. Cette méthode donne plus de précision que celle basée sur la moyenne arithmétique des valeurs aux centres de cellule adjacentes.

3. 2. Discrétisation spatiale

Le schéma QUICK est bien connu et a été utilisé pour la discrétisation du terme convectif dans l'équation (III.67) en conjonction avec les modèles de turbulence RNG k- ϵ et RSM. Pour le modèle LES le schéma aux différences centrées bornées est recommandé. Vu que les schémas standard aux différences centrées ne satisfassent pas la condition de transportabilité en plus de leur faiblesse vis-à-vis de la condition de bornage à des nombres de Peclet élevés, Fluent propose un schéma aux différences centrées bornées.

Les schémas aux différences centrées, engendrant une faible diffusion, sont les schémas appropriés pour le modèle LES. Malheureusement, ils causent des oscillations non fictives dans la solution. De plus le modèle LES en lui-même donne une faible diffusivité turbulente des échelles sous-maillages. Le schéma des différences centrées bornées est basé sur l'approche du diagramme de la variable normalisée (Leonard, 1991) en conjonction avec le critère de bornage de la convection introduit par Gaskell et Lau (1988). Ce schéma est composé de plusieurs sous-schémas : un schéma purement aux différences centrées, une combinaison d'un schéma aux différences centrées avec un schéma décentré amont au second ordre et enfin un schéma décentré amont au premier ordre. Le dernier schéma n'est utilisé que lorsque le critère de bornage est violé. Une présentation plus simplifiée peut être trouvée dans Darwish et Moukalled (2003).

Le diagramme de la variable normalisée

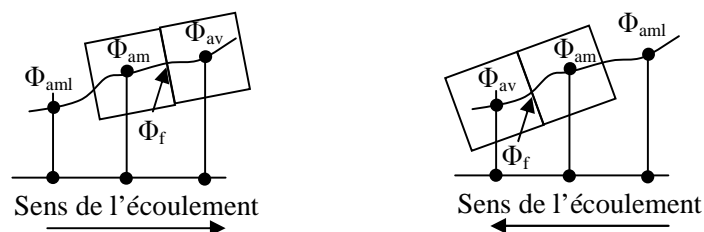


Figure III.8. Maillage montrant trois nœuds entourant la face f

Leonard (1991) a mentionné que la valeur de la variable au niveau d'une face f est affectée principalement par les valeurs aux deux nœuds Φ_{am} , Φ_{aml} et Φ_{av} en tenant compte de la direction de l'écoulement comme montré dans la figure III.8 pour un cas unidimensionnel. Une variable normalisée est définie en fonction des variables au temps actuel n comme suit

$$\tilde{\Phi}(x, t) = \frac{(\Phi(x, t) - \Phi_{aml}^n)}{(\Phi_{av}^n - \Phi_{aml}^n)} \quad (III. 70)$$

La variable normalisée pour un cas instationnaire est fonction de la valeur en amont et du nombre de Courant car les variables normalisées aux deux autres nœuds sont constantes

$$\tilde{\Phi}_{aml}^n = 0 \quad (III. 71)$$

$$\tilde{\Phi}_{av}^n = 1 \quad (III. 72)$$

En générale, pour la modélisation d'interpolation transitoire comme définie dans l'équation

$$\Phi_f = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \hat{\Phi}_f(t) dt = \Phi_f^n - \frac{u\Delta t}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_f^n \quad (III. 73)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_f^n = \frac{\Phi_f - \Phi_{am}^n}{\Delta x/2} \quad (III. 74)$$

Ce qui donne en termes de variables normalisées

$$\tilde{\Phi}_f = (1 - c)\tilde{\Phi}_f^n + c\tilde{\Phi}_{am}^n \quad (III. 75)$$

Schéma aux différences centrées (lax et Wendroff, 1960)

$$\tilde{\Phi}_f^n = \frac{1 + \tilde{\Phi}_{am}^n}{2} \quad (III. 74)$$

Schéma décentré amont au second ordre

$$\tilde{\Phi}_f^n = \frac{3}{2}\tilde{\Phi}_{am}^n \quad (III. 75)$$

Schéma décentré amont au premier ordre

$$\tilde{\Phi}_f^n = \tilde{\Phi}_{am}^n \quad (III. 76)$$

Le critère de bornage de la convection

Le bornage se fait par les conditions suivantes :

- $\tilde{\Phi}_f^n = f(\tilde{\Phi}_{am}^n)$ doit être une fonction continue
- $\tilde{\Phi}_f^n = 0$ quand $\tilde{\Phi}_{am}^n = 0$
- $\tilde{\Phi}_f^n = 1$ quand $\tilde{\Phi}_{am}^n = 1$
- $\tilde{\Phi}_{am}^n < \tilde{\Phi}_f^n < 1$ quand $0 < \tilde{\Phi}_{am}^n < 1$
- $\tilde{\Phi}_f^n = \tilde{\Phi}_{am}^n$ quand $\tilde{\Phi}_{am}^n < 0$ ou $\tilde{\Phi}_{am}^n > 1$

Le critère de bornage est représenté dans la figure (III.9). La zone de bornage est représentée par la ligne continue et l'aire teinte.

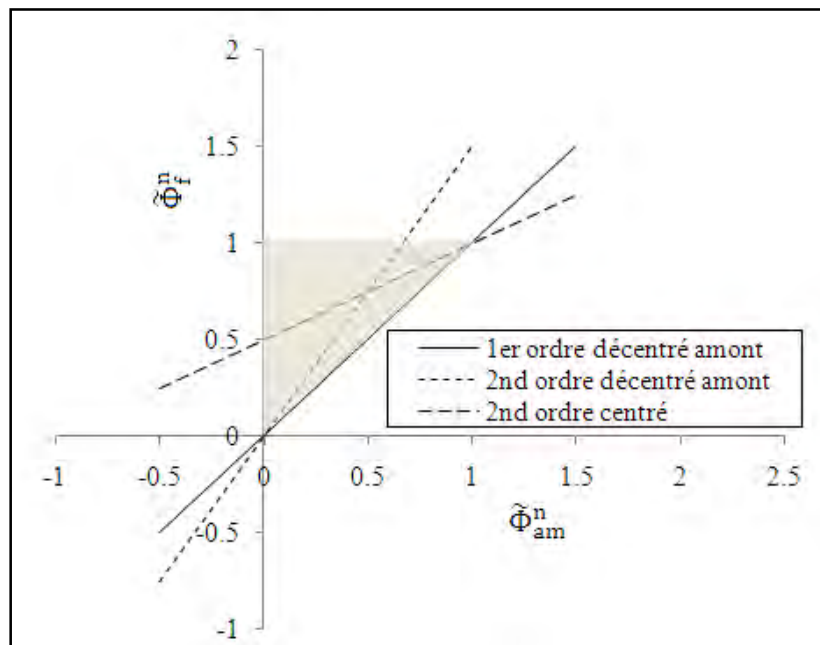


Figure III.9. Diagramme de la variable normalisée montrant le critère de bornage

3. 3. Discrétisation temporelle

Discrétisation implicite au second ordre

Les équations régissant les écoulements transitoires ou instationnaires doivent être discrétisées dans le temps et dans l'espace. L'évolution d'une variable Φ dans le temps peut être décrite par

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = f(\Phi) \quad (\text{III. 77})$$

La fonction f inclut toute discrétisation spatiale. La formulation implicite implique l'évaluation de la fonction F dans un temps postérieur $n+1$. La discrétisation au second ordre de l'équation (III.77) donne

$$\frac{3\Phi^{n+1} - 4\Phi^n + \Phi^{n-1}}{2\Delta t} = f(\Phi^{n+1}) \quad (\text{III. 78})$$

L'avantage de la formulation entièrement implicite est sa stabilité indépendamment du pas de temps choisi. En contre partie le temps de calcul est plus important à cause des sous-itérations entre chaque deux itérations en temps.

4. Géométries et conditions aux limites et initiales

4. 1. Cyclones dépoussiéreurs

Les géométries des cyclones sont celles décrites dans Chen et Shi (2007) et comprennent les quatre configurations conventionnelles de Stairmand, Stern, Lapple et PV avec différentes tailles comme illustré dans la figure I.1 et le tableau III.1.

Les tailles des maillages de calcul utilisées s'étendent de 30.500 à 230.000 cellules pour fournir un compromis entre la précision et le coût de calcul (voir tableau IV.1). Un exemple de maillage hexaédrique utilisé dans ce travail est illustré dans la figure III.10.

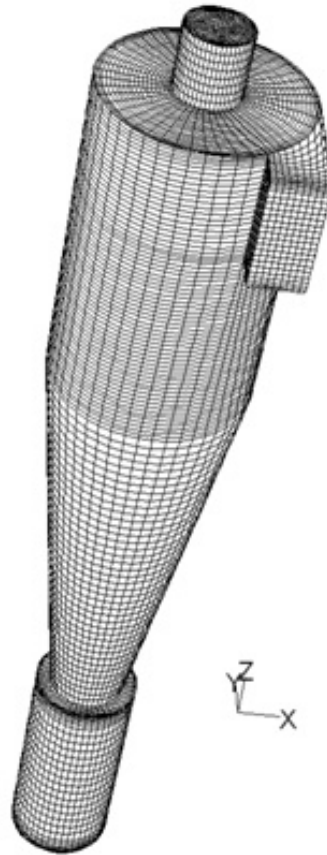


Figure III.10. Maillage de calcul (cyclone dépoussiéreur)

De la figure I.1, trois types de conditions aux limites peuvent être identifiés. Des conditions à l'entrée avec une vitesse prescrite pour chaque phase, intensité de turbulence et diamètre hydraulique pour les paramètres de turbulence, fraction volumique et température granulaire pour les particules. A la sortie, une pression atmosphérique a été imposée. Une fonction de paroi standard (Launder et Spalding, 1974) a été employée.

Une poudre de talc 325 ($\rho=2750 \text{ kg/m}^3$, diamètre moyen 8 microns) a été employée comme phase secondaire. La forme adimensionnelle de la chute de pression (nombre d'Euler), est définie par :

$$\xi_{pr} = \frac{\Delta p}{0.5 \rho_g U_{in}^2} \quad (\text{III. 79})$$

Tableau III. 1 Dimensions normalisées du cyclone (Chen et Shi, 2007)

Geometry	Diam (m)	a/D	b/D	D _o /D	D _v /D	D _h /D	H ₁ /D	H ₂ /D	H ₃ /D	H ₄ /D
Stairmand	0.305	0.50	0.20	0.50	0.375	0.544	1.5	2.5	1.18	0.5
Stern	0.335	0.61	0.32	0.56	0.400	0.544	1.4	1.3	1.18	0.91
Lapple1	0.287	0.53	0.23	0.52	0.250	0.544	2.1	2.2	1.18	1.60
Lapple2	0.287	0.53	0.11	0.52	0.250	0.544	2.1	2.2	1.18	1.60
PV1	0.300	0.56	0.25	0.32	0.400	0.544	1.6	2.2	1.18	0.56
PV2	0.400	0.56	0.26	0.32	0.400	0.544	1.6	2.2	1.18	0.56
PV3	0.600	0.56	0.26	0.32	0.400	0.544	1.6	2.2	1.18	0.56
PV4	0.600	0.49	0.22	0.32	0.400	0.544	1.6	2.2	1.18	0.49

Note : pour la définition des dimensions voir figure I.1

Une autre série de simulations a été conduite sur une autre géométrie (Hoffmann et al., 1991) pour étudier l'effet de la concentration des particules sur l'efficacité de séparation. Comme pour le cas précédent le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds et le modèle granulaire de mélange ont été combinés pour simuler l'écoulement multiphasique ayant lieu dans le cyclone dépoussiéreur. L'air (1.2 kg/m^3 , 1.836 kg/ms) transporte une poudre Snowcal (2640 kg/m^3) ayant un diamètre moyen de 3.5 microns. Le tableau III.2 résume les sous-modèles et les constantes choisis.

Tableau III. 2 Sous-modèles du modèle du mélange utilisés pour la simulation du cas du cyclone dépoussiéreur.

Paramètre	Sous-modèle
Viscosité granulaire	Syamlal-Obrien
Température Granulaire	Algébrique
Pression des solides	Syamlal-Obrien
Distribution radiale	Syamlal-Obrien
Limite d'empaquetage	0.63
Coefficient de traînée	Syamlal-Obrien

Pour ce qui est des conditions aux limites, à l'entrée des vitesses de 10 et 20 m/s ont été imposées avec des concentrations de particules de 10, 20, 30 et 40 g/m³ d'air. Le cyclone est fermé par le bas et une condition de pression est imposée au niveau de la sortie en haut du dispositif. Hoffmann et al. (1991) ont utilisé un ventilateur en aval de l'installation donnant des pressions légèrement négatives. Dans le présent travail une pression légèrement inférieure à la pression atmosphérique (100625 Pa) a été considérée.

Le modèle des contraintes de Reynolds est employé pour capturer les effets de la turbulence sur l'écoulement moyen. Les calculs ont été exécutés en utilisant un solveur stationnaire découplé. L'algorithme SIMPLE et les schémas QUICK et PRESTO ont été employés pour le couplage vitesse-pression, la discrétisation des termes convectifs et l'interpolation de la pression respectivement.

En plus des résidus de calcul, l'évolution de la pression statique a été suivie dans des endroits donnés pour assurer la convergence et la stabilité de la solution. Les résidus étaient dans la gamme 10⁻³ 10⁻⁴. Une moyenne de 15000 itérations était nécessaire pour obtenir la convergence.

4. 2. Hydrocyclone déshuileur

4. 2. 1. Séparation liquide-liquide (Modèle de turbulence RSM)

La longueur conventionnelle de la partie inférieure en forme de cylindre est 20 fois le diamètre de référence. Dans ce travail, elle a été raccourcie à seulement 30 millimètres (au lieu de 600 mm) pour réduire le domaine de calcul sans affecter, de manière significative, les résultats de simulation parce que, globalement, la séparation de l'huile se produit dans le grand cylindre et les deux sections coniques.

Les viscosités dynamiques sont $\mu_e=0.0011$ kg/ms et $\mu_p=0.022$ kg/ms. Les gouttelettes de pétrole à l'entrée sont uniformément distribuées et ont un diamètre constant de 41 μ m. Les masses volumiques sont $\rho_e=1000$ kg/m³ et $\rho_p=872.2$ kg/m³

Au niveau de l'entrée, la vitesse du mélange est 5,77 m/s et l'intensité de turbulence est 6 %. Un débit volumique de 10 %, par rapport au débit entrant, est imposé au niveau de la sortie supérieure. Une fonction de paroi standard (Launder et Spalding, 1974) a été employée.

La géométrie de l'hydrocyclone (Colman et al., 1980) et le maillage généré sont illustrés dans la figure III.11. Le volume total de l'hydrocyclone est décomposé en 130285 cellules hexaédriques. La référence de l'axe z ($z=0$) correspond au fond de l'hydrocyclone.

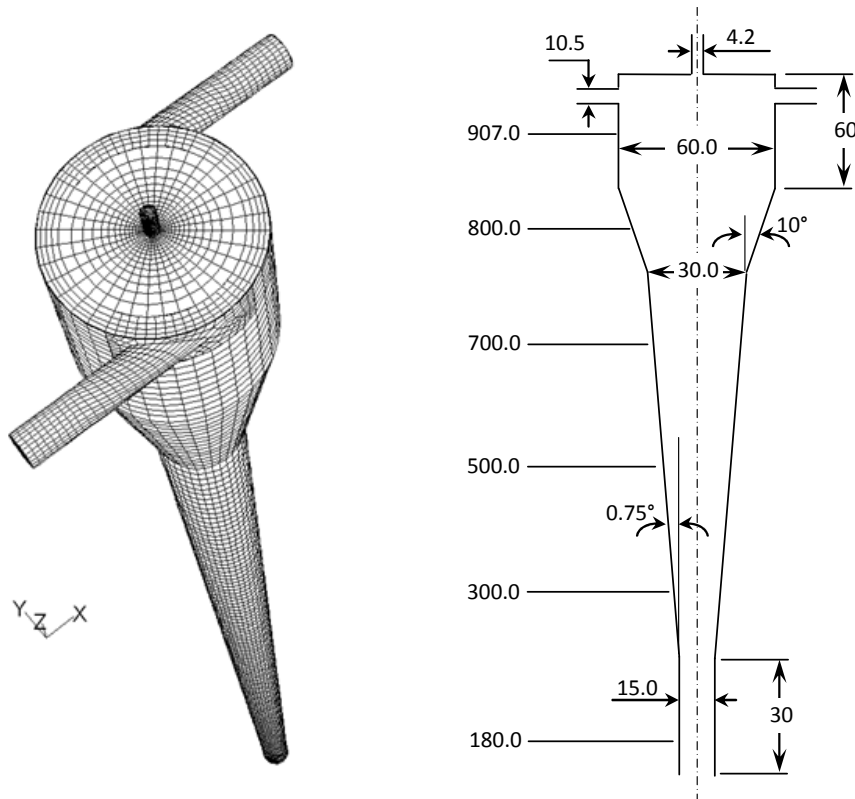


Figure III.11. Géométrie et maillage de calcul (hydrocyclone déshuileur)

4. 2. 2. Séparation gaz-liquide

Belaidi et Thew (2003) ont proposé une géométrie modifiée ayant pour objet de mieux s'adapter aux effets de la présence d'une phase gazeuse libre pouvant être néfastes. La nouvelle géométrie contient une première partie (cylindrique dans le cas conventionnel) avec une légère inclinaison non mentionnée dans le travail publié pour des raisons de confidentialité et qui est prise dans le présent travail égale à 7° . La figure III.12 montre la géométrie modifiée et le maillage correspondant. Il est à noter que quelques dimensions n'étaient pas mentionnées à cause des mêmes raisons de confidentialité. Elles ont été considérées comme étant les mêmes que celle de la géométrie standard.

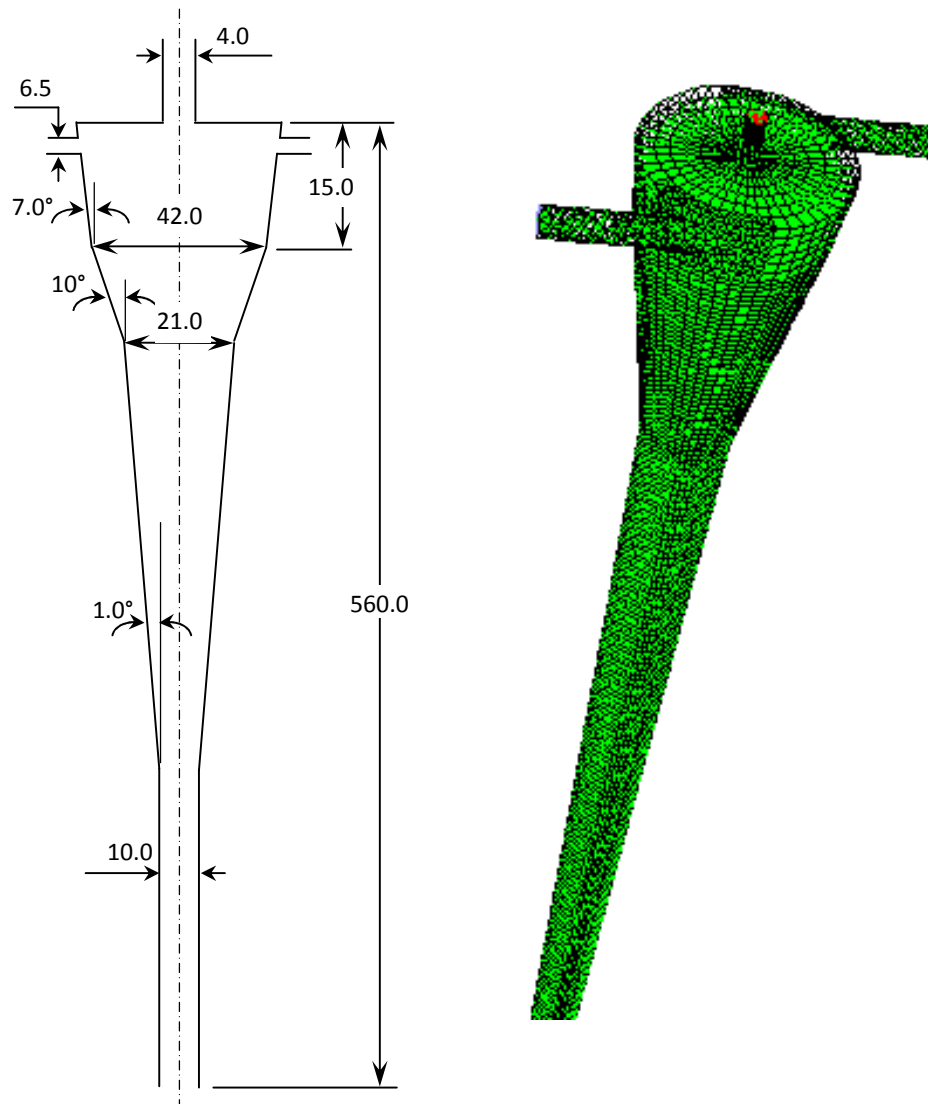


Figure III.12. Géométrie et maillage de l'hydrocyclone déshuileur modifié (dimensions en mm).

La phase primaire était de l'eau avec une densité de $998,2 \text{ kg/m}^3$. La phase secondaire était une distribution uniforme des bulles d'air avec un diamètre moyen de $0,1 \text{ mm}$. Ce diamètre a été choisi pour deux raisons ; la première est que la solution avec de plus grandes bulles était instable et la seconde est que la taille des bulles n'a pas été mentionnée dans le travail expérimental de Belaidi et de Thew (2003). Brennan (2006) a employé le même diamètre de bulles pour simuler la formation de noyau d'air dans un hydrocyclone pour la séparation solide-liquide. Plusieurs difficultés ont été rencontrées pour imposer des conditions aux limites raisonnables. Cela est dû au comportement complexe de l'écoulement du mélange air-eau. L'augmentation de la fraction volumique de l'air à l'entrée (FVAE) a l'effet de changer

les pressions et les débits au niveau des deux sorties tandis que dans le code les deux paramètres doivent être imposés. Erdal et al. (1997) ont discuté le problème des conditions aux limites dans un cyclone cylindrique pour la séparation gaz-liquide. A l'entrée, la distribution du gaz et du liquide sont, habituellement, inconnue, seulement les débits peuvent être mesurés. Aux sorties ni les débits ni les pressions ne sont connus à priori. Les auteurs ont fait l'hypothèse qu'une séparation complète se produit pour obtenir une solution préliminaire ; c.-à-d., la sortie supérieure contient seulement du gaz et la sortie inférieure seulement de l'eau.

Dans la présente étude, le travail expérimental de Belaidi et Thew (2003) a donné une idée sur les pressions et les débits à l'entrée, et seulement une description qualitative du comportement de l'écoulement.

Par conséquent, les débits massiques pour l'air et l'eau ont été imposés aux entrées de l'hydrocyclone. Pour la phase gazeuse, une pression à l'entrée a été assumée pour le calcul de la densité et, donc, du débit massique. Le seul paramètre qui pouvait être utilisé pour imposer les conditions aux sorties était le rapport de chute de pression ayant des valeurs standards dans la classe 1.7-2 (Thew, 1986 ; Meldrum, 1988 ; Thew, 2000).

Table III.3 Conditions aux limites pour la simulation de la séparation air-eau.

Fraction volumique de l'air à l'entrée	10 %	25 %	40 %	65 %
Débit volumique de l'eau (m³/s)	1.6667 x10 ⁻⁴	1.6667 x10 ⁻⁴	1.6667 x10 ⁻⁴	1.6667 x10 ⁻⁴
Débit volumique de l'air (m³/s)	1.85189x10 ⁻⁵	5.5557x10 ⁻⁵	1.11113 x10 ⁻⁴	3.0953 x10 ⁻⁴
Pression à l'entrée*(Bar)	2.6	4	5	7.5
Temperature à l'entrée (°C)	18	18	18	18
Masse volumique de l'air (kg/m³)	3.11	4.79	5.98	8.97
Debit massique de l'air à l'entrée (kg/s)	5.76 x10 ⁻⁵	2.66x10 ⁻⁴	6.6475 x10 ⁻⁴	2.776 x10 ⁻³
Pression à la sortie supérieure** (bar)	0.73	2.2	3.5	4.9
Pression à la sortie inférieure** (bar)	1.5	2.9	4	5.5

* La pression à l'entrée est une valeur assumée pour calculer la densité ; c.-à-d., le code peut donner une valeur différente.

** Les pressions aux niveaux des sorties inférieure et supérieure ont été variés de sorte que des valeurs réalistes aient pu être imposées (une chute de pression par rapport à la sortie inférieure approximativement égale à 1 bar et un PDR décroissant dans la classe 1-1.7).

4. 2. 3. Simulation des grandes échelles (Large Eddy simulation)

La simulation des grandes échelles nécessite un temps de calcul énorme ce qui rend les études paramétriques très coûteuses. Dans le présent travail, l'écoulement dans l'hydrocyclone étudié par Colman et al. (1980) a été simulé dans des conditions standards. L'objectif d'une telle simulation numérique est de capter certains aspects que les autres modèles de turbulence sont incapables de montrer. La LES permet d'illustrer les champs instantanés et moyens de l'écoulement en simulant le maximum de structures turbulentes et, donc, en préservant plus de détails souvent perdus par les modèles classiques basés sur le concept de la moyenne de Reynolds.

La simulation LES a été conduite avec un hydrocyclone de diamètre nominal égal à 60 mm (figure III.13).

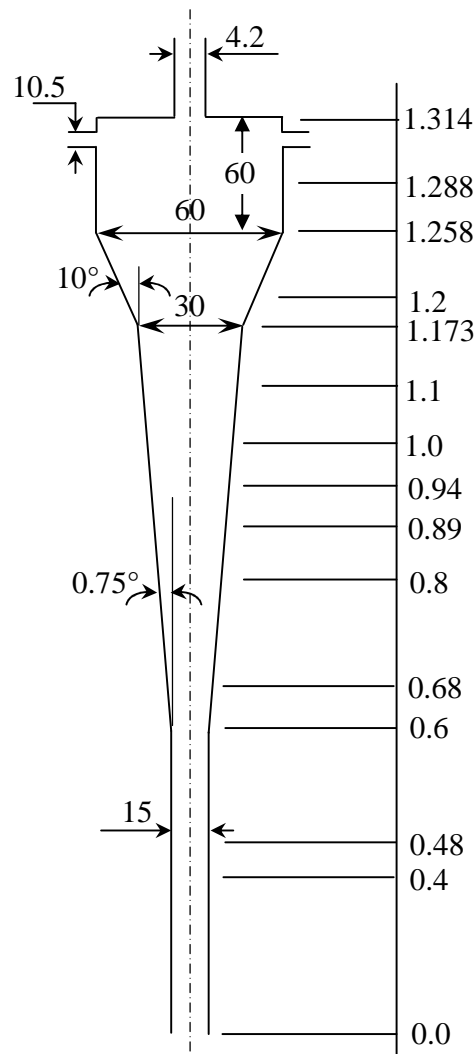


Figure III.13. Dimensions de l'hydrocyclone pour la simulation LES (Colman et al., 1980)

Le débit imposé à l'entrée était 60 l/min. Les vitesses fluctuantes sont générées par synthétiseur de spectre (Kraichnan, R., 1970 et Smirnov et al., 2001). Aux sorties, des fractions du débit ont été imposées. 10 % du débit entrant quitte l'hydrocyclone par la sortie supérieure. Il est à noter que la présence de deux entrées tangentiellement opposées, rend possible l'utilisation des conditions aux limites périodiques en ne gardant que la moitié du domaine de calcul comme montré dans la figure III.14 pour mieux exploiter les ressources de calcul disponibles.

Un maillage hybride très fin a été généré (figure III.15). Il est composé de 7058786 cellules de calcul en majorité hexaédriques, soit 14117572 pour la géométrie complète. Un maillage tétraédrique a été généré pour un petit block contenant l'entrée dû à l'intersection entre celle-ci et le corps de l'hydrocyclone donnant un angle très vif rendant impossible la génération de maillage hexaédrique d'une qualité acceptable.

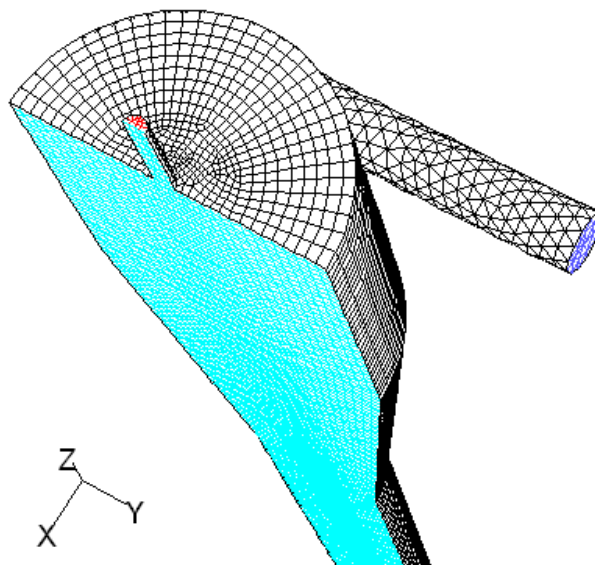


Figure III.14. Moitié du domaine de calcul obtenu en appliquant des conditions aux limites périodiques

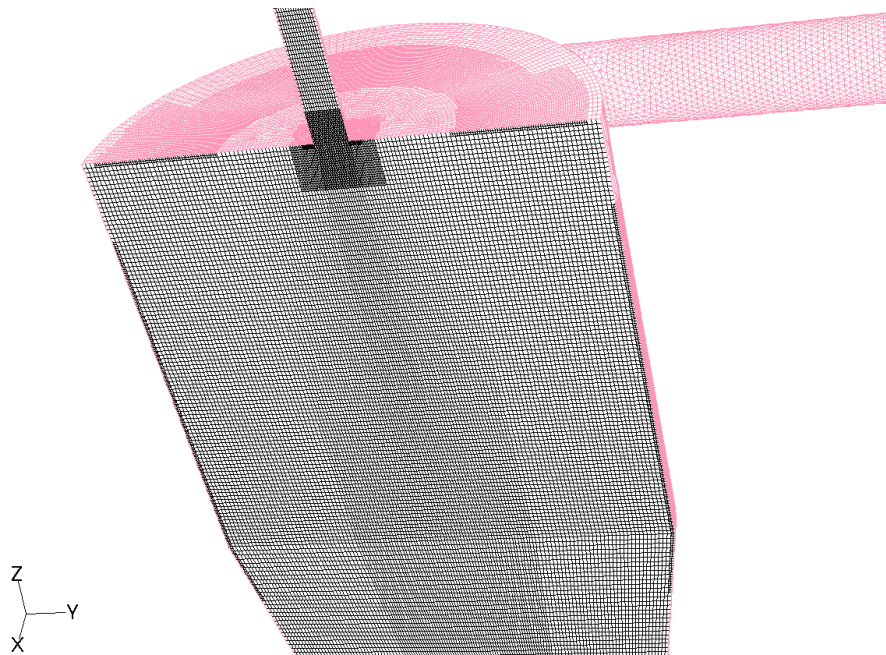


Figure III.15. Maillage généré pour la simulation LES

La génération du maillage, le calcul et l'exploitation des résultats ont été effectués sur des machines puissantes. L'ampleur du problème simulé nécessitait la répartition du maillage en huit sous-domaines de calcul exploitant la technique du calcul parallèle disponible dans le code Fluent. Le calcul se fait en mode batch. Une fois le fichier des données (.cas) préparé avec un maillage réparti. Une commande de démarrage du code, contenant un renvoi vers un fichier d'instructions préparé à priori, est exécutée sous Unix. Dans ce qui suit est présenté une exemple d'instructions à exécuter en mode batch pour lire les fichiers .cas et .dat appropriés, pour fixer la fréquence et l'emplacement de sauvegarde, pour activer la collecte des statistiques, pour préciser le nombre d'itérations et sous-itérations et enfin pour quitter le logiciel en fin de calcul.

```
file/read-case-data /sgis01/pi/pi001/ThewLESOIL.cas
solve/set/time-step 0.0005
/file/autosave/data-frequency 200
/file/autosave/case-frequency 200
file/autosave/root-name /sgis01/pi/pi001/ThewLESOIL
solve/set data-sampling
y
1
y
y
solve/dual-time-iter 10000 10
exit
yes
```

D'autres instructions ont été formulées et exécutées à l'intérieur du code pour la génération de séquences de figures montrant l'évolution en temps de certains paramètres tels la fraction volumique ou la vorticité pour construire une animation de l'écoulement susceptible de faire apparaître des phénomènes intéressants dont les figures instantanées séparées ne permettent pas de distinguer.

Les présentes simulations ont été effectuées à l'aide du supercalculateur SGI Altix 3700 BX2 appartenant à la société pétrolière ADNOC à Abu Dhabi aux Emirats Arabes Unis. 8 processeurs Intel Itanium 2 ont été utilisés pendant environ un mois pour la simulation du cas de l'eau pure. Les conditions initiales sont générées à partir des résultats de simulation en mode stationnaire employant le modèle de turbulence k- ϵ . Ceci représente un moyen rapide pour obtenir un premier champ d'écoulement deviné. Ensuite la simulation LES doit prendre un temps suffisant pour atteindre une solution indépendante du champ initial.

L'injection du pétrole s'est faite après la simulation de l'écoulement avec eau pure pendant une période d'une seconde qui représente, approximativement le temps de résidence dans un hydrocyclone (Thiew, 2000). Une autre seconde a été nécessaire pour la stabilisation de l'écoulement multiphasique soit 36 jours de calculs en terme de temps machine. Enfin, la collecte des statistiques c'est faite pendant 60 autres jours de calcul (une seconde de l'écoulement).

Chapitre IV

Résultats et discussions

Le présent travail a été entamé par une étude des cyclones dépoussiéreurs qui représentent une technologie ancienne mais dont beaucoup de phénomènes nécessitent encore d'être clarifiés comme l'effet de la présence des particules sur le fonctionnement de l'appareil surtout à des concentrations élevées. Du point de vue simulation numérique, cela représente un domaine de recherche d'actualité visant à modéliser les effets de chaque phase sur l'autre (couplage) par exemple ou le comportement des particules près des parois. Dans cette étude, le modèle de turbulence RSM et le modèle multiphasique du mélange ont été employés pour mettre en évidence les limitations et les difficultés qui peuvent être rencontrés dans ce type d'écoulements. En effet plusieurs points importants qui n'ont pas été soulevés dans la littérature existante ont été discutés.

L'étape qui suit est une étude des hydrocyclones déshuileurs. Ces dispositifs appartiennent à la même famille des séparateurs par effet centrifuge mais ont la particularité d'avoir une phase secondaire (pétrole) plus légère que la phase primaire (eau) avec des masses volumiques très proches. Il est bien connu que le champ turbulent dans ce type d'écoulements est très complexe. Au niveau de l'entrée, l'écoulement qui fait le tour de la partie cylindrique revient vers la région d'entrée et perturbe l'écoulement entrant. Dans le corps du cyclone, les régions près des parois et celles séparant les deux écoulements ascendant au centre et descendant loin du centre contribuent, aussi, dans la génération d'une turbulence intense. La turbulence agit sur les gouttelettes liquides en causant leur fragmentation réduisant, ainsi, l'efficacité de séparation. Les modèles de turbulence classiques, basés sur le concept de la moyenne de Reynolds, causent la perte de beaucoup de détails car le champ turbulent est entièrement modélisé. Le modèle LES, qui commence à être utilisé dans les applications industrielles, semble mieux prédire les structures turbulentes de l'écoulement en calculant, directement, celles qui sont plus grandes qu'un filtre caractéristique. Dans le présent travail, les résultats d'une étude paramétrique, en utilisant des modèles de turbulence simples, seront présentés suivis d'une caractérisation du champ turbulent par le modèle LES dont les ressources informatiques nécessaires sont très coûteuses ne permettant pas de mener des études étalées.

1. Cyclone dépoussiéreurs

Premier cas : Chen et Shi (2007)

Les résultats sont organisés dans trois sections. Dans la première section, les calculs de plusieurs cas de gaz pur pour les sept différentes géométries de cyclone et différentes conditions à l'entrée sont présentés. La deuxième partie contient des résultats traitant le même cas du gaz pur sous l'effet de différentes températures et vitesses à l'entrée pour l'une des géométries (table IV.2). La troisième section inclut l'effet de la présence des particules solides sur la chute de pression et l'efficacité de séparation. Pour tous les cas étudiés les résultats de simulation (CFD) sont comparés aux résultats expérimentaux et aux modèles empiriques disponibles dans la littérature.

1. 1. Chute de pression pour un gaz pur

Le tableau IV.1 récapitule les résultats de la chute de pression adimensionnelle de la présente étude comparés aux résultats expérimentaux et théoriques obtenus par Chen et Shi (2007). Les résultats obtenus pour le cas du gaz pur sont en accord avec les résultats expérimentaux avec des écarts entre 0,6 et 15 %. En l'absence des particules, la chute de pression est une fonction des paramètres géométriques et de l'intensité du mouvement rotationnel. Chen et Shi (2007) ont montré que l'intensité du mouvement rotationnel peut être représentée par la composante tangentielle de vitesse aux parois de la section cylindrique. Des travaux antérieurs (ex. Slack et al. 2000) ont prouvé que la simulation de l'écoulement de la phase gazeuse pure reproduit avec précision le champ de vitesses.

Tableau IV. 1 coefficient de chute de pression pour le cas du gaz pur (voir équation III.79)

Geometry	U_{in} (m/s)	maillage	$\xi_{pr,th}$	$\xi_{pr,exp}$	$\xi_{pr,CFD}$
Stairmand	5.05	30544	5.90	5.68	5.63
Stern	16.07	35020	8.45	7.25	8.36
Lapple1	14.97	52682	5.49	7.19	6.783
Lapple2	28.42	33836	3.65	3.68	3.748
PV1	20.0	64632	20.85	20.3	20.86
PV2	18.89	230224	22.22	21.74	21.88
PV3	14.98	120963	22.85	22.56	20.75

Dans le présent travail l'expression de la génération d'entropie due au frottement (voir Ko, 2006) a été employée pour détecter des régions où le frottement est important à l'intérieur du cyclone.

La génération d'entropie \dot{S} due au frottement a été obtenue en utilisant l'équation IV.1.

$$\dot{S} = \frac{\mu_m}{T} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{IV. 1})$$

μ_m est la viscosité du mélange

On peut voir de la figure IV.1 que la génération d'entropie est plus importante au niveau des parois du cylindre de sortie et à son entrée qui est une région caractérisée par des gradients de vitesse élevés et une turbulence intense. L'interface séparant les deux écoulements ascendant et descendant (interface où la vitesse axiale est nulle) semble, aussi, être une source importante de génération d'entropie.

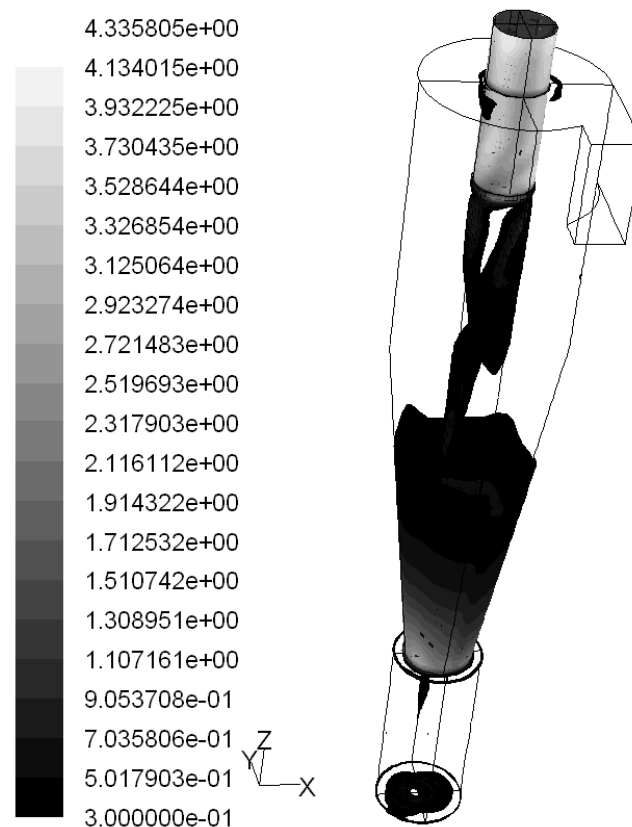


Figure IV.1. Contours de la génération d'entropie pour un cas de gaz pur en $\text{W/m}^3\text{K}$ (Chen et Shi, 2007)

1. 2. Effet de la température sur la chute de pression

Quand la température augmente, la masse volumique du gaz diminue et sa viscosité augmente ce qui favorise sa décélération donnant, ainsi, des nombres de Reynolds plus faibles et, par conséquent, des pics de la composante tangentielle de la vitesse amorties comparé au cas de la température ambiante. Le tableau IV.2 contient des résultats de la chute de pression obtenue avec différentes conditions de température (à partir d'une température ambiante jusqu'à 973 K). Les résultats montrent une bonne estimation de la chute de pression bien que, dans certains cas, les erreurs ont atteint 18 %.

Le cas de 973 K et de 36,29 m/s, illustre les effets opposés de la température accrue et de la vitesse d'entrée élevée. On s'attend à une chute de pression plus importante à cause de la vitesse d'entrée éminente mais l'effet de la température élevée n'a pu être compensé.

Tableau IV.2 Coefficients de chute de pression pour différentes températures (cas PV1 du tableau III.1)

T (K)	ρ_g (kg/m ³)	μ (kg/ms) x10 ⁻⁵	U_{in} (m/s)	$\xi_{pr,th}$	$\xi_{pr,exp}$	$\xi_{pr,CFD}$
470	0.69	2.6115	19.62	18.52	19.3	18.43
685	0.49	3.368	20.11	17.0	18.4	15.08
676	0.49	3.368	16.14	16.50	18.4	16.64
973	0.34	4.1994	36.29	16.98	17.4	15.06

1. 3. Effets de la phase solide sur la chute de pression

Contrairement aux deux cas précédents, des problèmes d'instabilité de la solution ont été rencontrés, particulièrement à des concentrations relativement élevés (1 kg/m³ de fluide). Des résultats, obtenus en combinant le modèle de turbulence RSM et le modèle du mélange granulaire, sont présentés dans ce qui suit. Les difficultés et les causes probables des anomalies seront discutées.

Cortés et Gil (2007) ont expliqué que, dans de tels écoulements, les particules éjectées vers l'extérieur causent l'augmentation de l'effet de frottement des parois. Ceci, normalement, fait augmenter la chute de pression, mais l'affaiblissement du mouvement rotationnel sous le même effet du frottement, la réduit. La distribution des fractions volumiques des particules pour des concentrations à l'entrée de 0,01 kg/m³ et de 1 kg/m³ près des parois du cyclone et dans un plan à $y=0$ est illustrée dans les figures IV.2-5. On peut remarquer que les concentrations élevées sont situées près des parois (couche limite)

correspondant aux particules séparées et plus particulièrement dans les coins près des zones de recirculation où les vitesses sont atténuées.

Pour une concentration faible ($0,01 \text{ kg/m}^3$), même avec l'agglomération des particules près des parois, la concentration demeure très basse avec un maximum de la fraction volumique égal à $0,000238$. Dans le cas d'une concentration relativement élevée (1 kg/m^3), la fraction volumique près des parois atteint presque 25 % au coin correspondant à la jonction entre le cylindre et le cône. On observe également des concentrations plus élevées de particules dans la partie conique. Qian et al., (2007) ont trouvé des résultats similaires pour des particules avec des diamètres de 5 et 10 microns. La fraction volumique est nulle dans le bac inférieur (figes IV.4-5) parce qu'il a été volontairement vidé par la fonction **patch** du code Fluent (voir la figure IV.7).

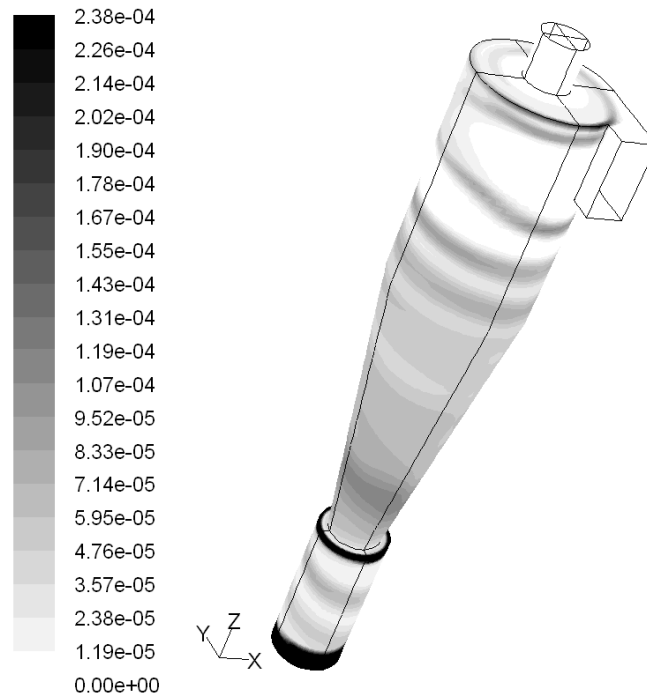


Figure IV.2. Fraction volumique des particules près des parois du cyclone ($C_{se}=0,01 \text{ kg/m}^3$)

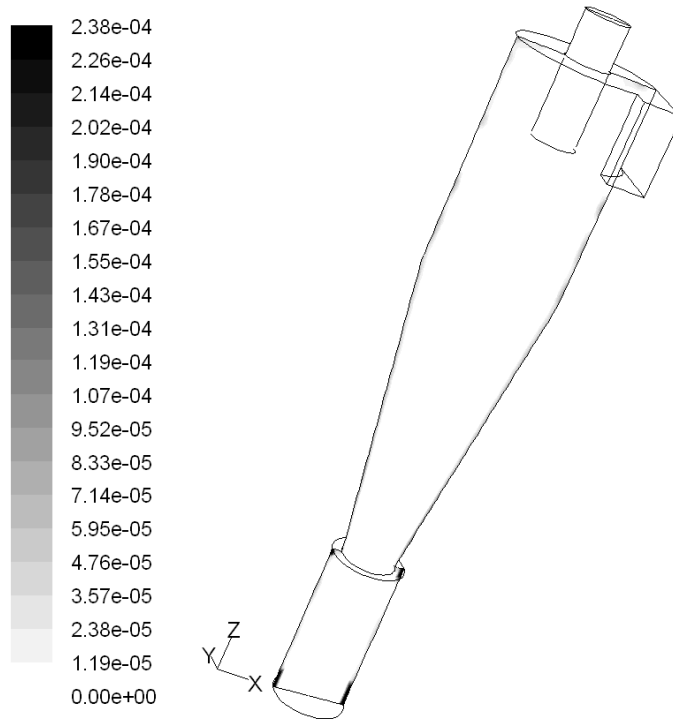


Figure IV.3. Fraction volumique des particules à $y=0$ ($C_{sc}=0.01 \text{ kg/m}^3$)

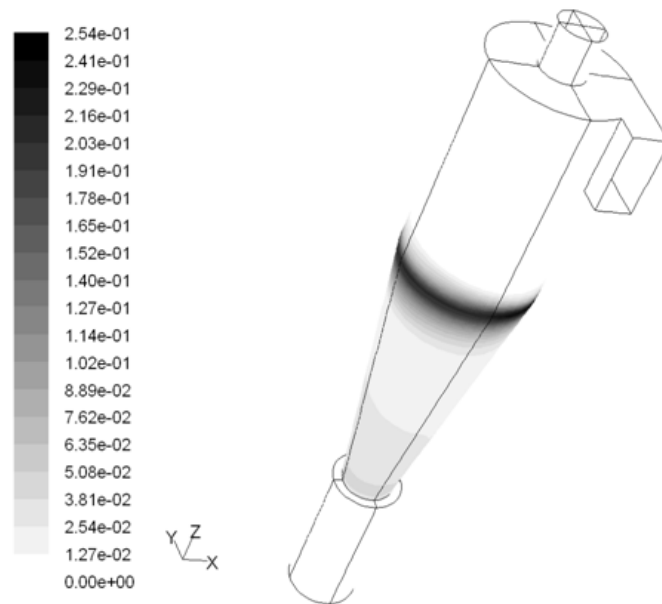


Figure IV.4. Fraction volumique des particules près des parois du cyclone ($C_{sc}=1 \text{ kg/m}^3$)

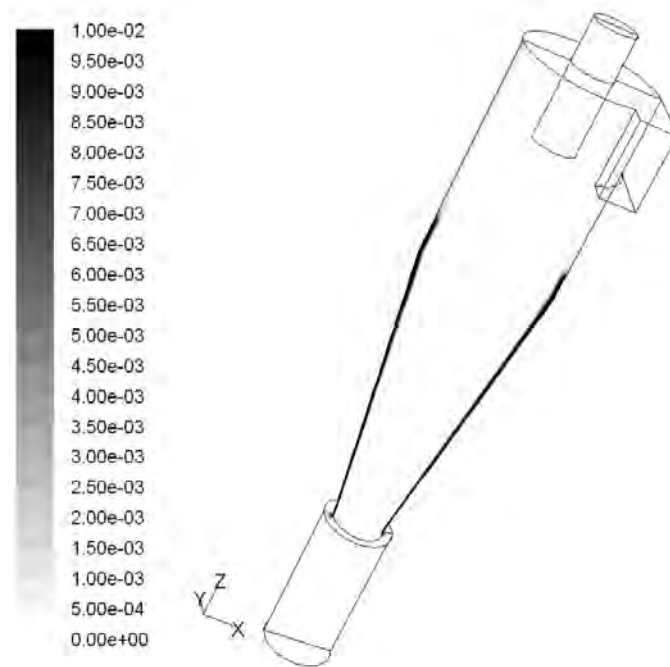


Figure IV.5. Fraction volumique des particules à $y=0$ ($C_{se}=1 \text{ kg/m}^3$)

La figure IV.6 illustre la variation de la chute de pression avec la concentration des particules à l'entrée. Qian et al. (2007) ont décrit d'une manière grossière la tendance de la chute de pression présentant une concentration critique pour laquelle l'allure décroissante inverse et ont souligné l'incapacité du modèle granulaire du mélange d'estimer la chute de pression correctement dans le cas des concentrations élevées. Pour des concentrations inférieures à $0,5 \text{ kg/m}^3$, les résultats de la présente simulation sont en accord avec ceux des deux modèles théoriques utilisés pour la comparaison surtout celui de Baskakov et al. (1990) illustré dans le chapitre II.

L'écart important détecté à des concentrations relativement élevées est probablement dû à l'emploi du modèle du mélange (Narasimha et al., 2007 ; Hoffmann et Stein, 2008). Tandis que la chute de pression pouvait être estimée avec succès pour l'écoulement du gaz pur même à des températures élevées (Boysan et al., 1982 ; Shalaby et al., 2008 ; Gimfun, 2008), beaucoup d'études précédentes ont échoué à simuler l'écoulement multiphasique correctement quand l'effet des particules sur la phase primaire devenait important (Boysan et al., 1986 ; Qian et al., 2007).

La comparaison des profils radiaux de la composante tangentielle de la vitesse au niveau de la même position axiale située dans la section cylindrique, obtenue avec différentes concentrations de

particules (voir la figure IV.7), montre l'effet de la concentration des solides à l'entrée du cyclone sur l'intensité du mouvement tourbillonnaire.

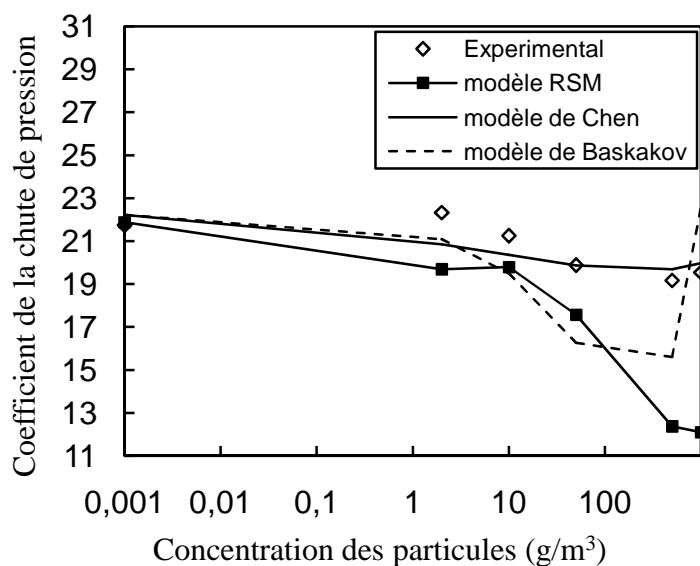


Figure. IV.6. Effet de la concentration des particules à l'entrée du cyclone sur la chute de pression (la géométrie PV2 dans le tableau III.1)

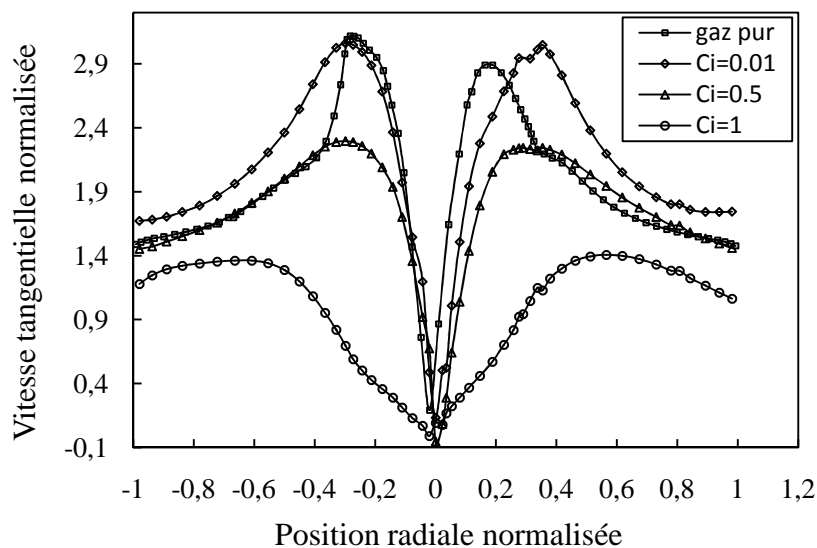


Figure IV.7. Profils radiaux de la composante tangentielle de vitesse à l'intérieur de la chambre de rotation du cyclone pour différentes concentrations de particules (cas de Chen et al., 2007)

La génération totale d'entropie à l'intérieur du cyclone pour le cas de l'écoulement multiphasique (concentration $0,05 \text{ kg/m}^3$) est presque la moitié ($0,00388 \text{ W/K}$), comparée au cas du gaz pur pour la même géométrie et les mêmes conditions à l'entrée de ($0,00671 \text{ W/K}$).

Les hypothèses simplificatrices du modèle multiphasique expliquent les écarts entre la simulation numérique CFD et les résultats expérimentaux. En assumant une taille uniforme des particules, on néglige l'effet des particules de taille différentes. Les petites particules, ayant moins de chance d'être séparées peuvent l'être si elles sont entraînées par les grosses particules. De plus l'empaquetage maximum qui représente l'espace totale occupé par les particules sphériques, devient plus important puisque les petites particules peuvent combler les espaces vides entre les grosses particules. Qian et al. (2007) ont essayé de prendre en considération la distribution de taille dans leur travail de simulation, utilisant le modèle granulaire du mélange, en créant plusieurs phases secondaires avec les mêmes propriétés et des diamètres moyens différents. Des problèmes de stabilité de la solution surgissaient en employant plus de quatre phases secondaires.

Dans presque toutes les études précédentes, l'effet des particules sur la phase gazeuse (accouplement bi-directionnel) et les interactions de particule-particule n'ont pas été considérés ce qui est, strictement parlant, acceptable seulement pour des écoulements dilués. Les forces habituellement prises en compte sont les forces centrifuges, de trainée et de gravité. Xiaodong et al. (2003) ont constaté que la force de portance de Saffman, due au cisaillement (gradients de vitesse de la phase continue), pourrait accélérer la séparation de petites particules et diminuer leur temps de résidence. En outre, attribuer une forme sphérique aux particules, peut affecter le bilan de force appliqué sur elles.

Les études récentes, utilisant le modèle de turbulence LES (Derksen et al., 2006 ; Shalaby et al., 2008), ont montré que malgré la supériorité du modèle LES, comparé à d'autres modèles de turbulence, l'amélioration cherchée nécessite des modèles multiphasiques plus élaborés avec moins d'hypothèses simplificatrices. Un détail de modélisation important non mentionné dans les travaux précédents de CFD est l'accumulation des particules solides au fond du cyclone formant une couche qui pourraient graduellement, comme illustré dans la figure IV.8, occuper plus de 20 % du volume interne de cyclone pendant le processus itératif de calcul faisant rétrécir l'aire disponible à l'intérieur du cyclone. Ceci a été surmonté, dans la présente étude, par l'intermédiaire de la fonction **Patch** pour vider la poussière périodiquement pendant le calcul.

Un autre problème rencontré était les valeurs non réalistes de la distance adimensionnelle aux parois (y^*) qui atteignaient 50000 pour des concentrations de particules de l'ordre de 1 kg/m^3 . Dans ce travail, ce problème, qui est probablement lié au comportement de particules près des parois qui représente un sujet de recherche d'actualité, n'a pas été étudié et mérite plus d'attention. On peut dire que la contribution de la masse volumique des particules solides dans la fonction de paroi augmente la contrainte de cisaillement à la paroi d'une façon non raisonnable.

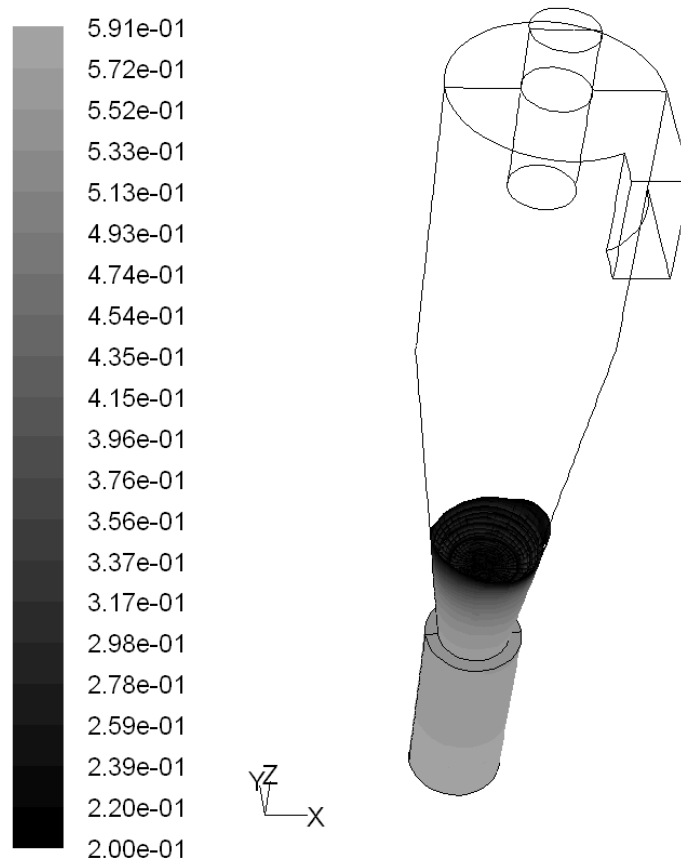


Figure IV.8. Contours de la fraction volumique des particules solides (accumulation au fond du cyclone)

Deuxième cas : Hoffman et al. (1991)

La gamme des concentrations de particules employée par Hoffmann et al. (1991) appartient au régime dilué ce qui explique les bons résultats montrés dans les figures IV.9-10

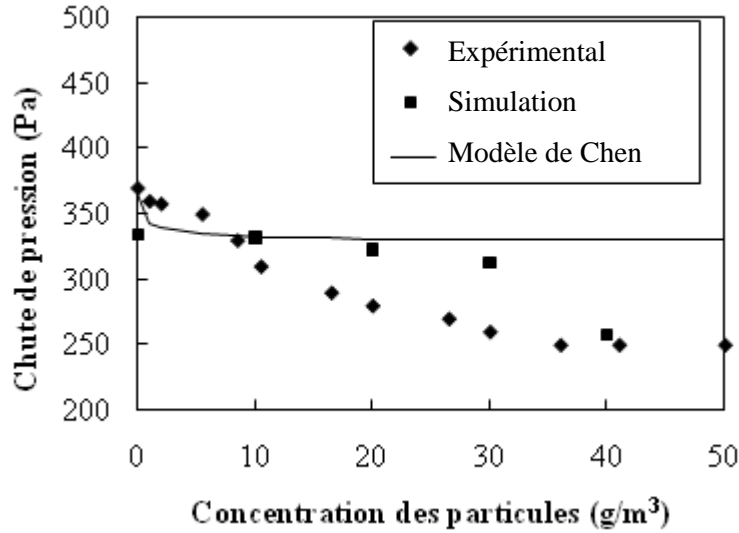


Figure IV.9. Effet de la concentration des particules à l'entrée sur la chute de pression ($U_{in}=10$ m/s, Hoffmann et al., 1991)

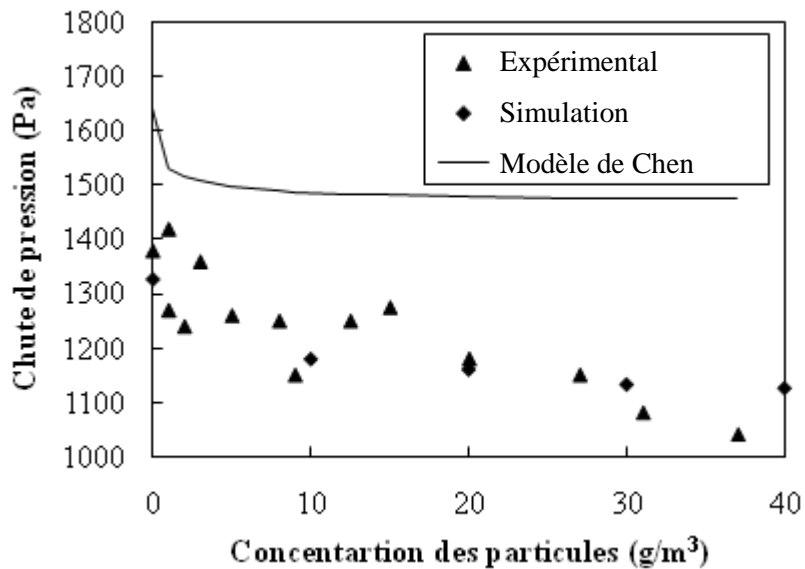


Figure IV.10. Effet de la concentration des particules à l'entrée sur la chute de pression ($U_{in}=20$ m/s, Hoffmann et al., 1991)

Moins de succès dans la prédiction de l'efficacité de séparation apparaît dans les figures IV.11-12. En effet la géométrie, un peu différente de la forme standard des cyclones, contient un cylindre introduit entre la partie conique et le bac se trouvant au fond de l'appareil. Cette modification a pour objectif d'éviter que le courant rotationnel ascendant atteigne le bac et ré-entraîne les particules déjà séparées. Il se

trouve que l'écoulement est atténué et n'est plus convenable aux modèles numériques choisis pour l'écoulement ayant lieu dans la partie supérieure du cyclone comme le montre la figure IV.13

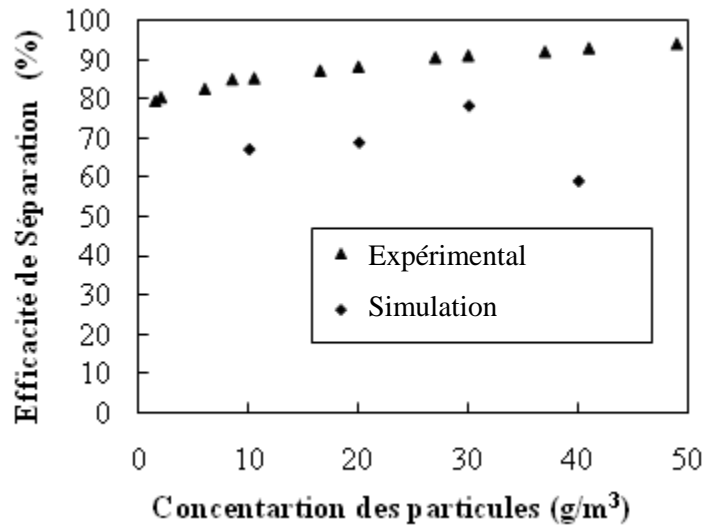


Figure IV.11. Effet de la concentration des particules à l'entrée sur l'efficacité de séparation ($U_{in}=10$ m/s, Hoffmann et al., 1991)

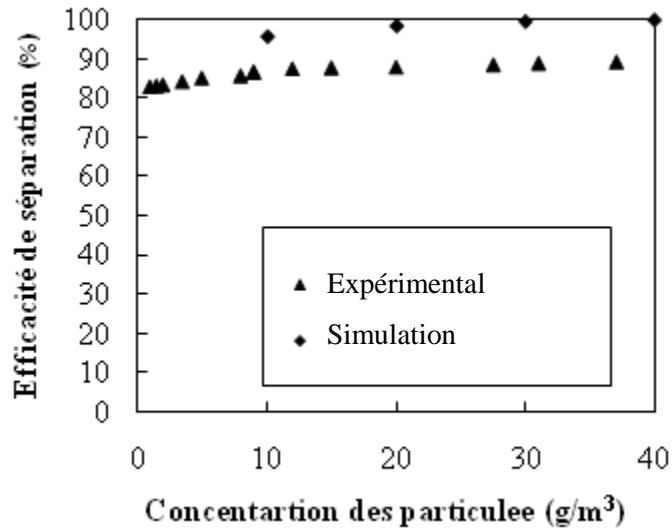
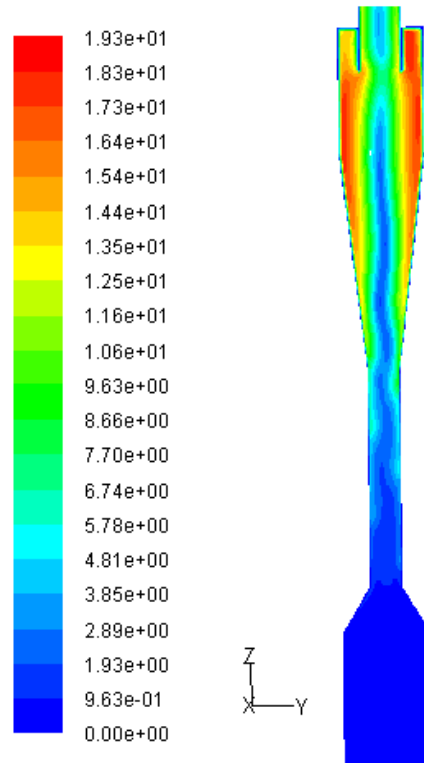


Figure IV.12. Effet de la concentration des particules à l'entrée sur l'efficacité de séparation ($U_{in}=20$ m/s, Hoffmann et al., 1991)

Figure IV.13. Contours de vitesse dans le plan yz à $x=0$

Le tableau IV.3 donne un aperçu sur les classes de concentration de particules utilisées dans des travaux de simulation antérieurs. Un maximum de 2 kg/m^3 a été atteint par Qian et al. (2007) qui ont présenté une étude qualitative sans validation des résultats.

Tableau IV.3 Les différentes classes de la concentration de particules solides à l'entrée du cyclone utilisées dans les études précédentes de simulation numérique

Auteur	Modèles utilisés	Concentrations des particules à l'entrée
Boysan et al. (1986)	RSM+ modèle Lagrangien	0.5 g/m^3
Meier et Mori (1998)	$k-\varepsilon$ + modèle Eulerien	$\sim 10 \text{ g/m}^3$
Derksen et al. (2003)	LES+ modèle Lagrangien	$\sim 50-100 \text{ g/m}^3$
Bernardo et al. (2006)	RSM + modèle Lagrangien	$\sim 15 \text{ g/m}^3$
Qian et al. (2006)	RSM + modèle du mélange	10 g/m^3
Qian et al. (2007)	RSM + modèle du mélange	$500-2000 \text{ g/m}^3$

1. 4. Conclusion

Une série de simulations de l'écoulement de gaz pur et l'écoulement multiphasique dans les cyclones a été présentée. Trois conditions différentes ont été étudiées ; gaz pur à une température ambiante, gaz pur à différentes températures et écoulement de l'air chargé de particules. Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds et le modèle du mélange granulaire ont été employés. La chute de pression a été simulée avec succès pour les cas à faibles concentrations de particules ($0,1 \text{ kg/m}^3$).

En plus des régions déjà bien connues contribuant dans la chute de pression à l'intérieur des cyclones, l'utilisation du concept de génération d'entropie a permis de confirmer les hypothèses établies concernant la décomposition des la chute de pression totale en trois termes et d'observer une contribution additionnelle au niveau de l'interface séparant les courants de fluide ascendant près de l'axe et descendant près des parois.

La faiblesse du modèle de mélange dans les cas de concentrations élevées de particules nécessite le passage au modèle Eulerian originale susceptible théoriquement de capter avec succès les effets d'interaction entre phases caractérisés par un couplage complexe (couplage quatre sens).

2. Hydrocyclone déshuileur

2. 1. Structure de l'écoulement interne

La figure IV.14 montre des contours de la pression au niveau du plan xz à $y=0$ (l'axe de l'hydrocyclone), pour un débit de 60 l/min, une concentration en pétrole de 10^4 ppm et un diamètre de gouttelettes de $41\mu\text{m}$ à l'entrée. On voit clairement que les valeurs maximales sont au niveau des parois de la section cylindrique.

Des gradients de pression importants sont observés dans le sens radial et s'affaiblissent graduellement vers la sortie au fond. Une diminution rapide de la pression est également notée au niveau de la sortie du mélange riche en pétrole en haut.

Les contours du coefficient de frottement sur la surface des différentes parois de l'hydrocyclone, illustrés dans la figure IV.15, pour les mêmes conditions de la figure IV.14, prouvent que les valeurs maximales sont atteintes dans les régions proches de la sortie supérieure où les gradients de vitesse sont très hauts.

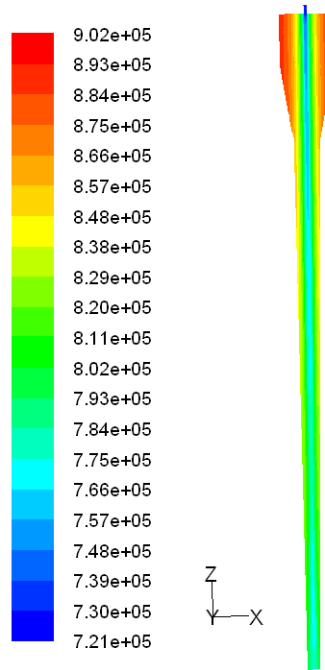


Figure IV.14. Contours de la pression (Pa) dans le plan xz à y=0

Des valeurs appréciables sont également présentes au niveau de l'intersection entre les entrées et la section cylindrique, à l'intersection entre les deux cônes et également au niveau du petit cylindre, là encore où les gradients moyens de vitesse sont pareillement hauts.

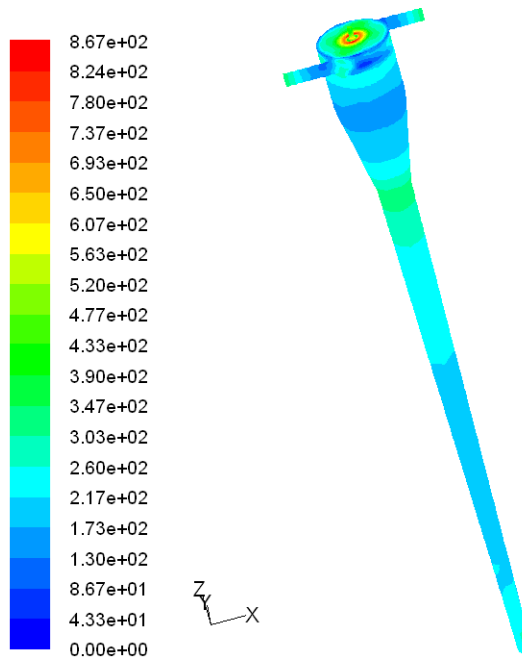


Figure IV.15. Contours du coefficient de frottement sur les parois

Le noyau de pétrole formé au centre de l'hydrocyclone est dépeint dans la figure IV.16. On remarque qu'il est plus large à l'intérieur de la chambre cylindrique, du premier cône et de la partie supérieure du deuxième cône. Dans les parties inférieures, il devient plus mince et discontinu. C'est en accord avec le comportement du noyau de pétrole décrit dans les travaux expérimentaux précédents (par exemple, Mohan et Ovadia, 2003). Le grand diamètre du noyau de pétrole est un signe d'une séparation plus intense où presque tout le contenu du pétrole est séparé. Vers le fond, la séparation des résidus de pétrole engendre un noyau plus mince et discontinu.

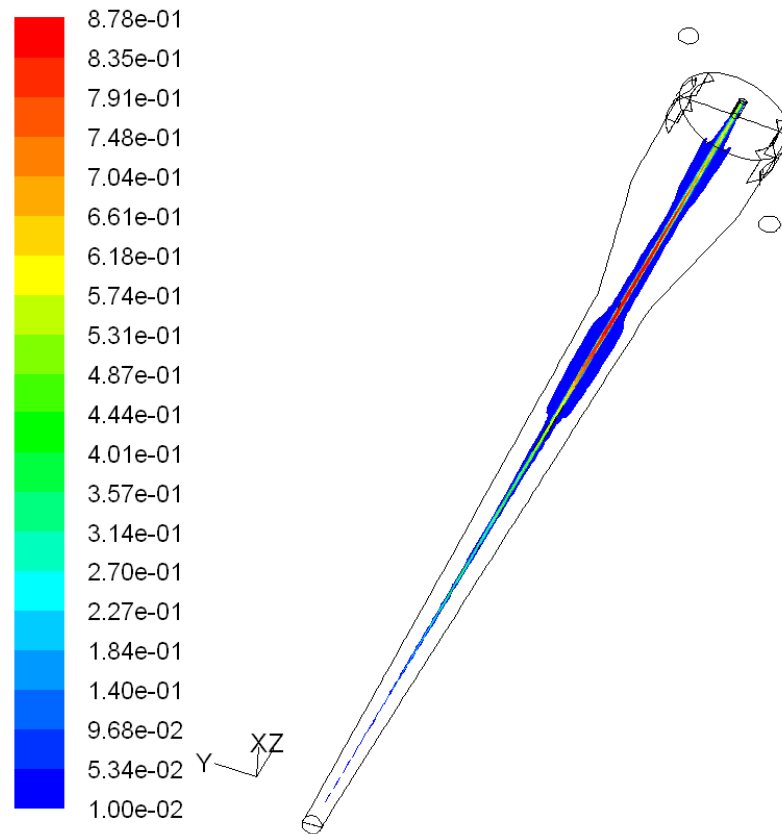


Figure IV.16. Contours de la fraction volumique du pétrole (forme de noyau de pétrole) pour un débit de 60 l/min, une concentration à l'entrée de 10000 ppm et un diamètre de gouttelette de 41 μm à l'entrée

Des profils radiaux des composantes axiales et tangentielles de la vitesse à différentes positions axiales dans l'hydrocyclone (voir figure III.11) sont superposés dans les figures IV.17 et IV.18 respectivement.

Les vitesses sont normalisées par la vitesse d'entrée et les positions radiales par le rayon de la section cylindrique. On observe que les valeurs maximales de la vitesse axiale sont dans la région du

centre près de la sortie supérieure et près des parois du petit cylindre. Dans ce cas-ci, l'inversion de l'écoulement au niveau de l'axe se produit à environ $z = 600$ millimètres.

Les profils de la composante tangentielle de vitesse prouvent que l'écoulement rotationnel persiste jusqu'à la partie inférieure de l'hydrocyclone mais avec une intensité plus faible sous l'effet du frottement avec les parois. L'écoulement se compose d'un vortex quasi-forcé dans le noyau central le long de l'axe. Un vortex quasi-libre entoure le vortex quasi-forcé dans une région limitée entre $z = 300$ mm et $z = 500$ mm.

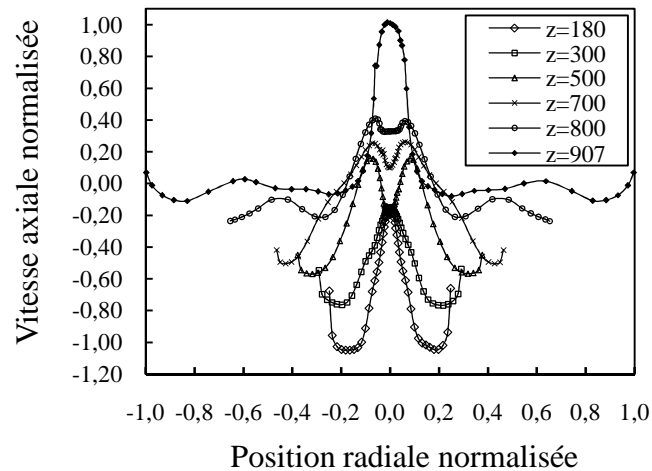


Figure IV.17. Profils de la composante axiale de vitesse

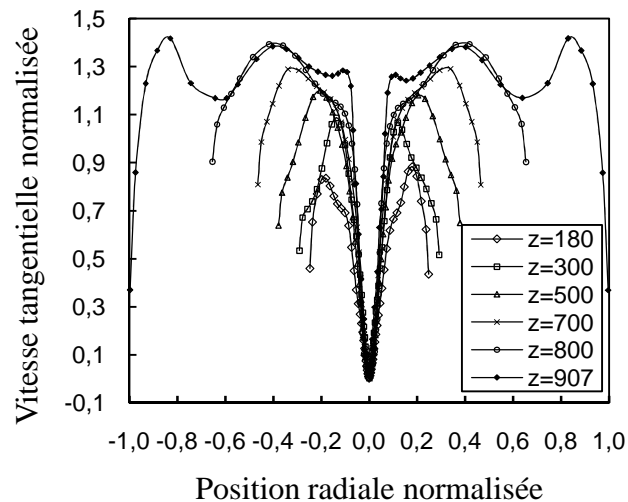


Figure IV.18. Profils de la composante tangentielle de vitesse

2. 2. Paramètres affectant la performance de l'hydrocyclone déshuileur

Parmi les trois groupes de paramètres mentionnés dans l'introduction, les effets de la concentration du pétrole à l'entrée, le débit d'alimentation, et la taille des gouttelettes ont été étudiés.

2. 2. 1. Effet de la concentration des gouttelettes

La figure IV.19 montre l'effet de la concentration du pétrole à l'entrée sur l'efficacité de séparation. Dans ce cas-ci, le débit est de 60 l/min et le diamètre de gouttelette de pétrole est 41 μm . Contrairement au modèle RNG k- ϵ , le modèle des contraintes de Reynolds a pu reproduire, avec un succès relatif, l'effet insignifiant de la concentration en pétrole à l'entrée observé expérimentalement.

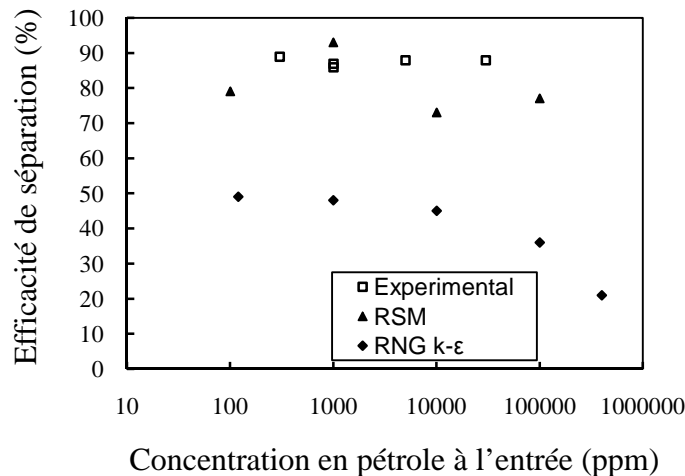


Figure IV.19. Efficacité de séparation vs concentration du pétrole à l'entrée

L'effet de la concentration du pétrole, à l'entrée, sur les profils des composantes axiales et tangentielles de la vitesse moyenne, dans le plan yz à $x = 0$ et $z = 907$ mm, sont illustrés dans les figures IV.20 et IV.21 respectivement. L'augmentation de la concentration des gouttelettes de pétrole semble diminuer la vitesse légèrement. C'est probablement dû à l'augmentation de la viscosité du mélange puisque la viscosité du pétrole est 20 fois plus grande que celle de l'eau.

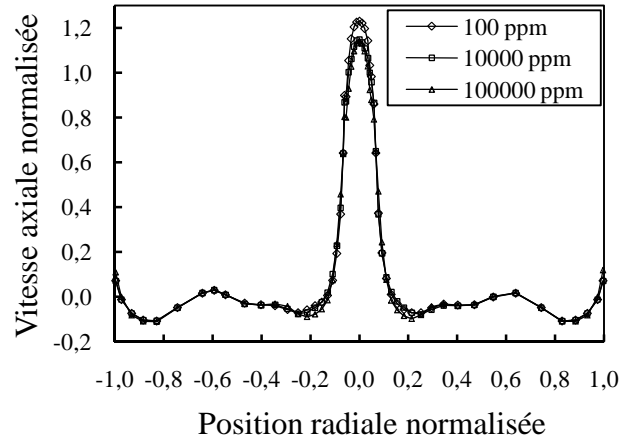


Figure IV.20. Effet de la concentration du pétrole à l'entrée sur la composante axiale de vitesse

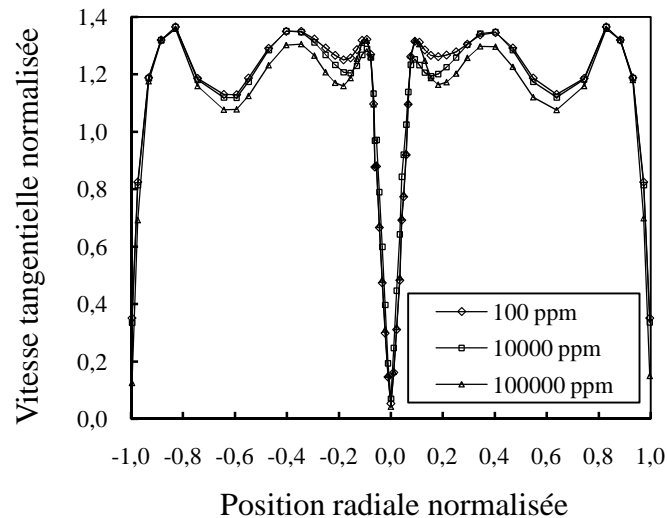
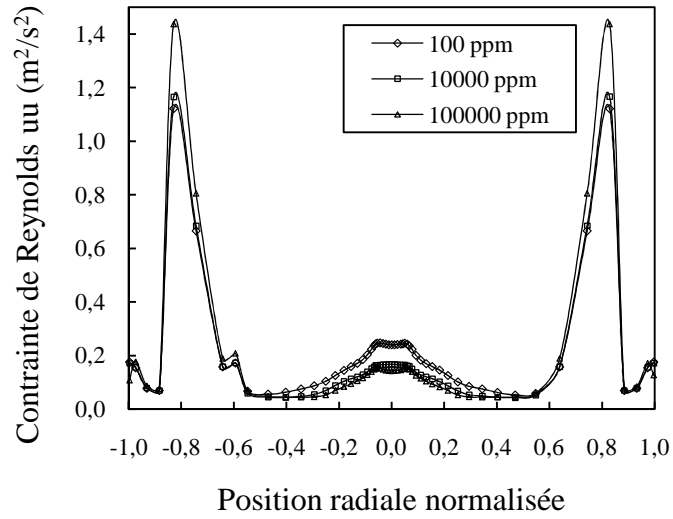


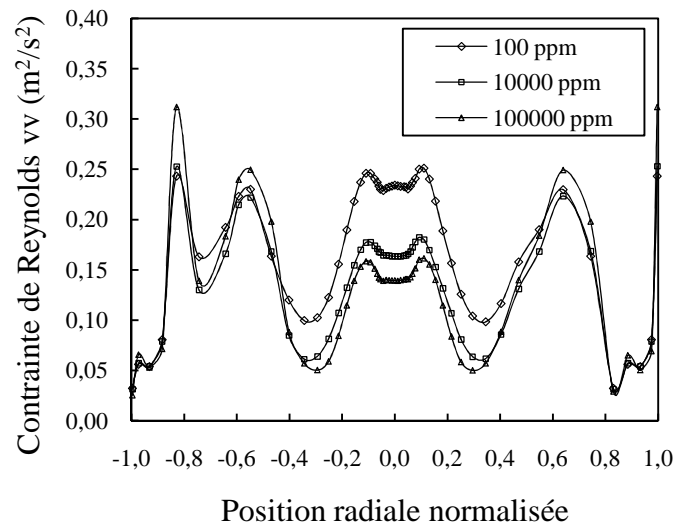
Figure IV.21. Effet de la concentration du pétrole à l'entrée sur la composante tangentielle de vitesse

La figure IV.22 montre les contraintes normales de Reynolds dans le plan yz à $x = 0$ et $z = 907$ mm, obtenus utilisant le modèle RSM. Les valeurs maximales des contraintes de Reynolds correspondent aux régions où les gradients de la vitesse moyenne sont élevés, c.-à-d. où les taux de production de l'énergie turbulente sont importants.

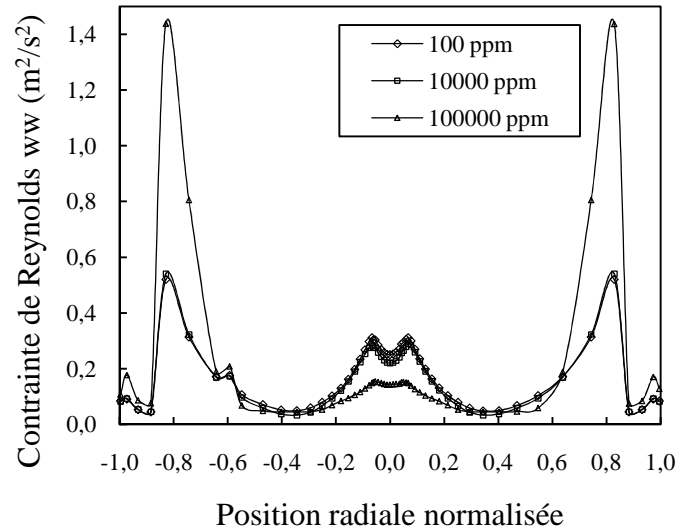
On peut remarquer que les composantes axiales et tangentielles ont des valeurs sensiblement plus élevées que les composantes radiales au voisinage des parois en raison de l'atténuation de la composante fluctuante perpendiculaire à la paroi. Le modèle RSM prend en considération cet effet par l'intermédiaire de la corrélation pression-taux de déformation.



a) Composante tangentielle des contraintes normales Reynolds



b) Composante radiale des contraintes normales de Reynolds



c) Composante axiale des contraintes normales de Reynolds

Figure IV.22. Effet de la concentration du pétrole à l'entrée sur les profils des composantes normales des contraintes de Reynolds

Les valeurs numériques du rapport de la chute de la pression (PDR), défini par l'équation I.5, sont 1,92, 1,68, 1,66 et 1,72 pour des concentrations en huile à l'entrée de 10^2 , de 10^3 , de 10^4 et de 10^5 ppm respectivement. Ces valeurs prévues sont sensiblement plus grandes que la valeur expérimentale de 1,24 rapportée par Colman et al., (1980) pour une concentration en pétrole à l'entrée de 10^4 ppm.

2. 2. 2. Effet du diamètre des gouttelettes

L'effet du diamètre des gouttelettes de pétrole sur l'efficacité de séparation est illustré dans la figure IV.23. Le débit est de 60 l/min et la concentration du pétrole à l'entrée est de 10^4 ppm. De grands écarts sont notés entre les résultats obtenus avec les deux modèles RSM et RNG k- ϵ . Ce dernier donne une efficacité de moins de 90% même pour un diamètre de gouttelette de 300 μ m. Selon Colman et al. (1980), la probabilité que des particules de 61 μ m de diamètres soient séparées est de 99%.

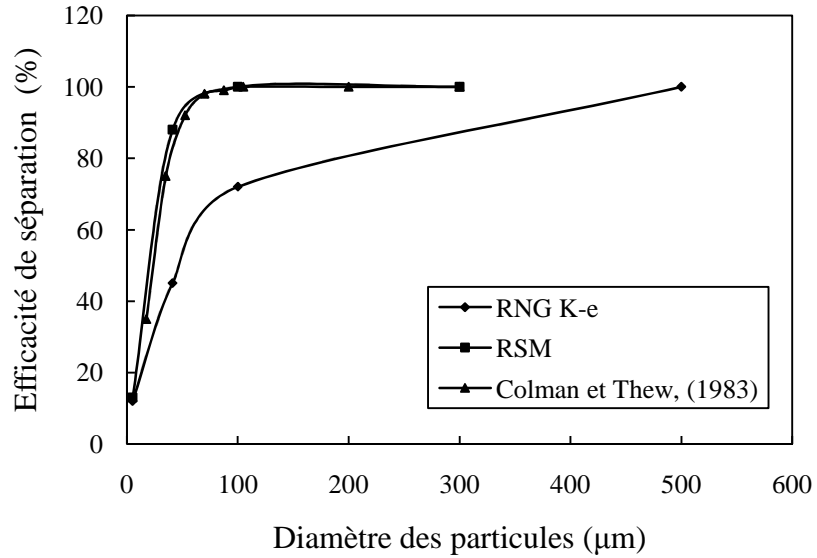


Figure IV.23. Efficacité de séparation vs diamètre des gouttelettes de pétrole

Comme montré dans les figures IV.24 et IV.25, le diamètre des gouttelettes de pétrole a un effet remarquable sur les composantes de vitesse notamment dans la région du centre : pour des gouttelettes relativement plus grandes, on observe une plus petite vitesse axiale et un vortex quasi-forcé plus épais près de l'axe.

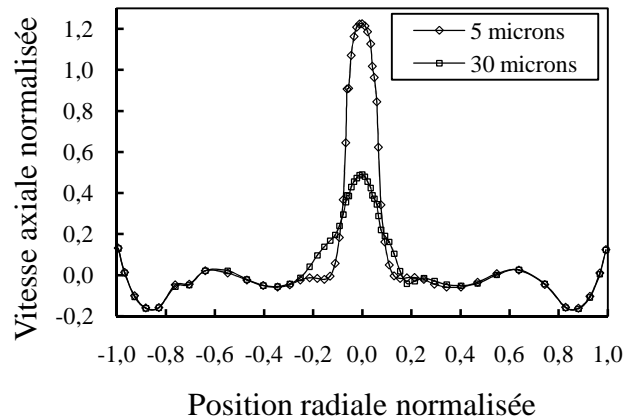


Figure IV.24. Effet du diamètre des gouttelettes sur la composante axiale de la vitesse

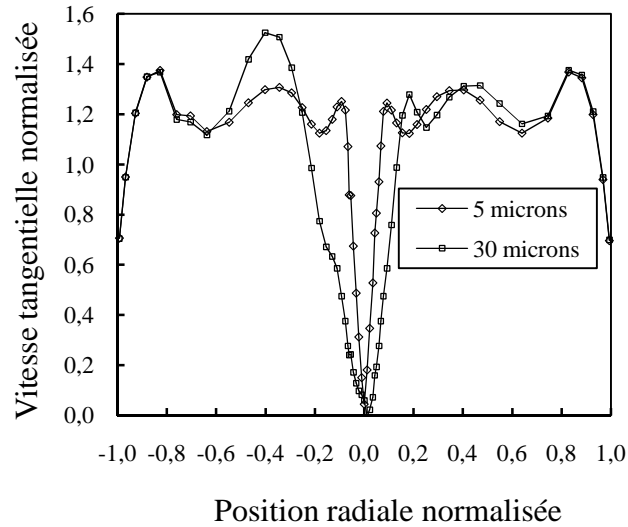
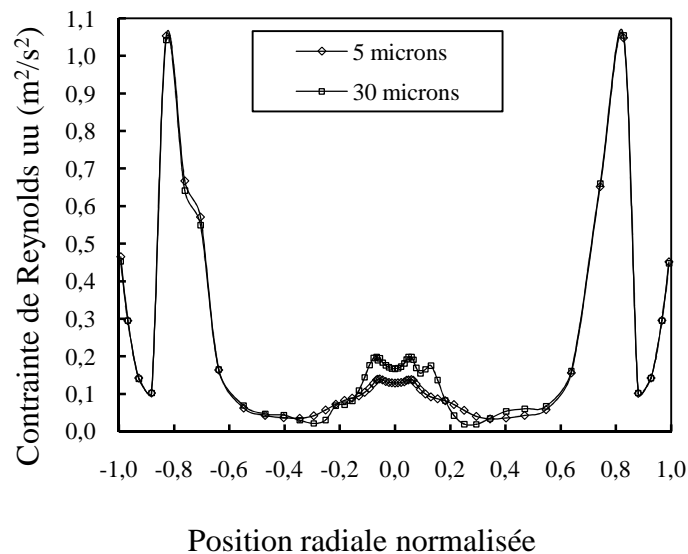
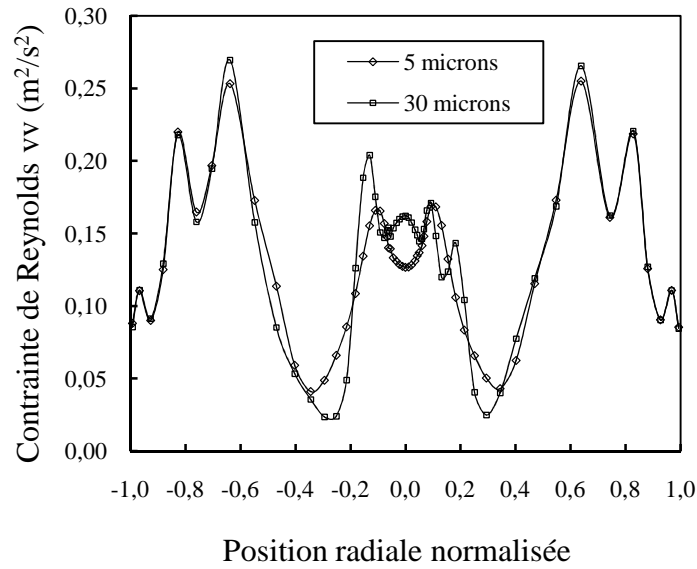


Figure IV.25. Effet du diamètre des gouttelettes sur la composante tangentielle de vitesse

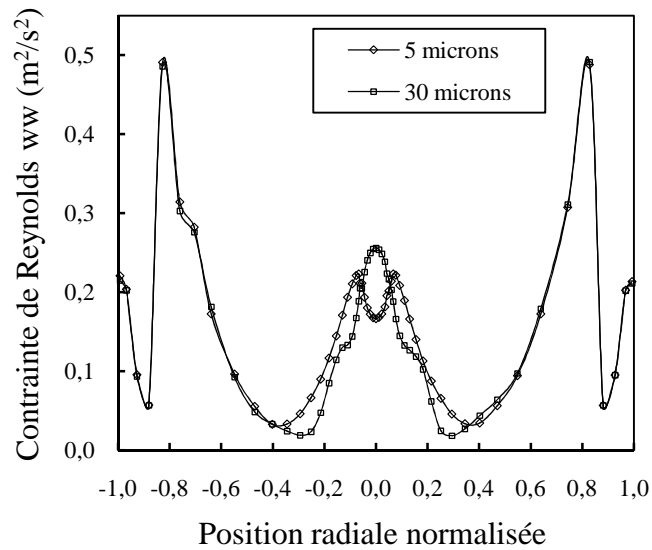
Le diamètre des gouttelettes de pétrole ne montre aucun effet significatif sur les contraintes de Reynolds (figure IV.26). Comme pour le cas précédent, les composantes des contraintes de Reynolds perpendiculaires aux parois sont atténuées dans les régions proches des parois comparées aux composantes tangentielles et axiales.



a) Composante tangentielle des contraintes normales de Reynolds



b) Composante radiale des contraintes normales de Reynolds



c) Composante axiale des contraintes normales de Reynolds

Figure IV.26. Effet du diamètre des gouttelettes sur les profils des contraintes normales de Reynolds

2. 2. 3. Effets du débit

Pour une concentration du pétrole à l'entrée de 10^4 ppm et un diamètre de gouttelette de $41 \mu\text{m}$, l'effet du débit sur l'efficacité de séparation, obtenu en utilisant le modèle RSM, est tout à fait

satisfaisant (figure IV.27). En générale, l'efficacité de séparation augmente brusquement, puis se stabilise formant un plateau entre deux débits critiques correspondant à un équilibre entre l'effet centrifuge croissant favorisant la séparation et l'effet inverse dû au phénomène de fragmentation des gouttelettes à cause du cisaillement accru correspondant à une turbulence intense. En fin, à des débits élevés la fragmentation des gouttelettes cause une chute brusque de l'efficacité de séparation. Malheureusement, la classe de débits utilisés dans le présent travail actuel n'a pas pu montrer les trois aspects différents.

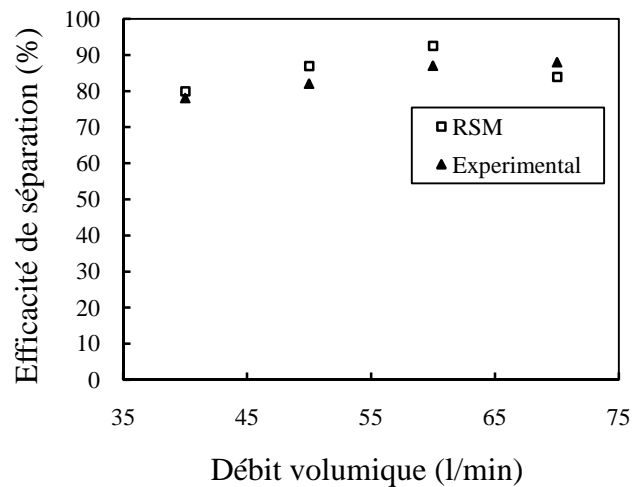


Figure IV.27. Efficacité de séparation vs débit volumique.

La tendance générale est qu'une augmentation du débit rend la séparation plus efficace. La fragmentation des gouttelettes de pétrole causée par le cisaillement important, à des débits élevés, n'est pas prise en compte dans le présent travail. Il est à noter que l'effet du débit sur les composantes axiales et tangentielle de vitesse n'est pas aussi significatif près des parois qu'il en est dans la région centrale (figures IV.28 et IV.29).

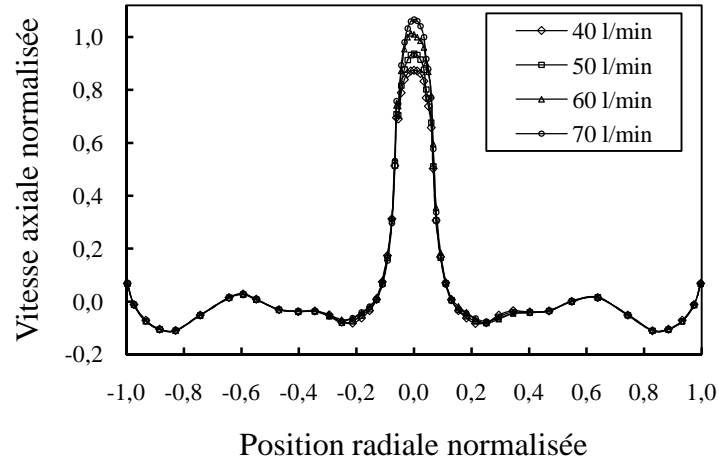


Figure IV.28. Effet du débit sur la composante axiale de la vitesse

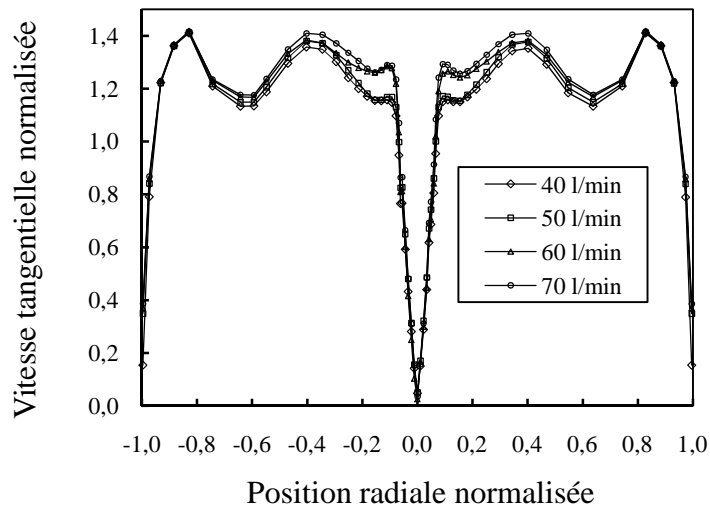
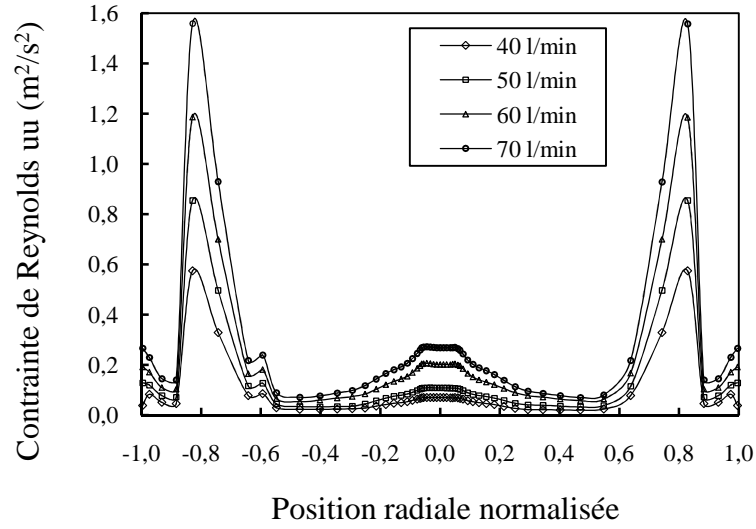
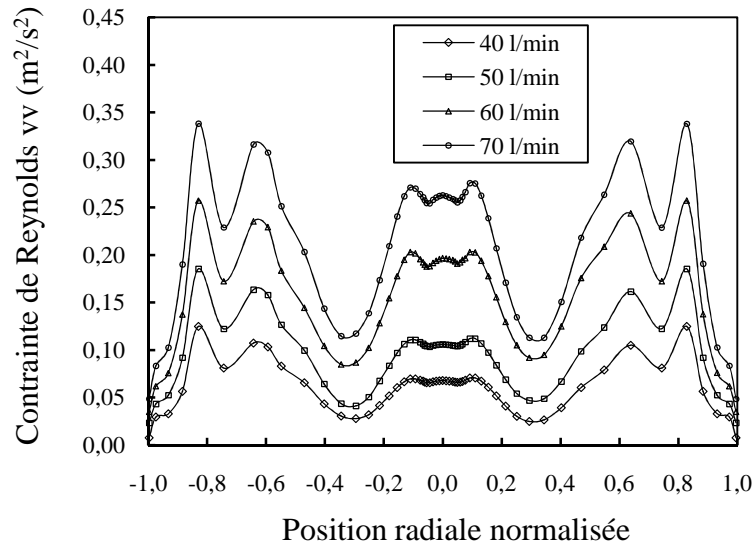


Figure IV.29. Effet du débit sur la composante tangentielle de la vitesse

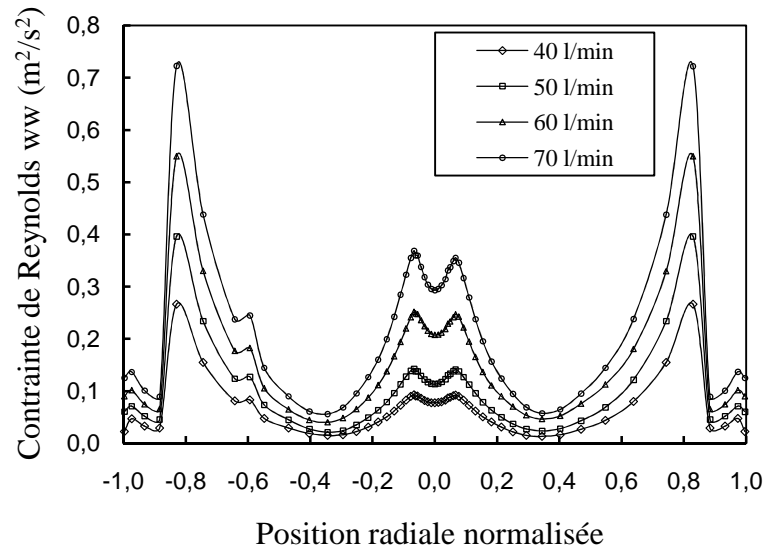
La figure IV.30 montre l'effet du débit sur les contraintes normales de Reynolds. Avec l'augmentation du débit, le taux de cisaillement dans les couches du liquide devient important, ayant comme résultat des intensités de turbulence relativement élevées.



a) Composante tangentielle des contraintes normales de Reynolds



b) Composante radiale des contraintes normales de Reynolds



c) Composante axiale des contraintes normales de Reynolds

Figure IV.30. Effet du débit sur les profils des contraintes normales de Reynolds

2. 2. 4. Effet du gaz libre (Belaidi et Thew, 2003)

L'hydrocyclone modifié proposé par les auteurs, pour une meilleure conduite dans le cas de la présence de grandes quantités de gaz, est présenté dans la figure III.2. La figure IV.31 montre la formation et l'évolution du noyau d'air au centre de l'hydrocyclone. Comparés avec les seuls résultats qualitatifs existants dans la littérature, les résultats obtenus étaient en accord avec les observations expérimentales. Pour une FVAE égale à 10 % et à 25 %, la couche d'air observée dans le travail expérimental étant séparée dans la chambre cylindrique de rotation a été également capturée dans les simulations mais aucun noyau d'air n'a été détecté. En augmentant la FVAE à 40 %, le noyau d'air a pratiquement atteint la sortie inférieure (voir figure IV.32). Une FVAE intermédiaire aurait mieux montré le développement du noyau d'air. Au delà de la valeur de 40 %, le noyau d'air devient plus large (FVAE = 65 %).

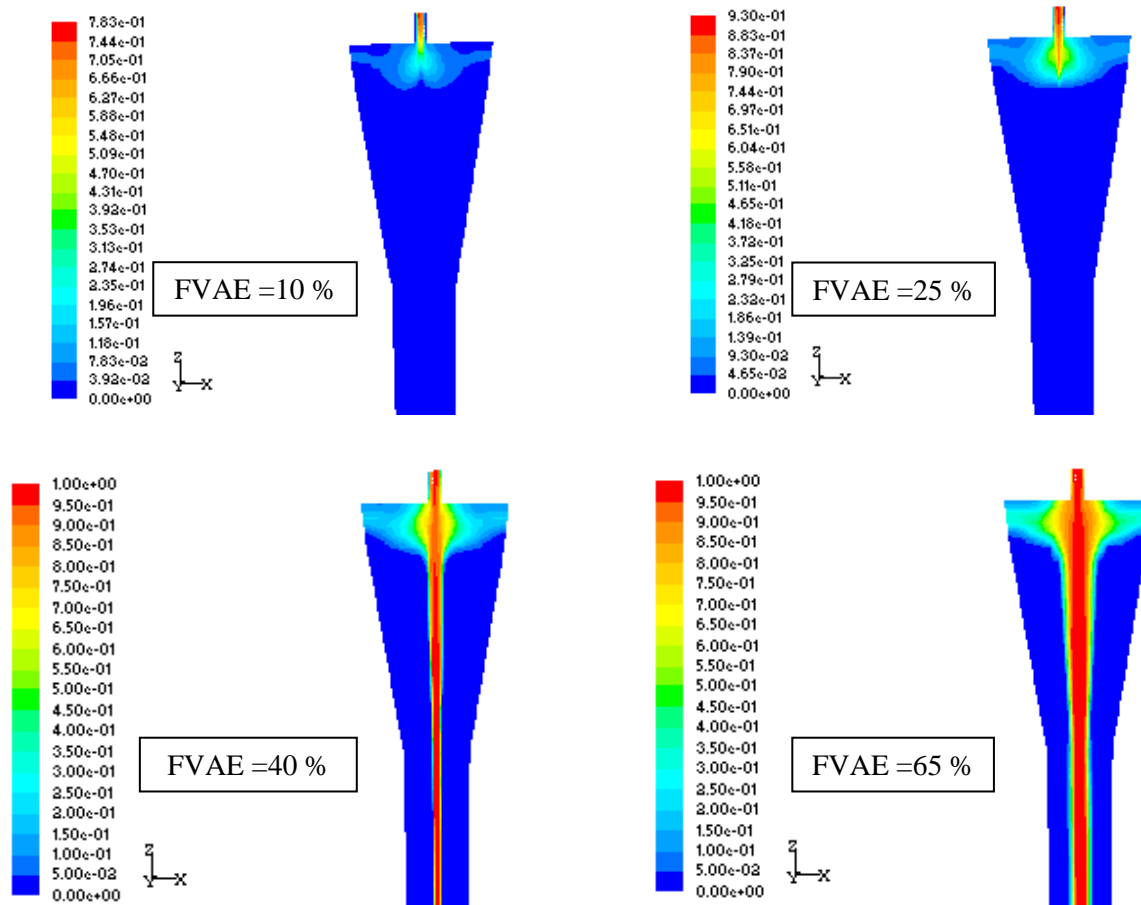


Figure IV.31. Contours de la fraction volumique de l'air dans l'hydrocyclone correspondants à des FVAE entre 10 et 65 %.

Les profils de la figure IV.32 illustrent la fraction volumique de l'air le long de l'axe de l'hydrocyclone (axe z) où la position zéro correspond au fond. Il est clair que le noyau d'air se développe le long de l'axe de l'hydrocyclone et atteint la sortie inférieure à des FVAE élevées. Pour une FVAE égale à 65 %, le noyau d'air paraît instable.

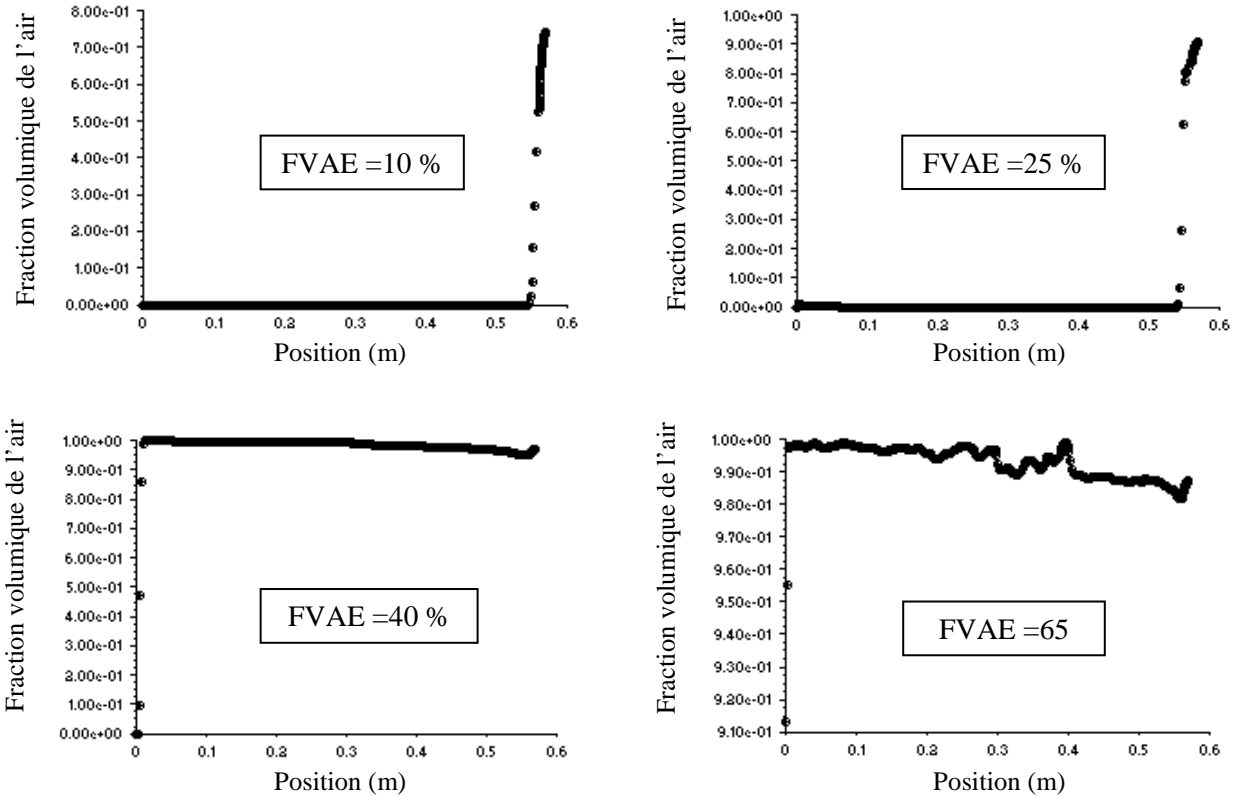


Figure IV.32. Longueur du noyau d'air pour différentes FVAE

La présence de l'air avec de grandes fractions étrangle l'écoulement du liquide au niveau de la sortie supérieure (figure IV.33) et, par conséquent, affecte le PDR. Belaidi et Thew (2003) ont expliqué ceci par le changement des gradients de pression dans la direction axiale. La figure IV.34 montre la diminution du PDR avec la diminution du fractionnement du débit pour une concentration d'environ 40 % de gaz. Le même effet aura lieu avec l'augmentation de la fraction du gaz dans le mélange (figure IV.35). L'étranglement de l'anneau du liquide au niveau de la sortie supérieure par la présence du noyau gazeux cause la diminution de la fraction de l'eau surtout quand le noyau de gaz devient plus large. Dans ce cas le PDR, aussi, sera affecté comme il a été montré dans la figure IV.34.

Le PDR devrait être maintenu dans la gamme typique de 1.7-2 pendant le fonctionnement de l'hydrocyclone dans les unités de traitement de pétrole mais la présence du gaz libre peut altérer l'opération causant la dégradation de l'efficacité de séparation. Belaidi et Thew (2003) ont proposé d'élargir la sortie supérieure ou d'augmenter la pression à l'entrée de l'appareil pour diminuer l'effet du gaz.

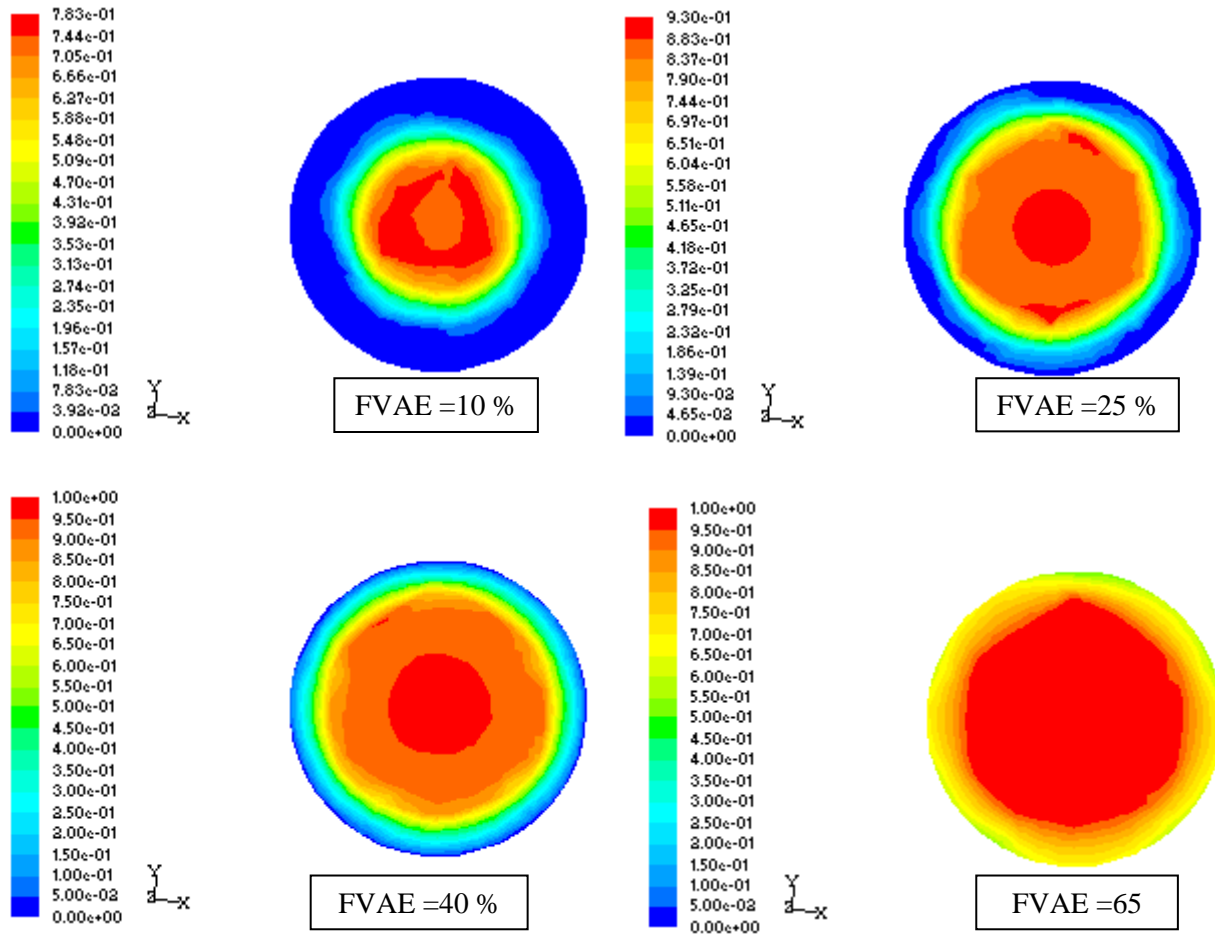


Figure IV.33. Contours de la fraction volumique de l'air au niveau de la sortie supérieure

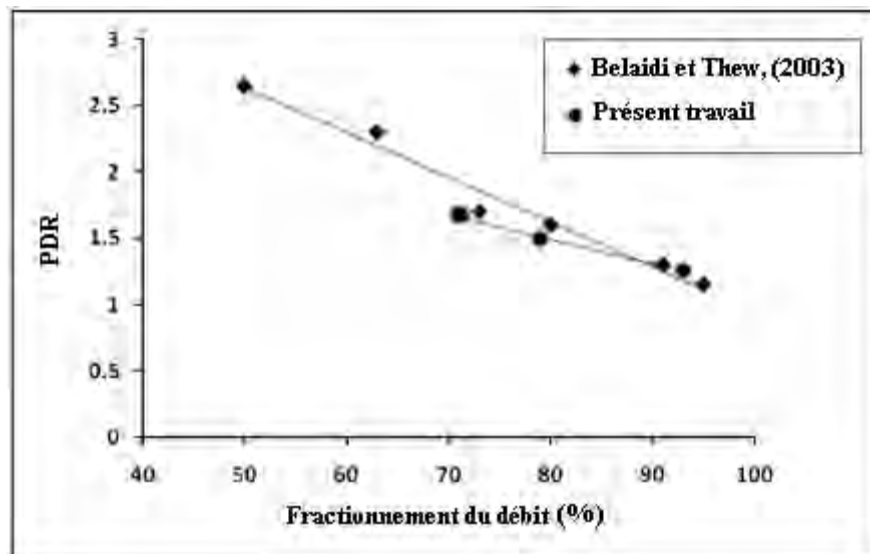


Figure IV.34. Effet du fractionnement du débit sur le PDR

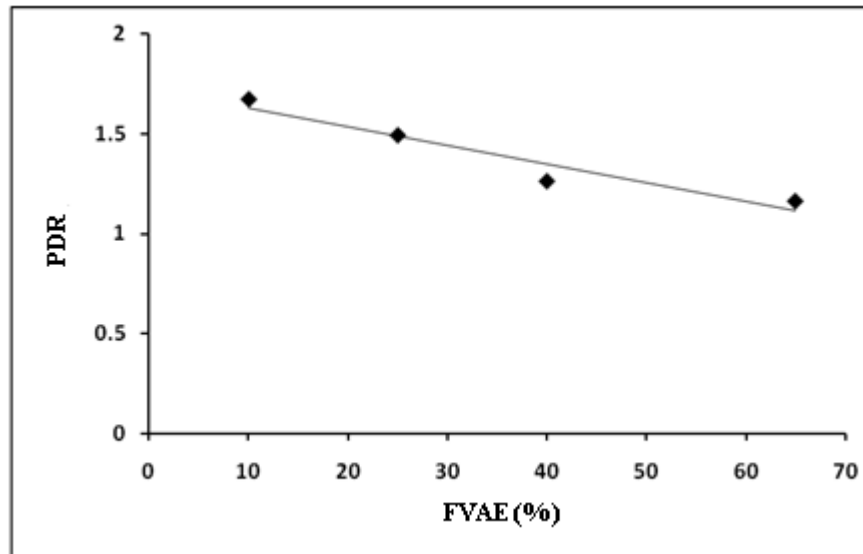


Figure IV.35. Effet de la présence du gaz sur le PDR (Présent travail)

2. 3. Simulation de l'écoulement dans l'hydrocyclone par le modèle des grandes échelles LES (Large eddy simulation)

La simulation a été conduite avec un débit à l'entrée de 60 l/min. Les résultats obtenus sont comparés avec le cas équivalent simulé par le modèle RSM en mode stationnaire sur un maillage composé de 198697 cellules et les résultats expérimentaux de Colman et al. (1980).

Les résultats présentés auparavant ont confirmé que le noyau, s'écoulant au centre du cyclone vers la sortie supérieure, est un élément clef dans l'étude de la séparation pétrole-eau. De plus, la turbulence joue un rôle primaire en causant la fragmentation des gouttelettes de pétrole. Dans ce qui suit, une comparaison basée sur ces deux paramètres importants sera présentée.

Une discussion de l'estimation de l'efficacité issue de la présente simulation LES est abordée dans l'index.

2. 3. 1. Champ hydrodynamique

La figure IV.36 montre le champ des vitesses axiales moyennes dans un plan vertical y-z au milieu de l'hydrocyclone. Les positions axiales sur lesquelles les profils de vitesse ont été tracés ont comme référence, pour l'axe de z, le fond de l'hydrocyclone (voir figure III.13). Le modèle LES prévoit une pénétration du noyau ascendant moins profonde dans le corps de l'hydrocyclone.

Colman et al. (1984) ont présenté des profils de la vitesse axiale moyenne pour un hydrocyclone de 116 mm de diamètre fonctionnant avec un fractionnement de débit égal à 1 %. Ils ont remarqué une tendance semblable du pic de la vitesse axiale avec une longueur du noyau ascendant approximativement égale à la taille de l'hydrocyclone.

Dans la partie cylindrique, trois écoulements différents peuvent être distingués; un écoulement descendant près des parois, un écoulement ascendant dans la région centrale et un écoulement presque stagnant entre les deux régions précédentes. Le dernier est dominé par la composante tangentielle de vitesse comme le montre la figure IV.37. Les profils obtenus par les deux modèles de turbulence dans cette région sont semblables. Dans la section des deux cônes le modèle RSM prévoit un noyau dynamique ascendant qui persiste contrairement au modèle LES pour lequel le noyau dynamique ascendant disparaît à une position axiale $z=0.94\text{m}$. Dans la partie cylindrique inférieure, l'écoulement est complètement descendant avec une décélération au centre estimée par le modèle RSM. L'eau qui accélère près des parois peut entraîner l'huile loin du noyau comme il sera illustré ultérieurement.

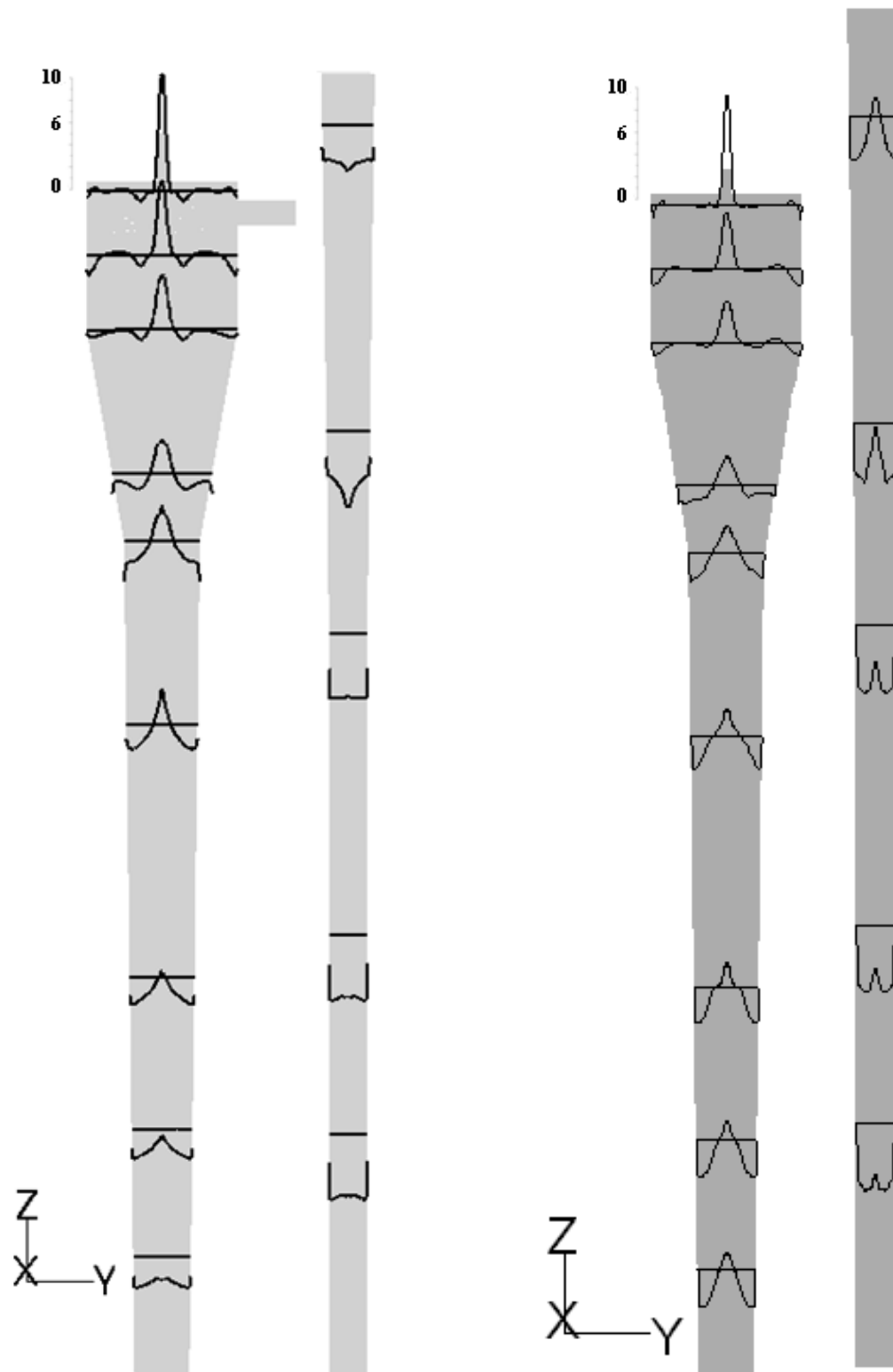


Figure IV.36. Profils de la composante axiale de vitesse dans le plan yz à $x=0$ mm : à gauche) LES, à droite) RSM

Bai et al. (2009) ont présenté des mesures des composantes de la vitesse dans un hydrocyclone avec un seul cône très long. Leurs mesures montrent un écoulement ascendant au centre qui accélère et s'élargie en s'approchant de la sortie supérieure. Près du fond du cône, le noyau ascendant disparaît et est remplacé par un noyau dynamique décéléré. Se référant, aussi, à Colman et al. (1984), ayant mesuré la vitesse axiale dans un hydrocyclone plus grand avec un fractionnement du débit égal à 1 %, le noyau dynamique atteint presque la sortie inférieure occupant toute la longueur de l'appareil. De ce fait, la profondeur du noyau dynamique peut varier sous différentes conditions de fonctionnement. La présence du noyau dynamique à des profondeurs importantes est un élément favorable pour la séparation du pétrole puisque c'est son mouvement ascendant qui transporte le pétrole vers la sortie supérieure. Sa disparition avec la persistance du mouvement rotationnel engendre une séparation du pétrole dans la direction radiale des parois vers le centre qui est entraîné là où on cherche à le minimiser, c'est-à-dire au niveau de la sortie inférieure.

La figure IV.37 illustre l'affaiblissement des pics des composantes tangentielles de vitesse. L'affaiblissement est plus important dans la section inférieure (position $z=400$ mm) en raison de sa forme cylindrique favorisant l'effet du frottement avec les parois. Dans les deux sections coniques, le rétrécissement de la section cause l'accélération de l'écoulement compensant, ainsi, la décélération sous l'effet du frottement. Le mouvement rotationnel génère, en générale, un vortex quasi-forcé près de l'axe et un vortex quasi-libre loin du centre du mouvement. Cette décomposition est clairement aperçue à travers tout le domaine quand le modèle RSM est utilisé. En utilisant le modèle LES, le vortex quasi-libre disparaît dans la deuxième section conique et dans la partie cylindrique inférieure. Globalement l'écoulement rotationnel prédit par le modèle LES est plus intense. Bai et al. (2009) ont trouvé que le vortex quasi-libre persiste dans les parties inférieures de l'hydrocyclone et est plus large que le vortex quasi-forcé.

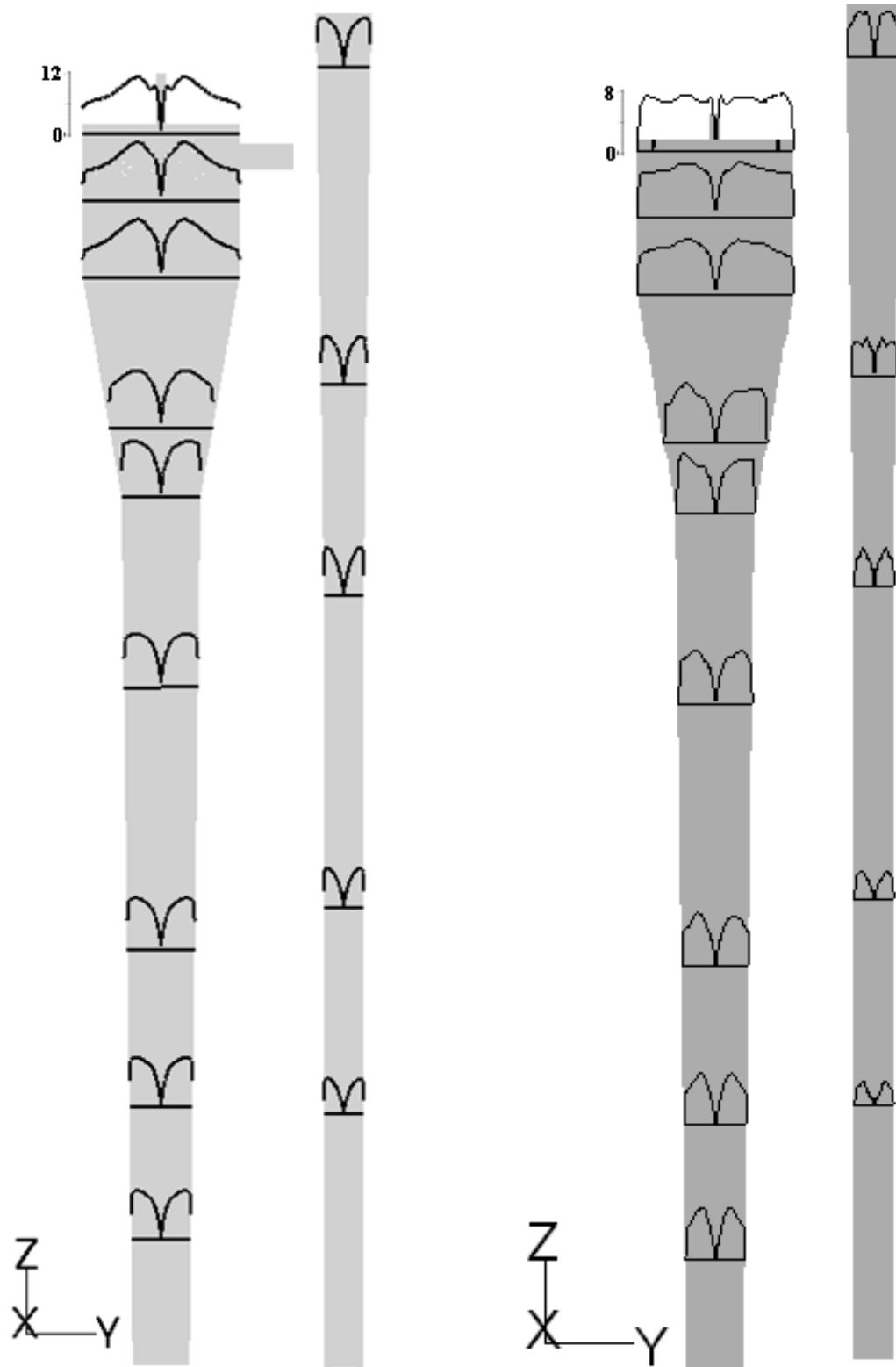


Figure IV.37 Profils de la composante tangentielle de vitesse dans le plan yz à $x=0$: à gauche) LES, à droite) RSM

2. 3. 2. Ecoulement multiphasique

L'évolution de la formation du noyau de pétrole est dépeinte dans la Figure IV.38. A partir du temps $t=0.661$ s, l'échelle des contours est fixée à un maximum de 0.02 pour éviter les effets de la variation de concentration du pétrole sur l'apparence des figures de telle façon que toute les régions où la concentration dépasse 0.02 apparaissent en rouge. Au temps $t=0.5769$ s, par exemple, la formation du noyau de pétrole au centre avec des concentrations élevées commence à affecter la visibilité près des parois.

Il est bien connu que le temps de résidence dans les hydrocyclones est de l'ordre de 1-2 secondes (voir Thew, 2000). La présente simulation a été exécutée pendant une seconde avec une phase d'eau pure avant l'injection du pétrole sous forme de gouttelettes dispersées à l'entrée avec une concentration de 1 % par volume. Au début ($t=0.338$ s), des fractions importante de pétrole diminuant en concentrations dans la direction descendante, sont observées près des parois latérales dans la section cylindrique avant leur séparation vers le centre. De plus un anneau de pétrole se développe autour de la sortie supérieure et un petit noyau à l'intérieur de cette même sortie. Le pétrole, à l'intérieur de la sortie supérieure et l'entourant, passe directement de l'entrée vers la sortie supérieure à travers la couche limite se développant près de la paroi en haut de l'hydrocyclone. Ce phénomène est appelé court-circuit qui est favorable pour une séparation plus efficace du pétrole. Pour le cas de la séparation solide-gaz abordé auparavant, le phénomène de court circuit cause la perte des particules qui devraient être collectées au niveau de la sortie inférieure. De ce fait, le prolongement de la sortie supérieure, sous forme de cylindre, dans le corps de l'hydrocyclone n'est plus nécessaire comme expliqué par Colman et al. (1984). A 0.435 s, la région occupée par le pétrole s'est élargie se développant du haut vers le bas. Au temps 0.5769 s, on voit clairement un noyau de pétrole atteignant la section du premier cône et qui continue à progresser vers le bas augmentant en largeur comme illustré à 0.661s. A $t=0.8955$ s, le noyau de pétrole est de plus en plus large avec une surface latérale non régulière dans la direction z loin d'être cylindrique.

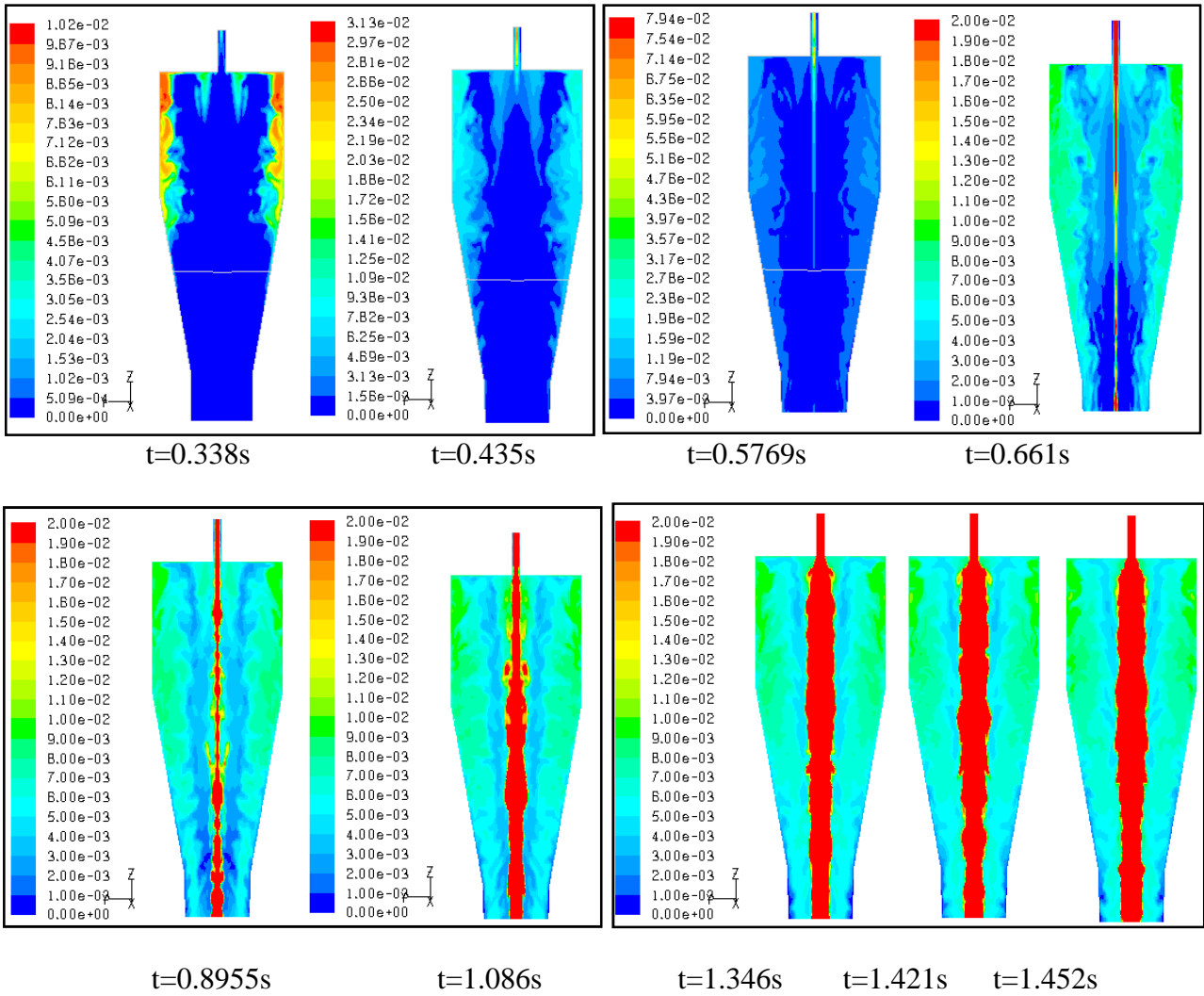


Figure IV.38 Evolution, en temps, de la fraction volumique du pétrole dans la partie supérieure de l'hydrocyclone (plan yz à x=0)

En effet, des animations de la fraction volumique du pétrole ont montré qu'à certains pas de temps, le noyau devient instable en s'élargissant et se contractant ayant un comportement semblable à un mouvement ondulé le long de l'axe z. Finalement, à t=1.086 s, le noyau devient remarquablement plus large, mais toujours pas avec un diamètre constant. En effet, on peut voir que de petite fraction du pétrole se détachent du noyau approximativement près du fond de la section cylindrique. Entre 1.346 s et 1.452 s, la largeur du noyau s'est relativement stabilisée.

A partir des images instantanées de la figure IV.38, plusieurs phénomènes intéressants sont observés. Commenant par la partie supérieure de l'hydrocyclone, le phénomène de court circuit apparait comme élément très favorable à la séparation du pétrole et sera discuté dans la section 2.3.3 de ce chapitre.

Pour observer le comportement du noyau de pétrole dans la géométrie complète de l'hydrocyclone, la distribution de la fraction volumique de la phase secondaire est présentée dans le plan yz à $x=0$ comme montré dans les figures IV.39a pour le modèle LES et IV.41 pour le modèle RSM. Des zooms dans les différentes sections constituant le séparateur sont illustrés dans la figure IV.40 pour le modèle LES. Le noyau de pétrole obtenu utilisant le modèle LES est plus large et plus dense surtout au niveau de la partie cylindrique supérieure où la grande partie de la phase secondaire devrait être séparée. Le modèle LES détecte des instabilités, au niveau de l'interface séparant le noyau de pétrole et l'eau, tout le long de l'axe de l'hydrocyclone. Sachant que les deux fluides s'écoulent dans la même direction dans la partie inférieure de l'appareil ; c'est-à-dire dans le deuxième cône et la partie cylindrique inférieure, le cas est similaire aux écoulements noyau-annulaires descendant (voir Bai et al., 1997 ; Ghosh et al., 2009) rencontré dans les conduites de transport de pétrole. Les instabilités y afférentes se développent sous formes d'ondes en bambou ressemblant aux arêtes d'une scie, surtout dans la partie cylindrique inférieure, quand les vitesses des deux fluides sont presque égales. Dans la partie cylindrique, les longueurs d'ondes sont supérieures à la largeur du noyau. L'étude du régime d'écoulement et des instabilités qui lui sont liées mérite une investigation plus approfondie pour explorer les possibilités d'obtenir un noyau de pétrole plus stable. Il a été constaté auparavant que ces instabilités peuvent provoquer une discontinuité du noyau (voir figure IV.38 à $t=0.8955s$) ou le détachement de petite fraction (voir figure IV.38 à $t=1.086s$).

Les profils de la fraction volumique moyenne (voir figure IV.39b) montrent que les concentrations les plus élevées du pétrole coïncident avec l'axe géométrique de l'hydrocyclone dans toutes les positions illustrées. Le noyau de pétrole s'élargit avec l'élargissement de la géométrie sauf au niveau de l'intersection des deux cônes ($z=1.173$ m). Les pics de la fluctuation de la fraction volumique moyenne du pétrole correspondent à l'interface séparant les deux phases. Il a été constaté auparavant qu'au niveau de cette interface l'écoulement pouvait être purement eau ou purement pétrole sous l'effet des ondes qui s'y développent.

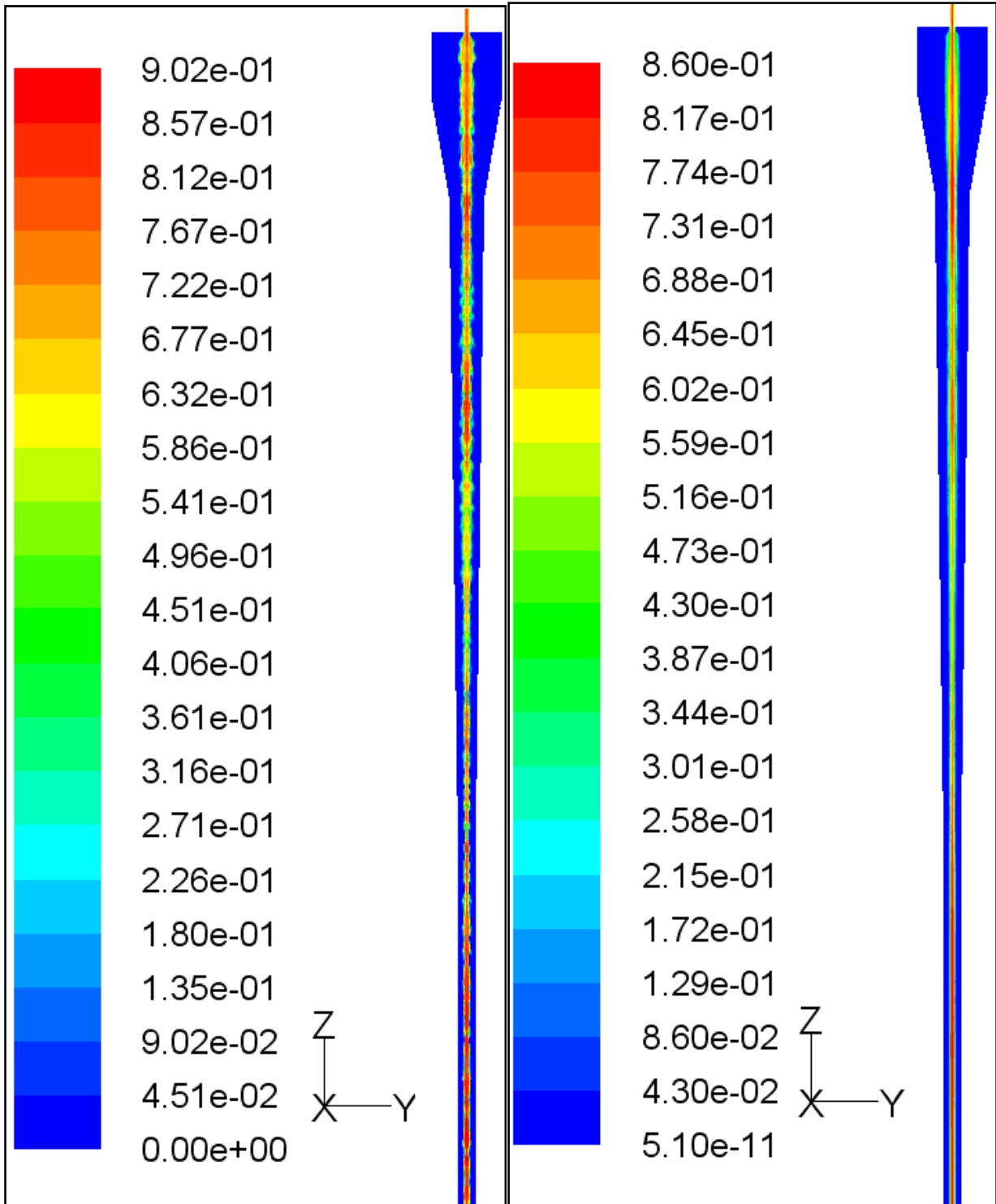


Figure IV.39a Distribution de la fraction volumique du pétrole dans le plan yz à x=0 et au temps t=1.96 s obtenue par le modèle LES: gauche) instantanée, droite) moyenne

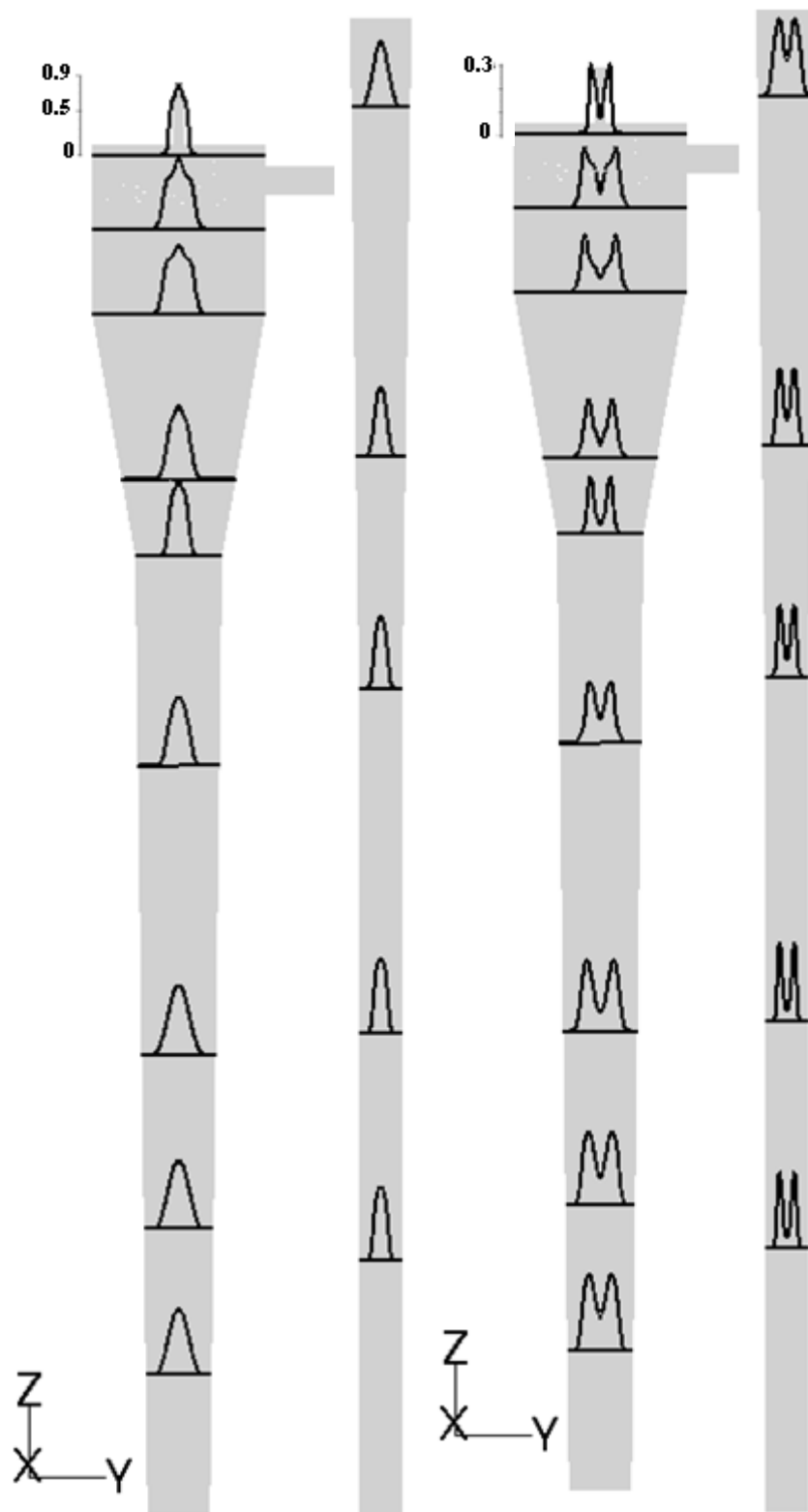


Figure IV.39b Profils à gauche) de la fraction volumique du pétrole et à droite) de sa fluctuation dans le plan yz à $x=0$ obtenus par le modèle LES

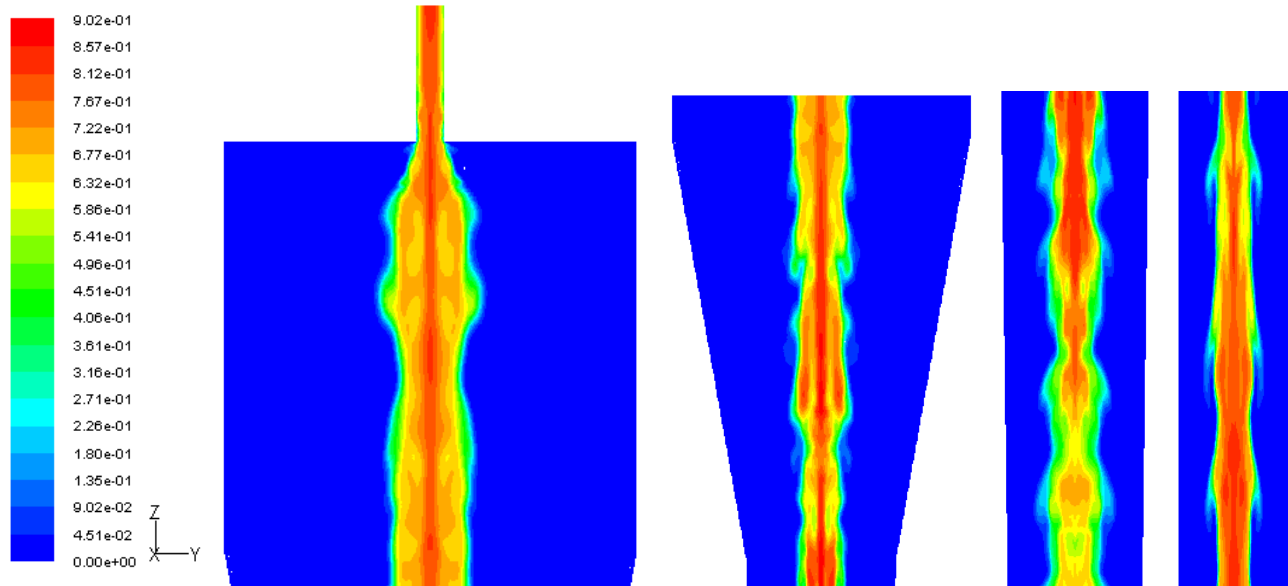


Figure IV.40 Distribution de la fraction volumique du pétrole au plan yz à $x=0$ et au temps $t=1.96$ s obtenue par le modèle LES: de la gauche vers la droite) partie cylindrique supérieure, premier cône, zoom dans le deuxième cône et zoom dans la partie cylindrique inférieure

La forme du noyau de pétrole obtenu par le modèle RSM en régime stationnaire est montrée dans les figures IV.41 et IV.42. Le concept de la moyenne de Reynolds appliqué aux équations Navier-Stokes et le fait de modéliser toute la partie turbulente de l'écoulement, cause la perte de beaucoup de détails du champ turbulent. Le modèle RSM donne un noyau de pétrole plus fin et avec des concentrations qui augmentent dans la direction ascendante (voir profil dans la figure IV.49). L'avantage du modèle LES est évident dans ce cas car il fait apparaître plus de détails comme le montre la figure IV.40 ou les détails du champ turbulent (voir section 2.3.4 de ce chapitre).

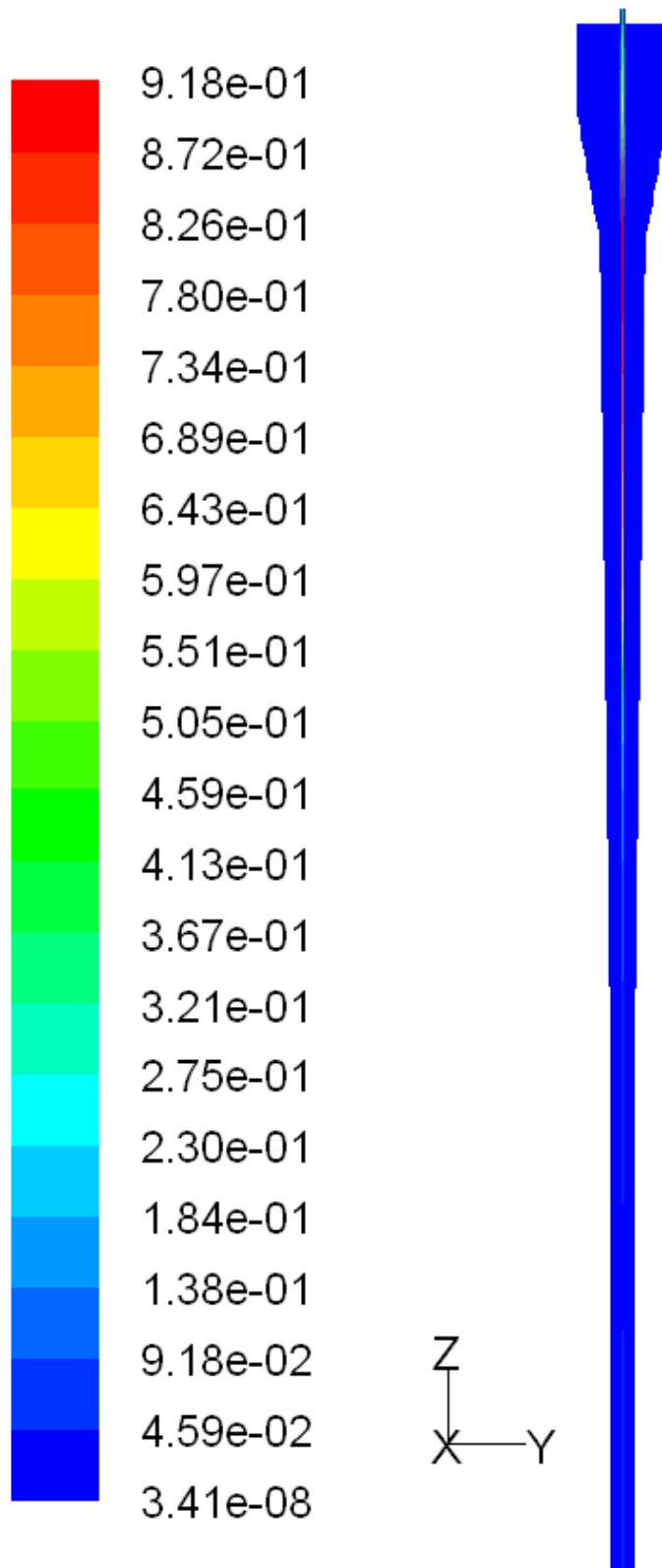


Figure IV.41 Distribution de la fraction volumique du pétrole au plan yz à x=0 obtenue par le modèle RSM

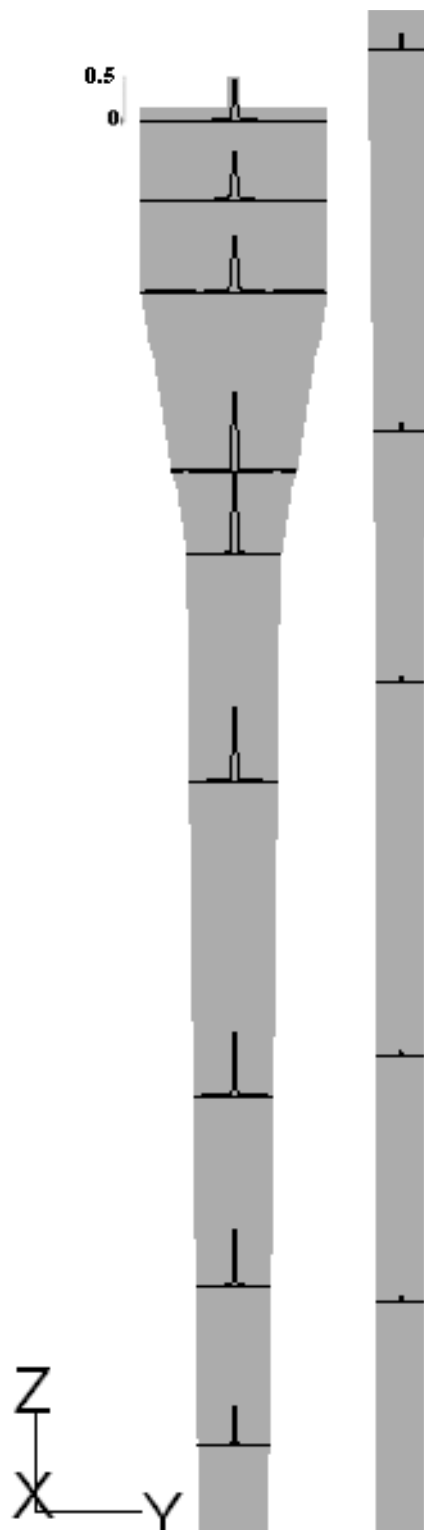


Figure IV.42 Profils de la distribution de la fraction volumique du pétrole au plan yz à $x=0$ obtenue par le modèle RSM

2. 3. 3. Interaction champ dynamique-pétrole

La figure IV.43 représente un agrandissement de la figure représentant la fraction volumique du pétrole au temps $t=0.3$ s. On peut, clairement, remarquer la présence de la phase secondaire (pétrole) le long de la paroi supérieure de l'hydrocyclone sous l'effet d'un mouvement accéléré tout près de celle-ci comme le montre l'agrandissement dans la figure IV.43. Le phénomène apparaît, aussi, dans la figure représentant la distribution de la fraction volumique du pétrole obtenue par RSM à l'itération n° 4200 (au cours du développement du noyau). Les hautes concentrations se situent à cette étape au niveau des parois où la vitesse tend vers zéro dans la couche limite et, par conséquent, la force centrifuge $\rho U_0^2/r$, qui tend à éloigner les gouttelettes de pétrole vers les parois, s'affaiblit. En contre partie, l'effet du gradient de pression $\partial p / \partial r$ demeure constant en approchant la paroi en haut de l'hydrocyclone et, donc, la force dirigée vers l'axe, favorisant la séparation du pétrole et le mouvement vers la sortie supérieure, est aussi constante. Les deux effets opposés sont illustrés dans la figure IV.44.

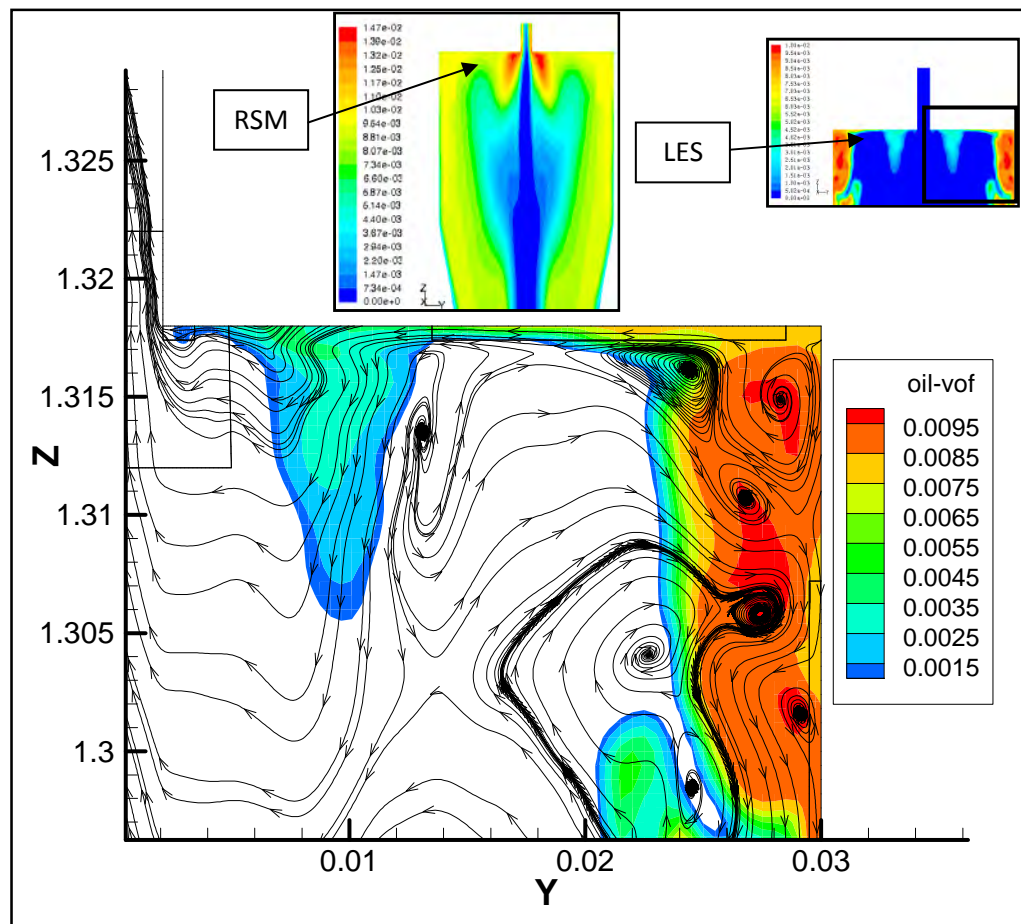


Figure IV.43 Distribution de la fraction volumique du pétrole près de la paroi supérieure de l'hydrocyclone à $t=0.3$ s

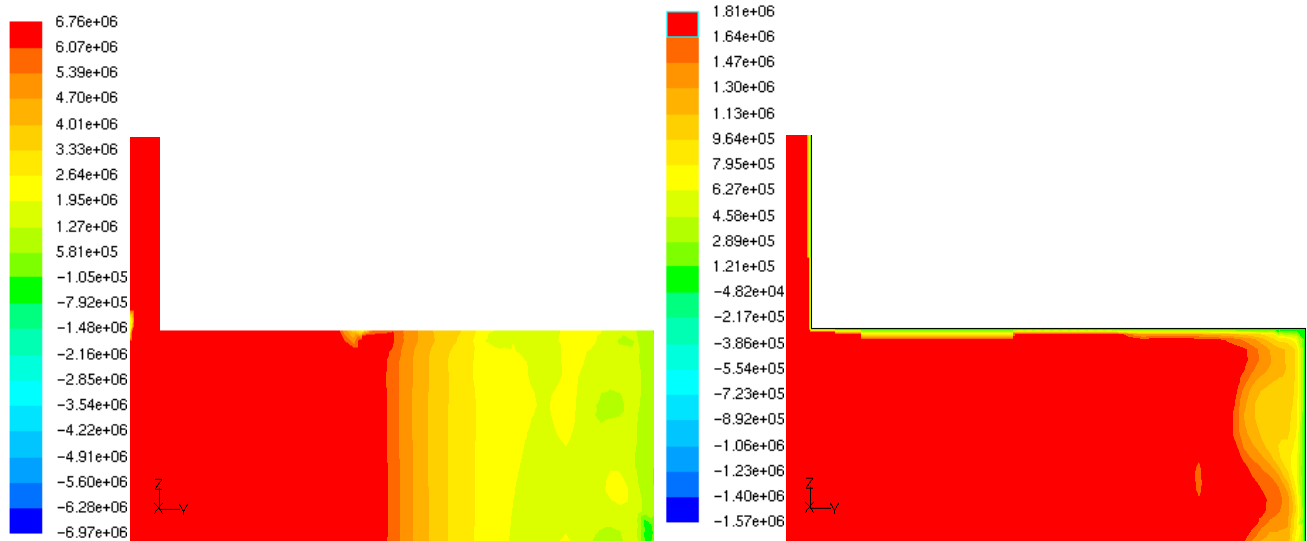


Figure IV.44 Distribution de la force par unité de volume dans la direction radiale près de la paroi supérieure de l'hydrocyclone à $t=0.3$ s : gauche) force due au gradient de pression, droite) force centrifuge

Pour observer la relation entre le comportement du champ dynamique et celui de la distribution de la fraction volumique, une ligne horizontale a été créée dans le plan yz à $z=1.288$ m (dans la partie cylindrique supérieure). Des profils de la composante axiale de vitesse U_z , normalisée par la vitesse à l'entrée, et de la fraction volumique du pétrole sont présentés dans la figure IV.45. On remarque que l'écoulement au centre forme clairement un noyau ascendant qui décélère puis inverse de sens à $t=2.31$ s. On voit aussi que l'écoulement près des parois, supposé être dirigé vers le bas, inverse aussi de sens instantanément. Le lecteur peut se référer, aussi, aux figures IV.47 et IV.48 pour voir le comportement de chaque variable à part. En ce qui concerne la fraction volumique, son noyau a un comportement relativement stable qui n'est pas vraiment affecté par le comportement du champ de vitesses axiales. C'est-à-dire que le pic de la concentration reste figé sur l'axe géométrique indépendamment du sens de l'écoulement dans la direction axiale Z .

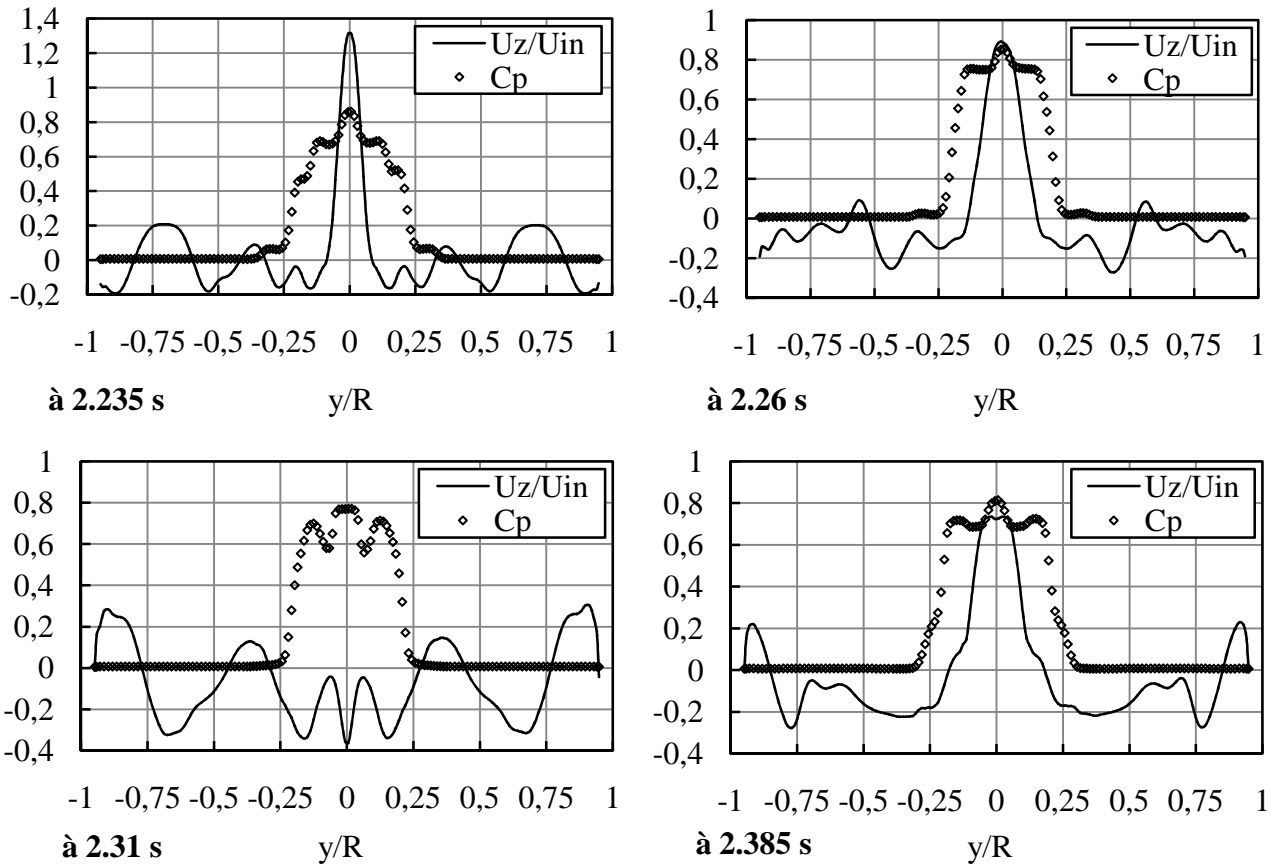


Figure IV.45 Profils de la composante axiale de vitesse et de la fraction volumique de pétrole dans le plan yz à $z=1.288\text{ m}$

Les valeurs moyennes des variables présentées dans la figure IV.45 sont illustrées dans la figure IV.46. On en conclue que le noyau de pétrole est plus large que le noyau ascendant de l'écoulement au centre de l'hydrocyclone. Il se peut que le modèle multiphasique utilisé, qui est le modèle du mélange de Manninen et al. (1996), manque de précision vis-à-vis de l'estimation correcte de l'interface séparant le pétrole et l'eau. Dans ce cas, de nouvelle simulation, en utilisant un modèle plus approprié aux écoulements multiphasiques avec une interface claire, est souhaitable. Si l'on assume que la précision est acceptable, deux interfaces, donc, existent. Une première d'un point de vue matériaux séparant l'eau du pétrole et une deuxième complètement différente séparant l'écoulement ascendant et descendant. L'écoulement est aussi complexe et mérite une étude dédiée aux interfaces formées dans ce cas d'écoulements multiphasiques dans les hydrocyclones. Une autre interface, séparant le vortex quasi-libre et le vortex quasi-forcé, existe (voir le profil de la vitesse tangentielle moyenne dans la figure IV.46).

Le noyau de pétrole peut être décomposé en trois parties. Pour des fractions volumiques entre 0 et 0.6, la pente de la courbe est aigue et les gradients sont probablement dus à la faiblesse du modèle du mélange.

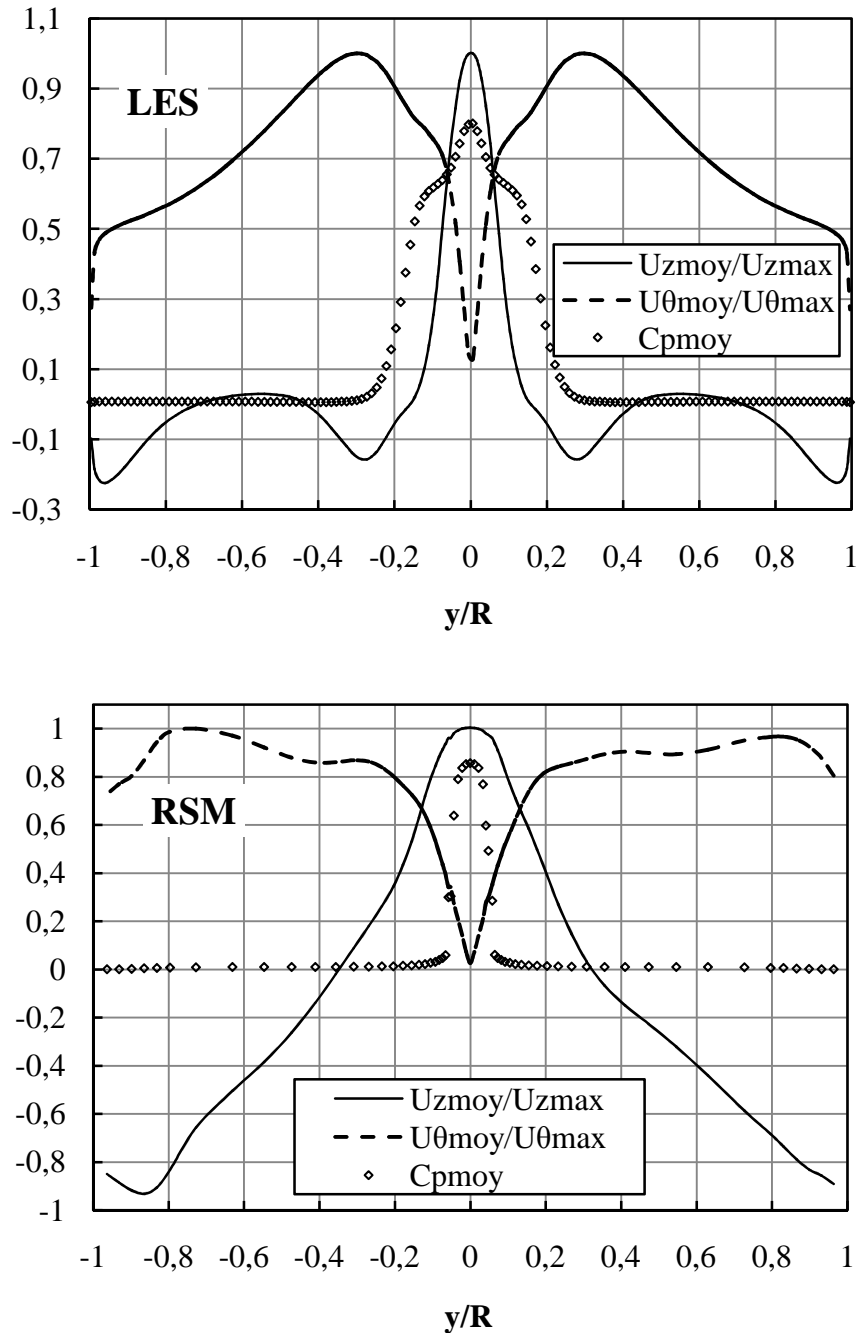


Figure IV.46 Profils des composantes axiale et tangentielle de la vitesse moyenne et profils de la fraction volumique moyenne de pétrole dans le plan yz à $z=1.288$ m pour le modèle LES et $z=1.15$ m pour le modèle RSM

On voit, donc, que la partie excédant une fraction volumique de 0.6 coïncide avec la largeur du noyau dynamique. C'est une deuxième zone annulaire dont la pente est moins raide et qui occupe environ 0.16 de la section de l'hydrocyclone dans la partie cylindrique supérieure. A l'intérieur de cet anneau, un noyau avec des fractions volumiques du pétrole dépassant 0.68 est observé. Il correspond à un premier vortex forcé. Au niveau de la surface latérale de ce noyau, concentré en pétrole, la pente du vortex quasi-forcé devient légèrement moins raide. Le modèle RSM donne un noyau de pétrole nettement moins large que le noyau dynamique défini par la composante axiale de la vitesse dans la direction ascendante. La largeur du noyau de pétrole est, aussi, plus petite que celle du vortex quasi-forcé.

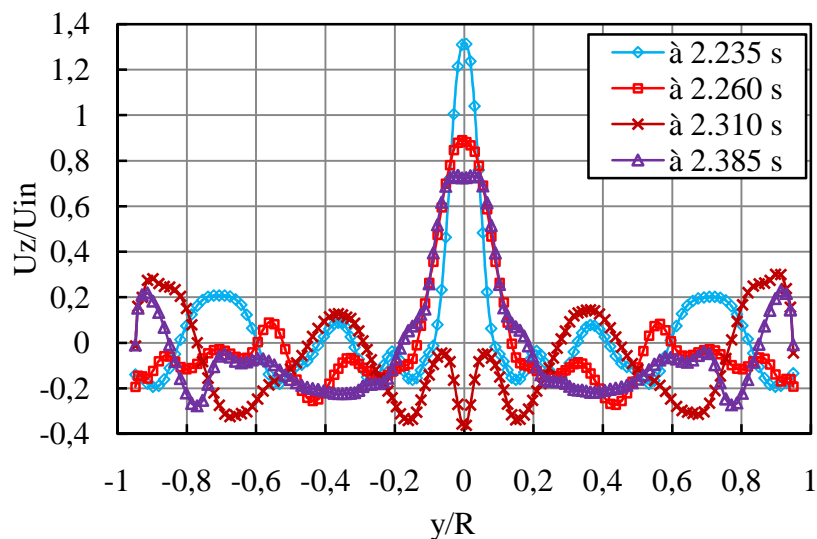


Figure IV.47 Profils de la composante axiale de vitesse dans le plan yz à $z=1.288$ m

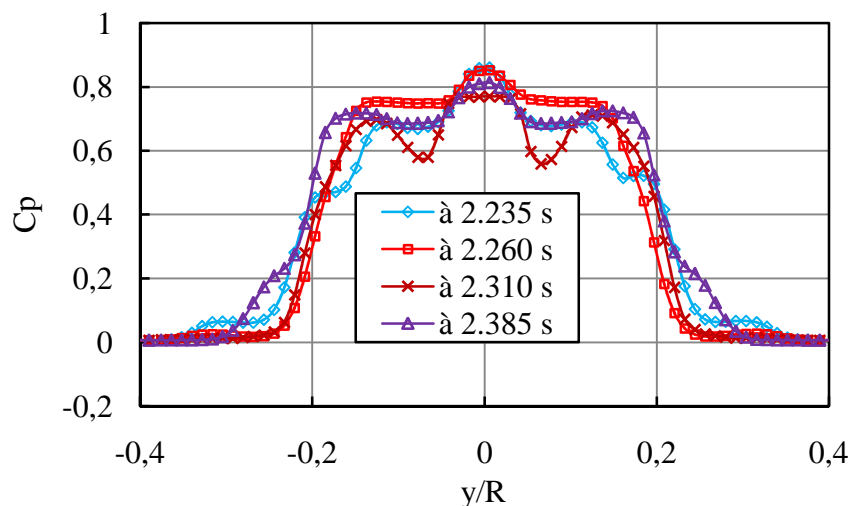


Figure IV.48 Profils de la fraction volumique de pétrole dans le plan yz à $z=1.288$ m

La profondeur de l'écoulement ascendant au centre de l'hydrocyclone et la concentration au cœur du noyau de pétrole (le long de l'axe géométrique de l'appareil) sont représentées dans la figure IV.49. L'écoulement ascendant obtenu, en utilisant le modèle LES, atteint une profondeur égale à 24 % de la longueur totale L tandis que le modèle RSM donne une profondeur 50 %. Le noyau de pétrole que prévoit le modèle LES est dense (une concentration d'environ 80 %) tout le long de l'axe de l'hydrocyclone. Pour le modèle RSM, le noyau de pétrole présente des concentrations importantes entre $z=0.9$ m et $z=1.2$ m, c'est-à-dire près de la jonction entre les deux cônes. Dans les parties inférieures, la fraction volumique au centre diminue. En se référant à la littérature (ex. Hachemi, 2005), cette forme du noyau de pétrole paraît plus réaliste que celle obtenue par LES.

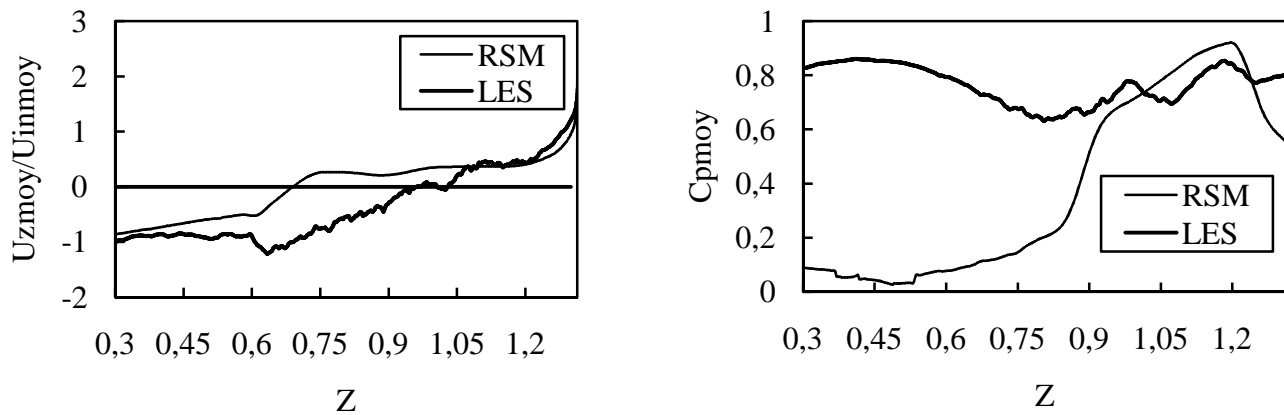


Figure IV.49 Composante axiale de la vitesse moyenne et fraction volumique moyenne du pétrole le long de l'axe géométrique de l'hydrocyclone

Un échantillon de l'interaction entre le champ dynamique et le noyau de pétrole est illustré dans la figure IV.50. Des contours de pétrole, pour des fractions volumiques variant de 0.4 à 0.9, sont superposés avec des lignes de courant obtenus à partir des composantes U_y et U_z de la vitesse instantanée. On peut remarquer les structures turbulentes qui naissent et qui se développent près des parois. Des structures de tailles différentes existent, aussi, dans l'espace annulaire autour du noyau. Près de l'interface du noyau, des tourbillons agissent comme des laminoirs qui sont probablement la cause des instabilités générées à ce niveau. Il est intéressant, aussi, de remarquer que l'écoulement du court circuit, près de la paroi supérieure de l'hydrocyclone, n'accède pas directement à la sortie supérieure mais dévie, en s'approchant de celle-ci, vers le bas. Un peu loin de la paroi supérieure et en parallèle à l'écoulement du court circuit le mouvement s'inverse complètement s'éloignant du centre de

l'hydrocyclone. Une étude approfondie de la conception de cette partie importante de l'hydrocyclone pourrait contribuer à l'amélioration de l'efficacité de séparation.

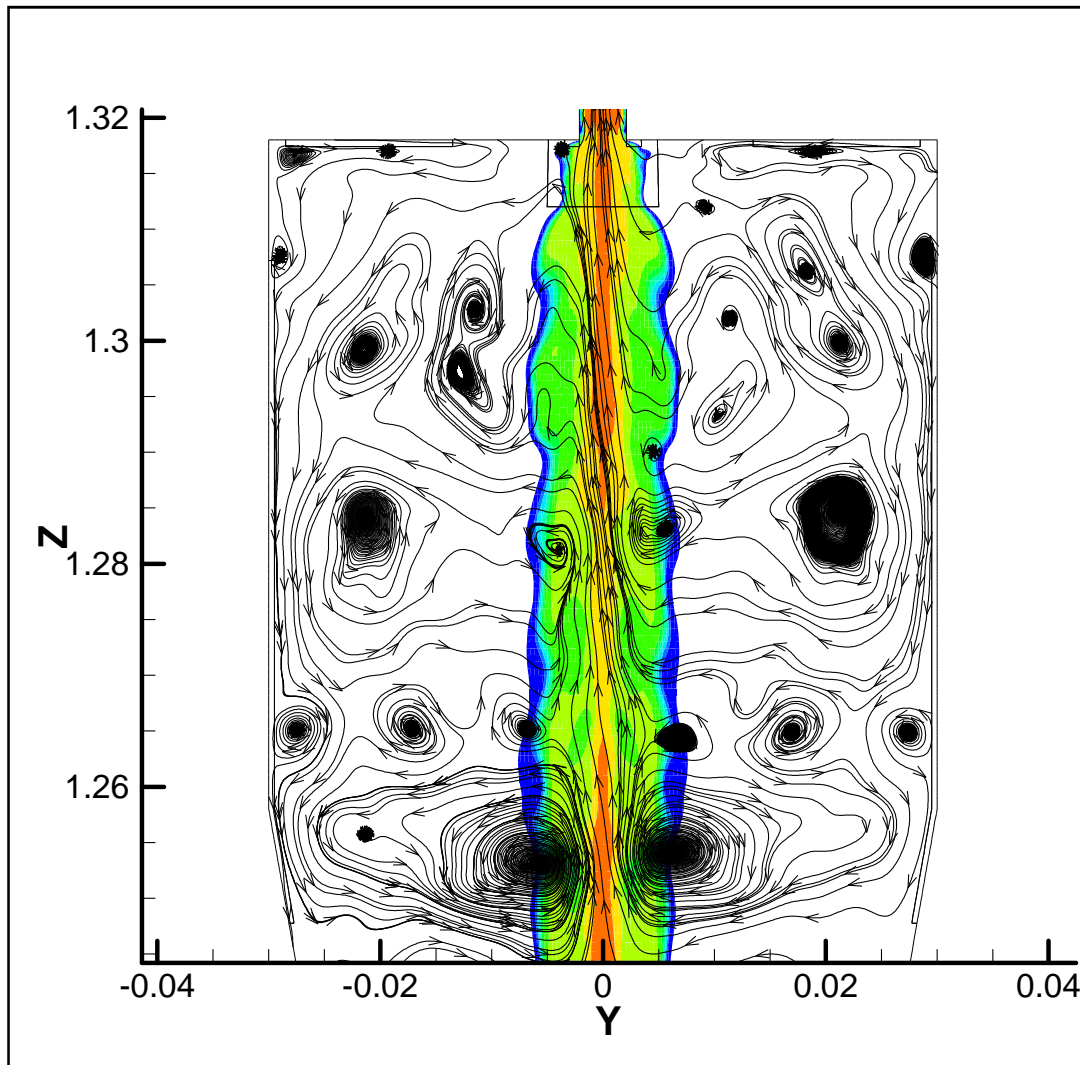


Figure IV.50 Contours de la fraction volumique instantanée du pétrole et lignes de courants basées sur les composantes U_y et U_z de la vitesse instantanée

2.3.4. Champ de la turbulence

La transformée de Fourier permet d'analyser le champ de turbulence en passant du domaine temporel au domaine spectrale de fréquence. L'algorithme de la transformée de Fourier rapide implémentée dans Excel a été utilisé pour capter les fréquences dominantes des instabilités turbulentes si elles existent.

Dans ce qui suit, des signaux, variant avec le temps, de la vitesse U_z instantanée ont été collectés au niveau de plusieurs points du domaine de calcul (Figure IV.51).

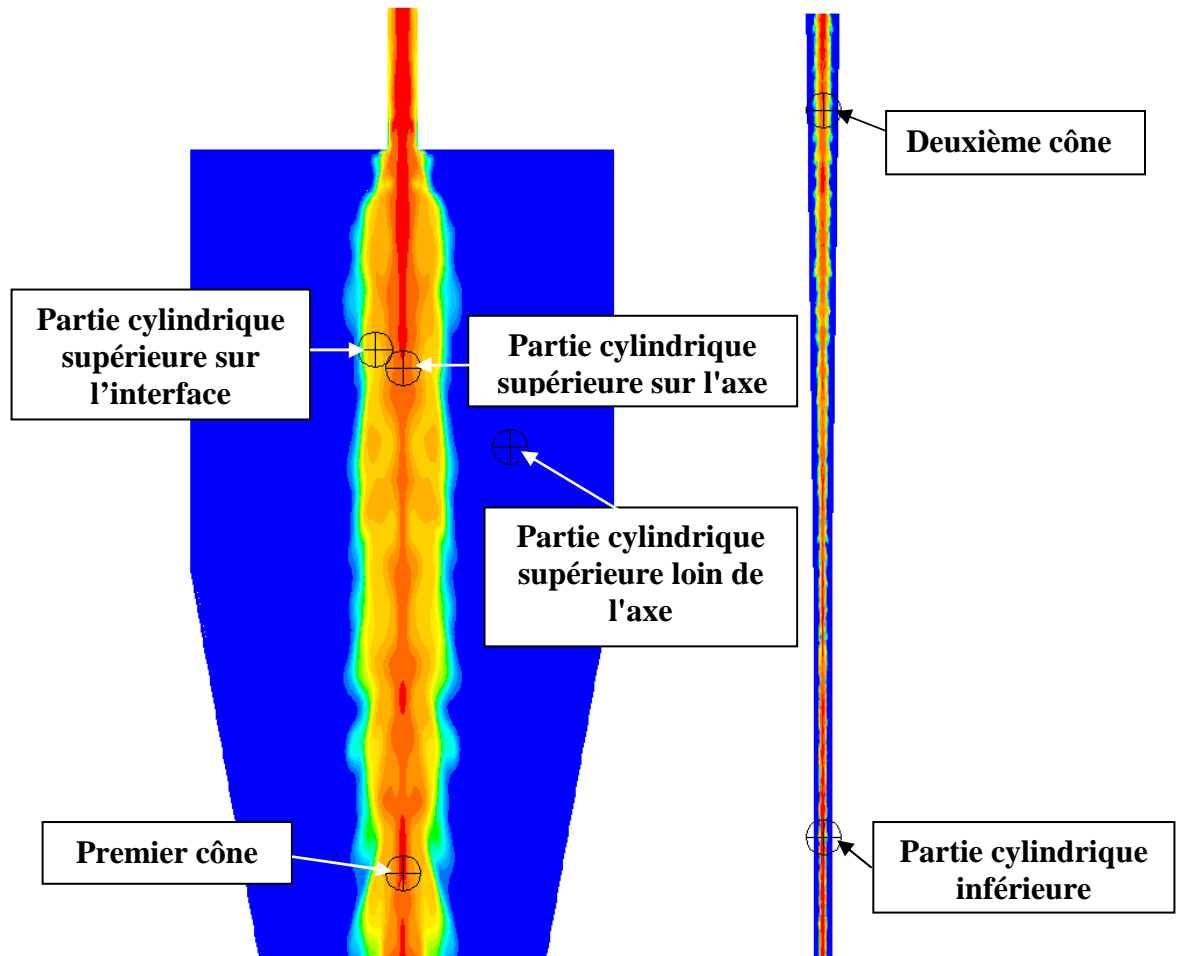


Figure IV.51 Points au niveau desquels ont été collectés les signaux de la vitesse instantanée U_z

La figure IV.52 montre qu'il n'existe pas de fréquences dominantes au niveau des points choisis. Cela exprime un comportement aléatoire des instabilités turbulentes se développant dans le sens axial.

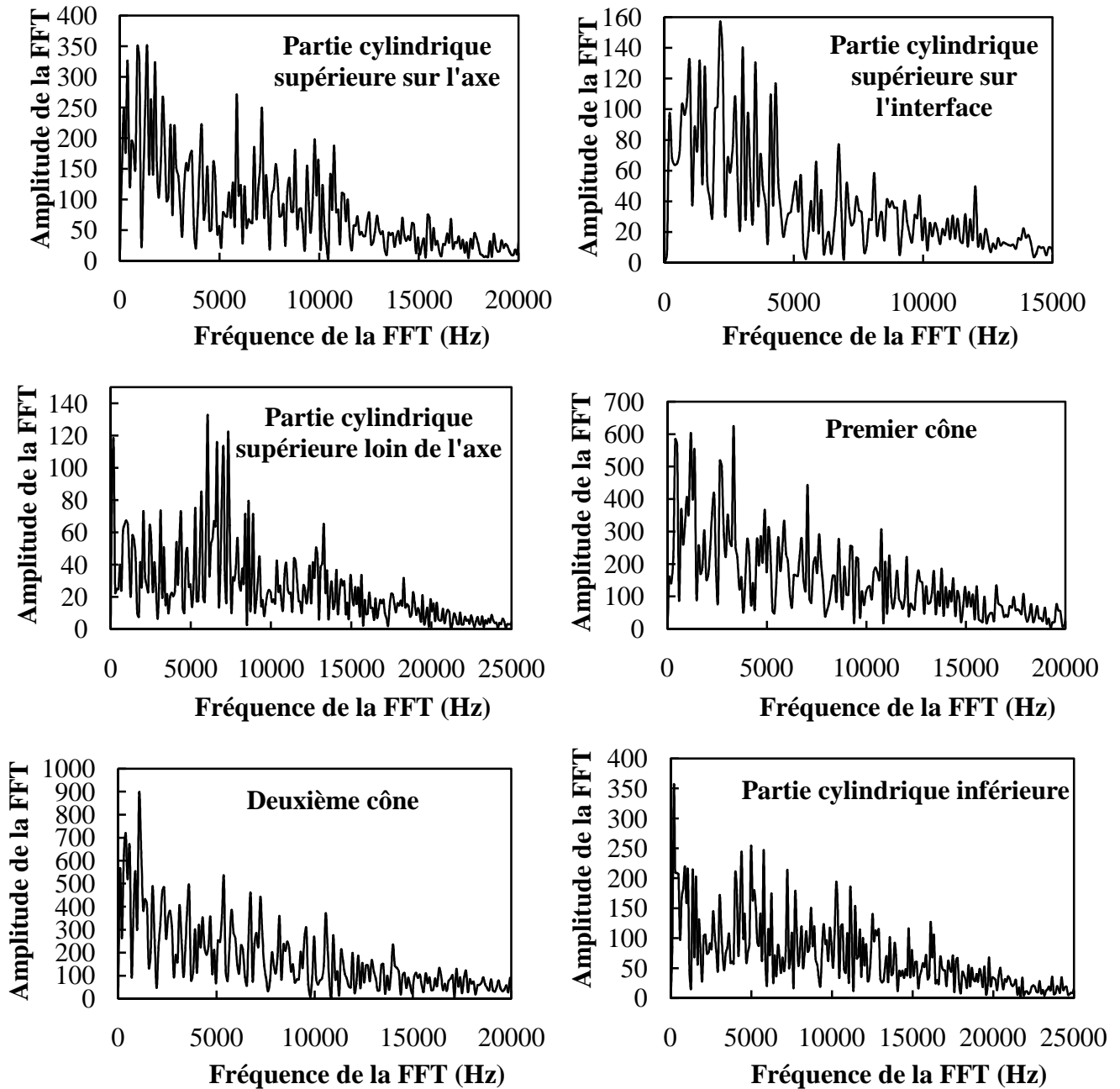


Figure IV.52 Fréquences et amplitudes des signaux de la vitesse U_z instantanée au niveau des points montrés dans la figure IV.50

Les spectres d'énergie obtenus au niveau des points montrés dans la figure IV.51 sont montrés dans la figure IV.53. La tendance est similaire aux résultats obtenus par L. Larchevêque et présentés dans le livre de Sagaut (2006). On peut remarquer que la pente de $-5/3$ caractérisant le spectre des structures intermédiaires dites de Taylor existe pour des fréquences allant de 8000 à 11000 Hz environ. On voit aussi qu'il n'existe aucune fréquence dominante. L'obtention du spectre d'énergie permet de construire

une idée sur la composition du champ turbulent de l'écoulement permettant ainsi de choisir le pas de temps de calcul le plus approprié pour capter les structures turbulentes sensées être directement calculées. En assumant, grossièrement, que la fréquence de 11000 Hz est une limite séparant les petites structures du reste des structures existant dans l'écoulement, un pas de temps de calcul de 9×10^{-5} paraît idéal. Dans le présent travail, le pas de temps de calcul a été pris égal à 10^{-4} s puis augmenté à 5×10^{-4} s pour des raisons de moyens de calculs limités.

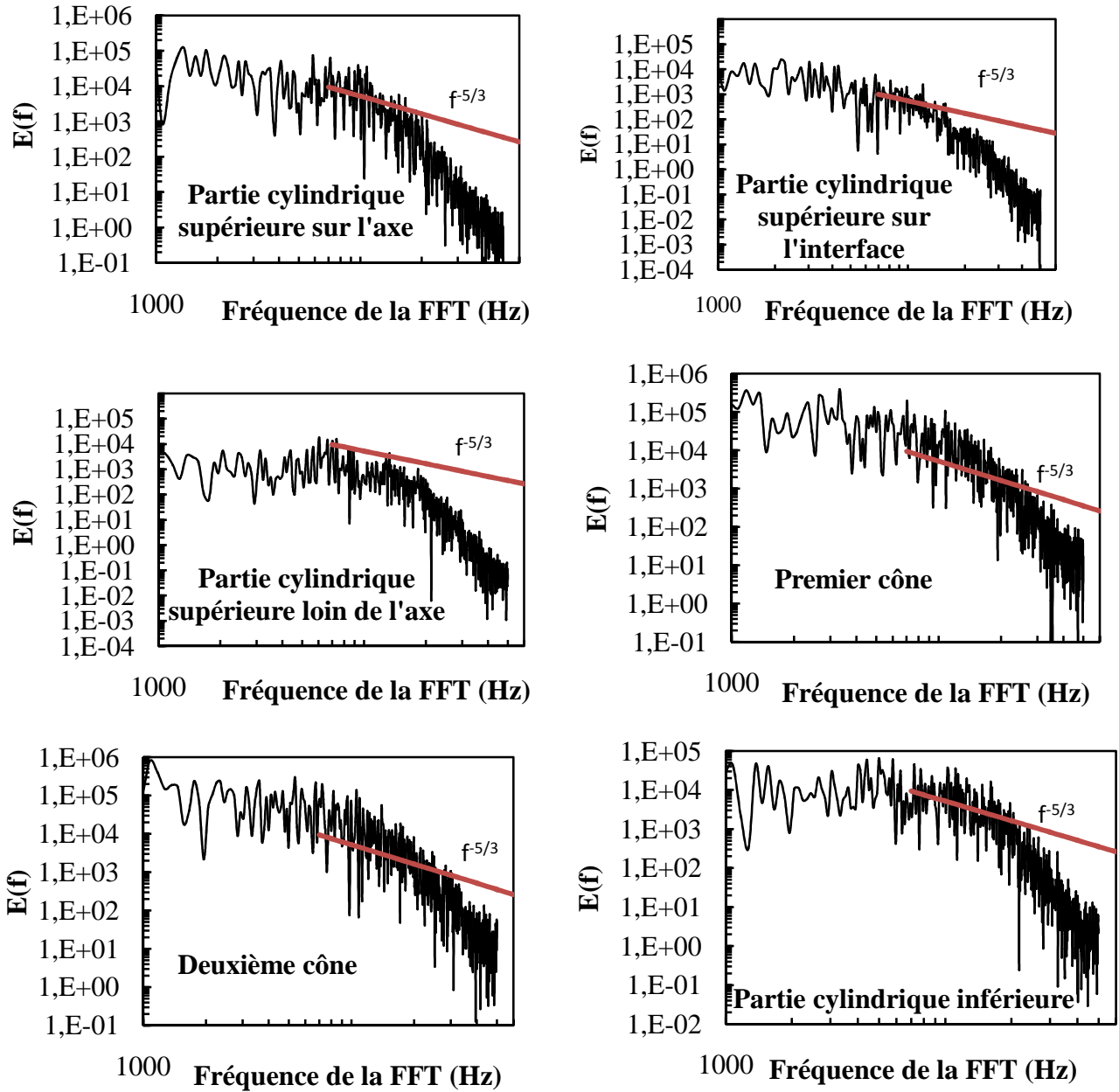


Figure IV.53 Spectres d'énergie (échelle logarithmique) obtenus à partir des signaux de la vitesse U_z instantanée au niveau des points montrés dans la figure IV.50

La contrainte normale de Reynolds dans la direction axiale w_w (Figure IV.54), est maximale dans la région du noyau à cause du cisaillement important généré dû à l'existence de deux mouvements en contre-courant. Dans les régions où le mouvement est du type co-courant, le cisaillement diminue et, donc, la contrainte normale s'atténue. On peut voir ceci entre les positions 0.8 et 0.4 m sur l'axe Z. Sous l'effet du cisaillement, des instabilités naissent perturbant, ainsi, le noyau de pétrole. Lu et Zhou (2003) ont comparé les résultats de simulation numériques utilisant les modèles de turbulence $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, et le modèle algébrique des contraintes de Reynolds (ARSM) avec les expériences de Lu et al. (1997). Le débit volumique à la sortie supérieure était de 5 l/min. Ils ont trouvé que le modèle ARSM surestime remarquablement la composante axiale des contraintes de Reynolds dans les régions près des parois tandis qu'il la sous-estime dans les autres régions et surtout dans la région de l'axe où l'écart peut atteindre 90 %. Qualitativement les profils obtenus par LES dans le présent travail sont en accord avec les résultats expérimentaux de Lu et al. (1997).

En ce qui concerne la composante tangentielle des contraintes de Reynolds u_u , on voit que dans la partie cylindrique supérieure, elle est notable au niveau du vortex quasi-forcé qui est fin engendrant des gradients de vitesse importants. Le vortex quasi-libre présente une pente légère donnant des gradients de vitesse plus petits. Descendant vers le bas, les fluctuations près des parois deviennent plus grandes que celle près du centre. Ceci est dû à l'élargissement du vortex quasi-forcé réduisant les gradients de vitesse. Près des parois, la disparition du vortex quasi-libre génère une pente accrue du profil de la vitesse tangentielle équivalent à des gradients très importants. Pour cette composante des contraintes de Reynolds, le même profil expérimental avec les mêmes défaillances des modèles de turbulence que ceux de la composante axiale ont été obtenus par Lu et al. (1997). Les résultats du présent travail obtenus par le modèle RSM (figure IV.55) sont similaires à ceux obtenus par ARSM dans le travail de Lu et al. (1997). Il est à noter que le modèle de LES détecte un écoulement plus intense, spécialement pour la composante tangentielle, illustré par des pics de vitesses plus élevés car les modèles RANS surestiment les effets de dissipation (une viscosité turbulente plus élevée). Pope (2000) Versteeg and Malalasekera (2007) Kasper et al. (2006).

La composante radiale des contraintes de Reynolds v_v est nulle au centre parce que le mouvement radial est quasi-stagnant au niveau de l'axe, puis augmente dans l'espace entourant le noyau et enfin diminue en s'approchant des parois comme c'est la composante normale à cette dernière.

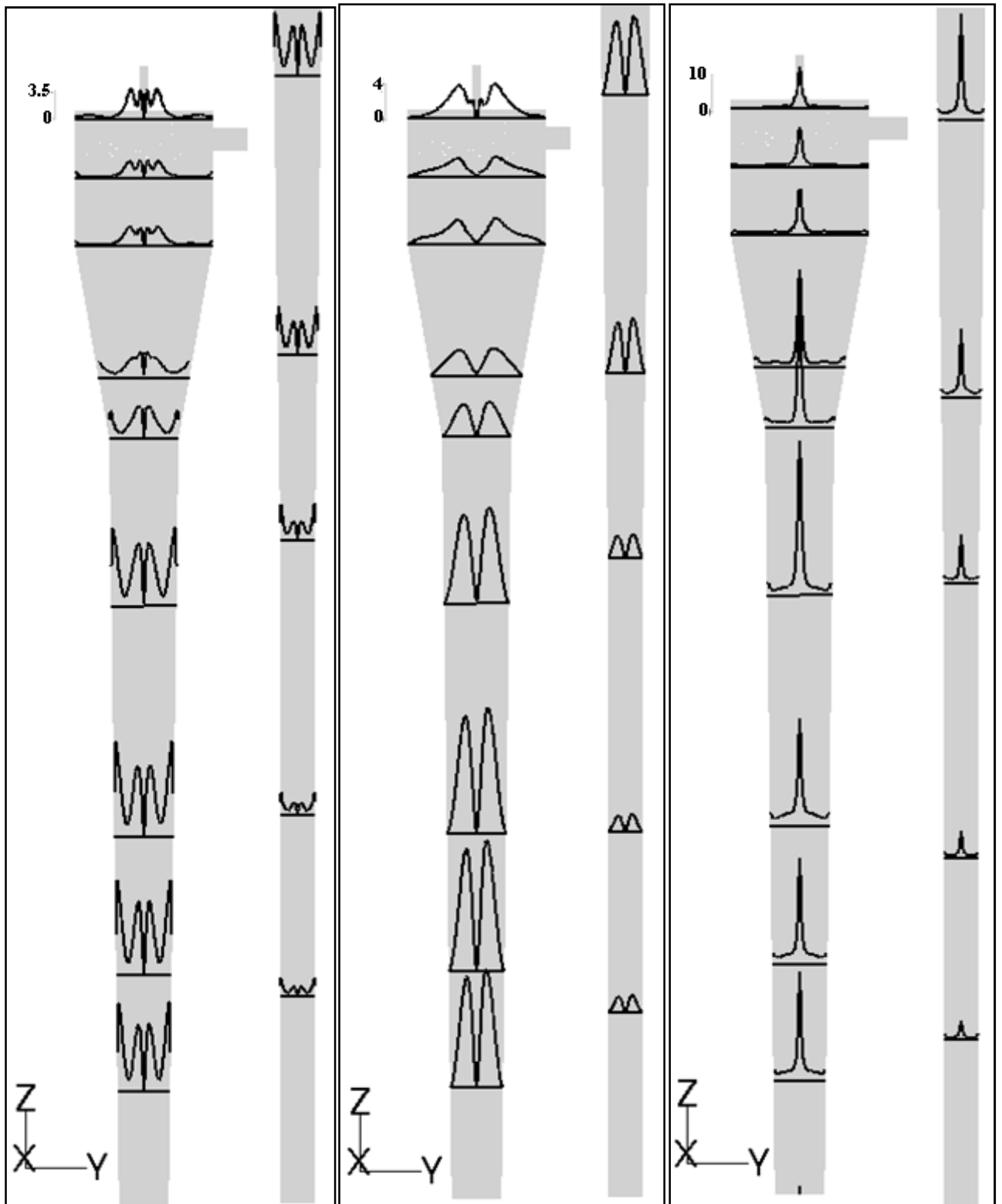


Figure IV.54 Profils des contraintes normales de Reynolds obtenus par LES, de gauche à droite : uu , vv et ww (m^2/s^2)

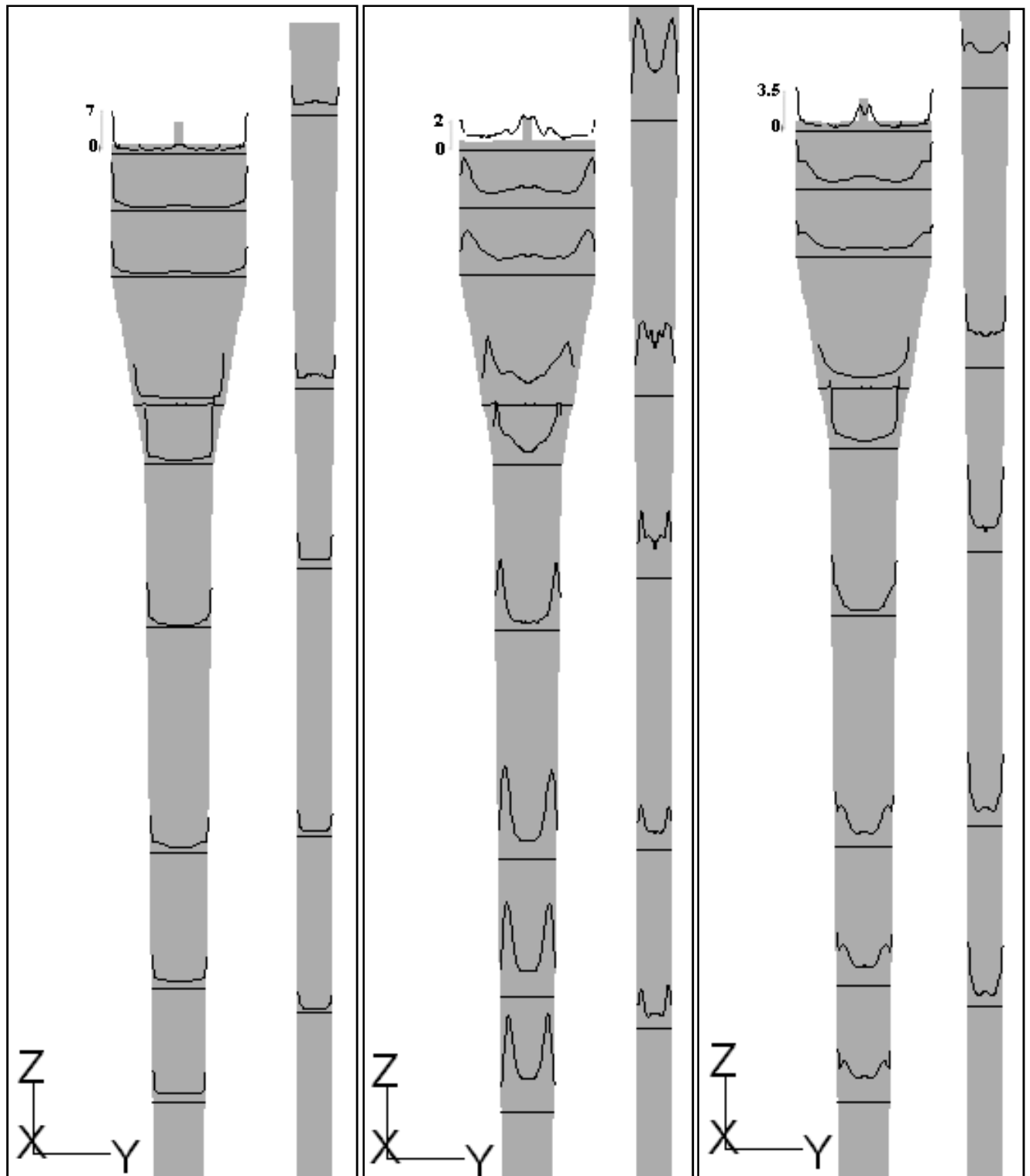


Figure IV.55 Profils des contraintes normales de Reynolds obtenus par RSM, de gauche à droite : uu , vv et ww (m^2/s^2)

Globalement, la turbulence est plus importante dans les deux sections coniques due à la perturbation de l'écoulement par la réduction de la section comme on peut le voir à travers les profils de l'énergie cinétique turbulente (figure IV.56).

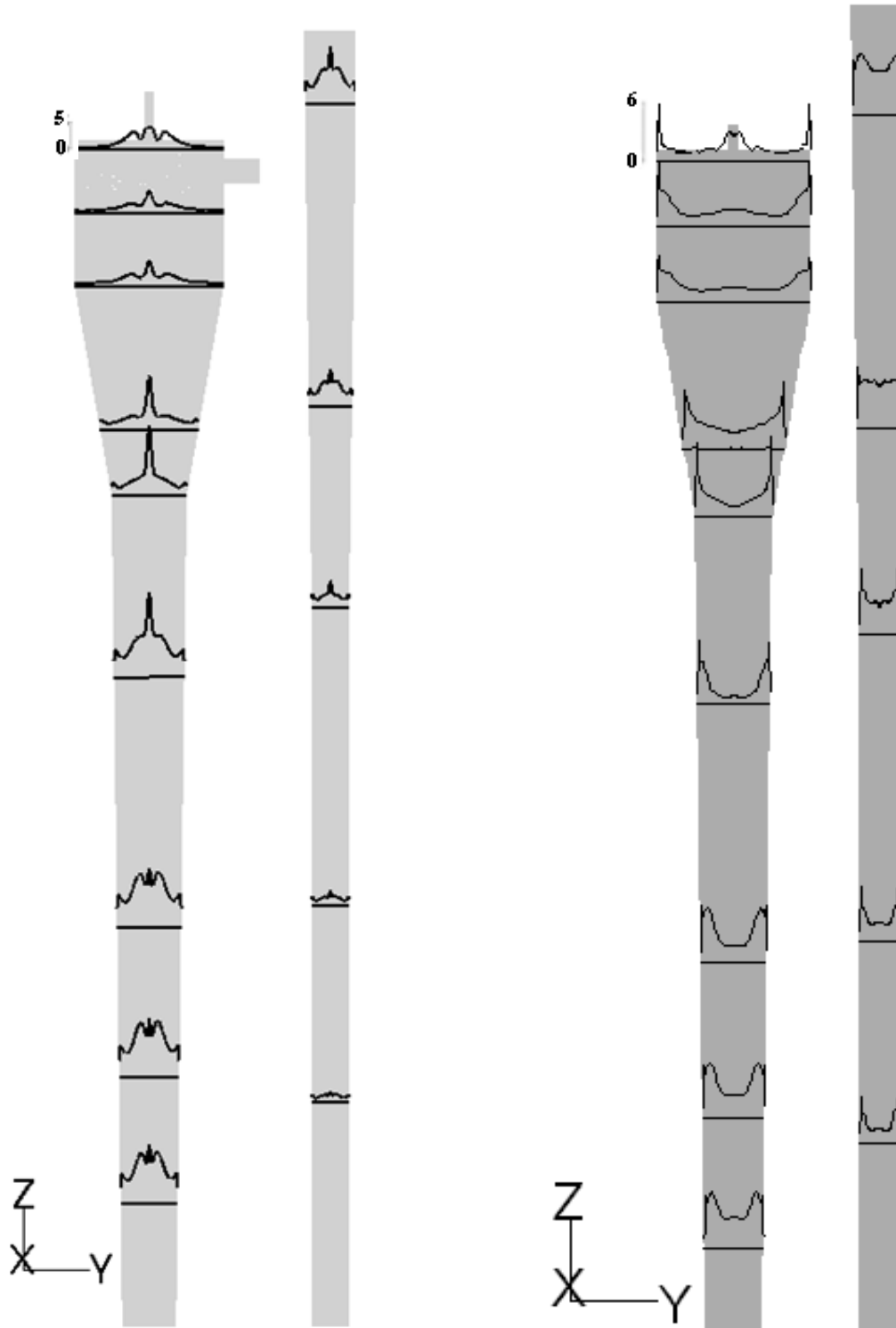


Figure IV.56 Profils de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2) : à gauche) LES, à droite) RSM

Plusieurs méthodes existent pour la visualisation des structures turbulentes. Dans le présent travail, les contours de la vorticité dans des classes de valeurs bien définies ont été utilisés comme le montrent les figures IV.57 et IV.58. L'écoulement au centre paraît comme un grand vortex occupant toute la longueur de l'hydrocyclone et dont la largeur diminue au niveau de plusieurs positions axiales. Dans la partie cylindrique supérieure et le premier cône, le noyau est entouré de structures turbulentes ressemblant aux instabilités de l'écoulement de Taylor-Couette entre deux cylindres coaxiaux mais qui sont discontinues et pas aussi structurées. On remarque aussi, que ces instabilités existent près des parois latérales de l'hydrocyclone et dans l'espace séparant le noyau et la région près des parois. En effet, l'animation des contours de vorticité a montré un mouvement aléatoire de va et vient des petits vortex en formes de spires dans cet espace. L'animation fait apparaître que ces structures turbulentes sont détachées de la couche limite près des parois et du noyau au centre probablement due à l'interaction entre ces deux dernières.



Figure IV.57. Contours de vorticité (1/s) montrant les structures turbulentes dans la partie cylindrique supérieure à $t=2.3625$ s

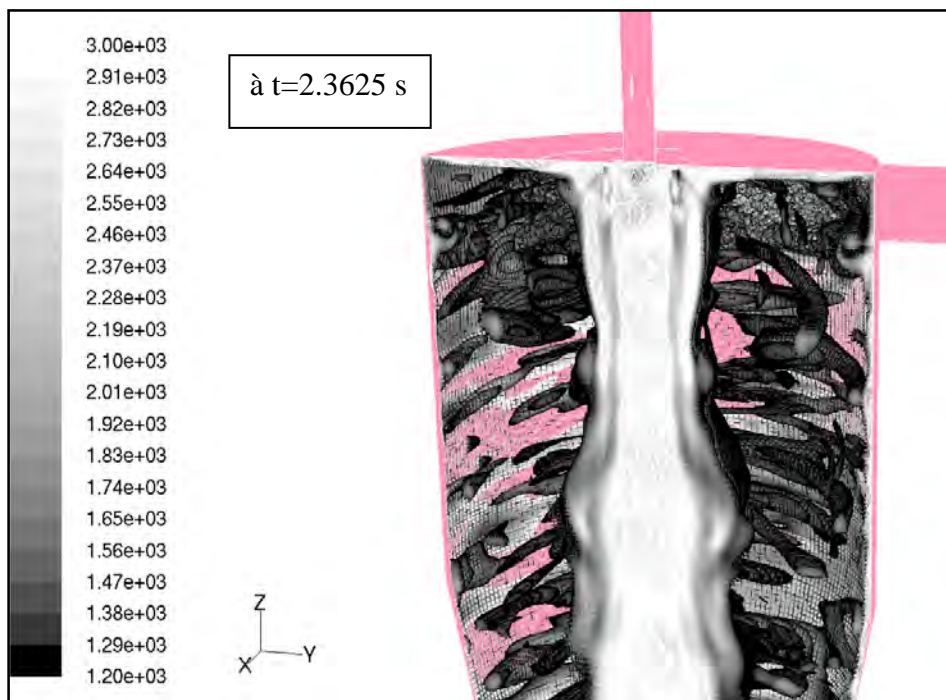
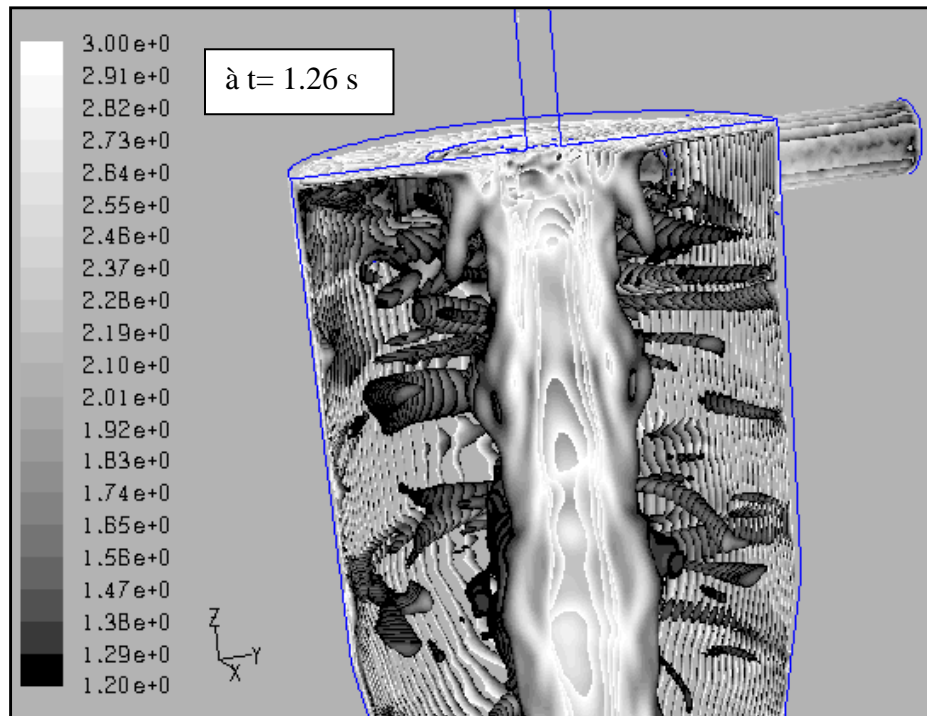


Figure IV.58. Contours de vorticité (1/s) montrant les structures turbulentes dans la partie cylindrique supérieure

Ce mouvement complexe peut engendrer l'entraînement du pétrole du centre vers les parois, ce qui est défavorable à sa séparation. De plus, il peut contribuer à la fragmentation des gouttelettes ou du détachement de fraction de pétrole du noyau causant leurs pertes à travers la sortie inférieure.

2. 4. Conclusion

Une étude des effets de trois paramètres affectant l'efficacité de séparation des hydrocyclones déshuileurs a été entreprise. Parmi d'autres paramètres, les effets de la concentration du pétrole à l'entrée, le diamètre des gouttelettes et le débit ont été étudiés.

Contrairement au modèle RNG $k-\epsilon$, le modèle RSM est capable d'estimer avec succès l'efficacité de séparation. De plus l'anisotropie de la turbulence au niveau des parois a été bien illustrée.

Il a été confirmé que l'efficacité de séparation est considérablement affectée par le diamètre des gouttelettes de pétrole et du débit à l'entrée de l'hydrocyclone. L'influence de la concentration du pétrole à l'entrée est insignifiante.

Les gradients de pression radiaux et axiaux les plus élevés sont notés dans la section cylindrique et s'approchent de la sortie supérieure. Près de la sortie inférieure les gradients de pression sont relativement faibles.

La présente étude, de simulation numérique, contribue à la description du comportement de l'écoulement multiphasique à l'intérieur de l'hydrocyclone déshuileur dans des conditions variables correspondant à différentes situations rencontrées dans de vraies unités de déshuilage.

L'emploi du modèle LES a permis de caractériser le champ de l'écoulement à l'intérieur de l'hydrocyclone avec plus de détails spécialement le noyau formé dans la région centrale et les structures turbulentes affectant le comportement du pétrole.

Conclusions et perspectives

L'écoulement multiphasique turbulent tridimensionnel à l'intérieur des cyclones dépoussiéreurs et des hydrocyclones déshuileurs a été étudié par simulation numérique. Actuellement, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM) a prouvé son aptitude à détecter, avec un succès relatif, les différents aspects de l'écoulement rotationnel ayant lieu à l'intérieur des séparateurs cycloniques tels l'anisotropie de la turbulence, la présence de vortex quasi-libre et quasi-forcé et le comportement du noyau formé au niveau de la région centrale. L'étude paramétrique, combinant le modèle RSM avec le modèle du mélange sous sa forme modifiée dite du mélange granulaire, a montré une diminution de la chute de pression avec l'augmentation de la température et de la concentration des particules à l'entrée du dispositif. Des difficultés ont été rencontrées à des concentrations relativement élevées ($> 100 \text{ g/m}^3$) dues à l'agglomération des particules affectant la nature du mélange le rendant inapproprié aux conditions d'application du modèle du mélange. En effet le modèle du mélange assume un couplage très fort entre les phases où les particules atteignent leur vitesse terminale dans un temps très court et un équilibre locale entre les phases sur une courte distance. Il est plus adapté aux régimes d'écoulements multiphasiques intermédiaires entre dilués et denses. Aussi les concentrations élevées des particules affectent remarquablement la loi de paroi standard utilisée pour le calcul des conditions aux limites près des parois du cyclone. La distance adimensionnelle y^* atteignait des valeurs très élevées et non réalistes d'environ 50000.

Le deuxième type de séparateurs étudié est l'hydrocyclone déshuileur qui représente l'une des applications les plus récentes des séparateurs cycloniques. Comme pour le premier cas, une étude paramétrique a été menée pour mettre en évidence l'effet du débit, de la concentration du pétrole et de la taille des gouttelettes à l'entrée de l'hydrocyclone sur l'efficacité de séparation. Les effets de ces paramètres ont été étudiés précédemment basé sur le rendement global du dispositif, c.à.d. sur ce qui est mesuré au niveau des sorties. La présente étude a permis de postuler des explications sur ces effets par la caractérisation des champs moyen et turbulent de l'écoulement. L'efficacité de séparation augmente

avec l'intensification du mouvement rotationnel qui est liée directement au débit à l'entrée. Il a été trouvé que la composante axiale de la vitesse au centre, correspondant au noyau ascendant, augmente avec le débit. De même pour la composante tangentielle cause directe de la séparation de phase par l'effet de la force centrifuge. En contre partie, l'augmentation du débit cause l'augmentation de l'effet du cisaillement et, donc, engendre une fragmentation des gouttelettes réduisant l'efficacité de séparation. Il a été donc démontré, dans la présente étude, que les contraintes de Reynolds deviennent plus importantes quand le débit augmente. Les travaux expérimentaux précédents, ont mis en évidence une relation proportionnelle entre la taille des gouttelettes et l'efficacité de séparation de telle sorte que chaque classe de diamètres correspond à une probabilité de séparation donnée. Le présent travail illustre le comportement du noyau ascendant à travers les composantes axiale et tangentielle de la vitesse. La présence de grosses gouttelettes (30 microns dans le présent travail) cause une décélération du noyau accompagné d'un élargissement du diamètre de celui-ci.

En fin, le modèle de turbulence prometteur de la simulation des grandes échelles (LES), dont aucun résultat publié n'existe dans la littérature, a été employé dans le présent travail. Ce modèle de turbulence nécessite un maillage très fin que les ressources informatiques disponibles actuellement supportent difficilement. Malgré cela un maillage nettement plus fin que celui utilisé dans la simulation employant le modèle RSM a été généré. Les résultats obtenus montrent que les modèles RSM et LES présentent des similitudes dans certaines parties du domaine comme pour le champ de la vitesse axiale moyenne dans la moitié supérieure de l'hydrocyclone. Pour le champ turbulent et en comparaison avec des descriptions qualitatives issues des travaux expérimentaux d'autres chercheurs, le modèle LES donne des résultats plus réalistes. L'animation de la distribution de la fraction volumique du pétrole a permis de déceler le phénomène de court-circuit qui apparaît comme élément très favorable à l'amélioration de l'efficacité de séparation en augmentant l'épaisseur de la couche limite qui se développe près de la paroi en haut de l'hydrocyclone. De plus, des instabilités en forme d'ondes bambou ont été observées au niveau de la surface latérale du noyau de pétrole et qui méritent une étude plus approfondie de leur effet sur la stabilité du noyau de pétrole.

Sur la base des résultats obtenus, l'approfondissement de la présente étude consisterait à :

- Passer du modèle du mélange au modèle Eulerien originale utilisant des équations de transport pour chaque phase à part pour surmonter le problème des concentrations élevées des particules dans les cyclones dépoussiéreurs.
- Tenir compte de l'effet de la distribution de tailles des gouttelettes séparées dans l'hydrocyclones et des particules solides séparées dans les cyclones. Cela devrait inclure, aussi, la prise en considération des phénomènes de fragmentation et de coalescence des gouttelettes par l'implémentation de modèles appropriés dits bilans de population.
- Utiliser des modèles de turbulence mieux appropriés aux écoulements multiphasiques. Un modèle LES incluant l'effet de l'interaction des phases serait typique.
- Il est bien connu que les méthodes expérimentales, malgré leur développement continu, restent incapables de donner les informations nécessaires à une conception optimale comme, par exemple, la complexité de la géométrie rendant les mesures très difficiles ou même impossibles. La simulation numérique représente l'alternative idéale donnant plus de détails sur le champ de l'écoulement avec des ressources plus raisonnables. Les défis actuels de la simulation numériques dans le domaine des hydrocyclones sont la prise en compte de la fragmentation et de la coalescence des gouttelettes, la reproduction plus réaliste du noyau central et l'interaction entre les différentes phases. Quand aux ressources informatiques nécessaires, les machines actuelles commencent à offrir des vitesses d'exécution et des espaces mémoires susceptibles de supporter des maillages très fins de l'ordre de dizaines de millions de cellules sans lesquels les détails de l'écoulement restent inaccessibles.

Nomenclature

a	Hauteur de l'entrée du cyclone (m)
\vec{a}	Accélération de la phase secondaire (m/s^2)
A	Surface (m^2)
A_f	Surface de la face f d'une cellule (m^2)
A_W	Constante de la fonction de paroi de Werner et Wengel (modèle LES)
b	Largeur de l'entrée du cyclone (m)
B_W	Constante de la fonction de paroi de Werner et Wengel (modèle LES)
C	Terme convectif moyen du terme pression-taux de déformation dans le modèle RSM
C_1, C_2, C'_1, C_l	Constante du terme pression-taux de déformation dans le modèle RSM
C_{dif}	Constante du terme diffusif dans le modèle RSM
C_{ij}	Terme convectif dans les équations de transport
$C_{LES,ij}$	Tenseur représentant l'interaction entre les petites et les grosses structures turbulentes
C_p	Concentration du pétrole
C_{pin}	Concentration du pétrole à l'entrée
C_{Ps}	Concentration du pétrole à la sortie supérieure (fraction volumique)
C_{Pe}	Concentration du pétrole à l'entrée (fraction volumique)
C_{Pi}	Concentration du pétrole à la sortie inférieure (fraction volumique)
C_s	Constante de Smagorinsky dans le modèle LES
C_{se}	Concentration des particules solides à l'entrée (kg/m^3)
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_2^*$	Constante pour le modèle de turbulence RNG k- ε
C_μ	Constante liée à la viscosité turbulente
d	Diamètre des particules ou des gouttelettes (m)
d_{50}	Diamètre de coupure (m)
d_p	Distance à la paroi (m)
D	Diamètre nominal du cyclone (m)
D_c	Diamètre de la section cylindrique de l'hydrocyclone (m)
D_e	Diamètre de l'entrée de l'hydrocyclone (m)

D_h	Diamètre du bac de collection des particules (m)
$D_{L,ij}$	Terme de diffusion moléculaire dans le modèle RSM
$D_{T,ij}$	Terme de diffusion turbulente dans le modèle RSM
D_{ss}	Diamètre de la sortie supérieure du cyclone (m)
D_{si}	Diamètre de la sortie inférieure du cyclone (m)
D_x	Diamètre à une position x dans la direction radiale (m)
e_s	Coefficient de restitution
E	Energie
f, f_0	Coefficient de frottement avec et sans particules respectivement
f_{drag}	Coefficient de traînée
F	Fragmentation du débit
\tilde{F}_s	Surface interne normalisée du cyclone
g_0	Distribution radiale (entre particules)
$G(x,t)$	Noyau de convolution (fonction filtre pour le modèle LES)
G_k	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente
\tilde{G}	Noyau de convolution (fonction filtre test pour le modèle LES)
h_{cf}	Perte de charge due à l'atténuation de la force centrifuge (J/kg)
h_f	Perte de charge par l'effet du frottement (J/kg)
$H1$	Hauteur de la partie cylindrique du cyclone (m)
$H2$	Hauteur de la première partie conique du cyclone (m)
$H3$	Hauteur du bac de collection des particules (m)
$H4$	Profondeur du cylindre de la sortie supérieure du cyclone (m)
k	Energie cinétique turbulente (m^2/s^2)
k_{ft}	Fréquence des structures turbulentes (1/s)
k_i	Facteur de correction pour ΔP_1 (modèle de Chen et Shi, 2007)
K_A	Surface adimensionnelle de l'entrée du cyclone
K_{ls}	Coefficient d'échange de quantité de mouvement entre phases
L	Longueur totale de l'hydrocyclone (m)
L_c	Longueur de la partie cylindrique de l'hydrocyclone (m)
L_{ij}	Tenseur de Leonard (modèle LES)
L_{si}	Longueur de la partie cylindrique inférieure de l'hydrocyclone (m)
\dot{m}_{si}	Débit massique des particules au niveau de la sortie du fond du cyclone (kg/s)

\dot{m}_{ss}	Débit massique des particules au niveau de la sortie supérieure du cyclone (kg/s)
n	Exposant de l'équation des vortex libre et forcé
n_i, n_j, n_k, n_m	Vecteurs unitaires
N_s	Nombre de spire compris dans la trajectoire d'une particule
P	Pression (pascal)
P_e	Pression au niveau de l'entrée (Pascal)
P_k	Pression de la phase k (Pascal)
P	Terme de production moyen des contraintes de Reynolds
P_{ij}	Terme de production des contraintes de Reynolds
P_s	Pression au niveau de la sortie supérieure du cyclone (Pascal)
P_{si}	Pression au niveau de la sortie inférieure du cyclone (Pascal)
P_{ss}	Pression de la phase solide (Pascal)
Q	Erreur quadratique utilisée dans le modèle dynamique des échelles sous mailles
Q_{LES}	Paramètre de turbulence
Q_{se}	Débit volumique au niveau de l'entrée du cyclone (m^3/s)
Q_{ss}	Débit volumique au niveau de la sortie supérieure du cyclone (m^3/s)
r	Coordonnée radiale en système cylindrique (m)
r_{nc}	Rayon de l'écoulement ascendant au centre du cyclone (noyau central en m)
\tilde{r}_{nc}	Rayon adimensionnel de l'écoulement ascendant au centre du cyclone
r_{si}	Rayon de la sortie inférieure (m)
r_{ss}	Rayon de la sortie supérieure (m)
R	Rayon de référence (m)
Re	Nombre de Reynolds
R_x	Rayon d'une particule ayant une probabilité x d'être séparée (m)
R_L	Rayon du cyclone à une profondeur L (m)
R_{ij}	Tenseur des contraintes de Reynolds (modèle LES)
S	Taux de déformation
S_d	Distance entre particules (m)
S_{ij}	Taux de déformation moyen
S_ϕ	Terme source
\dot{S}	Génération d'entropie (W/K)
t	Temps (s)

T	Température (k)
T_{ij}	Tenseur des contraintes sous mailles du filtre test (modèle LES)
u	Fluctuation de vitesse (m/s)
U	Vitesse (m/s)
U_{dr}	Vitesse de dérive (m/s)
U_{fin}	Vitesse après impact (m/s)
U_k	Vitesse de la phase k (m/s)
U_{in}	Vitesse à l'entrée (m/s)
U_{init}	Vitesse avant impact (m/s)
U_m	Vitesse du mélange (m/s)
U_{rsc}	Vitesse radiale au niveau de la surface cylindrique virtuelle (m/s)
U_r	Composante radiale de la vitesse (m/s)
U_s	Vitesse de glissement (m/s)
$U_{z,si}$	Vitesse axiale au niveau de la sortie inférieure (m/s)
U_{st}	Vitesse de Stokes (m/s)
$U_{\theta sc}$	Vitesse tangentielle au niveau de la surface cylindrique virtuelle (m/s)
U_p	Vitesse de la phase primaire (m/s)
U_{pp}	Vitesse parallèle à la paroi du cyclone (m/s)
U_x, U_y, U_z	Composante de la vitesse dans les directions x, y et z respectivement (m/s)
U_{ze}	Vitesse axiale au niveau de l'espace annulaire dans le cylindre de sortie du cyclone (m/s)
U_θ	Composante tangentielle de la vitesse (m/s)
$\tilde{U}_{\theta w}$	Vitesse tangentielle adimensionnelle dans le cas du gaz pur (m/s)
$\tilde{U}'_{\theta w}$	Vitesse tangentielle adimensionnelle en présence de particules (m/s)
v	Fluctuation de vitesse (m/s)
V	Volume d'une cellule de calcul (m ³)
w	Fluctuation de vitesse (m/s)
x_i, x_j, x_k, x_l	Coordonnée dans les directions i, j, k et l
x_{pk}	Fraction volumique de la phase k
y^+, y^*	Distances adimensionnelles à la paroi (fonction de paroi)
y_{pk}	Fraction massique de la phase k
Z	Coordonnée axiale (m)
Z_c	Coefficient de l'intervalle de confiance

Lettres grecques

α	Angle d'inclinaison de la chambre de rotation généralement en forme cylindrique
α_{axe}	Angle d'inclinaison de l'axe du cyclone par rapport à l'horizontale
$\alpha_k, \alpha_\varepsilon$	Nombres de Prandtl effectifs inverses associé à k et ε respectivement
α_s	Constante du swirl (modèle RNG k - ε)
α_{ps}	Fraction volumique des particules solides
β	Angle de la première partie conique
θ	Angle de la deuxième partie cylindrique
Γ_Φ	Diffusivité de la variable Φ
$\bar{\Delta}$	Taille du filtre dans le modèle LES (m)
$\tilde{\Delta}$	Taille du filtre test dans le modèle LES (m)
ΔP_1	Chute de pression au niveau de l'entrée du cyclone (Pascal)
ΔP_2	Chute de pression au niveau du rétrécissement de cylindre de sortie (Pascal)
ΔP_3	Chute de pression par effet de frottement avec les parois (Pascal)
ΔP_4	Chute de pression par perte de l'énergie dynamique dans le conduit de sortie (Pascal)
Δp_{ss}	Chute de pression entrée et la sortie supérieure (Pascal)
Δp_{si}	Chute de pression entrée et la sortie inférieure (Pascal)
Δz	Echelle de longueur du volume de contrôle près de la paroi
ε	Taux de dissipation scalaire de l'énergie cinétique turbulente
ε_{ij}	Tenseur du taux de dissipation
ε_s	Efficacité de séparation
η, η_0	Paramètres du modèle RNG k - ε introduits pour tenir compte de l'effet de la déformation rapide
η_K	Echelle de turbulence de Kolmogorov
θ_s	Température granulaire
κ	Constante de Von Karman
μ	Viscosité turbulente (kg/ms)
μ_e	Viscosité dynamique de l'eau (kg/ms)
μ_{eff}	Viscosité dynamique effective (kg/ms)
μ_{es}	Moyenne estimée d'une population par les statistiques
μ_g	Viscosité dynamique du gaz (kg/ms)

μ_m	Viscosité dynamique du mélange (kg/ms)
μ_m^T	Viscosité dynamique turbulente du mélange (kg/ms)
μ_p	Viscosité dynamique du pétrole (kg/ms)
$\mu_{s, \text{cin}}$	Viscosité cinétique sous l'effet des particules solides (kg/ms)
$\mu_{s, \text{col}}$	Viscosité de collision sous l'effet des particules solides (kg/ms)
$\mu_{s, \text{frot}}$	Viscosité frottement sous l'effet des particules solides (kg/ms)
μ_s	Viscosité de cisaillement sous l'effet des particules solides (kg/ms)
μ_t	Viscosité dynamique turbulente (kg/ms)
ν	Viscosité cinématique (m^2/s)
$\hat{\nu}$	Rapport de la viscosité turbulente effective et la viscosité moléculaire
ξ	Incrément de l'espace utilisé par la fonction filtre (modèle LES)
ξ_p	Nombre d'Euler en présence de particules
ξ_{pr}	Nombre d'Euler (chute de pression adimensionnelle)
$\xi_{pr,0}$	Nombre d'Euler pour l'écoulement du gaz pur
$\xi_{pr,th}$	Nombre d'Euler calculé sur la base d'un modèle théorique
$\xi_{pr,exp}$	Nombre d'Euler calculé sur la base de mesures expérimentales
$\xi_{pr,CFD}$	Nombre d'Euler calculé sur la base des résultats de simulation numérique
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
ρ_e	Masse volumique de l'eau (kg/m^3)
ρ_g	Masse volumique du gaz (kg/m^3)
ρ_k	Masse volumique de la $k^{\text{ème}}$ phase secondaire (kg/m^3)
ρ_m	Masse volumique du mélange (kg/m^3)
ρ_{ps}	Masse volumique des particules solides (kg/m^3)
σ_D	Coefficient de dispersion de Prandtl
σ_k	Nombre de Prandtl associé à k
σ_p	Ecart type de la population
τ	Temps de relaxation (s)
τ_{ij}	Tenseur des contraintes sous mailles
τ_p	Contraintes de cisaillement à la paroi
$\bar{\bar{\tau}}_s$	Tenseur de Contraintes exprimant l'effet de la phase solide
Φ	Variable quelconque dans les équations de transport

Φ'	Partie modélisée de la variable Φ dans le modèle LES
$\tilde{\Phi}$	Variable filtré par le filtre test (Modèle dynamique des échelles sous mailles)
$\bar{\Phi}$	Variable filtré dans le modèle LES
Φ_{ij}	Terme de la corrélation pression-taux de déformation
$\Phi_{ij,1}$	Terme pression-taux de déformation lent
$\Phi_{ij,2}$	Terme pression-taux de déformation rapide
$\Phi_{ij,w}$	Terme de la réflexion des parois
Φ_f	Valeur de la variable au niveau de la face f
Φ_{ls}	Echange d'énergie entre la l ^{ème} phase liquide ou solide et la s ^{ème} phase solide.
Φ^n	Valeur de la variable au temps actuel
Φ^{n+1}	Valeur de la variable à l'étape de temps suivante
$\bar{\Phi}_n$	Moyenne de la variable au niveau du nœud n
Ω	Nombre caractéristique du mouvement rotationnel
Ω_{ij}	Tenseur de rotation

Abréviations

ARSM	Algebraic Reynolds-stress model
CFD	Computational fluid dynamics
DNS	Direct numerical simulation
EXP	Expérimental
FVAE	Fraction volumique de l'air à l'entrée
LES	Large eddy simulation
RANS	Reynolds averaged Navier-Stokes
RNG	Renormalization group
RSM	Reynolds stress model
PDR	Pressure differential ratio

Bibliographie

- Abdullah, M.Z., Husain, Z., Fraser, S.M., 2003. Application of deswirl device in cyclone dust separator. *Asean Journal on Science and Technology for Development*, 20 (3&4) pp. 203–216.
- Alexander, R.M., 1949. Fundamentals of cyclone design and operation. *Proceedings of the Australian Institute of Mineral and Metallurgy (New Series)* 152–153, pp. 203–228.
- Bai, Z., Wang, H., Tu, S., 2009. Experimental study of flow patterns in deoiling hydrocyclone. *Minerals Engineering*, 22(4), pp. 319–323
- Barth, W., 1956. Design and layout of the cyclone separator on the basis of new investigations. *Brennst.Warme Kraft*, 8, pp. 1–9.
- Baskakov, A.P., Dolgov, V.N., Goldovin, Y.M., 1990. Aerodynamics and heat transfer in cyclones with particle-laden gas flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 3, pp. 597–602.
- Belaidi, A., Thew, M.T., 2003. The effect of oil and gas content on the controllability and separation in a de-oiling hydrocyclone. *Chemical Engineering Research & Design*, 81(A3), pp. 305–314.
- Bennett, M.A., Williams, R.A., 2004. Monitoring the operation of an oil/water separator using impedance tomography, *Minerals Engineering*, 17(5), pp. 605–614.
- Bergström, J., Vomhoff, H., 2007. Experimental hydrocyclone flow field studies: Review. *Separation and Purification Technology*, 53, pp. 8–20.
- Bernardo, S., Mori, M., Peres, A.P., Dionísio, R.P., 2006. 3D computational fluid dynamics for gas and gas-particle flows in a cyclone with different inlet section angles. *Powder Technology*, 162, pp. 190–200.
- Boysan, F.B., Ayer, W.H., Swithenbank, J., 1982. Fundamental mathematical modeling approach to cyclone design, *Transactions of the Institution of Chemical Engineering*, 60, pp. 222–230.
- Boysan, F.B., Ewan, C.R., Swithenbank, J., Ayers, W.H., 1986. Mathematical modeling of gas-particle flows in cyclone separators, *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, 4(2), pp. 1307–1329.
- Bradley, D., 1965. *The Hydrocyclone*, Pergamon Press, London.
- Brennan, M.S., 2006. CFD simulations of hydrocyclones with an air core—comparison between large eddy simulations and a second moment closure. *Chemical Engineering Research and Design* 84(A), pp. 495–505.

- Briggs, L.W., 1946. Effect of dust concentration on cyclone performance. *Transactions of the American Institute of Chemical Engineers*, 42, pp. 511–26.
- Caldentey, J., Gomez, C., Wang, S., Gomez, L., Mohan, R., Shoham, O., 2002. Oil/water separation in liquid/liquid hydrocyclones (LLHC): part 2—mechanistic modeling. *SPE Journal*, pp. 362–372.
- Casal, J., Benet, J.M., 1983. A better way to calculate cyclone pressure drop. *Chemical Engineering* 90(2), pp. 99–100.
- Chen, J., Shi, M., 2007. A universal model to calculate cyclone pressure drop. *Powder Technology*, 171, pp. 184–191.
- Choudhury, D., 1993. Introduction to the renormalization group method and turbulence modeling, Fluent Inc. Technical Memorandum TM-107.
- Colman, D.A., Thew, M.T., 1983. Correlation of separation results from light dispersion hydrocyclones, *Chemical Engineering Research & Design*, 61, pp. 233–240.
- Colman, D.A., Thew, M.T., Corney, D.R., 1980. Hydrocyclones for oil/water separation. In: *Proceedings of the International Conference on Hydrocyclones*, BHRA, Cambridge, UK, pp. 143–165.
- Colman, D.A., Thew, M.T., Lloyd, D.D., 1984. The concept of hydrocyclones for separating light dispersions and a comparison of field data with laboratory work. In: *Proceedings of the 2nd International Conference on Hydrocyclones*, Bath, England, 19–21, pp. 217–232.
- Cortès, C., Gil, A., 2007. Modeling the gas and particle flow inside cyclone separators. *Progress in Energy and Combustion Science*, 33, pp. 409–452.
- Crowe, C., Sommerfeld, M., Tsuji, Y., 1998. *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press, pp. 22.
- Daly, B.J., Harlow, F.H., 1970. Transport equations in turbulence. *Physics of Fluids*, 13, pp. 2634–2649
- Darwish, M., Moukalled, F., 2003. The χ -Schemes: A new consistent high-resolution formulation based on the normalized variable methodology. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 192, pp. 1711–1730.
- Delgadillo J.A., 2006. Modeling of 75 and 250-mm hydrocyclones and exploration of novel designs using computational fluid dynamics. Thèse de PhD, University of Utah.
- Delgadillo, J.A., Rajamani, R.K., 2005. Hydrocyclone modeling: large eddy simulation CFD approach. *Minerals & Metallurgical Processing*, 22(4), pp. 225–232.
- Derksen, J.J., 2003. Separation performance predictions of a Stairmand high efficiency cyclone. *AIChE Journal*, 49, pp. 1359–1371.

- Derksen, J.J., Sundaresan, S., Van Den Akker, H.E.A., 2006. Simulation of mass-loading effects in gas-solid cyclone separators. *Powder Technology*, 163, pp. 59–68.
- Dietz, P.W., 1981. Collection efficiency of cyclone separators. *AIChE J.* 27(6), pp. 888–892.
- Dirgo, J., Leith, D., 1986. Design of cyclone separators. In: *Encyclopedia of fluid mechanics*, vol. 4—gas–solid flows. Houston: Gulf Publishing Company, pp. 1281–1305.
- Durst, F., Milojevic, D., Schönung, R., 1984. Eulerian and lagrangian predictions of particulate two-phase flows: a numerical study. *Applied Mathematical Modelling*, 8, pp. 101–115.
- Erdal, F.M., Shirazi, S.A., Shohan, O., Kouba, G., 1997. CFD simulation of single-phase and two-phase in gas–liquid cylindrical cyclone separators. *SPE Journal*, 2, pp. 436–446.
- Fu, S., Launder B.E., Leschziner, M.A., 1987. Modeling strongly swirling recirculating jet flow with Reynolds-stress transport closures. In *Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Toulouse, France.
- Funk, P.A., Ed Hughs, S., Holt, G.A., 2000. Entrance Velocity Optimization for Modified Dust Cyclones. *The Journal of Cotton Science, Engineering And Ginning*, 4, pp. 178–182.
- Gaskell, P.H., Lau, A.K.C., 1988. Curvature compensated convective transport: SMART, a new boundedness preserving transport algorithm. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 8, pp. 617–641.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., 1991. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, A3, pp. 1760–1765.
- Ghosh, S., Mandal, T.K., Das, G., Das, P.K., 2009. Review of oil water core annular flow. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13(8), pp. 1957–1965.
- Gibson, M.M., Launder, B.E., 1978. Ground Effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 86, pp. 491–511.
- Gimbun, J., 2008, CFD Simulation of Aerocyclone Hydrodynamics and Performance at Extreme Temperature. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 2(1), pp. 22–29.
- Gimbun, J., Chuah, T.G., Fakhru'l-Razi, A., Choong, T.S.Y., 2005. The influence of temperature and inlet velocity on cyclone pressure drop: a CFD study. *Chemical Engineering and Processing*, 45(1), pp. 7–12.
- Gomez, C., Caldentey, J., Wang, S., Gomez, L., Mohan, R., Shoham, O., 2002. Oil-Water Separation in Liquid-Liquid Hydrocyclones (LLHC) - Part 1: Experimental Investigation. *SPE Journal*, 7(4), pp. 353–372.
- Grady, S.A., Wesson, G.D., Abdullah, M., Kalu, E.E., 2003. Prediction of 10-mm hydrocyclone separation efficiency using computational fluid dynamics. *Filtration & Separation*, 40(9), pp. 41–46.

- Hadžiabdić, M., Hanjalić, K., 2008, Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 596, pp. 221–260.
- Hamed, A., Mohamed, A., 2001. Simultaneous LDV measurements of gas and particle velocities in two-phase flow. *Proceedings of ICFDP7: Seventh International Congress on Fluid Dynamics and Propulsion*, December, 19-21, Cairo, Egypt.
- Hargreaves, J., Silvester, R., 1990. Computational fluid dynamic applied to the analysis of deoiling hydrocyclone performance. *Transactions of IChemE*. 68(partA), pp. 365-383.
- Hashmi, K. A. (2005). CD of the workshop on separation methods: Kuwait oil sector: December. 19–21.
- Hashmi, K.A., Hamza, H.A., Wilson, J.C., 2004. CANMET hydrocyclone: an emerging alternative for the treatment of oily waste streams. *Minerals Engineering*, 17(5), pp. 643-649.
- Hashmi, K., Friesen, W., Bohun, D., Thew, M., 1996. Application of hydrocyclones for treating produced fluids in heavy oil recovery. In *Hydrocyclones 96*, Claxton, D., Svarovsky, L. and Thew, M. (eds), M.E.P., London, England, pp. 369-382.
- Hoffmann, A.C., Arends, H., Sie, H., 1991. An experimental investigation elucidating the nature of the effect of solids loading on cyclone performance. *Filtration and Separation*, pp. 188–193.
- Hoffmann, A.C., Jonge, R., Arends, H., Hanrats, C., 1995. Evidence of the natural vortex length and its effect on the separation efficiency of gas cyclones, *Filtration and Separation* 32, pp. 799–804.
- Hoffmann, A.C., Stein, L.E., 2008. *Gas cyclones and swirl tubes principles: Design and operation*. 2nd ed., Springer Berlin Heidelberg.
- Huang, S., 2005. Numerical simulation of oil–water hydrocyclone using Reynolds Stress Model for Eulerian multiphase flows. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 83(5), pp. 829–834.
- Joseph, D.D., Bai, R., Chen, K.P., Renardy, Y.Y., 1997. Core-annular flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 29, pp. 65–90.
- Kasper, F., Paladino, E., Reis, M, Moraes, C.A.C., Melo. D.C., 2006. Pressure drop evaluation in a pilot plant hydrocyclone. *International ANSYS Conference*, May 2-4, David L. Lawrence Convention Center Pittsburgh, PA, USA.
- Kelsall, D.F., 1966. *The theory and application of the hydrocyclone*. London: Eds. Poole and Doyle ‘Solid-liquid separation’ (HMSO).
- Kharoua, N., Khezzar, L., Nemouchi, Z., 2009. CFD simulation of the effects of free gas on the flow behavior inside a liquid-liquid hydrocyclone. In: *The Fourth International Conference on Thermal Engineering Theory and Applications*, January 12-14, Abu Dhabi, United Arab Emirates.

- Kharoua, N., Khezzar, L., Nemouchi, Z., 2009. CFD prediction of pressure drop and flow field in standard gas cyclones models. In: ASME 2009 Fluids Engineering Summer Meeting (FEDSM2009), August 2-6, Colorado, USA.
- Kharoua, N., Khezzar, L., Nemouchi, Z., 2009. CFD simulation of liquid-liquid hydrocyclone: oil/water application. In: ASME 2009 Fluids Engineering Summer Meeting (FEDSM2009), August 2-6, Colorado, USA.
- Kharoua, N., Khezzar, L., Nemouchi, Z., 2010. CFD Study of the Parameters Affecting Oil-water Hydrocyclone Performance. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering, 224(2), pp. 119–128.
- Kharoua, N., Khezzar, L., Nemouchi, Z., 2010. Hydrocyclones for de-oiling applications – A review. Petroleum Science and Technology, 28(7), pp. 738–755.
- Kimber, G.R., OThew, M.T., 1974. Experiments on oil–water separation with hydrocyclones. In: Coles, N.G., Editor, , 1974. Proc. 1st European Conference on Mixing and Centrifugal Separation, Cambridge, 1974, BHRA, Cranfield.
- Ko, T.H., 2006. Numerical analysis of entropy generation and optimal Reynolds number for developing laminar forced convection in double-sine ducts with various aspect ratios. International Journal of Heat and Mass Transfer, 49, pp. 718–726.
- Kraichnan, R., 1970. Diffusion by a Random Velocity Field. *Physics of Fluids*, 11, pp. 21–31.
- Lapple, C.E., 1950. Gravity and centrifugal separation. Industrial Hygiene Quarter, 11, pp. 40–47.
- Lauder, B.E., 1989. Second-moment closure and its use in modeling turbulent industrial flows. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 9, pp. 963–985.
- Lauder, B.E., Reece, G.J., Rodi, W., 1975. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. Journal of Fluid Mechanics, 68, pp. 537–566.
- Lauder, B. E. and Spalding, D. B., 1974. The numerical computation of turbulent flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3(2): 269–289.
- Lax, P.D., Wendroff, B., 1960. Systems of conservation laws. Commun. Pure Appl Math. 13, pp. 217–237.
- Leith, D., Licht, W., 1972. The collection efficiency of cyclone type particle collectors—a new theoretical approach. AIChE Symposium Series, 68, pp. 196–206.
- Leonard, B.P., 1991. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 88(1), pp. 17–74.
- Lien, F.S., Leschziner, M.A., 1994. Assessment of turbulent transport models including non-linear RNG eddy-viscosity formulation and second-moment closure. Computers and Fluids, 23(8). pp 983–1004.

- Lilly, D.K., 1966. On the application of the eddy viscosity concept in the inertial subrange of turbulence, NCAR Manuscript 123.
- Lilly, D.K., 1992. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. *Physics of Fluids*, 4, pp. 633–635.
- Lim, K.S., Kwon, S.B., Lee, K.W., 2003. Characteristics of the collection efficiency for a double inlet cyclone with clean air. *Journal of Aerosol Science*, 34, pp.1085–1095.
- Lu. Y.j., Zhou, L.X., 2003. Numerical simulation of fluid flow and oil-water separation in hydrocyclones. *Chinese J. Chem. Eng.*, 11(1), pp. 97–101.
- Lu. Y.j., Chen, X, Zhou, L.X., 1997. LDV diagnostics of the flow field in a hydrocyclone. *Acta mechanica Sinica*, 29(4), pp. 395–405.
- Lun, C.K.K., Savage, S.B., Jeffrey, D.J., Chepuruiy, N., 1984. Kinetic theories for granular flow: Inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field. *Journal of Fluid Mechanics*, 140, pp. 223–256.
- Ma, B., 1993. Epuration des eaux résiduaires de l'industrie pétrolière par hydrocyclonage. Thèse de doctorat, INSA-Toulouse,
- Manninen, M., Taivassalo V., Kallio, S., 1996. On the Mixture model for multiphase flow, Valtion Teknillinen Tutkimuskeskus, Espoo, Finland.
- Martins, R.M.L., Nunes D.C.A., Feres, A.N., 1996. A theoretical–experimental method for analysis of hydrocyclones for treating oily waters. In: *Proceedings of Hydrocyclones '96 Conference*, Cambridge, pp. 333–344.
- Meier, H.F., Mori, M., 1999. Anisotropic behavior of the Reynolds stress in gas and gas-solid flows in cyclones. *Powder Technology*, 101, pp. 108–19.
- Meldrum, N., 1988. Hydrocyclones: A solution to produced-water treatment. *SPEPE* (November), pp. 669–676.
- Meyer, M., Bohnet, M., 2003. Communication influence of entrance droplet size distribution and feed concentration on separation of immiscible liquids using hydrocyclones. *Chemical Engineering & Technology*, 26(6), pp. 660–665.
- Mohan, R.S., Shoham, O., 2002. Design and development of gas-liquid cylindrical cyclone compact separators for three-phase flow. Tulsa University Separation Technology Projects (TUSTP) April DE-FG26-97BC15024
- Molerus, O., Glückler, M., 1996. Development of a cyclone separator with new design. *Powder Technology*. 86(1), pp. 37–40.

- Moraes, C.A.C., Hackenberg, C.M., Russo, C., Medronho, R.A., 1996. Theoretical analysis of oily water hydrocyclones, in: D. Claxton, L. Svarovsky, M. Thew (Eds.), *Hydrocyclones'96*, Mechanical Engineering Publications, London and Bury Saint Edmunds, pp. 383–398.
- Mothes, H., Löffler, F., 1988. Prediction of particle removal in cyclone separators. *International Chemical Engineering*, 28, pp. 231–239.
- Muhamed, H.Z., 2006. LES, RANS and combined simulation of impinging flows and heat transfer. Thèse de Doctorat. Graduate Mechanical Engineer, University of Sarajevo geboren te Sarajevo, Bosnia and Herzegovina
- Muschelknautz, E., 1972. The computation of cyclone separators for gases. *Chemie Ingenieur Technik*, 44, pp. 63–71.
- Muschelknautz, E., Kambrock, W., 1970. Aerodynamic factors of the cyclone separator due to new and improved measurements. *Chemie Ingenieur Technik*, 42, pp. 247–55.
- Narasimha, M., Brennan, M.S., Holtham, P.N., 2007. A review of CFD modelling for performance predictions of hydrocyclone. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 1(2), pp. 109–125.
- Nezhati, K., Thew, M.T., 1987. Aspects of the performance and scaling of hydrocyclones for use with light dispersions. 3rd Inter. Conference on Hydrocyclones, Oxford, England, Paper G1, pp. 167–180.
- Paladino, E.E., Nunes, G.C., Schwenk, L., 2005. CFD analysis of the transient flow in a low-oil concentration hydrocyclone. In: *Conference Proceedings of the AIChE Annual Meeting* 646–657.
- Peng, W., Boot, P., Udding, A., Hoffman, A.C. Dries, H.W.A., Ekker, A., Kater, J., 2001. Determining the best modelling assumptions for cyclones and swirl tubes by CFD and LDA. *International Congress for Particle Technology. PARTEC Proceeding. Session: Multiphase Flow /CFD. Internal Number 113. Nuremberg. Germany: 27-29 March.*
- Petty, C.A., Parks, S.M., 2004. Flow structures within miniature hydrocyclones. *Minerals Engineering*, 17, pp. 615–624.
- Pourquié, M.J.B.M., 1994. Large-eddy simulation of a turbulent jet. Thèse de Ph.D. TU-Delft, The Netherlands.
- Pope, S.B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press
- Qian, F., Huang, Z., Chena, G., Zhang, M., 2007. Numerical study of the separation characteristics in a cyclone of different inlet particle concentrations. *Computers and Chemical Engineering*, 31, pp. 1111–1122.
- Qian, F.P., Zhang, J.G., Zhang, M.Y., 2006. Effects of the prolonged vertical tube on the separation performance of a cyclone. *Journal of Hazardous Materials*, 136, pp. 822-829.

- Raoufi, A., Shams, M., Farzaneh, M., Ebrahimi, R., 2008. Numerical simulation and optimization of fluid flow in cyclone vortex finder. *Chemical Engineering and Processing*, 47, pp. 128–137.
- Rietema, K., 1969. Performance and design of hydrocyclones: I, II, III. *Chemical Engineering science*, pp. 298–325.
- Rietma, K., and Krajenbrink, H. J., 1959. Theoretical Derivation of Tangential Velocity Profiles in a Flat Vortex Chamber-Influence of Turbulence and Wall Friction. *Applied Science Research, Section A*, 8, pp. 177–197.
- Rosin, P., Rammler, E., Intelmann, Z., 1932. Separation efficiency of cyclones. In: R.H. Perry and D. Green, Editors, *Perry's chemical engineers' handbook* (6th ed.), Mc Graw Hill, New York, pp. 20–86.
- Sagaut, P., 2006. *Large-eddy simulation for incompressible flows* (3rd ed.), Springer, New York.
- Schiller, L., Naumann, Z., 1935. A drag coefficient correlation. *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, 77, pp. 318.
- Schütz, S., Gorbach, G., Piessche, M., 2009. Modeling fluid behavior and droplet interactions during liquid-liquid separation in hydrocyclones. *Chemical Engineering Science*, 64, 3935–3952.
- Shalaby, H., Wozniak, K., Wozniak, G., 2008. Numerical calculation of particle laden cyclone separator flow using LES. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 2(4), pp. 382–392.
- Shepherd, C.B., Lapple, C.E., 1939. Flow pattern and pressure drop in cyclone dust collectors. *Industrial & Engineering Chemistry*, 31, pp. 972–984.
- Simms, K.M., Zaidi, S.A., Hashmi, K.A., Thew, M.T., Smyth, I.C., 1992. Testing of the vortoil deoiling hydrocyclone using Canadian offshore crude oil. In: *proceedings of the Fourth International Conference on Hydrocyclones*, Southampton, England, Kluwer Academic Publishers.
- Sinker, A.B., Humphris, M., Wayth, N., 1999. Enhanced de-oiling hydrocyclone performance without resorting to chemicals. In: *Paper SPE 56969 Presented at the Offshore Europe Conference*, Aberdeen, Scotland: 7–9 September.
- Slack, M., Prasad, R., Baker, A., Boysan, F., 2000. Advances in cyclone modeling using unstructured grids. *Transactions Institute Chemical Engineers*, 78, pp. 1098–1104.
- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations I. the basic experiment. *Monthly Weather Review*, 91, pp. 99–164.
- Smirnov, R., Shi, S., Celik, I., 2001. Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling. *Journal of Fluids Engineering*, 123, pp. 359–371.
- Smolik, J., 1975. Air pollution abatement, part I. *Scriptum No. 401-2099*, Technical University of Prague.

- Smyth, I. C., Thew, M.T., 1996. A study of the effect of dissolved gas on the operation of liquid–liquid hydrocyclones. In, Claxton, D., Svarosky, L. and Thew, M. (eds.) Hydrocyclones '96. Mechanical Engineering Publications Limited, London: pp. 357–368.
- Speziale, C.G., Sarkar, S., Gatski, T.B., 1991. Modelling the pressure–strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227, pp. 245–272.
- Stairmand, C.J., 1949. Pressure drop in cyclone separators. *Industrial and Engineering Chemistry*, 16(B), pp. 409–411.
- Syamlal, M., Rogers, W., O'Brien, T.J., 1993. MFIX Documentation Theory Guide. U.S. Department of Energy, Morgantown Energy Technology Center, Technical Note DOE/MET-94/1004.
- Thew, M. T. 1986. Hydrocyclone redesign for liquid–liquid separation. *Chem. Eng. (July/August)*: 17–23.
- Thew, M.T., 2000. Cyclones for oil/water separation. In: Wilson, I.D. (Ed.), *Encyclopedia of Separation Science*. Academic Press, pp. 1480–1490.
- Thew, M.T., Smyth, I.C., 1998. Development and performance of oil–water hydrocyclone separators – a review. In: *Innovation in Physical Separation Technologies*, Pub. The Institution of Mining and Metallurgy, London, pp. 77–89.
- Versteeg, H., Malalasekera, W., 2007. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Second Edition. Pearson Education Limited. Edinburgh Gate. Harlow. Essex. CM20 2JE. England.
- Werner, H., Wengle, H., 1991. Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel. In *Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Munich, Germany.
- Wolbert, D., Aurelle, Y., Seureau, J., 1995. Efficiency estimation of liquid–liquid hydrocyclones using trajectory analysis. *AIChE Journal*, 41, pp. 1395–1402.
- Yanta, W.J., Smith, R.A., 1973. Measurements of turbulence-transport properties with a laser-doppler velocimeter. in: *Proceedings of the 11th Aerospace Science Meeting of the, AIAA paper 73*, Washington, pp. 169–179.
- Xiang, R., Park, S.H., Lee, K.W., 2001. Effects of cone dimension on cyclone performance. *Journal of Aerosol Science*, 32, pp. 549–561.
- Xiaodong, L., Jianhua, Y., Yuchun, C., Mingjiang, N., Kefa, C., 2003. Numerical simulation of the effects of turbulence intensity and boundary layer on separation efficiency in a cyclone separator. *Chemical Engineering Journal*, 95, pp. 235–240.
- Yoshida, H., 1996. Three-dimensional simulation of air cyclone and particle separation by a revised-type cyclone. *Colloids and Surfaces*, A109, pp. 1–12.

Young, G.A.B., Wakley, W.D., Taggart, D.L., Andrews, S.L., Worrell, J.R. 1994. Oil–water separation using hydrocyclones–an experimental search for optimum dimensions. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 11, pp. 37–50.

Zenz, F.A., 2001. Cyclone design tips. *Chem. Eng.* 108(1), pp. 60–73.

Annexe

Le tableau Ind.1 représente une comparaison des chutes de pression, caractérisant la performance de l'hydrocyclone, obtenues par les deux modèles de turbulence utilisés dans le présent travail et ceux mesurés par Colman et al. (1980). Le modèle LES donne des chutes de pression un peu plus élevées que celles du travail expérimental. Le fait de fixer des conditions de fractions de débits volumiques au niveau des sorties, rend le contrôle des pressions au même niveau difficile. En contre partie, l'imposition des pressions altère le fractionnement du débit. Fluent dispose d'une option combinant les deux types de conditions aux limites mais le calcul devient instable et nécessite une stratégie spéciale qui rend la simulation LES de plus en plus coûteuse.

Tableau Ind.1 Chutes de pression (Pascal) caractérisant l'hydrocyclone

	EXP	RSM	LES 1.96 s	LES 2.36 s	LES 4.06 s
Δp_{ss}	154395	103309.74	157338.5	143667.4	157954.67
Δp_{si}	194580	128635.784	241354.1	231244.8	268861.76
PDR	1.26	1.24	1.53398	1.60	1.7

A cette étape, la simulation donnait des valeurs non réalistes de l'efficacité de séparation dépassant les 100 %. En effet, l'écoulement instationnaire dans les hydrocyclones peut présenter une accumulation du pétrole à l'intérieur de l'appareil. Ceci est très évident surtout juste après l'injection du pétrole où un temps minimum entre 1 et 2 secondes lui est nécessaire pour atteindre la sortie inférieure comme il est expliqué dans la section 2.3.2 du chapitre IV. De plus, même après la formation du noyau, il peut y avoir des accumulations dus à la complexité de l'écoulement. Ce phénomène se manifeste dans le noyau de pétrole au niveau duquel des pulsations affectant le contenu et dans les structures turbulentes qui se développent un peu partout dans l'écoulement et qui jouent le rôle de petits récipients pour le pétrole.

L'estimation de l'efficacité de séparation a été expliquée par Kimber et Thew (1974). Pour chaque test trois échantillons de 1.5 litres sont extraits. Le pétrole est, ensuite, séparé par Dichloromethane puis une microbalance à quartz est utilisée pour déterminer le contenu en pétrole. Les auteurs ont signalé qu'ils avaient éliminé les échantillons pour lesquels le contenu en pétrole affectait le principe de conservation de masse avec une erreur dépassant 5%. Il est, donc, clair que le phénomène d'accumulation pouvait avoir lieu pendant quelques périodes de l'écoulement. La stratégie appropriée à adopter dans la présente simulation est d'imiter la procédure expérimentale, c'est-à-dire d'accumuler les quantités de pétrole au niveau des entrées et sorties de l'hydrocyclone pendant un temps suffisant. Se basant sur des échantillons de 1.5 litres, un temps minimum de quatre secondes est nécessaire pour la collecte d'un échantillon. Il a été expliqué à la fin du chapitre III que la simulation incluant la période avec eau pure et la période transitoire de la formation du noyau de pétrole (environ quatre secondes) nécessitait plus de cinq mois de calcul sans tenir compte du temps perdu dû aux problèmes techniques rencontrés. On constate, donc, qu'une estimation rigoureuse de l'efficacité de séparation à partir de la simulation LES de l'écoulement dans l'hydrocyclone est très coûteuse.

Les travaux de simulation ou expérimentaux effectués dans ce sens pour visualiser la formation et le comportement du noyau de pétrole sont très rares. Bennet et al. (2004), par exemple, ont testé l'utilité de la tomographie d'impédance électrique pour la visualisation de la formation du noyau de pétrole. Ils ont constaté que l'établissement de l'écoulement avec un noyau flagrant et stable en largeur nécessitait au moins 13 secondes. L'hydrocyclone avait un diamètre de 70 mm et une longueur de 1.8 m. La concentration était de 1 % par masse du mélange, le débit à l'entrée était de 116 l/min, et le fractionnement du débit était dans la classe 1.6-13.6%. Les figures Ind.1, Ind.2 et Ind.3 représentent la variation, en temps, de la fraction volumique occupée par chaque phase dans l'hydrocyclone et les débits volumiques des constituants du mélange à l'entrée et aux sorties de l'appareil.

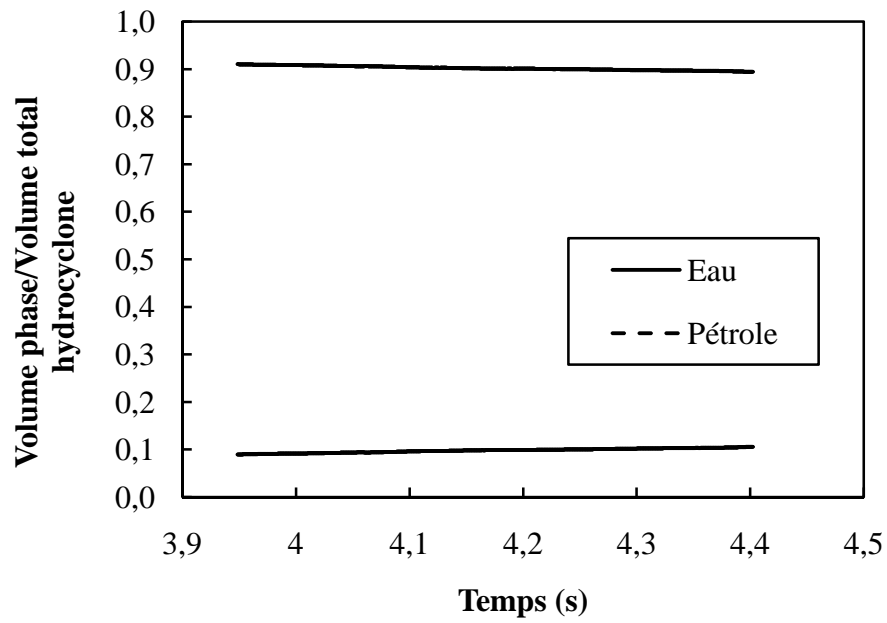


Figure Ind.1 Fraction volumique occupée par chaque phase à l'intérieur de l'hydrocyclone

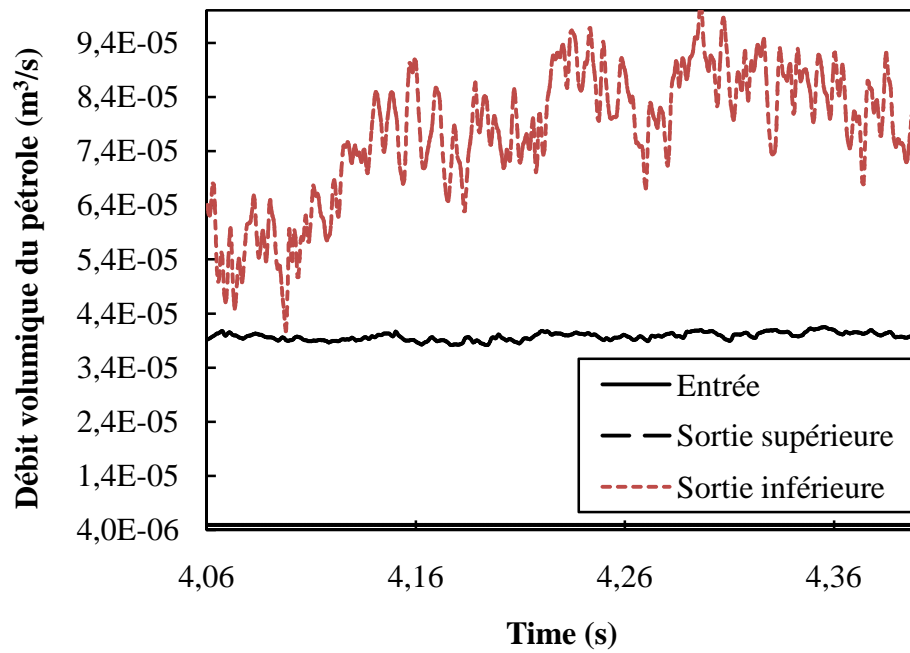


Figure Ind.2 débits volumiques du pétrole à l'entrée et aux sorties de l'hydrocyclone

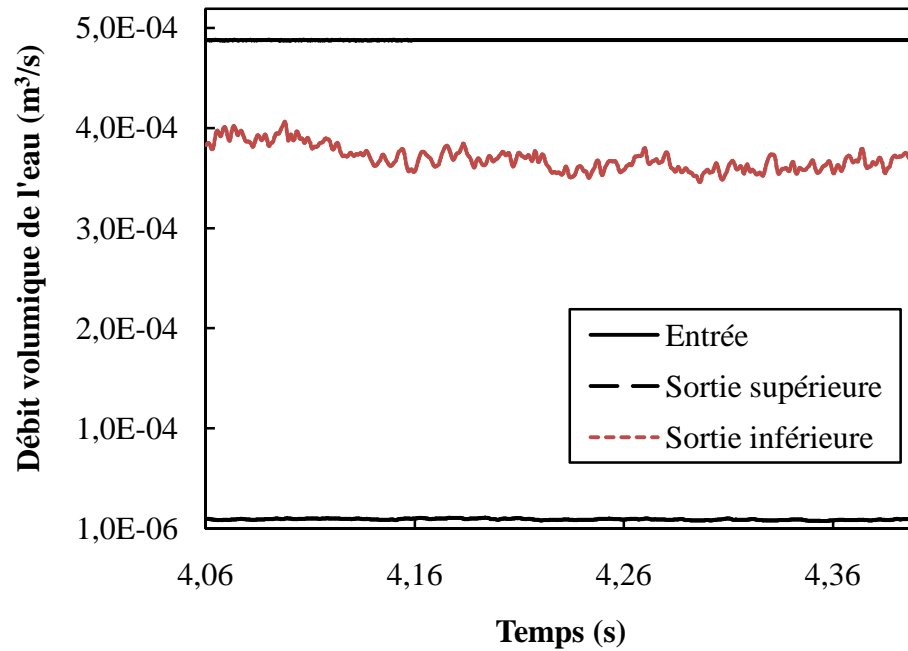


Figure Ind.3 débits volumiques de l'eau à l'entrée et aux sorties de l'hydrocyclone

Les figures Ind.4 et Ind.5 montrent une augmentation brusque du débit volumique du pétrole au niveau de la sortie inférieure de l'hydrocyclone obtenu par le modèle RSM stationnaire accompagnée de perturbations au niveau de la sortie supérieure. Le saut entre l'itération n°5000 et l'itération n°17500 prouve la nature instationnaire de l'écoulement. En effet, le noyau de pétrole variait en profondeur se qui peut soutenir l'hypothèse de l'accumulation de l'huile durant certaines périodes. Plusieurs auteurs ont signalé des phénomènes similaires lors de la simulation des écoulements dans des applications similaires (Jimbun, 2005) .

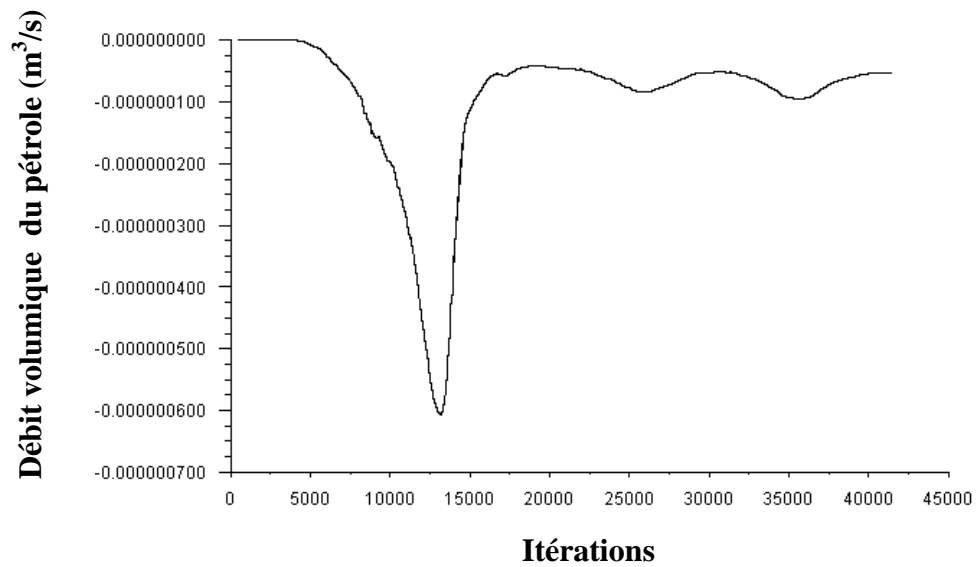
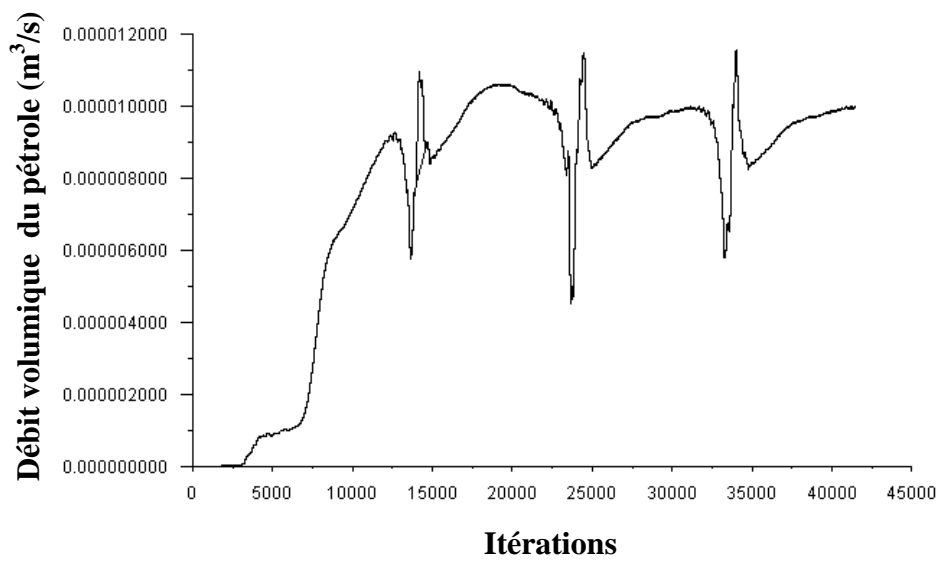


Figure Ind.4 Variation du débit volumique du pétrole au niveau de la sortie inférieure de l'hydrocyclone obtenu par le modèle RSM



Ind.4 Variation du débit volumique du pétrole au niveau de la sortie inférieure de l'hydrocyclone obtenu par le modèle RSM