

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

**Présentée pour obtenir le Diplôme de Doctorat d'état
en Génie Mécanique**

**ETUDE EXPERIMENTALE PAR LDA ET SIMULATION
NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT TRIDIMENSIONNEL
TURBULENT DE L'AIR DANS UN CYCLONE**

OPTION : Energétique

Par

TALBI KAMEL

Soutenue le :.....

Devant le jury composé de :

<i>Président :</i>	<i>M^r A. BOUCHOUCHA</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université Mentouri Constantine</i>
<i>Rapporteur</i>	<i>M^r Z. NEMOUCHI</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université Mentouri Constantine</i>
<i>Examineurs :</i>	<i>M^r M. KADJA</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université Mentouri Constantine</i>
	<i>M^r M.H. MENIAI</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université Mentouri Constantine</i>
	<i>M^r H. BENMOUSSA</i>	<i>Maître de conf.</i>	<i>Université de Batna</i>

Table des Matières

Chapitre I : Introduction et recherche bibliographique

1.1) Introduction.....	7
1.2) Recherche bibliographique.....	9
1-2-1) cas expérimental.....	9
1-2-2) cas numérique et axisymétrique.....	13
1.3) Objectif du présent travail.....	17
1.4) Présentation du contenu la thèse.....	18

Chapitre II : Principe de mesure par LDA

2.1) introduction.....	19
2.1.1) Principe de fonctionnement du laser.....	19
2.1.2) Propriétés des faisceaux lumineux.....	19
i) la lumière.....	19
ii) le laser.....	20
2.2) les propriétés du laser.....	21
2.2.1) monochromatique.....	21
2.2.2) intense.....	21
2.2.3) cohérent.....	22
2.3) les types de laser.....	22
2.3.1) le laser à hélium.....	22
2.3.2) le laser à argon.....	22
2.3.3) le laser à gaz carbonique.....	22
2.3.4) le laser colorant.....	22
2.3.5) le laser à semi-conducteur.....	23
2.4) le vélocimètre laser.....	23
2.4.1) principe.....	23
2.4.2) explication du mode de franges par image.....	24
2.4.3) mise en équation.....	27
2.4.4) mesure de la fréquence Doppler.....	28
2.4.4.1) mode des franges.....	28
2.4.4) Caractéristique du volume de mesure.....	29
2.4.5) détermination du sens de l'écoulement.....	30

2.5) traitement statistique.....	31
2.6) d'autres méthodes techniques expérimentales de mesure	
pour les écoulements turbulents.....	32
2.6.1) mesure par fils à chaud.....	32
2.6.2) Vélocimétrie par image de particules (PIV)	32

Chapitre trois : Le dispositif expérimental

3.1) Introduction.....	34
3.1.1) description du matériel.....	34
3.1.2) réglage du vélocimètre.....	35
3.2) Ensemencement.....	36
3.3) Système de déplacement	38
3.3.1) le système de déplacement de la sonde.....	38
3.3.2) stations de mesure.....	41
3.4) procédure d'acquisition.....	42
3.4.1) position optique.....	42
3.4.2) position du volume de mesure.....	42
3.4.3) positionnement de la sonde par rapport aux parois.....	43
3.5) Pertes de charge dans le cyclone.....	44

Chapitre quatre : Formulation mathématique

4-1) Introduction.....	46
4-2) Equations de transport	46
4.2.1) Equation de continuité	46
4.2.2) Equation de quantité de mouvement.....	46
4.3) Moyennes:	47
4.3.1) La moyenne d'ensemble	47
4.3.2) La moyenne d'ensemble	47
4.4) Les équations de Reynolds.....	47
4.4.1) Décomposition statistique.....	47
4.4.2) Règles de Reynolds.....	48
4.4.3) Les tensions de Reynolds.....	48
4.4.4) Equations de transport aux tensions de Reynolds.....	49

4.5) Bilan aux tensions de Reynolds.....	49
4.5.1) Terme de production.....	50
4.5.2) Taux de dissipation visqueuse	50
4.5.3) Corrélation pression taux de déformation.....	50
4.5.4) Terme de transport diffusif.....	52
4.6) Modèle (k- ϵ).....	52
4.6.1) Concept de Boussinesq.....	52
4.6.2) Equation modèle d'énergie (k).....	53
4.6.3) Equation modèle de la dissipation (ϵ)	53
4.6.4) Calage des constantes.....	54
4.7) Traitement à la paroi	54
4.8) Méthodes numériques.....	55
4.8.1) Maillage	55
4.8.2) Schémas de discrétisation.....	58
Chapitre cinq : Résultats et discussions	
5.1) Partie expérimentale.....	59
5.1.1) Espace annulaire.....	59
5.1.1.1) vitesses moyennes.....	59
i) position 300 (mm).....	59
ii) position 500 (mm).....	60
iii) position 700 (mm).....	61
5.1.1.2) Fluctuation de vitesse.....	61
5.1.2) Sous le conduit de sortie.....	62
5.1.2.1) vitesses moyennes.....	63
5.1.2.2) fluctuation de vitesse.....	63
5.1.3) vitesse moyenne tangentielle à différents débits.....	64
5.2) Perte de charge.	65
5.3) Conclusion.....	65
5.4) graphes.....	66
5.5) Partie numérique.....	94
5.5.1) Champ de pression moyenne.....	94
5.5.2) Grandeur de la vitesse résultante moyenne.....	94
5.5.3) Composantes de vitesse moyenne.....	95

5.5.3.1) Composante axiale.....	95
5.5.3.2) Composante tangentielle.....	96
5.5.3.3) Composante radiale.....	96
5.5.3.4) Champ d'énergie cinétique turbulente.....	97
5.5.3.5) Contraintes de Reynolds Normales... ..	97
5.6) Conclusion.....	98
5.7) graphes obtenus par simulation :.....	99
Conclusions générales.....	115
Références.....	117

CHAPITRE UN

Introduction et bibliographie

1.1) Introduction

Beaucoup de produits industriels et naturels gazeux ou solides se trouvent mélangés, et pour les séparer on a besoin d'un mécanisme de séparation. Le premier appareil destiné à cette opération fût le cyclone depuis la fin du siècle dernier. L'idée est simple, on impose au fluide une entrée tangentielle ou axiale (par un organe) lui permettant de projeter et de séparer les particules polluantes solides ou gazeuses vers la paroi extérieure, où elle glissent vers le bas de l'appareil, tandis que le gaz purifié est éjecté à travers le conduit de sortie en haut de l'appareil. Les divers contraintes environnementales, l'évolution des moyens de productions et l'obligation des résultats en matière d'hygiène, de santé publique et de protection du travail imposent aujourd'hui à l'industrie de maîtriser en terme de pollution aussi bien les effluents gazeux qu'il rejette que l'air ambiant dans l'atelier. Ces contraintes ont poussé les scientifiques et les industriels à s'investir dans ce domaine, ce qui a élargi le domaine des cyclones dans plusieurs secteurs d'applications. On peut citer par exemple :

- l'industrie alimentaire
- l'industrie mécanique (cimenterie, hydrocarbures,...)
- l'industrie chimique
- la fonderie (filtration de l'air, piégeage du fer, ...)
- l'industrie de traitement des déchets
- la Dépollution des sols.
- la Biotechnologie

Les cyclones par leur simplicité de fabrication ont des atouts :

*) La mise en œuvre est simple et les coûts d'investissement et de maintenance faibles.

*) La gamme des débits traités est grande : des cyclones échantillonneurs aux cyclones industriels, le débit volumique peut varier de moins d' $1 \text{ m}^3/\text{h}$ jusqu'à $30.000 \text{ m}^3/\text{h}$.

*) des fluides très chargés peuvent être traités, jusqu'à plusieurs kilogrammes de poussière par mètre cube d'air.

*) les cyclones peuvent travailler à température élevée (jusqu'au 2000 K) et à haute pression (jusqu'à 100 bars)

*) leurs utilisations s'étendent à beaucoup de domaines.

Le principal facteur du cyclone est de prévoir ses performances (perte de charge, efficacité, nature de l'écoulement ,...) et de le dimensionner. Pour résoudre ce problème, de nombreuses études proposent des modèles de turbulence pour bien comprendre la nature de l'écoulement qui est très complexe. Ceci a conduit à offrir une grande variété de formes de cyclones, qui sont autant d'essais d'optimisation aux réponses à une application spécifique. Nous donnerons un exemple d'une cyclone conventionnel à entrée tangentielle, schématisé sur la figure (1.1).

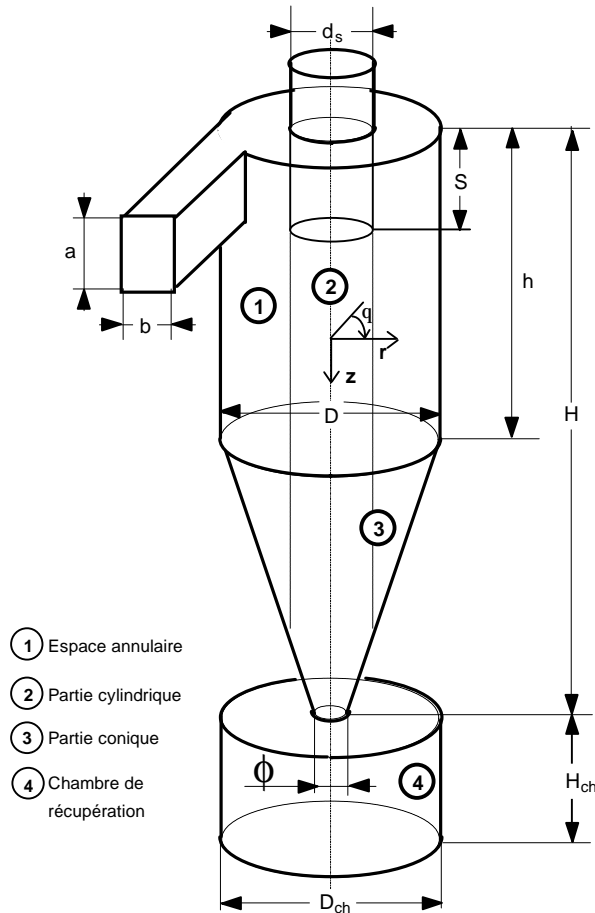


Figure-(1-1) :

Cyclone classique et notations associées

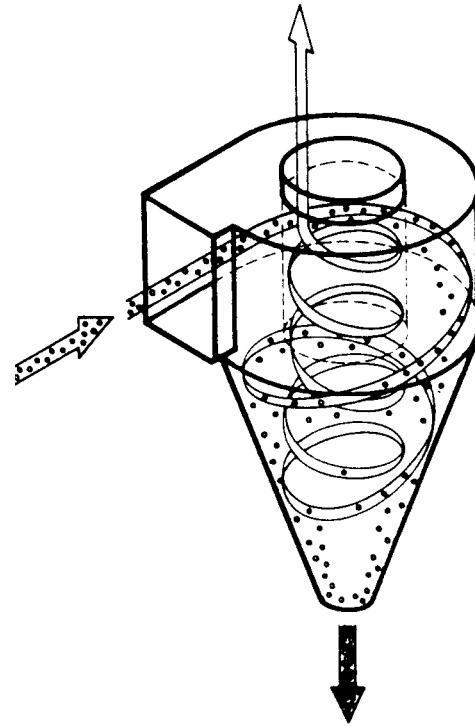


Figure- (1-2)

Schéma de principe de la séparation des particules

Cette figure présente la forme la plus courante des cyclones et les notations utilisées de dimensionnements. L'entrée tangentielle imprime au fluide chargé un mouvement de révolution autour de l'axe. Le fluide, en écoulement de type tourbillonnaire non entretenu, descend dans l'espace annulaire puis dans le cône où se fait le retournement et, toujours en rotation, remonte dans le conduit de sortie. Le cylindre est prolongé par un cône vers le bas duquel sont évacués les poussières captées. Le conduit de sortie de l'air propre est un conduit coaxial au cylindre. L'écoulement peut-être schématisé par deux vortex comme l'indique la figure (1-2) (nous verrons plus loin que l'écoulement est très complexe) :

- un vortex annulaire descendant
- un vortex central ascendant

Du fait de la rotation, les particules présentes dans le gaz sont soumises à une force centrifuge. Elles sont projetées vers les parois du cyclone le long duquel elles descendent vers le récupérateur.

Dans la partie conique, le mouvement de rotation est accéléré et la distance des particules à la paroi est réduite.

Avec les nouvelles technologies développées, on ne cesse de les améliorer et d'apporter de nouvelles idées de conceptions originales. Par exemple la société AIRECO avait l'idée de lancer une étude avec le laboratoire de LERMAB (Université Henry Poincaré, Nancy) sur le domaine du traitement de l'air et les échangeurs-cycloniques. Ce travail fait partie de ce projet où, on a fait une plateforme expérimentale pour ce projet qui consiste à étudier l'écoulement tridimensionnel turbulent par une méthode de mesure récente LDA (Laser Doppler Anemometry), où on a introduit, après cela des nappes de serpents comme évaporateur d'une machine frigorifique : les éléments condensables du gaz injecté en entrée sont piégés, centrifugés vers les parois par le mouvement cyclonique, drainés vers le bas et éliminés (déshumidification, piégeage des particules..).

1.2) Recherche bibliographique

1.2.1) cas expérimental :

Qing X.H.(1983) a étudié l'aérodynamique dans un cyclone avec un fond cyclonique. Il a fait une étude expérimentale en mesurant un champ d'écoulement de vitesse des trois composantes le long du cyclone. Il est arrivé aux conclusions suivantes :

- le centre de l'écoulement ne coïncide pas avec le centre géométrique de l'appareil.
- La vitesse tangentielle est beaucoup plus élevée que la vitesse radiale. Il a également, proposé un modèle de comportement de la vitesse tangentielle sous le conduit de sortie : $V_t \approx r^{-n}$, dans le centre $n = 1.19$ (c.à.d au niveau du vortex forcé) et $V_t \approx r^{-n}$, à l'extérieure du centre $n = 0.81$ (au niveau du vortex libre).
- Sur une couronne extérieure, la vitesse radiale est faible et peut être considérée constante sous le conduit de sortie. Elle atteint des valeurs du même ordre que les autres composantes. Mais le sens de v_r diffère: dans la zone centrale Qing obtient une vitesse dirigée vers l'axe. Il a mentionné l'existence d'un cylindre fictif dans le prolongement du conduit de sortie, rencontre du vortex forcé et du vortex libre. Il a aussi testé l'influence du débit sur le comportement de l'écoulement.

Ogawa.A (1984) a étudié dans son article l'aérodynamique pour déterminer le comportement du champ de l'écoulement. Il a spécialement axé son travail sur les profils de vitesse mesurés par un anémomètre à fil chaud. Il a proposé un modèle du comportement de la vitesse

tangentielle sous le conduit par les deux vortex (vortex libre et vortex forcé). Il confirme une zone de récirculation juste à l'aval de l'entrée tangentielle au cyclone.

Nous présentons son modèle dans le tableau 1-1, d_s étant le diamètre de sortie et r_t le rayon limite entre les deux vortex. Il est généralement situé à 2/3 du rayon du conduit de sortie.

	$0 \leq r \leq r_t$	$r_t \leq r \leq d_s/2$
Ogawa	$v_\theta = K.r.e^{-\Lambda.r} \approx K.r.(1 - \Lambda.r)$ avec $K = 66,5.d_s^{-2,65}.Q_v$	$v_\theta .r^n = \Gamma_n$

Tableau 1-1: Modèle proposé pour la vitesse tangentielle

Dans l'espace annulaire Ogawa conserve l'idée du modèle de vortex quasi-libre pour la vitesse moyenne, soit :

$$V_q(r).r^n = \Gamma_n$$

Pour la vitesse axiale sous le conduit, bien que généralement mesuré, peu de relations ont été proposées. Ogawa propose un comportement polynomiale en r^2 , qui présente un maximum au centre. Or, expérimentalement et numériquement on a toujours mentionné que cette zone est une zone de perturbation difficile à comprendre. Au centre on observe même des vitesses négatives. Cette récirculation est due à la formation de forts gradients radiaux de pression. Le centre de cette zone oscille autour de l'axe du cyclone. Il mentionne aussi que la vitesse axiale est relativement indépendante de la géométrie du cyclone, en particulier où la vitesse s'annule à (0.6 ou 0.7) de r/R . Quant à la vitesse radiale dans cette zone, elle est rarement mesurée car elle est de faible amplitude. Pour la déterminer Ogawa applique l'équation de continuité.

Schummer P. et al. (1992) ont effectué une série de mesures par LDA permettant la détermination des champs de vitesses axiale et tangentielle à l'intérieur d'une configuration cylindrique d'un nouveau type de cyclone à paroi tournante destinée à la séparation huile-eau dans des applications (plateforme pétrolière - mer). Ils ont mis en évidence les effets de la vitesse de rotation du tube cylindrique et du débit sur l'hydrodynamique à l'intérieur du cyclone. Les profils de vitesse tangentielle obtenus satisfont la relation $V.r^n = cte$; avec l'exposant $n = (0.3 \div 0.4)$. Cependant un inconvénient de ce type de cyclone et que, pour de

faibles débits, la vitesse de rotation du tube engendre une dépression au centre capable de créer un retour du fluide vers l'amont du tube cylindrique.

Ogawa.A. et Sugiyama K. (1993), ont effectué des mesures de la vitesse tangentielle et de l'efficacité dans quatre cyclones axiaux de mêmes proportions mais de diamètre D compris entre 3 et 10 cm. A nombre de Reynolds du cyclone Re ou à vitesse d'entrée V_0 fixés, le champ d'écoulement des profils de vitesse présentent des différences notables. Il ont conclu que le nombre de Reynolds Re et la vitesse d'entrée V_0 ne constituent donc pas un critère de similitude pour des cyclones homothétiques.

Il ont conclu également que les critères Re et Ar sont insuffisants pour prédire l'efficacité de filtration (Ar est le nombre swirl). Il ont mentionné aussi qu'il faut tenir compte du diamètre du cyclone et de la concentration qui influencent sur le taux de turbulence et la diffusion des fines particules.

Obermain S. et al. (2001) ont effectué des mesures par LDA de l'écoulement à l'intérieur de différentes configurations de cyclone. Ils ont montré qu'en changeant la géométrie du fond du cyclone l'aérodynamique résultante peut mener à une amélioration appréciable de l'efficacité de filtration. En effet, pour le cyclone conique classique les mesures montrent un vortex descendant le long des parois et un deuxième vortex remontant au centre transportant les particules vers le haut. Par contre, dans le cyclone qu'ils proposent où on prolonge la conduite de sortie à section constante (tube cylindrique) le piégeage de particules est bien capté dans cette configuration. En effet, dans le tube cylindrique rajouté le vortex ascendant traverse une région caractérisée par une grande vitesse tangentielle et une faible intensité de turbulence. Les auteurs concluent que cette dernière configuration améliore l'efficacité de filtration par rapport à celle des cyclones classiques.

Peng W. et al. (2001) ont présenté des mesures faites par LDA puis comparé avec une méthode numérique, et ceci, pour deux types de cyclones séparateurs.

- Cyclone avec cylindre-sur-cone et entrée tangentielle
- Cyclone avec tube à swirl et une vanne qui génère un swirl

Les mesures obtenues par LDA sont faites essentiellement pour valider la méthode numérique envisagée. En se basant sur les résultats obtenus, on peut conclure que la vitesse tangentielle est axialement constante dans la première configuration, par contre, dans la deuxième configuration à tube cylindrique une légère baisse de la vitesse tangentielle se

produit en allant vers le bas du mouvement du fluide. Les comportements aérodynamiques étant différents cela nécessite d'après les auteurs des modélisations séparées pour la détermination de l'efficacité dans les deux types de cyclone. Il est à noter que l'étude en question a été limitée au cas axisymétrique à deux dimensions.

Chiné B. et Concha F. (2001), ont obtenu les profils de vitesse de l'écoulement tourbillonnaire dans le cas d'un cyclone à fond plat. Le fluide utilisé est de l'eau. La dépression à la sortie du cyclone engendre un trou d'air cylindrique coaxial avec l'axe du cyclone. Le système LDA à deux composantes a été utilisé pour mesurer les composantes axiale et tangentielle de vitesse. Les résultats de cette étude expérimentale montrent qu'une variation à l'entrée du cyclone entraîne une variation de la grandeur de vitesse seulement mais pas du comportement de l'écoulement. Le travail de ces auteurs a mis en évidence le vortex forcé entre l'interface air eau et le point où la vitesse tangentielle est maximale au centre et le vortex libre en périphérie. Les mesures obtenues par LDA montrent aussi que la turbulence est plus intense près de la paroi solide et près de l'interface air liquide par rapport à la zone du vortex libre.

Caetano et al (2003) ont proposé un modèle de calcul de l'efficacité de filtration d'un échangeur cyclone cylindrique (suite à une partie de notre travail). La particularité de cet échangeur épurateur est qu'il se compose d'un corps cyclonique cylindrique et de nappes de serpentins réfrigérées. Le modèle est basé sur deux outils de prédiction distincts :

*) l'impaction inertielle qui intervient quand les particules transportées par l'air sont piégées sur les serpentins en aval de l'entrée du fait de leur inertie. Les particules sont incapables de suivre la courbure des lignes de courant du fluide contournant le serpentin,

*) le piégeage des particules résiduelles par centrifugation comme dans un cyclone classique. Ces dernières provoquent la condensation de la vapeur d'eau contenu dans le gaz pollué traité. Pour augmenter l'efficacité du système, au lieu de considérer la pulvérisation de brouillards d'eau dans l'écoulement gazeux comme il est parfois pratiqué, les auteurs proposent la condensation de l'air humide dans le corps même du cyclone. L'intérêt est de diminuer l'effluent liquide en grande quantité produit sur la pulvérisation qu'il faut ensuite traiter. Malgré, la complexité de la géométrie originale, les propriétés d'épuration du système sont décrites d'une manière simple et satisfaisante avec une incertitude relative de l'ordre de 5% .

Cependant, cette approche globale est spécifique à cette configuration et donc manque d'universalité. En plus, elle nécessite la connaissance à priori de l'aérodynamique dans le cyclone.

1.2.2) cas numérique et axisymétrique :

Rajamani et al. (1991) ont présenté une étude de trois configurations différentes de cyclones hydrodynamiques caractérisés par une conduite d'entrée tangentielle, à section circulaire. Le modèle de turbulence k- ϵ standard a été modifié en introduisant un terme supplémentaire dans l'équation de ϵ . Ce terme dépend du nombre de Richardson (positif pour une courbure des lignes de courant stabilisant la turbulence et négatif dans l'autre cas). Le modèle ainsi modifié peut capter correctement l'effet de la courbure des lignes de courant dans le cyclone sur stabilisation ou la déstabilisation de la turbulence.

La méthode numérique utilisée est celle des volumes finis avec une forme arbitraire des cellules constituant le maillage pour bien ajuster ce dernier même à des géométries curvilignes complexes. Les résultats obtenus sur l'écoulement et aussi l'efficacité de filtration des trois types de cyclones comparent mieux avec les données expérimentales que les résultats supposant l'axisymétrie.

Yoshida H. (1996) a mené des études expérimentales et numériques sur l'efficacité de filtration d'un cyclone conventionnel et d'un cyclone modifié. Ce dernier comporte dans la partie basse de récupération des particules un cône déplaçable verticalement qui empêche le retour vers le haut des particules. Il est aussi caractérisé par une entrée en spirale (virole) dans le plan perpendiculaire à l'axe. L'étude numérique tridimensionnelle confirme le résultat expérimentale que l'efficacité de filtration obtenue par le modèle proposé est meilleure que celle du cyclone conventionnel. Le modèle de turbulence k- ϵ appliqué à l'écoulement en question qui a été utilisé en conjonction avec le schéma numérique Quick s'est avéré performant

Josang A.L., et al. (1998) ont utilisé le code commercial Fluent pour déterminer le champ de l'écoulement et la chute de pression dans la configuration du cyclone de **Qing** (1983). Le maillage a été généré par le logiciel Geomesh. En fait, le cyclone de Qing a été simulé en utilisant les composantes de vitesse cartésiennes et cylindriques (deux choix disponibles dans Fluent). Deux modèles de turbulence ont été comparés notamment, RSM et RNG k- ϵ (

ReNormalisation Group). Les auteurs concluent que les résultats obtenus en utilisant les composantes de vitesse cylindriques sont meilleures par rapport à celle cartésiennes et que le modèle RSM s'est avéré plus performant que le modèle RNG k- ϵ .

Frank Th., et al.(1998) ont fait une étude de simulation d'un écoulement diphasique (fluide et solide) en utilisant un code de calcul FAN-3D. Ce dernier peut générer des maillages non orthogonaux avec des volumes de contrôles de forme hexaédrique quelconque. Il a été basé sur la méthode des volumes finis et l'algorithme SIMPLE. La phase dispersée est traitée par une approche Lagrangienne permettant la détermination des trajectoires des particules à travers le domaine étudié. Les prédictions numériques de la chute de pression et de l'efficacité de séparation ont été comparé avec des résultats expérimentaux de **Koenig C.** (1990). Les auteurs ont trouvés un bon accord entre leurs résultats numériques et les données expérimentales et cela pour différents débits.

Cecchi and Salasnich (1998) ont étudié la turbulence et la bifurcation dans le mouvement d'un hydrocyclone en utilisant la méthode des éléments finis basée sur les équations de Navier Stokes. Les résultats numériques étaient en bon accord avec les données expérimentales. Leur étude confirme l'existence d'une zone de recirculation juste à l'aval de l'entrée du cyclone. Ils présentent les conclusions suivantes:

- le mouvement est tridimensionnel (3-D)
- La composante de la vitesse tangentielle dans le champ d'écoulement est prédominante
- La grandeur de la composante de la vitesse radiale est petite par rapport aux autres vitesses du champ d'écoulement.
- La composante axiale du champ d'écoulement est essentiellement prédominante près de la paroi.
- Le centre de l'écoulement peut devenir fluctuant autour de l'axe du cyclone.

Le travail de **Fredrikson Christian** (1999) dans sa thèse est divisé en deux parties : une partie expérimentale utilisant un cyclone commercial suédois avec deux entrées tangentielles diamétralement opposées en injectant un mélange (bois en poudre plus air humide); une deuxième partie est la simulation numérique tridimensionnelle par le logiciel CFX de l'aérodynamique, la gazéification du combustible solide, la combustion et la détermination de la trajectoire des particules dans le cyclone en question. L'auteur a essayé ensuite d'introduire

de la vapeur d'eau avec le mélange (air plus poudre de bois). Le combustible gazeux obtenu à la sortie comporte essentiellement du CO et du CH₄. Les résultats se divisent essentiellement en trois parties qui sont :

- L'étude aérodynamique tridimensionnelle (3-D) et la détermination de la trajectoire des particules.
- L'aérodynamique, la combustion et la gazéification dans le cyclone en utilisant comme combustible solide le charbon en poudre injecté avec l'air à l'entrée.
- L'aérodynamique, la combustion et la gazéification du bois en poudre.

L'auteur met en évidence la supériorité du modèle de turbulence RSM sur le modèle k-ε. Cependant, la grandeur des fluctuations des vitesses mesurées est largement sous estimée par le modèle RSM.

Zhao et Abrahamson (1999) ont étudiés l'écoulement dans un cyclone par deux méthodes. La première utilise le code commercial Fluent 3.03. L'écoulement est considéré tridimensionnel donc non axisymétrique. Il est tenu compte de l'effet de la turbulence par le modèle ASM. La deuxième approche, développée par les auteurs, est analytique. Une solution exacte a été donnée de l'équation de la fonction de courant pour l'écoulement permanent axisymétrique non-visqueux dans la zone conique du cyclone. Les résultats du cyclone ont été comparés avec les données expérimentales de **Boysan et al** (1982) et de **Kelsali D.F.** (1992). Les résultats numériques, analytiques et expérimentaux sont en bon accord. Cependant, il a été trouvé que les conditions à l'entrée notamment la vitesse moyenne et les contraintes de Reynolds ont une forte influence sur le comportement de l'écoulement à l'intérieur du cyclone.

Derksen and Van den Akker (2000) ont étudié l'écoulement turbulent monophasique tridimensionnel à l'aide de la méthode LES dans un cyclone à géométrie cylindrique . Les équations de Navier Stokes ont été résolues sur la base d'une approche numérique nouvelle appelée « Lattice-Boltzman ». Les résultats de la simulation sont en bon accord qualitativement et quantitativement de **Hoekstra et al.**(1988) faites par LDA. Les auteurs ont confirmé l'observation expérimentale que le centre du vortex oscille par rapport à l'axe du cyclone d'une manière quasi-périodique. Les valeurs numériques de la fréquence et l'amplitude de ces oscillations sont très proches des valeurs expérimentales. La simulation a mis en évidence un contre courant de fluide au niveau de l'axe du cyclone (vortex core precession).

Wanka. M.L. et al. (2001) présentent une étude expérimentale appuyée par une simulation numérique en utilisant un code de calcul CICLO, pour la détermination de la chute de pression dans les cyclones et l'effet de l'insertion d'une sorte d'aiguille sur l'axe afin de percevoir la performance du cyclone.

La solution numérique proposée est celle des volumes finis. L'écoulement turbulent est anisotrope. Le modèle de turbulence utilisé est une combinaison du modèle (k-ε) et le modèle de la longueur de mélange de Prandtl. Les auteurs ont trouvés des résultats numériques en bon accord avec ceux expérimentaux. Ils ont montré que l'insertion d'un corps central au niveau de l'axe du cyclone n'a pas apporté une amélioration appréciable de la chute de pression comme il a été avancé par **Zhou et Soo** (1990).

Harwood R. et Slack M. (2002) rapportent une comparaison de résultats sur l'aérodynamique dans un cyclone obtenus par le logiciel commercial Fluent 5.0 avec des résultats expérimentaux de **Ayers et al.**(1983). Le modèle des contraintes de Reynolds (R.S.M) a été utilisé pour tenir compte de la nature anisotrope de la turbulence dans les cyclones. Concernant la génération de maillage, des volumes finis de forme hexaédrique ont été utilisés. Les résultats numériques obtenus sont en bon accord avec les données expérimentales. Les auteurs ont montré que l'utilisation du modèle Large Eddy Simulation (LES) apporte seulement une petite amélioration comparativement au modèle RSM.

Slack et al. (2003) ont présenté un développement d'une interface pour améliorer l'utilisation du logiciel Fluent par des utilisateurs non experts. L'article décrit un outil automatisé qui permet à l'ingénieur d'effectuer des simulations sur les cyclones permettant ainsi des conceptions plus rapides et moins coûteuses.

1.3)Objectif du présent travail :

Ce travail se compose de deux parties, une partie expérimentale et une partie numérique. Dans la première étude, nous avons fait un travail expérimental par LDA d'un écoulement d'air tridimensionnel complexe dans un cyclone. L'entrée de l'air est tangentielle d'un débit égal à 500 (m³/h). Des profils radiaux des composantes axiales et tangentielles de vitesses moyennes et fluctuantes ont été mesurés à plusieurs stations axiales et pour différents angles, voir figure-(1-3). Il est à rappeler que cette première partie de mesure expérimentale a été faite au

laboratoire LERMAB Université Henry Poincaré de Nancy, sujet proposé par la société AIRECO pour relancer un nouvel échangeur-cyclone.

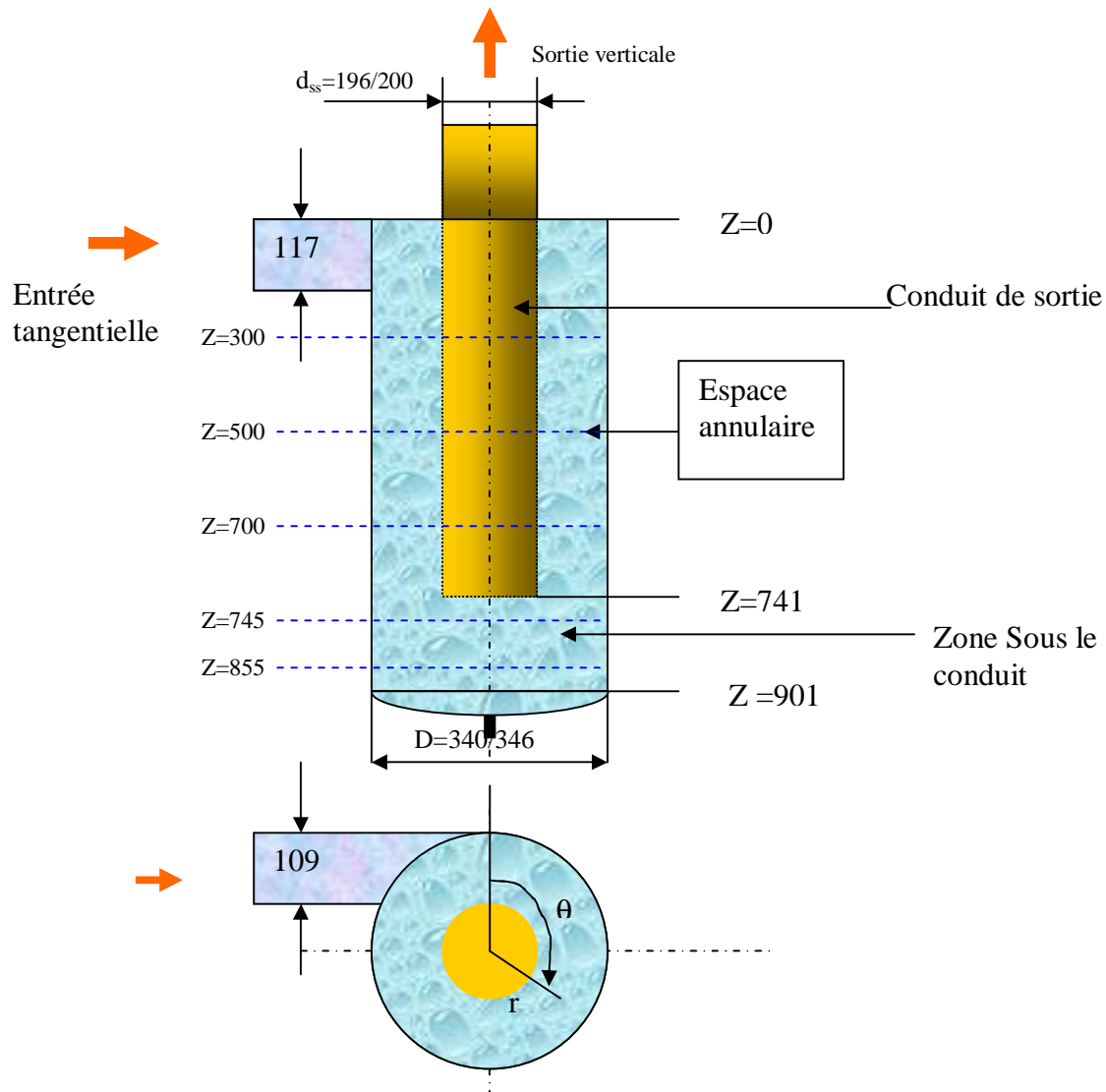


Figure-(1-3), configuration géométrique étudiée

La seconde partie est la simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel considéré. Elle est faite dans le but de confronter les études expérimentale et numérique. Cette dernière est basée sur l'utilisation de deux modèles mathématiques de turbulence à savoir, le modèle (k- ϵ) et le modèle des contraintes de Reynolds appelé aussi, modèle (RSM). Cette analyse de simulation numérique, est traitée par un logiciel commercial « Fluent », acheté par le laboratoire de mécanique de Constantine.

1.4) Présentation du contenu de la thèse :

Le présent travail comprend cinq chapitres qui sont :

- a) Chapitre un : introduction et étude bibliographique
- b) Chapitre deux : principe de mesure par LDA
- c) Chapitre trois : dispositif expérimental
- d) Chapitre quatre : formulation mathématique
- e) Chapitre cinq : résultats et discussion

Le chapitre un décrit l'importance des cyclones et leur vaste utilisation industrielle, suivie d'une étude bibliographique des travaux effectués par d'autres auteurs dans le domaine au cours des années précédentes, et on le termine par l'objectif et les grandes lignes de cette thèse.

Le chapitre deux est consacré aux définitions, aux propriétés physiques du laser et aux domaines de son utilisation. On trouve aussi dans ce chapitre, le principe de mesure d'une particule par anémomètre laser à effet Doppler (LDA). A la fin de ce chapitre, on cite aussi d'autres méthodes de mesure récentes des vitesses d'un fluide.

Le troisième chapitre est consacré à la description de l'installation et le système de déplacement de la sonde de mesure des particules ainsi que le réglage couplé système-déplacement / cyclone avant d'entamer les mesures. On décrit aussi le système qui génère l'ensemencement des particules.

Le quatrième chapitre est réservé aux formulations mathématiques, où, on expose les équations mathématiques régissant les phénomènes d'écoulement turbulent dans la configuration en question. Deux modèles mathématiques de turbulence sont présentés, à savoir, le modèle (k- ϵ) et le modèle RSM.

Le cinquième chapitre est consacré aux résultats obtenus par mesure expérimentale et aux résultats obtenus par simulation numérique fournis par le logiciel « FLUENT ». Ces résultats seront discutés. Certains résultats expérimentaux et numériques seront confrontés.

A la fin, on termine ce travail par une conclusion et la contribution apportée dans cette thèse.

CHAPITRE DEUX

Principe de mesure par LDA

2.1) Introduction :

L'utilisation du laser dans le domaine de la métrologie industrielle est en train de prendre une place importante grâce à sa précision. C'est une source exceptionnelle de rayonnement, capable de produire dans des bandes spectrales extrêmement fines d'intenses champs électromagnétiques cohérents dans l'intervalle spectral s'étageant de l'infrarouge à l'ultraviolet, visible à l'œil. Seuls quelques processus physiques simples contribuent au fonctionnement d'un laser. C'est le physicien américain d'origine Iranienne Ali Javan en 1961 qui a mis au point un laser à gaz qui fonctionne avec l'hélium et le néon. Cette nouvelle technique de mesure repose sur l'exploitation de l'effet Doppler, découvert en 1842 par le physicien Doppler pour les ondes sonores, peu après, pour les ondes lumineuses.

2.1.1) Principes physiques de fonctionnement du laser :

Le laser est une source de rayonnement dans laquelle un photon émis par un atome excité est contraint d'extraire de l'énergie des autres atomes excités, créant par là-même d'autres photons et augmentant ainsi l'amplitude du champ électromagnétique original. Il faut donc disposer d'un grand nombre d'atomes excités qui soient susceptibles d'être stimulés. Cet oscillateur doit réunir trois éléments nécessaires qui sont :

- un milieu actif (collection d'atomes)
- un pompage (un processus d'excitation ou un amplificateur de rayonnement)
- une cavité résonnante (siège d'oscillation laser).

2.1.2) Propriétés des faisceaux de lumière :

i) La lumière :

La lumière ordinaire est composée de sept couleurs (que l'on peut observer grâce au prisme). Or, en physique, la couleur est une onde et chaque couleur a une longueur d'onde propre à elle, figures (2-1 et 2-2). La lumière solaire par exemple est constituée de plusieurs couleurs.

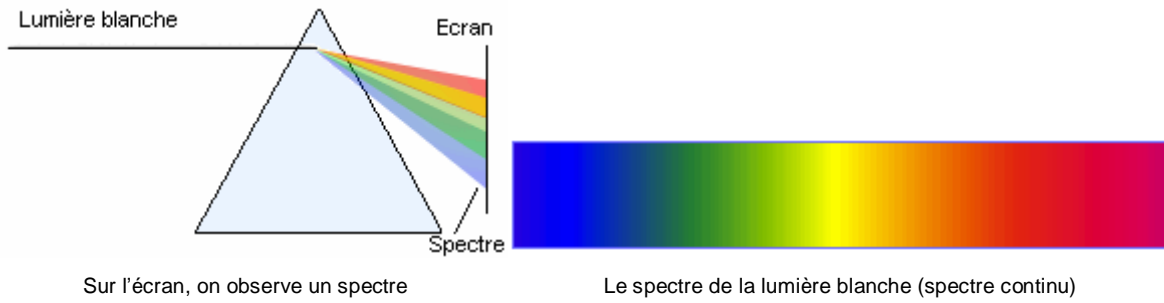


Figure-(2.1) Spectre de lumière blanche

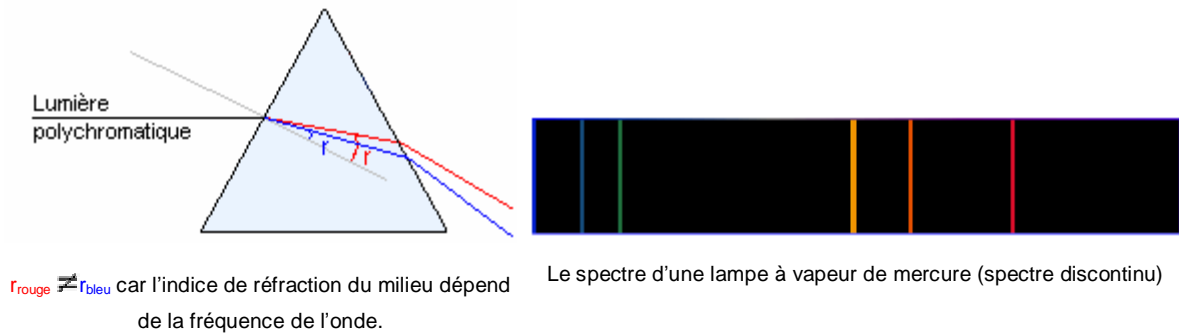


Figure-(2-2) Spectre de lumière polychromatique

ii)Le Laser :

C'est un type de lumière particulier car il n'a qu'une longueur d'onde. En outre, c'est une lumière ordonnée, c'est à dire que ses ondes et photons se propagent en phase (synchronisés), au lieu d'être arbitrairement distribués. La lumière laser doit sa cohérence au fait que les photons du milieu naissent sur le passage d'autres photons qui sont en phase avec eux dans leur déplacement. De plus, les photons obtenus par émission stimulée ont la même énergie et la même direction que les photons incidents, ce qui explique la pureté et la directivité du faisceau (les photons qui ne se déplacent pas dans l'axe des miroirs vont se perdre dans les parois opaques).

Cette propriété rend la lumière laser extrêmement directionnelle et d'une grande pureté spectrale. Le rayonnement laser se caractérise par une bande de longueur d'onde très étroite, au point que l'on parle de lumière monochromatique (une seule couleur, voir figure (2-3)). En outre, le laser peut émettre un faisceau extrêmement fin, qui diverge très peu. Ce faisceau est donc très directionnel. Dirigé sur une surface, même éloignée de plusieurs centaines de mètres, il apparaît comme une petite tache.

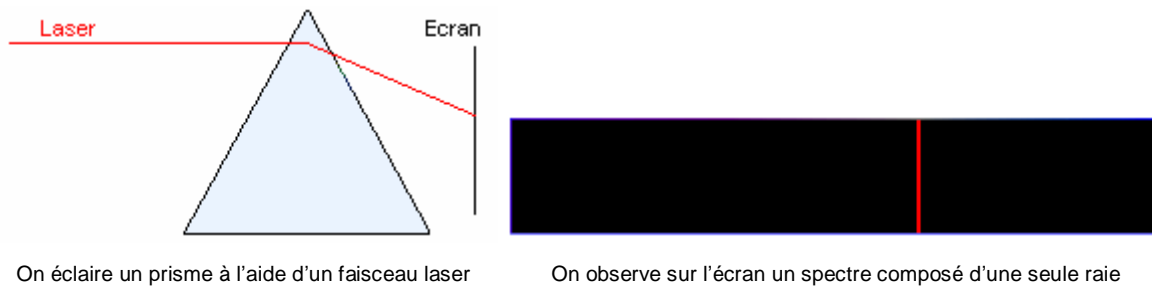


Figure-(2-3) Spectre d'un rayon laser

2.2) Les Propriétés du laser :

Le laser est employé dans de nombreux domaines à cause de ses propriétés. En effet, toutes les caractéristiques qui le distinguent de la lumière ordinaire sont devenues indispensables dans beaucoup de secteurs.

2.2.1) Monochromatique :

Un rayon laser est monochromatique (c'est à dire d'une seule couleur), il n'est donc composé que d'une seule longueur d'onde, c'est pourquoi, tous les rayons se comportent de la même façon (si on fait passer un rayon laser dans un prisme, sa lumière ne sera pas divisée, mais simplement déviée).

2.2.2) Intense :

Les lasers émettent une lumière très intense. Bien que certains lasers semblent peu puissants (quelques milliwatts), leur lumière est concentrée sur une toute petite surface, parfois d'à peine quelques millimètres carrés. C'est pourquoi, il est très important de ne jamais recevoir un faisceau laser directement dans les yeux, ce qui pourrait provoquer une cécité permanente en endommageant la rétine.

2.2.3) Cohérent :

La lumière produite par un laser est ordonnée dans le temps et dans l'espace. Ainsi, chaque photon qui la compose oscille en même temps, de la même manière. La directivité de la lumière laser est d'ailleurs une conséquence de sa cohérence.

2.3) Les types de laser :

2.3.1) Le laser à hélium –néon :

Un mélange de gaz (hélium et néon, ...) joue le rôle de générateur de photons. Le pompage s'effectue à l'aide d'un rayonnement UV ou de la mise sous tension électrique. Ce type de laser est accordé en fréquence continu dans une plage visible (632.8 nm).

2.3.2) Le laser à argon :

Le laser à gaz ionisé est beaucoup plus puissant (la puissance de sortie est de 10 w) fonctionnant en régime continu sur plusieurs raies visibles, les deux raies les plus intenses étant situées à $\lambda = 488$ nm (bleu) et $\lambda = 514$ nm (vert).

2.3.3) Le laser à gaz carbonique (CO₂) :

Il est le plus important des lasers à gaz. Son émission se situe dans l'infrarouge avec plusieurs raies autour de 10.6 μ m. Le laser CO₂ peut fournir des puissances continues s'étalant de la fraction de watt pour des applications scientifiques, à des dizaines de kilowatts pour le travail industriel.

2.3.4) Le laser à colorant :

Pour ces lasers, le milieu générateur est un colorant sous forme de liquide (contenu dans un tube de verre). Ce milieu est pompé par des flash lumineux ou un rayon laser en continu. Ce type de laser est accordé en fréquence dans une plage visible (400 nm-700 nm).

2.3.5) Le laser à semi-conducteur :

Un semi conducteur est une matière qui, à température ambiante, est isolante, et qui par exemple, soumise à une différence de potentiel précise devient conducteur (certains émettent aussi de la lumière). Dans le cas des lasers, on utilise des semi-conducteurs alimentés via une source électrique. Ces derniers comportent à leur jonction la surface réfléchissante nécessaire au pompage. C'est ainsi que la lumière laser est créée. Ces lasers sont économiques, petits et ils consomment peu d'énergie, c'est pourquoi on les utilise dans les lecteurs CD, les portes clefs, etc...

2.4) La vélocimétrie laser

2.4.1) principe :

La vélocimétrie laser à effet Doppler est l'une des techniques les plus modernes destinées aux mesures de la vitesse moyenne et ses fluctuations dans un écoulement de suspension de particules liquides. C'est une technique moderne qui permet de mesurer avec précision la vitesse locale d'un écoulement. Un champ de franges d'interférences est réalisé à l'aide d'un laser au point de mesure. Lorsqu'une particule entraînée par l'écoulement traverse cette zone de feuillets lumineux équidistants, la lumière diffusée est modulée à une fréquence égale au nombre de franges traversées par seconde, voir figure-(2-4). Le signal lumineux est collecté puis détecté et traité afin d'obtenir cette fréquence, appelée fréquence Doppler et la vitesse de la particule. Celle-ci est en général égale à la vitesse du fluide, ou très voisine d'elle.

L'anémomètre laser à effet Doppler est basé sur le décalage de la fréquence de la lumière émise par une particule en mouvement dans un fluide, éclairé par une lumière monochromatique, afin de déterminer la vitesse de ce fluide.

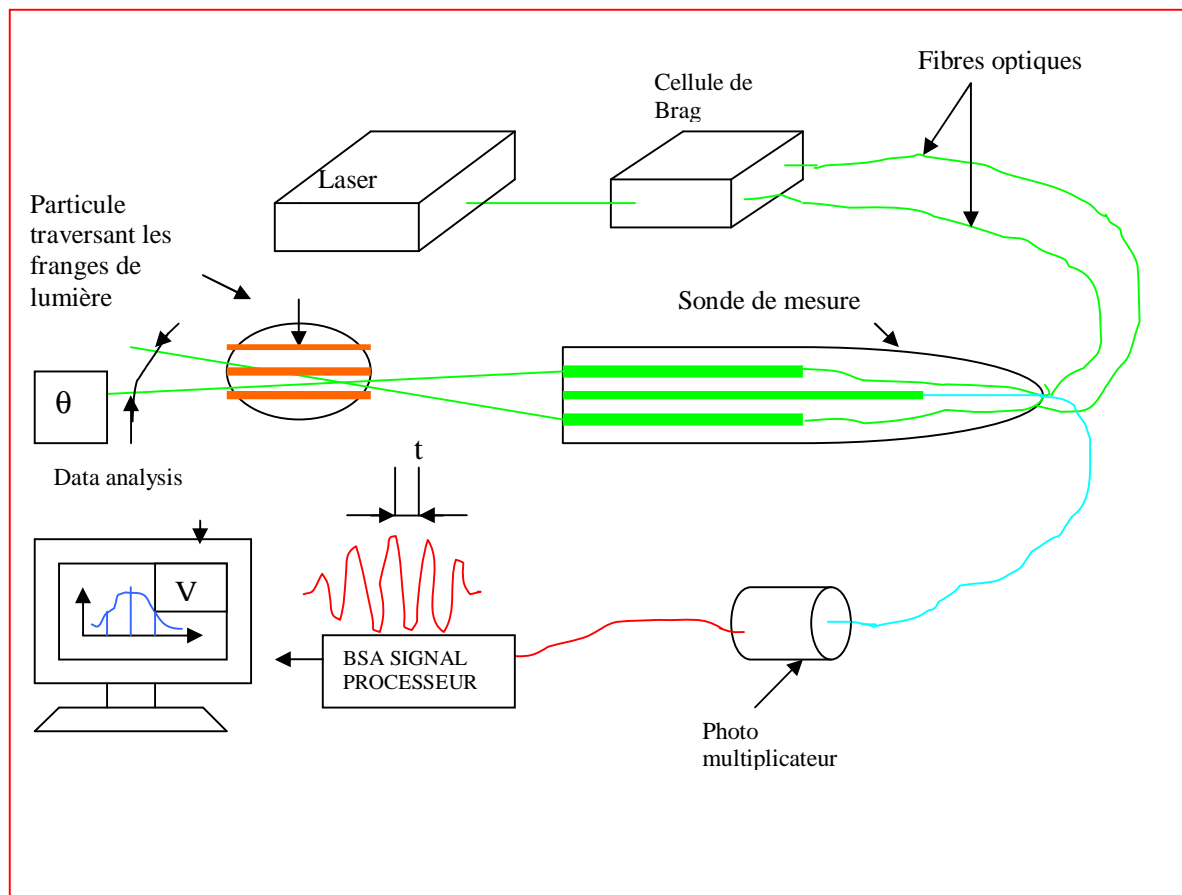


Figure-(2-4) Principe d'une installation d'une LDA

L'avantage de l'utilisation du laser est d'effectuer :

- *) des mesures ponctuelles avec une très bonne résolution spatiale du volume de mesure
- *) de recueillir la lumière diffusée par des particules microscopiques qui seront supposées suivre parfaitement l'écoulement.
- *) de ne pas perturber l'écoulement par l'apport d'une sonde matérielle.

2.4.2) Explication du mode de frange par image:

Pour bien illustrer ce phénomène de métrologie, si on examine la zone de recouvrement des faisceaux, on peut voir un réseau de franges d'interférence illustré sur la figure (2-5). C'est une succession de plans lumineux parallèles et équidistants. Cette zone est appelée volume de mesure.

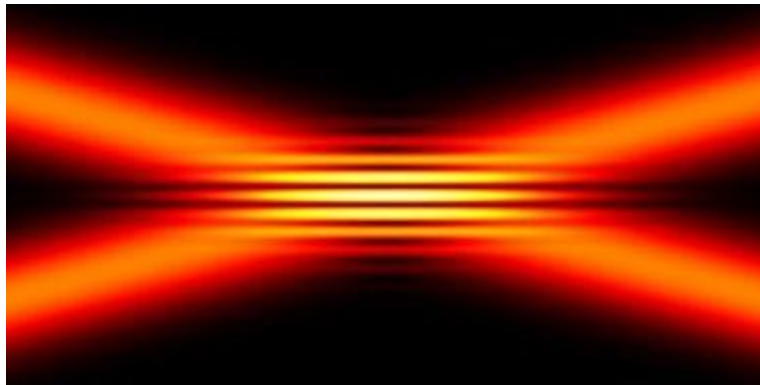


Figure-(2-5) Intersection de deux franges-(DANTEC 1999)

Quand une particule, entraînée par un courant d'air, traverse le volume de mesure, voir figure (2-6), il est alors possible de le voir scintiller au passage des plans lumineux. Les plans étant parallèles et équidistants, la cadence du scintillement est proportionnelle à la vitesse de la particule. Le petit film ci-dessous montre le passage d'une particule dans un réseau de frange. En amplifiant convenablement le signal de la photodiode, on verra sur un oscilloscope un signal dont chaque pic correspond au passage de la particule dans un plan lumineux.

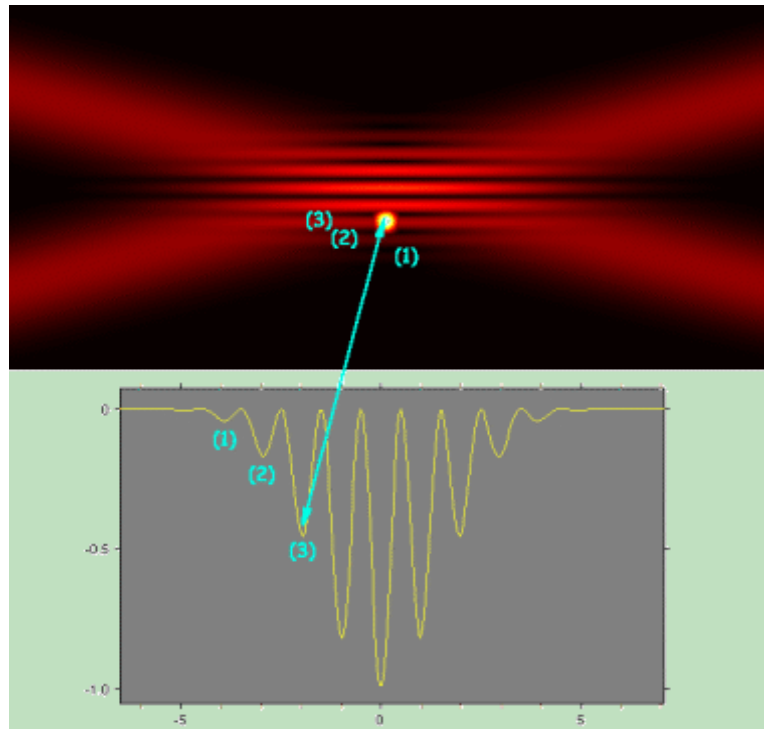


Figure-(2- 6) Signal issu du photomultiplicateur (Dantec 1999)

A l'aide de l'ordinateur, nous pouvons enregistrer ce signal lumineux, et l'analyser pour en mesurer la fréquence caractéristique, voir figure-(2.7).

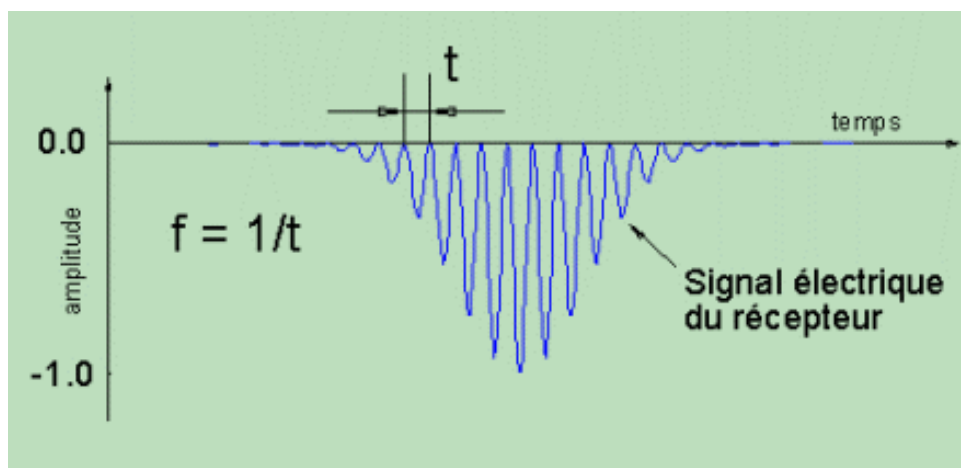


Figure-(2-7) Signal électrique du récepteur (Dantec 1999)

Avec des formules de mathématiques, on peut relier la fréquence caractéristique à la composante de vitesse perpendiculaire aux franges. La distance entre les franges est supposée connue, voir figure-(2-8).

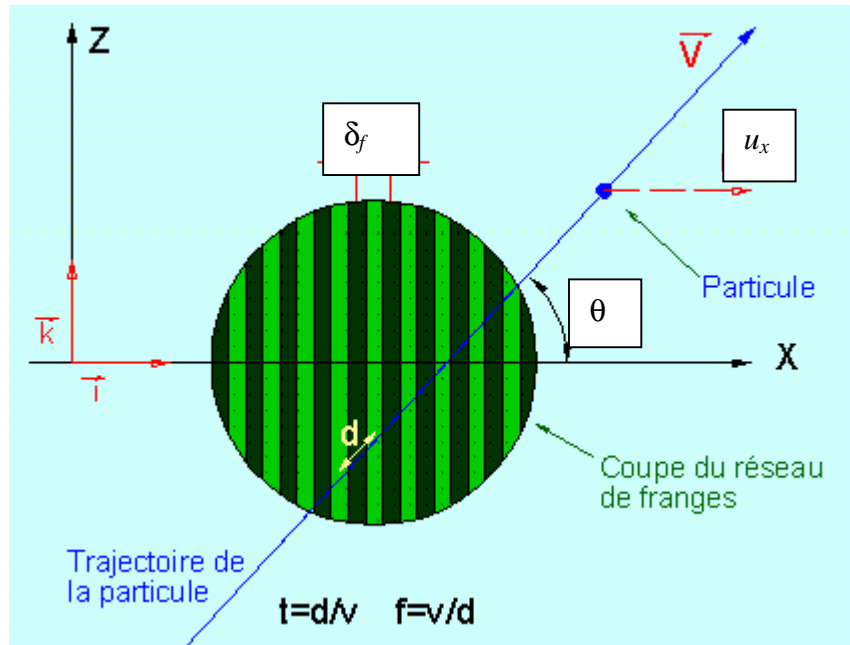


Figure-(2-8) Coupe du réseau des franges

La distance entre deux franges successives est : $d_f = d \cdot \cos q$ (2-1)

La fréquence est alors égale à : $f_D = \frac{V \cdot \cos q}{d} = \frac{u_x}{d_f}$ (2-2)

la vitesse u_x perpendiculaire aux franges est fonction de la fréquence $u_x = d_f \cdot f_D$

Au cours du temps, suite au passage aléatoire des particules dans le volume de mesure, on peut enregistrer une série de vitesses instantanées. La vitesse moyenne et le taux de turbulence sont alors déterminés par traitement statistique sur une population de particules comme l'illustre cette figure-(2-9).

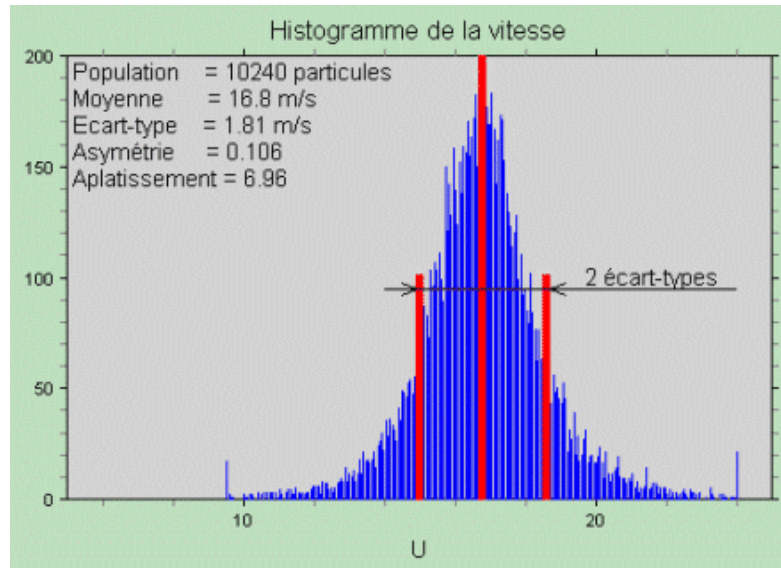


Fig-(2-9) Histogramme de vitesse (Dantec 1999)

2.4.3) Mise en équation :

Si on considère une particule se déplaçant à une vitesse V et éclairée par une lumière monochromatique de fréquence f_0 et de longueur d'onde λ_0 , voir figure-(2-10), cette particule diffuse de la lumière dans toute les directions avec une fréquence f_d fonction de l'angle d'observation.

La fréquence Doppler est :

$$f_D = f_d - f_0 \tag{2.3}$$

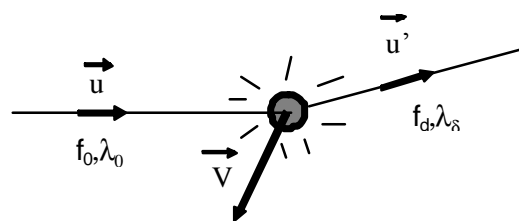


Figure-(2-10) Mesure de la vitesse d'une particule

2.4.4) Mesure de la fréquence Doppler :

En mécanique des fluides, la mesure de f_D , appelée fréquence de battement ou fréquence Doppler est la base de la vélocimétrie laser. Pour des vitesses élevées, f_D reste inférieure à quelques dizaines de Mhz, alors que f_0 est de l'ordre de 10^{14} Hz. Il est donc impossible de mesurer directement f_D . Pour cela, on fait appel au modèle de mesure appelé "mode différentiel "(ou mode des franges) pour détecter les fréquences Doppler.

2.4.4.1) Mode des franges :

Deux rayons incidents illuminent simultanément la même particule .

La particule diffuse de la lumière provenant des faisceaux (où le battement est réalisé par les deux faisceaux incidents).

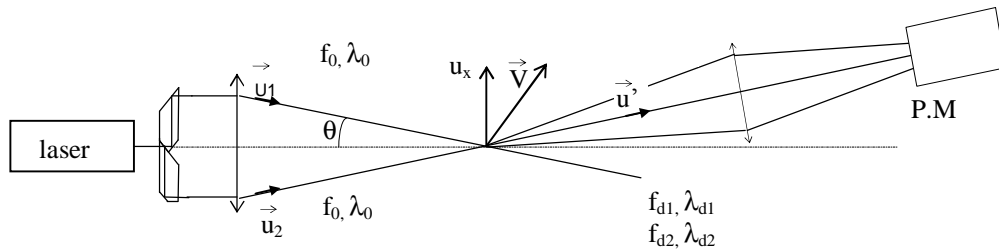


Figure- (2-11) Mesure par mode de frange.

A partir d'un faisceau laser, on en crée deux de même fréquence, intensité et diamètre. Ces faisceaux sont focalisés par une lentille, figure-(2-11).

La vitesse de la particule étant négligeable devant la vitesse de la lumière on peut écrire

$\lambda_{d1} = \lambda_{d2} = \lambda_0$, (où $\lambda_0 = C/f_0$, C : vitesse de la lumière) la fréquence de la lumière provenant du premier faisceau s'écrit :

$$f_{d1} = f_0 + \frac{V}{l_0} (\mathbf{u}' - \mathbf{u}_1) \tag{2-4}$$

Celle du deuxième faisceau s'écrit :

$$f_{d2} = f_0 + \frac{V}{l_0} (\mathbf{u}' - \mathbf{u}_2) \tag{2-5}$$

Le battement des deux fréquences conduit à :

$$f_D = f_{d2} - f_{d1} = \frac{V}{l_0} (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2) = \frac{2u_x \sin q}{l} \tag{2-6}$$

La composante mesurée est donc directement proportionnelle à la fréquence Doppler, qui est indépendante de la direction d'observation. A l'intersection de deux faisceaux monochromatiques et cohérents il apparaît un réseau de franges d'interférences perpendiculaires au plan des deux faisceaux, franges alternativement brillantes et sombres.

2.4.5) Caractéristique du volume de mesure :

La fréquence f_D peut également être déterminée en considérant le champ d'interférences qui existe à l'intersection des deux faisceaux. Les deux faisceaux laser sont supposés monochromatiques, cohérents et gaussiens. La région de l'espace où se situent ces franges d'interférence est un ellipsoïde qui a les caractéristiques illustrées sur la figure (2-12a).

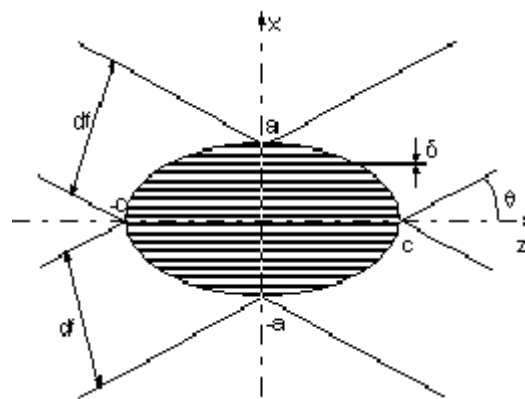


figure-(2-12a) Volume de mesure

La dimension du diamètre du faisceau lumineux est donnée par :

$$d_f = \frac{4 l \cdot l}{p d_l} \tag{2- 7}$$

l : distance focale de la lentille

d_l : diamètre du faisceau en sortie du laser.

L'angle θ est donné par : $q = \text{tg}^{-1}(\frac{D}{2l})$ où D est la distance entre les deux faisceaux.

Les épaisseurs de l'ellipsoïde dans les trois directions x, y et z sont:

$$\begin{aligned}
 d_x &= 2a = \frac{d_f}{\cos q} \quad , \\
 d_y &= 2b = d_f \quad , \\
 d_z &= 2c = \frac{d_f}{\sin q} \quad ,
 \end{aligned}
 \tag{2- 8}$$

Pour un petit angle entre les deux faisceaux lumineux, on peut considérer que :

$$d_x = d_y .$$

L'espace entre deux franges, δ_f , dépend de la longueur d'onde et de l'angle entre les deux faisceaux, appelé interfrange.

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin q} ; \tag{2- 9}$$

Le nombre de franges dans un volume de mesure peut-être calculé par la relation suivante :

$$N_f = \frac{d_f}{d_f} = \frac{4D}{p d_l} = \frac{2 \tan q}{l} d_f ; \tag{2- 10}$$

Les faisceaux sont supposés gaussiens, la répartition de l'intensité lumineuse dans une section du volume de mesure est représentée sur la figure(2-12b) :

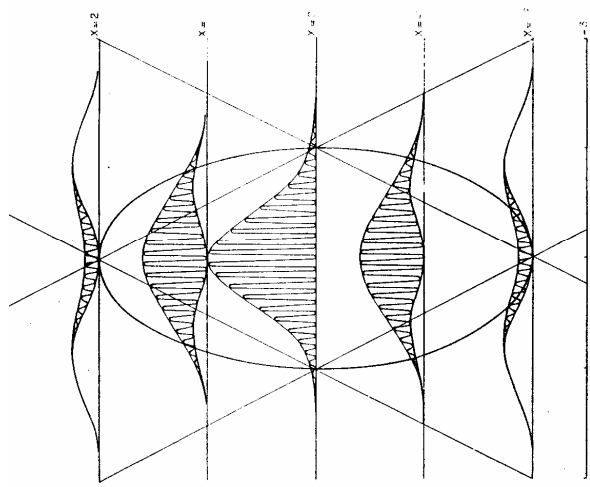


Figure (2-12b) Répartition de l'intensité lumineuse dans le volume de mesure

2.4.6) détermination du sens de l'écoulement :

Avec les montages précédents, la fréquence Doppler, proportionnelle à la composante mesurée, est la même quel que soit le sens de passage de la particule. Or, si l'écoulement présente des zones de recirculation ou de très faibles vitesses, il est indispensable de connaître le sens de la vitesse. En faisant défiler les franges d'interférences, dans un sens et à une fréquence connue, le sens de la vitesse est détecté. Pour créer ce défilement, la fréquence de

l'un des faisceaux par rapport à l'autre est modifiée. Ceci est généralement réalisé par une cellule de Bragg placée sur le trajet de l'un des faisceaux (fréquence f_0). Celle-ci délivre un faisceau de fréquence $f_0 + F_c$. La valeur de F_c la plus courante est 40 MHz. Le chemin optique du faisceau non décalé est compensé. Le décalage de l'un des faisceaux produit un déplacement des franges du faisceau de plus haute fréquence vers l'autre. Le déplacement se fait à une fréquence égale à celle de décalage. La fréquence détectée par le PM, f_{PM} , est donnée sur la figure (2-13). Le sens de vitesses mesurées positivement est le sens opposé au défilement des franges. Les signaux de fréquence inférieure à F_c correspondent donc à des particules de vitesse négative égale à $-(f_{PM} + F_c)$.

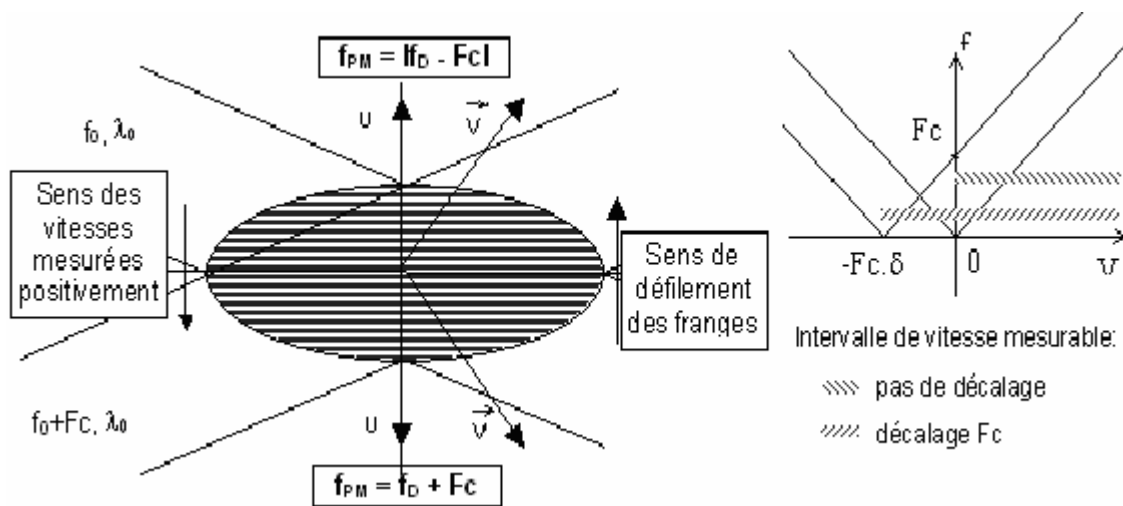


Figure (2-13) Fréquence détectée par le PM avec une cellule de Bragg.

2.5) Traitement statistique :

Acquisition au point de mesure d'un échantillon de N valeurs de la composante de vitesse instantanée U_i :

*) Vitesse moyenne :

$$\bar{U}_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} U_i^n \quad (2- 11)$$

*)Tensions de Reynolds :

$$\overline{u_i u_j} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} (U_i^n - \bar{U}_i)(U_j^n - \bar{U}_j) \quad (2-12)$$

2.6) D'autres méthodes techniques expérimentales de mesure pour les écoulements turbulents:

Il existe d'autres méthodes de mesure de la vitesse :

- les méthodes intrusives (elles perturbent l'écoulement) comme l'anémométrie à fil chaud
- les méthodes non-intrusives (à base de laser) telles que la PIV (Particle Image Velocimetry).

2.6.1) anémomètres à fil chaud:

L'anémométrie à fil chaud est une méthode quantitative et intrusive de mesure de vitesse dans un écoulement. Un fil, généralement en tungstène, de dimension extrêmement faible (diamètre de l'ordre du micromètre) est maintenu à une température constante élevée. Lors du passage d'un écoulement (qui doit être à une température inférieure à celle du fil) le fil est refroidi. Il est alors possible de remonter à la vitesse de l'écoulement en calculant l'énergie qu'il faut fournir au fil pour le maintenir à sa température.

2.6.2) Vélocimétrie par Image des Particules (PIV) :

La mesure de vitesse d'un écoulement peut s'effectuer par l'intermédiaire de l'imagerie laser. Le principe est de filmer le mouvement de particules (traceurs du fluide), petites dans le cas d'un écoulement gazeux de façon à ce qu'elles suivent bien le mouvement du fluide et de l'étudier. La PIV se décompose en deux parties : une partie acquisition d'images et une partie traitement des données. La première partie est l'acquisition de deux images successives dans un plan de l'écoulement espacé d'un intervalle de temps dt . Pour figer l'écoulement, l'éclairage est réalisé par l'intermédiaire de tir laser très courts (5 à 10 ns), le faisceau laser est transformé en fine nappe (1mm à 300 μ m) par l'intermédiaire de lentilles convergente et divergente. La seconde partie est le traitement statistique des images réalisé grâce à un logiciel. Le logiciel

donne le déplacement le plus probable d'une partie de l'image (maille d'interrogation, typiquement 32×32 pixels). En divisant ce déplacement par le temps inter-images ainsi, on calcule la vitesse.

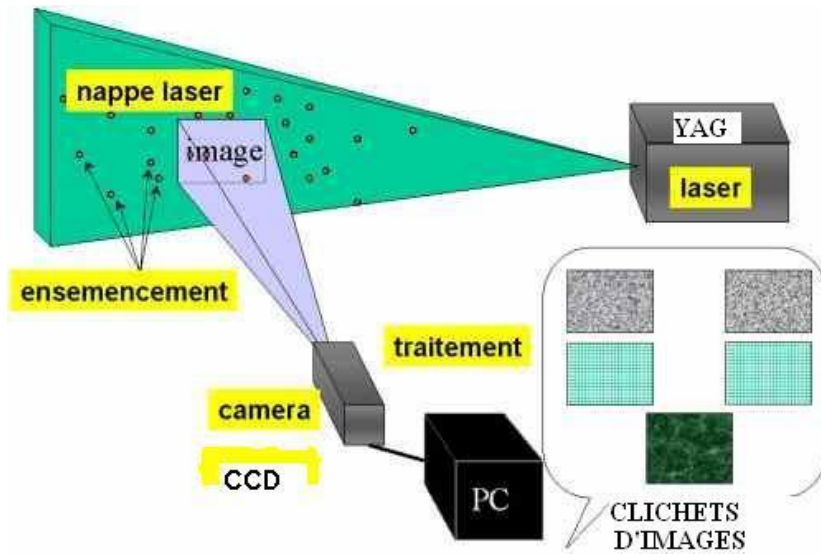


Figure-(2-14) Principe de fonctionnement de la PIV (Dantec-2002)

CHAPITRE TROIS

Dispositif expérimental

3-1) Introduction :

Nous présentons dans un premier temps la description de l'installation du banc d'essais utilisée pour mesurer le champ de vitesses dans le cyclone à l'aide d'une vélocimétrie, puis le déroulement de ces mesures (notamment la façon de mesurer les vitesses des particules engendrées par l'ensemencement), le réglage nécessaire apporté au rail et la sonde de mesure portée par un système à trois degrés de liberté.

3.1.1) Description du matériel

La figure (3-1) présente l'ensemble de l'installation du banc d'essais utilisé pour entamer les mesures sur cyclone à différentes stations. Le dispositif expérimental a été monté au laboratoire LERMAB, Université Henri Poincaré Nancy

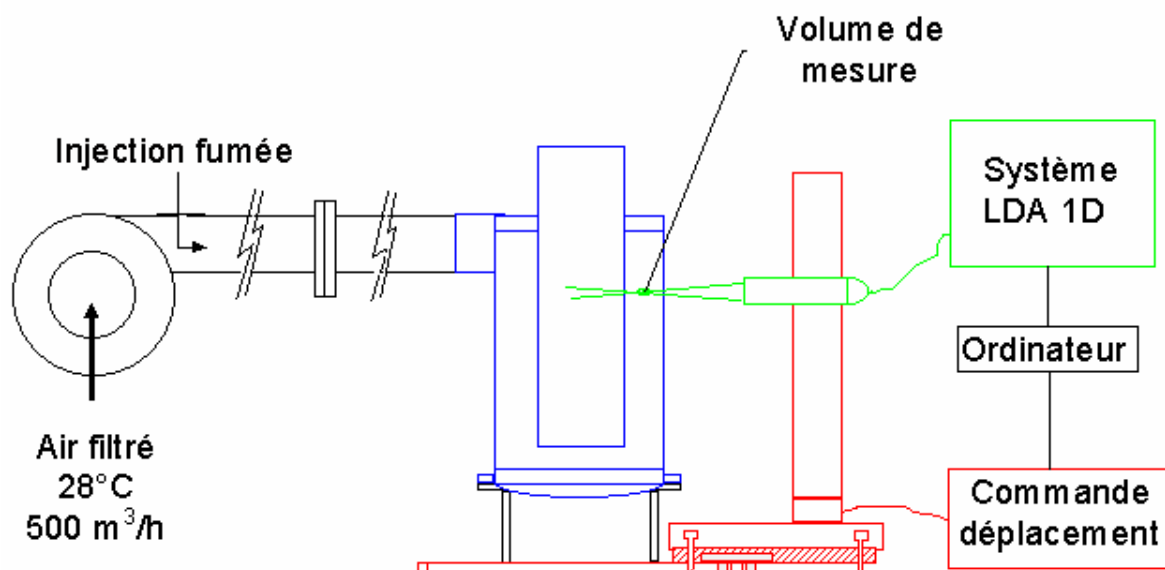


Figure-(3-1) Schéma du banc d'essais utilisé en vélocimétrie

L'équipement spécifique à la vélocimétrie se divise en 3 parties:

- le vélocimétrie proprement dit
- l'ensemencement en traceurs
- le système de déplacement de la sonde optique

La figure - (3-1) représente la veine d'essais qui délivre un débit d'air compris entre 100 et 2000 m³/h. Le ventilateur est situé à l'extérieur du local. La vitesse de rotation du ventilateur est variable est réglée selon le besoin. Le débit maximum obtenu est de l'ordre de 2000 m³/h d'air. L'air est ensuite épuré par une filtration en deux étapes (préfiltre à 5 µm, puis filtre « absolu » à 0,3 µm).

3.1.2) Réglages du vélocimètre

Le système représenté sur la figure (3-2) possède une puissance laser Argon de 5W et émet un faisceau polarisé verticalement, de diamètre 1,25 mm, de divergence 0,69 mrad. Celui-ci est collimaté avant d'être divisé en deux faisceaux, dont l'un est décalé de 40 MHz dans le Colorburst par une cellule de Bragg. Un prisme permet ensuite d'obtenir des faisceaux monochromatiques.

Le système est à une composante, il utilise la longueur d'onde $\lambda = 514,5\text{nm}$ (visible à l'œil). La lentille de transmission de la sonde a une focale de 350 mm, l'écartement des faisceaux est de 50 mm au niveau de cette lentille. Leur diamètre est de 2,8mm.

Les caractéristiques du volume de mesure sont donc les suivantes voir figure-(2-7)):

$$\theta = 4,09^\circ \quad 2a = 90 \mu\text{m}$$

$$\delta = 3,6107 \mu\text{m} \quad 2b = 90 \mu\text{m}$$

$$N_f = 23 \quad 2c = 1,3 \text{ mm}$$

Le système est à rétrodiffusion. Le signal reçu est focalisé par la lentille de réception est transmis au Colorlink, qui sépare les différentes couleurs si plusieurs composantes sont mesurées.

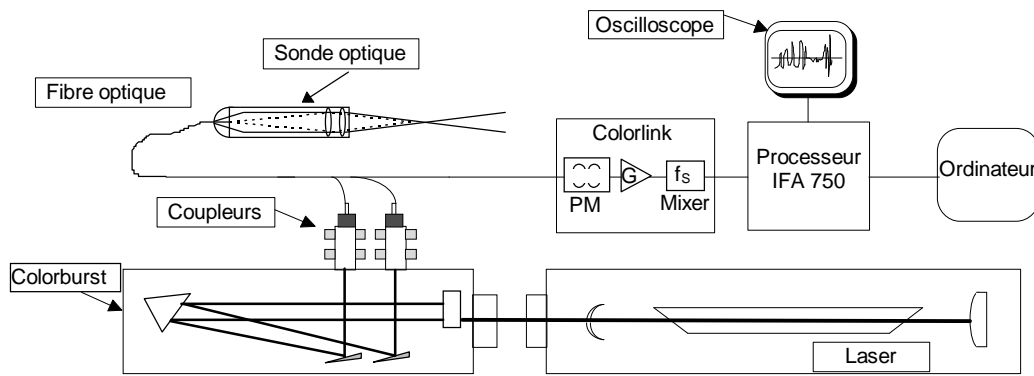


Figure-(3-2) Vélocimètre TSI

Le signal lumineux est ensuite converti en un signal électrique puis amplifié. Il est alors mélangé à un signal de fréquence adaptée pour que la fréquence de décalage soit effectivement celle choisie par l'utilisateur (car au niveau du volume de mesure, elle est toujours de 40 Mhz).

En chaque point, 5000 mesures sont effectuées. Le taux d'acquisition est de l'ordre de 4kHz.

3-2) Ensemencement :

Nous avons opté pour la fumée d'encens : dans les zones difficiles (proximité des parois, zone centrale du cyclone où la vitesse est faible et très fluctuante), c'est avec cet ensemencement que nous obtenons les meilleurs taux d'acquisition. De plus, les fumées (de l'ordre de $0,1\mu\text{m}$) sont susceptibles de suivre les plus hautes fréquences dans des écoulements turbulents.

Le dispositif de la figure (3-3) nous permet d'ensemencer la veine d'essai. La procédure se fait manuellement. L'encens sous forme de grains (latex), porté à une température de 300°C , est pyrolysé et la fumée produite est poussée dans la veine par de l'air comprimé. Des goudrons sont également produits, d'où la présence de pièges: un premier flacon laveur refroidit et condense ces goudrons, piégés dans l'eau, le deuxième piège capte les gouttelettes très chargées en résidus échappées du premier.

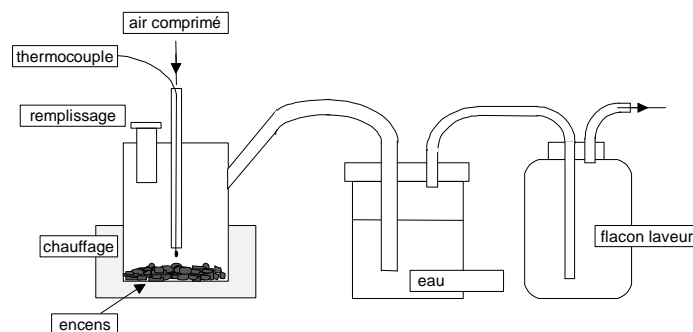


Figure-(3-3) Système d'ensemencement

Le brûleur chargé a une durée approximative de 20 minutes. Le chargement est rapide mais la combustion ne reprend pas toujours à la même vitesse. L'ordre de grandeur des taux d'acquisition est répétitif en un même point de l'écoulement mais pas très stable figures (3-5 et 3-6). Sur le même principe, pour générer un débit de fumée plus stable, un meilleur dispositif a été réalisé, au niveau de l'atelier du laboratoire, où la température est régulée et l'alimentation est continue pendant une heure environ. Ce système est présenté, figure (3-4).

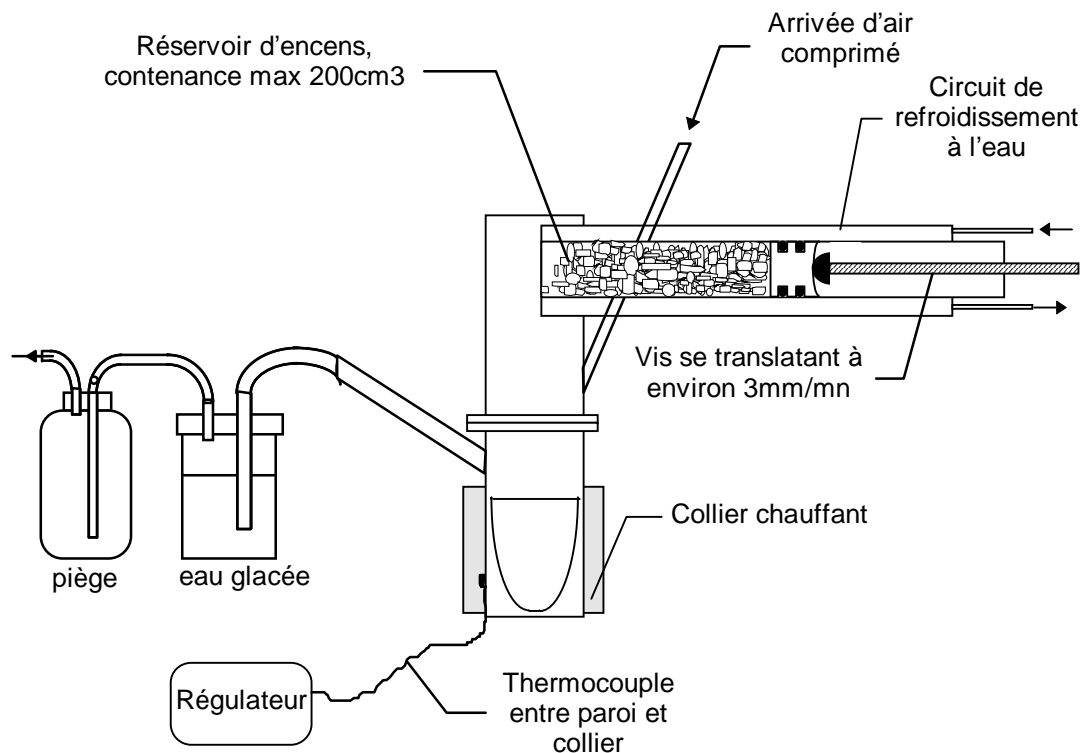


Figure - (3-4) Système d'ensemencement continu

Le débit de fumée obtenu est beaucoup plus stable qu'avec le système précédent, ce qui est répercuté sur le taux d'acquisition. La figure-(3-5) présente l'évolution de ce taux, obtenu en un même point et avec les mêmes réglages pour deux chargements.

Pendant une heure ($10\text{mn} < t < 1\text{h}10\text{mn}$), les taux d'acquisition sont stables et de même ordre pour les deux essais:

1er essai	taux moyen = 3460 Hz,	écart-type = 675
2ème essai	taux moyen = 3600 Hz,	écart-type = 690.

Ces résultats sont satisfaisants, néanmoins l'encens est de qualité variable et il arrive que dans les mêmes conditions, il ne fume pas ou génère une fumée de qualité différente. En particulier

la fumée produite à la fin de la combustion est constituée de particules, peut-être trop fines, dont le signal n'est pas détecté par le vélocimètre.

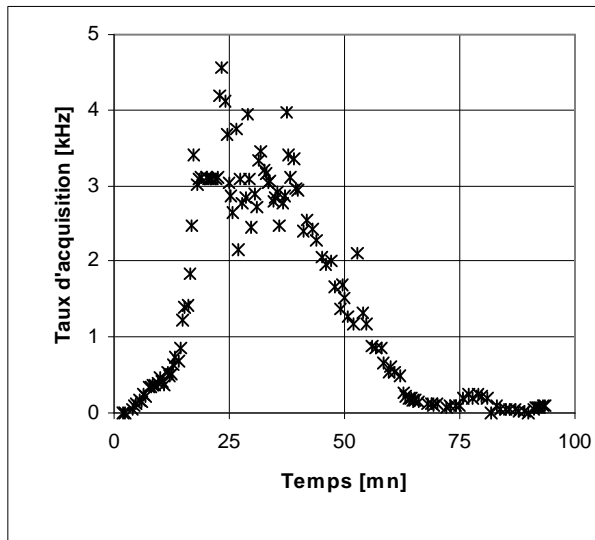


Figure 3-5: Taux d'acquisition en fonction du temps - 1^{er} système

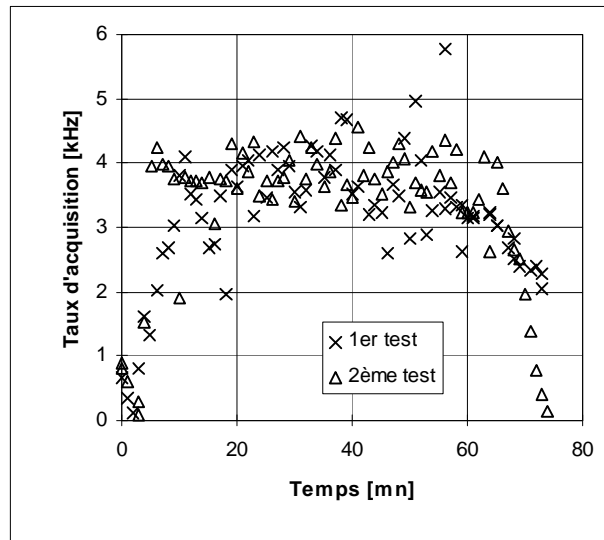


Figure 3-6: Taux d'acquisition en fonction du temps - nouveau système

3.3) Système de déplacement :

3.3.1) Le système de déplacement de la sonde :

Le système de déplacement de la sonde à quatre degrés de liberté, trois mouvements de mesure qui se font par un système à trois axes mobiles (x,y,z) , commandé à distance. Le quatrième mouvement où on fait bouger sur rail le système à trois axes portant la sonde de mesure par laser est manuel (noté angle θ par la suite). Donc, le déplacement longitudinal se fait selon l'axe x, le déplacement radial se fait selon l'axe y. Par contre, le déplacement le long de l'axe du cyclone se fait selon l'axe z.(voir système à trois axes, figure (3-7)).

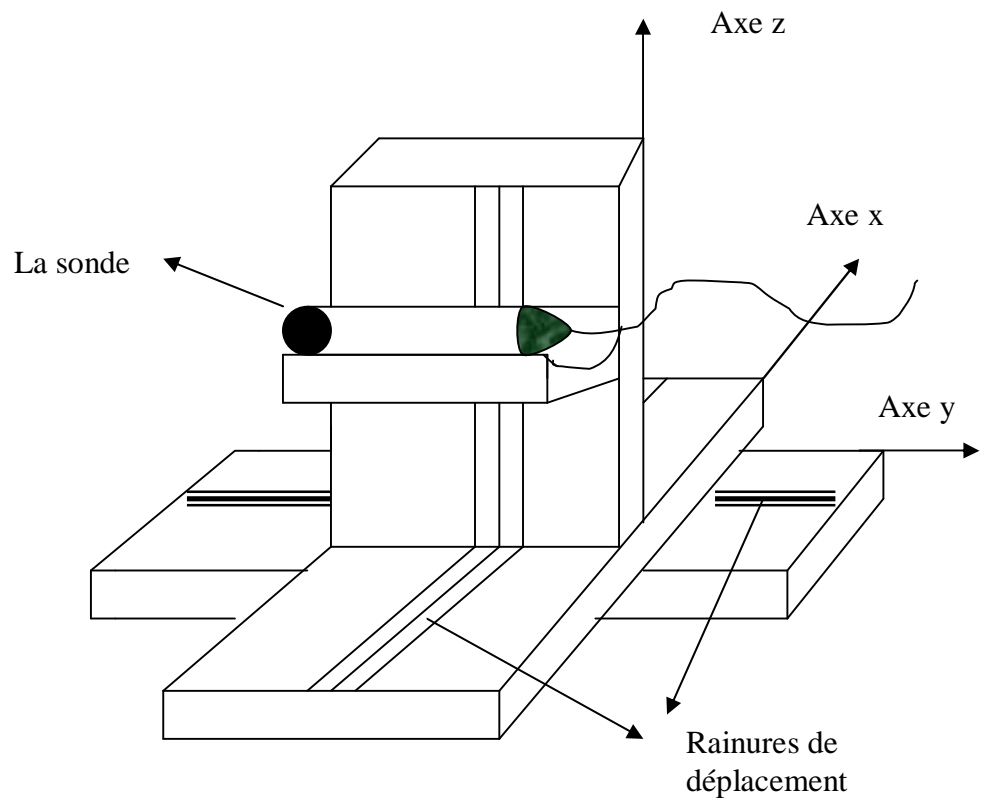


Figure - (3-7) Système de déplacement de la sonde

Le système de déplacement a été conçu de sorte que les trois composantes de la vitesse puissent être mesurées dans la majeure partie du volume du cyclone. Néanmoins, le réglage du système de mesure a pris beaucoup de temps. La première difficulté rencontrée était celle de la perpendicularité de l'axe du cyclone avec le plan de la rail, figure (3-8). La manipe qui existait déjà sans le système laser avait été montée sur un support en bois et lorsqu'on marchait dessus ça provoquait des vibrations. Pour palier à ça des supports de charpente métallique ont été installés ce qui a minimisé les défauts de vibration. Il est donc constitué :

- d'un système de déplacement de trois axes portant la sonde (voir figure (3-7)), pilotable par ordinateur, qui permet de balayer le cyclone sur une position angulaire donnée,
- d'un rail circulaire sur lequel le déplacement manuel du chariot supportant l'ensemble précédent nous permet de placer la sonde à l'angle souhaité.

Le système à trois axes a une précision de 0,01 mm.

Le problème est le fléchissement de la plaque qui fait l'interface entre le chariot et le système à 3 axes. Ce fléchissement n'est détectable que lors des mouvements de la sonde

selon Y qui décale l'axe du cyclone d'un angle α . Pour vérifier la bonne position verticale de l'axe du cyclone, on attache une petite masse à un fil qui lui aussi est attaché à une règle horizontale fixée sur le cyclone. Le déplacement du rayon laser d'une distance de $R=170$ mm (R , rayon du cyclone) permet de localiser l'erreur. La présence des vis calantes réduit et règle ce fléchissement à moins d' $1/10^{\text{ème}}$ de mm pour un déplacement de 360 mm.

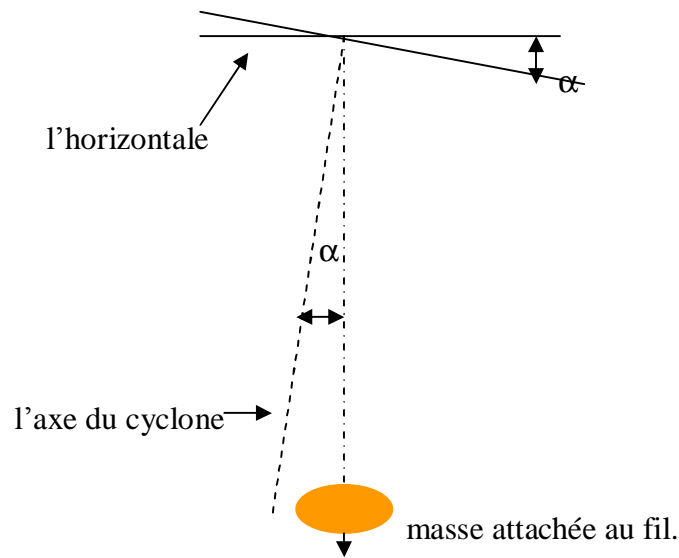


Figure- (3-8) Test pour vérifier le décalage de l'axe du cyclone

Le support du cyclone a une position fixe par rapport au rail, figure (3-9). Il a été mis de niveau puis centré à l'aide d'un comparateur. L'écart maximal sur la distance bride du support-rail est de 0,1 mm.

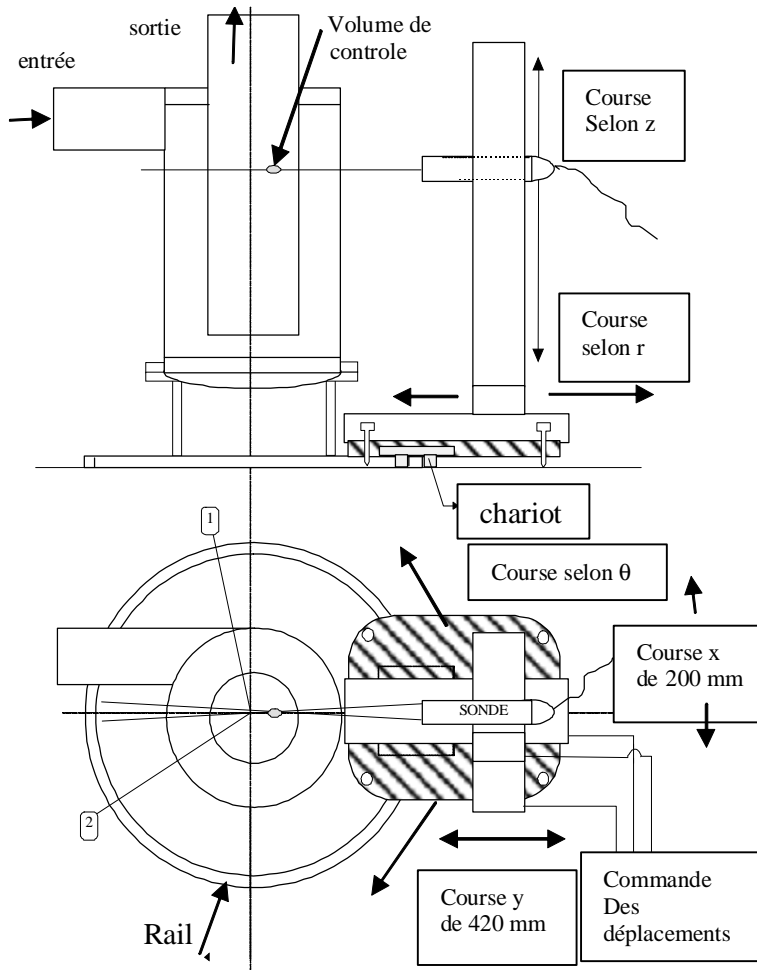


Figure-(3-9) Système de déplacement de la sonde LDA avec le cyclone

3.3.2) Les stations de mesure :

Le système de déplacement a été conçu de sorte que les deux composantes de la vitesse suivant les directions tangentielle et axiale puissent être mesurées dans la majeure partie du volume du cyclone. Il est donc constitué d'un système de déplacement à trois axes, pilotable par ordinateur commandé à distance, qui permet d'obtenir des mesures dans le domaine de l'écoulement dans le cyclone sur plusieurs positions données. En fait, des traversées radiales ont été effectuées en différentes positions axiales, figure (3-10), dans l'espace annulaire à $z = 300, 500$ et 700mm et en différents angles, figure (3-11), de $\theta = \theta_1 = -10^\circ$ à $\theta = \theta_{13} = 230^\circ$ par pas de 20° et sous le conduit de sortie à $z = 765$ et 855mm , l'intervalle angulaire dans cette zone et de 60° .

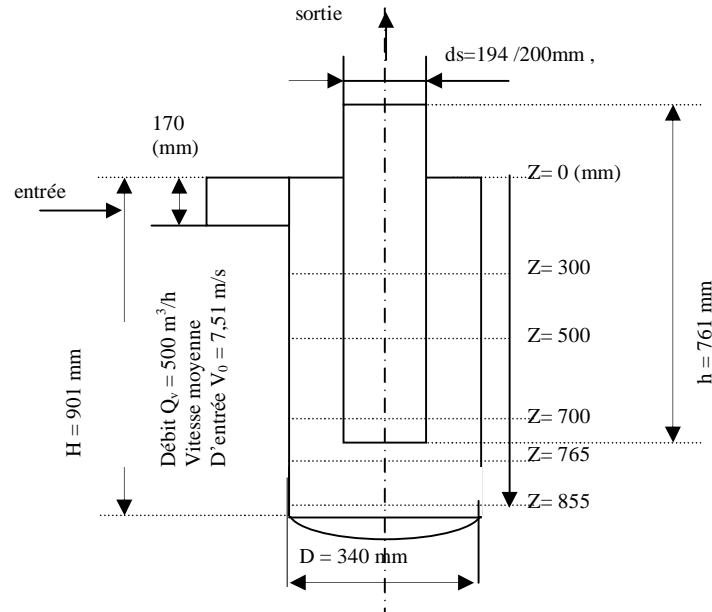
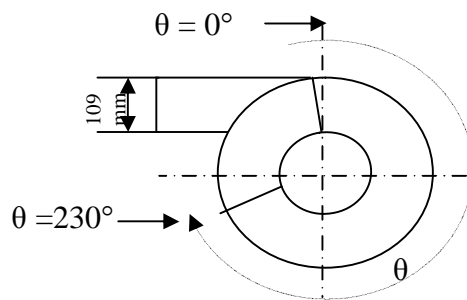


Figure-(3-10) positions axiales (Z) de mesure



**Figure-(3-11) zone d'étude
-10° < θ < 230°
par pas de 20°**

3-4) Procédure d'acquisition

3.4.1) Positionnement optique

Nous étudions un écoulement confiné, dans une géométrie cylindrique, ce qui pose plusieurs problèmes:

- Les faisceaux sont réfractés à la traversée des parois: la position du volume de mesure ainsi que l'interfrange dans certains cas sont alors modifiés. Des corrections basées sur l'optique géométrique permettent de prendre en compte la réfraction.
- Les réflexions des faisceaux sur les parois peuvent gêner la mesure. Ces réflexions sont en partie éliminées en posant des masques sur les parois.
- Le signal est atténué, surtout à la traversée de parois cylindriques.

- La qualité du signal dépend de la qualité optique des parois. Il faut éviter que ces parois ne présentent des dépôts, des rayures, un index de réfraction non homogène ou encore une mauvaise planéité ou cylindricité.

Par ailleurs, pour déterminer précisément la position du volume de mesure, il nous faut connaître la position relative du système de déplacement par rapport à l'appareil étudié. Pour cela des distances de référence sont mesurées, ce que nous présentons dans le paragraphe suivant.

3.4.2) Position du volume de mesure

Le volume de mesure se situe à l'intersection des deux faisceaux. Sa position par rapport à un objet fixe (paroi) est généralement déterminée par observation visuelle. Connaissant la focale de la lentille de la sonde optique, nous avons mesuré par observation à l'oeil nu les distances sonde-parois. Il existe des méthodes plus précises mais plus lourdes à mettre en oeuvre, déterminant directement la position du volume

3.4.3) Positionnement de la sonde par rapport aux parois

Nous avons vu que la mise à niveau du système de déplacement est manuelle. Elle n'est donc pas toujours faite à la même hauteur, ni à la même distance du support du cyclone.

A chaque nouveau placement, il faut donc reprendre des mesures de référence pour calculer ensuite la position du volume de mesure. Ces mesures sont les suivantes, réalisées à l'oeil nu:

- Mesure de x_c : x_c est l'abscisse pour laquelle l'axe de la sonde coïncide avec le diamètre du cylindre. C'est la position selon DX pour laquelle les impacts des 2 faisceaux et de leurs réflexions sont alignés et symétriques (figure-(3-10)).
- Mesure de y_p : position selon DY pour laquelle le volume de mesure est situé sur la paroi externe de l'échangeur. Ceci est effectué pour $x = x_c$, après l'avoir déterminé.
- Mesure de z_0 , position selon DZ telle que les faisceaux soient à $z = 0$.
- Mesure de θ sur le support gradué de la bride à $x = x_c$.

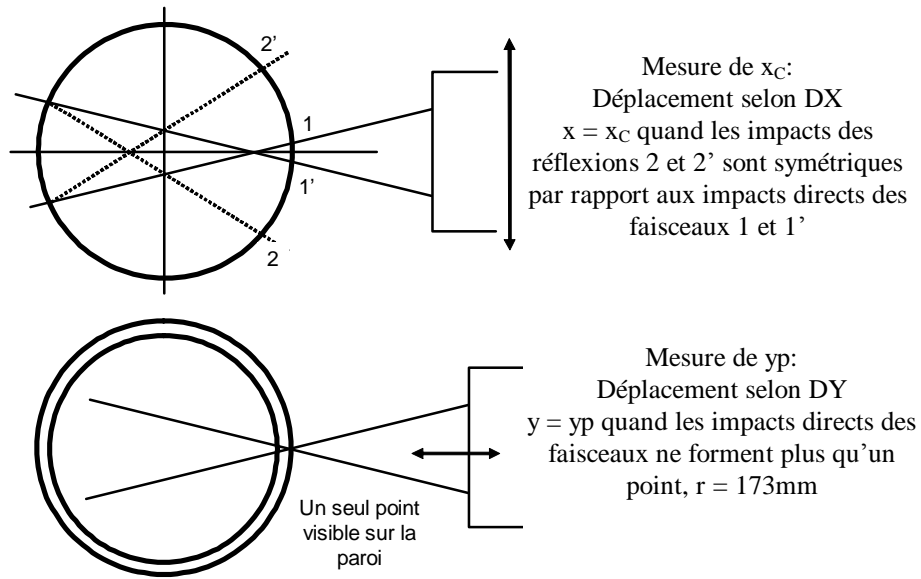


Figure - (3-10) Repérages des distances de référence

3.5) Perte de charge dans le cyclone :

La perte de charge singulière est mesurée en faisant déboucher le cyclone à l'atmosphère, figure-(3.12). Elle est proportionnelle au carré de la vitesse moyenne d'entrée.

$$\Delta P = k \frac{V^2}{2} \tag{3.1}$$

$$\Delta P = P_e - P_{atm} \tag{3.2}$$

P_e : pression d'entrée au cyclone (N/m^2)

P_{atm} : pression atmosphérique (N/m^2)

V : vitesse moyenne d'entrée dans la section rectangulaire (m/s)

k : coefficient de perte de charge

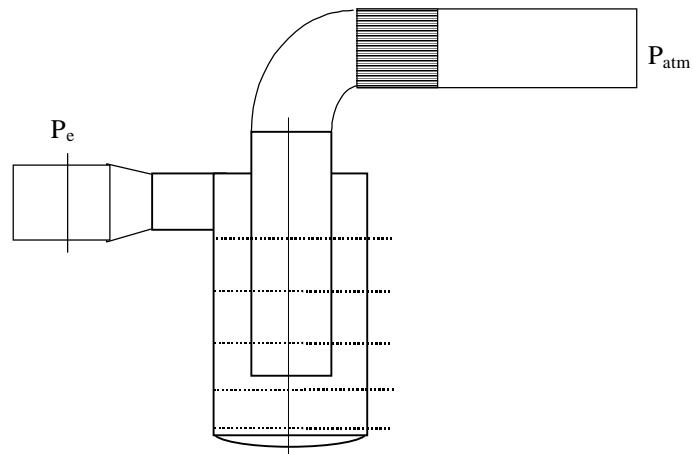


Figure -(3-12) Position des pressions d'entrée et de sortie

Les pertes de charge dans le cyclone peuvent être décomposées en plusieurs termes, où chacun correspond à une origine différente par exemple

1. Expansion à l'entrée
2. Energie cinétique de rotation
3. Frottements sur les parois
4. Dissipation turbulente (Qing (1983))
5. Retournement
6. Entrée (rétrécissement) dans le conduit de sortie
7. Pertes de charge dans le conduit de sortie (où l'air est toujours en rotation)

CHAPITRE QUATRE

Formulation mathématique

4-1) Introduction :

La plupart des écoulements d'importance pratique existent en régime turbulent. Divers méthodes sont alors appliquées aux écoulements turbulents et correspondent à différents niveaux de description ayant chacun leurs performances et leurs limitations spécifiques. Parmi la variété des modèles de turbulence et des approches possibles, l'utilisation sera souvent amenée à effectuer un choix dicté le plus souvent par la nature du problème physique à résoudre et les réponses recherchées. Dans le présent travail, nous allons tenter d'appliquer deux modèles connus dans le domaine de turbulence qui sont le modèle (k-ε) et le modèle aux tensions de Reynolds appelé aussi modèle (RSM) pour l'étude de l'écoulement tridimensionnel turbulent dans un cyclone. Ce dernier, donne une description plus réaliste des phénomènes d'interaction turbulente en suivant l'évolution de chaque paramètre turbulent par des équations de transport.

4-2) Equations de transport :

Dans ce chapitre, on se limite aux équations valables pour un fluide incompressible Newtonien (air). Afin, d'explicitement clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésien. Les équations qui régissent l'écoulement sont :

4.2.1) Equation de continuité :

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(rU_i) = 0 \quad (4-1)$$

4.2.2) Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes):

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide Newtonien. Les équations de quantité de mouvement écrites suivants x_i ($i=1,2,3$) sont :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j}) \quad (4-2)$$

4.3) Moyennes

4.3.1) La moyenne d'ensemble :

- On réalise N expériences indépendantes portant sur le même écoulement.
- On enregistre à la $i^{\text{ème}}$ expérience la valeur d'une même quantité à la même position et au bout du même temps, soit $f^{(i)}(x,t)$.

La moyenne d'ensemble de la quantité f à la position x et l'instant t est définie par :

$$\overline{f(x,t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N f^{(i)}(x,t) \quad (4-3)$$

4.3.2) La moyenne temporelle :

La moyenne temporelle est définie pour une seule expérience, à une seule position, l'écoulement étant stationnaire sur le temps t .

$$\begin{aligned} \overline{U}(x_j) &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t U_i(x_j) dt \\ \overline{P} &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t P dt \end{aligned} \quad (4-4)$$

4.4) Les équations de Reynolds :

4.4.1) Décomposition statique

Pour résoudre ce système une approche statistique est utilisée. Les grandeurs caractéristiques instantanées de l'écoulement turbulent seront décomposées selon les règles de Reynolds comme suit : le premier représente le mouvement moyen et le second le mouvement fluctuant, soient :

$$\begin{aligned} U_i &= \overline{U}_i + u'_i, & \overline{u}' &= 0 \\ P &= \overline{P} + p', & \overline{p}' &= 0 \end{aligned} \quad (4-5a)$$

En général, la quantité $f(x,t)$ est décomposée en deux parties distinctes

$$f = \overline{f} + f' \quad (4-5b)$$

\overline{f} est la partie moyenne (d'ensemble)

f' est la partie fluctuante

Remarque : la partie fluctuante est centrée $\overline{f}' = 0$.

4.4.2) Règles de Reynolds :

En utilisant les règles dites "règles de Reynolds", **Hinze** (1975) et qui sont les suivantes:

$$\begin{aligned}
 \overline{f'} &= 0. \\
 \overline{\overline{f}} &= \overline{f}. \\
 \overline{f \overline{f}} &= \overline{f} \cdot \overline{f} \\
 \overline{f + g} &= \overline{f} + \overline{g} \\
 \overline{f \cdot f} &= \overline{f} \cdot \overline{f} + \overline{f' \cdot f'} \\
 \frac{\partial \overline{f}}{\partial x} &= \frac{\partial \overline{f}}{\partial x}
 \end{aligned}
 \tag{4-6}$$

4.4.3) Les tensions de Reynolds :

Le formalisme des règles de Reynolds conduit en prenant la moyenne de chaque équation aux équations de Reynolds.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{U}_i + u'_i) + (\overline{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{U}_i + u'_i) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{P} + p') + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(n \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{U}_i + u'_i) \right) \tag{4-7}$$

On moyenne ensuite ces équations et après réarrangement , on retrouve l'équation de continuité et celles de Navier-Stokes moyennées.

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{4-8}$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(n \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \tag{4-9}$$

terme de Reynolds

Les termes $\overline{u_i u_j}$ donnent naissance aux tensions de Reynolds. Ils proviennent de la non linéarité des équations de Navier Stokes et s'interprètent comme des contraintes. Le système (4-7) et (4-8) comporte plus d'inconnues que d'équations, c'est un système ouvert. Le problème qui se pose à ce stade est le problème de fermeture. On a 4 équations au total dont 3 pour la quantité de mouvement et 1 pour la continuité mais le nombre d'inconnues est maintenant égal à 10 $!(U_i, i=1,2,3, p \text{ et } \overline{u_i u_j})$; d'où la nécessité de la modélisation des équations de Reynolds. Pour cela, beaucoup de chercheurs se sont investis dans le domaine et plusieurs contributions de modèles de résolution ont été proposés. Parmi ces modèles on

peut citer deux modèles les plus utilisés qui sont le modèle (k-ε) et le modèle des contraintes de Reynolds (appelé aussi RSM).

Le tenseur de Reynolds est alors défini par la matrice suivante :

$$R_{ij} = -r \begin{bmatrix} \overline{u_1' u_1'} & \overline{u_1' u_2'} & \overline{u_1' u_3'} \\ \overline{u_2' u_1'} & \overline{u_2' u_2'} & \overline{u_2' u_3'} \\ \overline{u_3' u_1'} & \overline{u_3' u_2'} & \overline{u_3' u_3'} \end{bmatrix} \quad (4-10)$$

4.4.4) Equations de transport aux tensions de Reynolds :

Les équations utilisées sont les équations (4-6) et (4-7) dans lesquelles on a introduit la décomposition de Reynolds. Reprenons l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\overline{U}_i + u_i')}{\partial t} + (\overline{U}_k + u_k') \frac{\partial(\overline{U}_i + u_i')}{\partial x_k} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{P} + p') + n \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{U}_i + u_i') \right) \quad (4-7)$$

On soustrait l'équation (4-9) de l'équation (4-7) en tenant compte du fait que $\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0$.

$$\frac{\partial u_i'}{\partial t} + \overline{U}_k \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} + u_k' \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_i' u_k' - \overline{u_i' u_k'})}{\partial x_k} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + n \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k \partial x_k}$$

(4-11)

On peut réécrire (4-11) en remplaçant l'indice i par l'indice j :

$$\frac{\partial u_j'}{\partial t} + \overline{U}_k \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} + u_k' \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_j' u_k' - \overline{u_j' u_k'})}{\partial x_k} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + n \frac{\partial^2 u_j'}{\partial x_k \partial x_k}$$

(4-12)

On multiplie (4-11) par u_j' et (4-12) par u_i' et on somme les deux équations obtenues. En regroupant certains termes, il vient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial t} + \overline{U}_k \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_k} + u_k' u_j' \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + u_k' u_i' \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i' u_j' u_k'}{\partial x_k} - u_j' \frac{\partial \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k} \\ & - u_i' \frac{\partial \overline{u_j' u_k'}}{\partial x_k} = \frac{1}{r} \left[u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i} + u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_j} \right] + \left[u_j' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k \partial x_k} + u_i' \frac{\partial^2 u_j'}{\partial x_k \partial x_k} \right] \end{aligned}$$

Le passage à la moyenne dans cette équation fait disparaître les termes de la forme :

$$\overline{u_i' \frac{\partial \overline{u_j' u_k'}}{\partial x_k}} = \overline{u_j' \frac{\partial \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k}} = 0$$

4.5) Bilan aux tensions de Reynolds

On obtient alors une équation pour le moment d'ordre 2 $(\overline{u'_i u'_j})$ qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{D\overline{u'_i u'_j}}{Dt} = P_{i,j} - e_{i,j} + \Pi_{i,j} + D_{i,j} \quad (4-13)$$

Cette équation est appelée **équation des tensions de Reynolds ou équation de transport des tensions de Reynolds**.

4.5.1) terme de production :

$$P_{i,j} = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} ; \quad (4-13a)$$

Ce terme ne fait intervenir que le gradient de vitesse moyenne et le tenseur de Reynolds qui sont les inconnues principales du problème.

4.5.2) Taux de dissipation visqueuse :

$$e_{i,j} = 2n \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} ; \quad (4-13b)$$

Ce terme de dissipation est pris égal à $\frac{2}{3} \varepsilon \delta_{i,j}$, où ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. La viscosité du fluide dissipe l'énergie de turbulence en agissant sur les plus petits tourbillons (échelle Kolmogorov) dont le comportement est en moyenne isotrope. On en déduit que, de manière approchée, les taux de dissipation des contraintes normales $\overline{u'^2_i}$ sont égaux entre eux et que ceux des contraintes $\overline{u'_i u'_j}$ avec $i \neq j$ sont nuls.

4.5.3) Corrélation pression-taux de déformation :

$$\Pi_{i,j} = \frac{p'}{r} \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} \right) \quad (4-13c)$$

Il contribue à un échange entre les composantes $(\overline{u_1'^2}, \overline{u_2'^2}, \overline{u_3'^2})$ sans modifier leur somme et, pour cette raison, on dit qu'il s'agit d'un terme de redistribution.

Ce terme se compose de deux parties d'après Rodi (1980) ou Schiestel (1993) on a :

$$\frac{p'}{r} \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} \right) = f_{ij,1} + f_{ij,2} \quad (4-13d)$$

$f_{ij,1}$: étant engendré par des interactions purement turbulentes, $f_{ij,2}$ par des interactions entre turbulence et gradient de vitesse moyenne, sont généralement modélisés séparément, d'après la proposition de Rotta (1961) :

$f_{ij,1} = -C_1 \frac{e}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} d_{ij} k \right)$, où $C_1 = 1.5$; ce terme favorise le retour à l'isotropie. En fait, il est proportionnel à l'anisotropie de la turbulence. Il est positif (donc une source) dans l'équation de $\overline{u_i'^2}$ si $\overline{u_i'^2} < \frac{2}{3} k$. Il est négatif (donc un puits) si $\overline{u_i'^2} > \frac{2}{3} k$. C'est en fait un

terme qui tend à redistribuer l'énergie turbulente entre les composantes normales $\overline{u_i'^2}$.

La deuxième partie est modélisée d'après **Launder et Rodi** (1975) :

$$f_{ij,2} = -g \left(P_{i,j} - \frac{2}{3} d_{ij} P \right); \quad \text{avec } \gamma = 0.6$$

$$\text{Où } P_{ij} = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} \quad \text{et} \quad P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}.$$

Ce terme est aussi redistributif car sa trace est nulle. $f_{ij,2}$ traduisant une interaction entre la turbulence et les gradients de vitesse moyenne, est analogue à $f_{ij,1}$: il est proportionnel à l'anisotropie du taux de production de $\overline{u'_i u'_j}$.

Pour tenir compte de l'effet de la paroi sur la turbulence le terme de corrélation pression-taux déformation utilisé dans le logiciel Fluent est supposé égal à :

$$\frac{p'}{r} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) = f_{ij,1} + f_{ij,2} + f_{ij,w}, \quad (4-13e)$$

où $f_{ij,w}$ est appelé terme de réflexion de la paroi, il est responsable de l'amortissement de la contrainte normale près de la paroi et perpendiculaire à celle-ci. Il est modelisé comme suit :

$$f_{ij,w} \equiv C'_1 \frac{e}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} d_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_j n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \cdot e \cdot y_p} \\ + C'_2 \left(f_{km,2} n_k n_m d_{ij} - \frac{3}{2} f_{ij,2} n_j n_k - \frac{3}{2} f_{ik,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \cdot e \cdot y_p} \quad (4-13f)$$

Où $C'_1 = 0.5$, $C'_2 = 0.3$, n_k est la composante x_k du vecteur unitaire normal à la paroi, y_p est la distance normale à la paroi, $C_l = C_m^{3/4} / k$, où $C_m = 0.09$ et k est la constante de Von Karman égale à 0.4187.

4.5.4) terme de transport diffusif :

$$D_{i,j} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(-\overline{u'_i u'_j u'_k} + n \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} - \frac{p'}{r} (\overline{u'_i d_{jk}} + \overline{u'_j d_{ik}}) \right) \quad (4-13j)$$

Le deuxième terme (diffusion de $\overline{u'_i u'_j}$ par interaction moléculaire) est négligeable aux grands nombres de Reynolds. Aussi, le troisième terme diffusif par la fluctuation de pression est considéré négligé dans la plupart des travaux disponibles dans la littérature. Pour la triple corrélation des fluctuations de vitesse, **Daly et Harlow** ont proposé (1970) la relation suivante :

$$\overline{u'_i u'_j u'_k} = -C_s' \frac{k}{e} \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \quad \text{où} \quad C_s' \approx 0.22$$

Les indices ijk ne présentent aucune symétrie. **Shir** (1973) a apporté une expression plus simplifiée en employant un coefficient de transport isotrope :

$$\overline{u'_i u'_j u'_k} = -C_s' \frac{k^2}{e} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k}$$

4.6) Modèle (k-e) :

C'est un modèle à deux équations de transport pour deux paramètres de turbulence proposé par **Jones et Launder** (1972) qui se base sur le concept **Boussinesq** (1877) utilisant l'analogie entre l'échange de quantité de mouvement par interaction moléculaire à l'échelle microscopique (contraintes visqueuses) et l'échange de quantité de mouvement par la turbulence à l'échelle macroscopique (contraintes de Reynolds).

4.6.1) Concept de Boussinesq :

$$-\overline{u'_i u'_j} = n_t \left[\frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U'_j}}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k d_{ij} \quad (4-14)$$

où la viscosité turbulente est donnée par la relation suivante :

$$n_t = C_m (k^2/e) ; \text{ avec } m_t = n_t r \text{ viscosité dynamique turbulente}$$

C_m : constante empirique.

k : est l'énergie cinétique de turbulence défini par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i'^2} = \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2})$$

ε : le taux de dissipation de l'énergie de turbulence k donné par la relation suivante :

$$e = n \overline{\left[\frac{\partial u'}{\partial x_j} \right]^2} \quad (4-15)$$

Ce terme de dissipation qui apparaît dans l'équation de l'énergie de turbulence reste à déterminer. L'échelle typique de longueur des grosses structures de la turbulence L est déduite de : $e = k^{3/2} / L$.

4.6.2) Equation modélisée de k :

L'équation modélisée de l'énergie cinétique de turbulence s'écrit sous la forme semi-empirique suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_1 = \underbrace{n_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{n}{s_{k,L}} + \frac{n_t}{s_{k,t}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_3 - \underbrace{e}_4 \quad (4-16)$$

Les termes de l'équation (4-16) sont dénommés comme suit :

- (1) représente le taux de variation de l'énergie cinétique k.
- (2) représente le transport par diffusion de l'énergie cinétique
- (3) représente la production par cisaillement de l'énergie cinétique turbulente
- (4) représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente k

4.6.3) Equation modélisée de e :

La forme modélisée de l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique s'exprime

$$\underbrace{\frac{\partial e}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial e}{\partial x_j}}_a = \underbrace{C_{e1} \frac{e}{k} n_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}_b + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{n}{s_{e,L}} + \frac{n_t}{s_{e,t}} \right) \frac{\partial e}{\partial x_j} \right]}_c - \underbrace{C_{e2} \frac{e^2}{k}}_d \quad (4-17)$$

les termes (a, b,c et d) de l'équation (4-17) sont :

- (a) représente le taux de variation de ε.
- (b) représente le taux de production (source) de ε.
- (c) représente le transport par diffusion de la dissipation de l'énergie turbulente.
- (d) représente la dissipation (puits) de ε.

Ces deux équations donnent k et ε qui permettent à leur tour de calculer la viscosité turbulente μ_t . Connaissant μ_t , on peut déduire le tenseur des contraintes de Reynolds.

Les termes diffusifs sont du type gradient. $S_{e,L}$ et $S_{e,t}$ étant les nombres de Prandtl laminaire et turbulent associés à ε . En effet, les sources et puits de k sont multipliés par $\frac{e}{k}$ pour corriger l'unité et des constantes sont injectées et ajustées empiriquement pour satisfaire des conditions d'écoulements turbulents de base.

4.6.4) Calages des constantes :

Pour rendre le système d'équations opérationnel on adopte les constantes standards du modèle données par Launder et Spalding (1974). Elles sont réunies dans le tableau suivant :

C_m	C_{e1}	C_{e2}	S_k	$S_{k,t}$	S_e	$S_{e,t}$
0.09	1.44	1.92	1	1	1	1.25

Il est à noter que le modèle k - ε tel que présenté ici, applicable aux écoulements à nombre de Reynolds élevé, ne peut-être utilisé dans des régions à faible nombre de Reynolds.

4.7) Traitement à la paroi :

Les effets d'une paroi sur le champ turbulent sont nombreux et complexes, on peut citer cependant les principaux :

- la contribution réfléchie des corrélations pression-déformation
- la création d'une zone adjacente à la paroi dans laquelle la viscosité moléculaire est prédominante .
- le caractère fortement anisotrope de la turbulence près de la paroi
- le caractère fortement non homogène du champ de la turbulence

De ce fait, il existe au moins deux régions dans la couche limite en cas de forte turbulence. L'une, loin de la paroi, est contrôlée par la turbulence et l'autre près de la paroi dominée par la viscosité . Ces deux régions sont raccordées par une région appelée région logarithmique à cause de la loi suivie par le profil des vitesses. Il existe deux types de formulations pour incorporer la condition à la limite près de la paroi. La première est celle de la fonction de la paroi, Dans la deuxième région, appelée aussi sous-couche visqueuse, zone très fine, la proximité de la paroi cause des difficultés pour l'incorporation des conditions aux limites près de la paroi. d'après **Patankar et Spalding** (1970), la deuxième formulation est celle utilisant les modèles à faible nombre de Reynolds. Pour les fonctions de paroi le premier point du maillage près de la paroi doit être situé dans la zone logarithmique; pour les modèles à faible nombre de Reynolds un nombre de nœuds est utilisé dans la sous couche visqueuse.

Comme le modèle des contraintes de Reynolds s'adapte bien aux nombre de Reynolds élevés ainsi que pour le modèle de turbulence à deux équation de transport (k-ε), on emploie donc une fonction de paroi basée sur la loi logarithmique afin d'arriver à des résultats satisfaisants. La vitesse moyenne, l'énergie cinétique et son taux de dissipation obtenus par les équations suivantes au niveau du nœud près de la paroi:

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{U_t}{\kappa y_p} \quad \text{et} \quad \frac{U}{U_t} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(E \frac{y_p U_t}{n}\right); \quad k = C_m U_t^{-1/2}, \quad e = \frac{U_t}{k y_p}$$

κ : constante de Von-Karman ($\kappa=0.09$)

y_p : distance entre le nœud adjacent à la paroi et la paroi..

ν : viscosité laminaire du fluide

E : constante, ($E=9$, pour paroi lisse)

U_τ : est la vitesse de frottement (égale à $\sqrt{t_p/r}$)

t_p : est la contrainte de cisaillement à la paroi

Plusieurs auteurs, par exemple **Lien-Leshnizer** (1992) ont essayé d'imposer les valeurs de toutes les contraintes dans les nœuds proches de la paroi, comme une fonction de l'énergie cinétique turbulente k . Ces valeurs peuvent être dérivées dans une région logarithmique en imposant le terme de production de k en équilibre avec la dissipation, c.à.d $P_k = \epsilon$. Les contraintes de Reynolds obtenues par les modèles de GL(GL : **Gibson-Lauder** , 1981) et SSG(S : **Speziale et al** (1991) sont :

	$\frac{\overline{u_1'^2}}{k}$	$\frac{\overline{u_2'^2}}{k}$	$\frac{\overline{u_3'^2}}{k}$	$\frac{\overline{u_1' u_2'}}{k}$
GL	1.098	0.297	0.655	-0.255
SSG	1.067	0.413	0.520	-0.314

4.8) Méthode numérique :

4.8.1) Maillage :

La méthode numérique des volumes finis est employée pour discrétiser le domaine physique et les différentes équations aux dérivées partielles tridimensionnelles des modèles mathématiques appliqués à l'écoulement considéré. Elle est basée sur l'intégration de ces équations sur des volumes finis obtenus par découpage du champ de l'écoulement suivant un maillage imposé par le logiciel Fluent, voir figure (4.1). Selon la forme géométrique, il faut bien choisir une maille adaptable à la géométrie, les mailles utilisées par Fluent sont les suivantes :

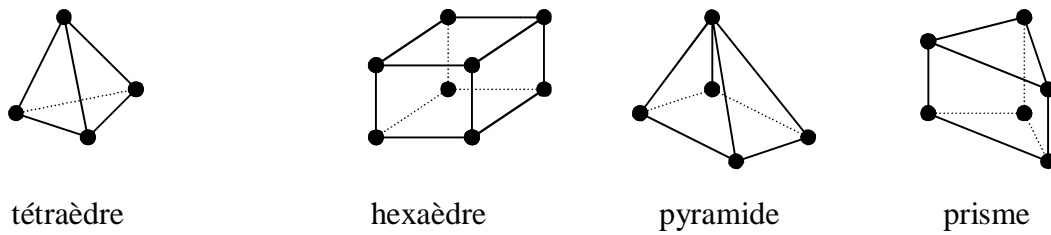
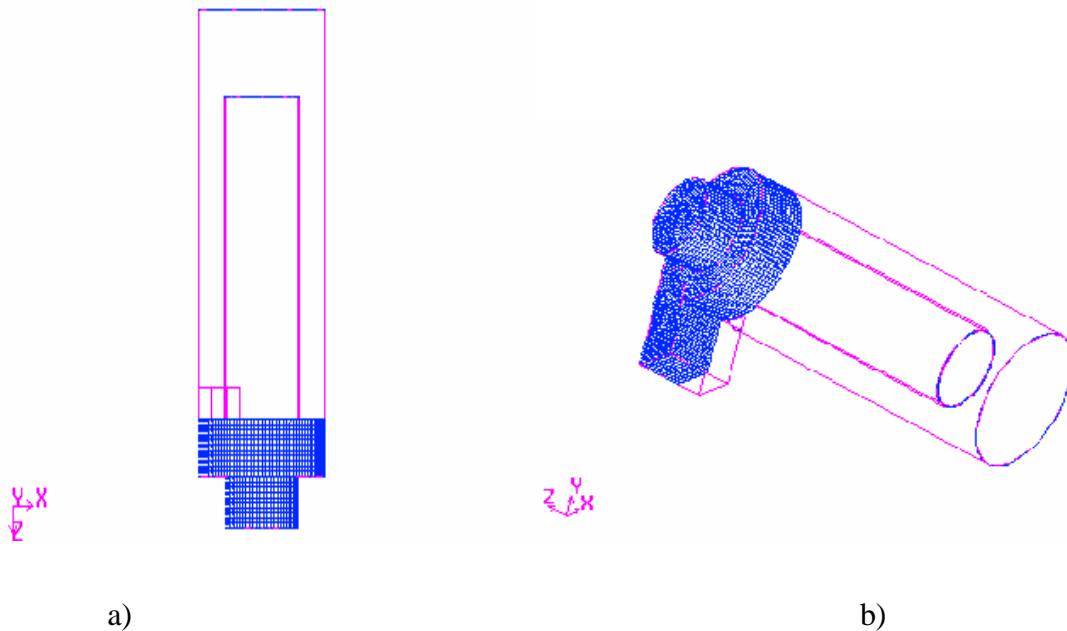
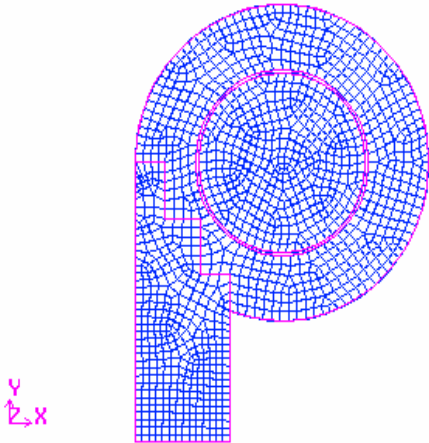


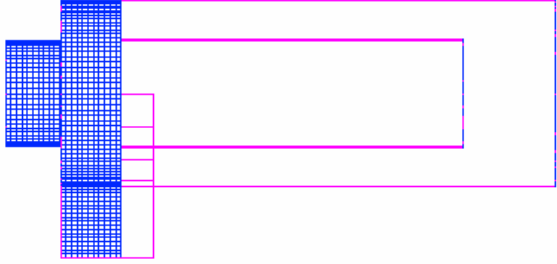
Figure-(4.1) Exemples de mailles utilisées en volumes finis par Fluent

Pour bien contrôler le maillage, on a divisé la géométrie du cyclone en zones. Chaque zone est maillée à part. Pour le choix du type de volume de contrôle on a choisi l'hexaèdre, mais là, où le volume ne s'adapte pas, par exemple la conduite d'entrée, Fluent choisira par défaut l'élément de maille convenable. Vu, la capacité de stockage du PC, on ne peut raffiner le maillage convenablement. Le nombre de nœuds atteint dans cette configuration est de 272 194 nœuds. A l'aide, de Fluent on peut contrôler et visualiser par image en plans, sections et perspectives le maillage. Ceci, nous laisse améliorer la qualité de maillage de notre géométrie, voir figure-(4.2) :

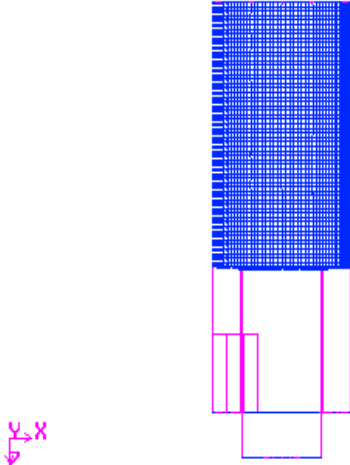




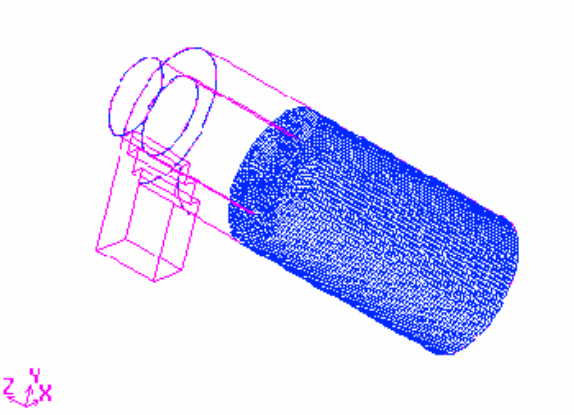
c)



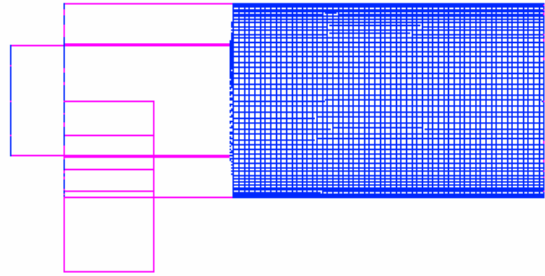
d)



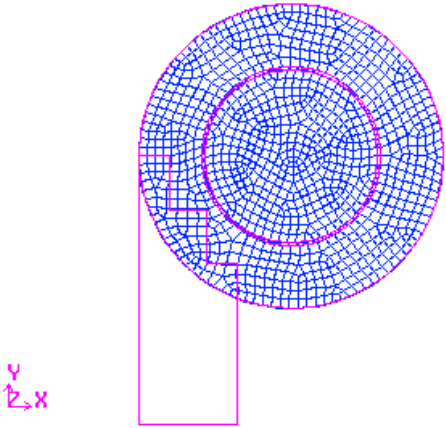
e)



f)



g)



h)

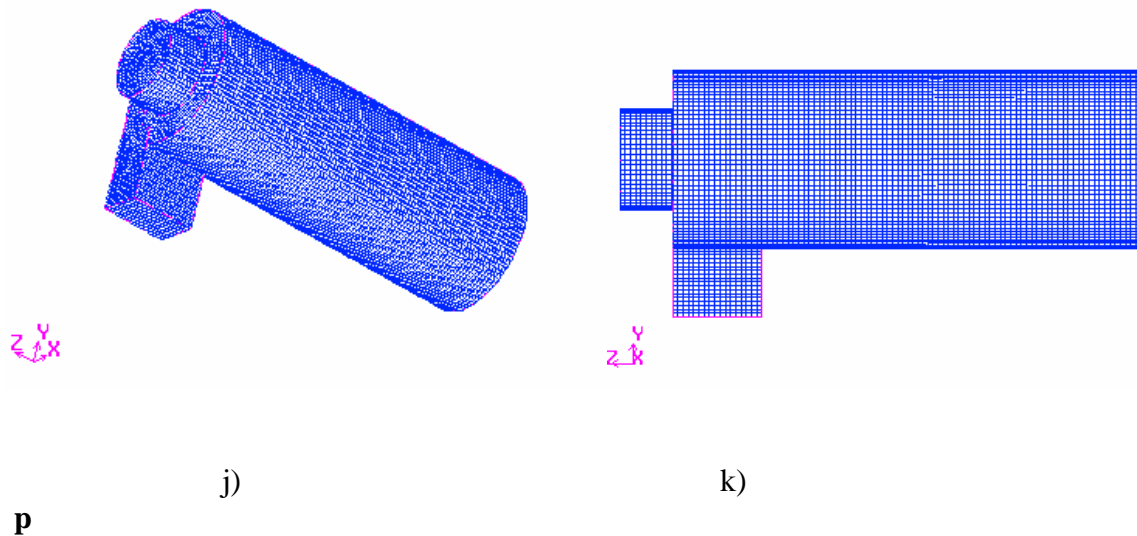


Figure-(4.2) Maillage du cyclone par Fluent (Gambit en 3D)

4.8.2) Schémas de discrétisation :

La précision de l'approximation des flux convectif et diffusif joue un rôle très important dans la discrétisation des équations de transport dans le domaine de calcul. Les termes convectifs et diffusifs n'interviennent plus que par leur flux, d'où une prise en compte plus globale de l'écoulement. L'intégration des équations de transport sur un volume fini donne des expressions de ces flux. La question est: quel schéma faut-il appliquer pour bien estimer le changement des variables(vitesse, pression, énergie cinétique de turbulence...) à l'interface des volumes de contrôle entre les valeurs voisines connues. Tous les schémas de discrétisation introduisent des erreurs de solution dues à la nature approximative de l'interpolation polynomiale sur laquelle ils sont basés.

Plusieurs schémas sont avancés par Fluent, on peut citer :

-) le schéma « Upwind », ou « UPS »
-) le schéma « Power-law » appelé aussi loi de puissance.
-) le schéma « Quick », schéma d'interpolation quadratique de Leonard(1979).

Ce dernier schéma est souvent considéré par **Lien-Leschnizer** (1994)) comme étant la meilleure approximation pour le flux convectif dans plusieurs problèmes utilisant le modèle des contraintes de Reynolds. Dans le présent travail, l'approche numérique est faite par le schéma « Quick ». Dans Fluent, toutes les variables sont calculées au centre des mailles.

CHAPITRE CINQ

Résultats et discussion

Ce chapitre présente des résultats expérimentaux obtenus par LDA et numériques par les logiciels Gambit (mailleur) et Fluent (solveur).

5.1) Partie expérimentale :

Dans ce qui suit seront présentés les résultats expérimentaux sur les composantes axiale et tangentielle des vitesses moyennes et fluctuantes dans l'espace annulaire et sous le conduit de sortie du cyclone ainsi que sur l'influence du débit sur la chute de pression entre l'entrée et la sortie du cyclone.

5.1.1) Espace annulaire :

5.1.1.1). Vitesses moyennes :

Pour bien illustrer les profils des vitesses moyennes axiale et tangentielle sur les trois stations choisies dans l'espace annulaire, nous allons présenter les profils de vitesse moyenne par pas de 20° en commençant le balayage par $\theta_1 = -10^\circ$ jusqu'à l'angle $\theta_{13} = 230^\circ$.

i) Position $z = 300$ (mm) :

Les figures (5-1(a..n)) et (5-2(a..n)) montrent des profils radiaux des composantes axiale et tangentielle de vitesse moyenne respectivement. L'écoulement est carrément tridimensionnel. Ceci est confirmé par les auteurs **Salasnich** (1998), **Zhao et Abrahamson** (1999), **Fredriksson**(1999) et **Dersksen** (2000). Quand l'angle augmente la composante tangentielle augmente rapidement dans l'espace annulaire du côté du cylindre intérieure de sorte que la valeur maximale (10.65 (m/s)) qui est à $r = 145$ (mm) pour l'angle $\theta = -10^\circ$ est décalée progressivement vers l'intérieur et se trouve à $r = 120$ (mm) à une valeur de 11.25 (m/s) pour $\theta = 230^\circ$. Concernant la composante axiale de vitesse, on note une différence de valeurs de plus de 4 (m/s) par exemple près de la paroi du cylindre extérieur à θ_{11} et θ_{13} et près de la paroi du cylindre intérieur à θ_1 et θ_6 . En fait, pour $\theta_5 \leq \theta \leq \theta_{13}$ la composante axiale est négative près du cylindre intérieur, voir figures-(5-2) ; cela met en évidence l'existence d'une petite cellule aplatie d'environ 12 mm d'épaisseur collée sur la paroi du cylindre intérieur s'étalant de l'angle θ_5 à l'angle θ_{13} . Cette zone de recirculation est mentionnée dans la littérature par les auteurs suivants : **Ogawa** (1984) et **Cecchi et Salasnich** (1998). Ce phénomène d'écoulement secondaire est probablement annulaire dû à une dépression importante dans l'espace annulaire un retour de fluide de l'aval vers l'amont. La complexité de l'écoulement tridimensionnel dans cette région est due essentiellement à l'entrée où la

composante radiale de vitesse est loin d'être négligeable qui ne peut être estimée que par une équation de continuité de l'écoulement. En outre, la vorticité au niveau des couches limites le long des faces supérieure et inférieure du conduit d'entrée est transportée par convection vers l'intérieur du cyclone résultant en des effets secondaires de nature tridimensionnelle impossible à éviter. Sans oublier, aussi de mentionner que l'effet centrifuge imposé par la conduite d'entrée oblige les particules à se plaquer contre la paroi du cylindre extérieure, donc une forte pression est ressentie. Ceci créera une dépression près de la paroi intérieure ce qui laisse un retour du fluide vers l'amont. Ces effets se traduisent justement par les accélérations et/ou décélérations importantes des composantes axiale et tangentielle de la vitesse moyenne.

ii) Position Z = 500 (mm) :

Les figures (5-3(a,...,n)) et (5-4(a,...,n)) montrent des profils radiaux des composantes axiale et tangentielle de vitesse moyenne respectivement, au niveau de la position $z = 500$ (mm) pour différents angles allant de $\theta_1 = -10^\circ$ à $\theta_{13} = 230^\circ$.

En cette station relativement éloignée de l'entrée par rapport à la position $z = 300$ (mm), l'écoulement est encore loin de se comporter de manière axisymétrique, particulièrement pour les angles de $\theta_3 = 30^\circ$ à $\theta_8 = 130^\circ$, le long de la paroi du cylindre intérieur où l'on observe une décélération puis une accélération tangentielle du fluide et l'inverse pour la composante axiale suggérant une probable existence d'un écoulement secondaire dans cette région.

Pour la région entre les angles $\theta_8 = 130^\circ$ et $\theta_{13} = 230^\circ$ on remarque à travers l'allure des profils des composantes axiale et tangentielle, une certaine similarité entre les courbes. Cela suggère un comportement du fluide stable sans écoulement secondaire dans cette zone. La valeur maximale de la composante tangentielle de la vitesse est légèrement rapprochée de la paroi du cylindre intérieur. Cela représente le premier indice d'émergence et en fait du développement en aval d'une zone d'écoulement potentiel, un vortex quasi-libre, dans la région centrale de l'espace annulaire. La figure (5-7a) illustrant la variation du produit de la composante tangentielle de vitesse par le rayon en fonction du rayon, utilisé pour la première fois, montre déjà que les courbes tendent à converger vers une valeur $U_t * r \cong 1.4$ (m^2/s) pour 145 (mm) $< r < 155$ (mm) c'est à dire une circulation du vortex quasi-libre constante.

On peut dire que l'écoulement dans cette position commence déjà à être organisé et isotrope et tend à être axisymétrique. Il est à noter aussi ici que ces phénomènes physiques que l'on trouve parce qu'on enfonce le conduit de sortie.

La vitesse axiale maximale est localisée près de la paroi externe particulièrement pour l'angle $\theta_9 = 150^\circ$ à une valeur de 4 (m/s) : l'essentiel du flux massique dans le cyclone traverse et se trouve dans la partie externe de la section annulaire à cause de la nature de l'écoulement de la configuration géométrique. C'est d'ailleurs aussi vrai pour la station $z = 300$ (mm).

iii) Position $z = 700$ (mm).

A ce stade l'écoulement est axisymétrique sur pratiquement toute la section annulaire, excepté près de la paroi du cylindre intérieur où des effets tridimensionnels persistent encore, voir figures (5-5(a,...,n)) et (5-6(a,...,n)). Là, on note une corrélation entre des vitesses axiales augmentées et des vitesses tangentielles correspondantes réduites pour les angles de $\theta_2 = 10^\circ$ à $\theta_5 = 70^\circ$ confirmant encore une fois la survie de phénomènes secondaires confinés dans un espace de plus en plus restreint au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'entrée du cyclone. Les profils de la vitesse tangentielle reflètent une couche limite projetée sur un plan perpendiculaire à l'axe du cyclone relativement épaisse sur la paroi du cylindre extérieur par rapport à celle sur la paroi du cylindre intérieure. Entre les deux couches limites, sur les parois intérieure et extérieure, l'écoulement peut-être considéré comme un vortex libre sur une grande partie de l'espace annulaire. C'est confirmé par les courbes de $U_t \cdot r$ en fonction de r de la figure (5-7b) où, on remarque que pratiquement toutes les courbes tendent vers une même valeur

$U_t \cdot r \cong 1.3$ (m²/s). Il est à noter que cette valeur est légèrement inférieure à celle de la position $z = 500$ (mm), figure (5-7a), montrant que l'intensité du vortex libre a légèrement diminué depuis sa naissance à la position $z = 500$ (mm) jusqu'à la position $z = 700$ (mm) où il est relativement développé.

5.1.1.2- Fluctuation de vitesse :

En se référant aux graphes des figures (5-8(a,..f)), 5-9(a,..f), 5-10(a,..f), (5-11(a..f), (5-12(a..f)) et (5-13(a..f)) illustrant les profils des fluctuations en fonction du rayon pour différents angles θ et différentes positions de z , on remarque des composantes axiale et tangentielle de ces fluctuations relativement intense à $z = 300$ (mm), essentiellement dans la zone des angles (150° jusqu'à 230°) puis un affaiblissement de cette intensité de la turbulence à $z = 500$ (mm) et encore plus à $z = 700$ (mm) particulièrement dans la partie centrale de l'espace annulaire. Il est à noter qu'à l'entrée l'écoulement est carrément anisotrope et ceci on la trouve mentionné par **Wanka** (2001) où, il a fait une étude

expérimentale appuyée par une étude numérique confirmant la nature de l'écoulement anisotrope. Le modèle de contrainte de Reynolds (RSM) a été testé par **Harword** (2002) sur l'écoulement du cyclone qui s'applique normalement aux écoulements de nature anisotrope. Avec le prolongement du conduit de sortie, le résultat de notre étude met en évidence, en fait, dans la zone qui, à $z = 700$ (mm), correspond à la région se comportant quasiment comme un vortex libre, Le phénomène d'affaiblissement (ou de décadence) de la turbulence et en même temps une tendance vers un état isotrope de cette turbulence (ces fluctuations tangentielle et axiale étant de l'ordre de 0.45 et 0.55 (m/s) respectivement). Premièrement, la production de la turbulence qui nécessite l'interaction entre les doubles corrélations des fluctuations de vitesse et les taux de déformation moyens est pratiquement absente dans le vortex quasi-libre. Par contre, les fluctuations atteignent des maxima dans les couches limites près des parois des cylindres intérieur et extérieur où les gradients de vitesse sont importants. La fluctuation tangentielle de vitesse est plus intense que celle axiale à $z = 500$ (mm) et $z = 700$ (mm) le long de la paroi du cylindre intérieur. Ce résultat est consistant avec celui bien établi que la fluctuation dans le sens du courant, dans une couche limite, domine celles dans les deux autres directions. Il serait intéressant de voir la performance des modèles de turbulence récents s'ils peuvent capter correctement l'évolution des composantes de la vitesse fluctuantes et surtout l'effet de la courbure des lignes de courant sur 'intensité de la turbulence.

5-1.2). Sous le conduit de sortie :

5.1.2.1) Vitesses moyennes :

Les figures (5-14(a-b)) montrent les profils de la composantes tangentielle de vitesse moyenne à $z = 765$ (mm) et $z = 855$ (mm) respectivement pour différents angles de θ . Les profils de la composante axiale sont présentés dans les figures sont présentés dans les figures (5-15(a-b)). En comparant la grandeur des vitesses moyennes entre les positions $z = 765$ (mm) et $z = 855$ (mm), on observe un amortissement appréciable de la vitesse axiale quand on se rapproche du fond du cyclone. La valeur maximale d'environ 6 (m/s) à $z = 765$ (mm) est bien inférieure à 4 (m/s) à $z = 855$ (mm). Par contre, la grandeur de la composante tangentielle reste pratiquement insensible au rapprochement : la valeur maximale à $z = 765$ (mm) et $z = 855$ (mm) est environs (19 m/s).

La surface annulaire fictive constituée de l'ensemble de points où la vitesse axiale s'annule qui sépare le flux descendant provenant de l'espace annulaire et celui ascendant se dirigent vers la

sortie à travers le conduit central se situe approximativement sur le prolongement de la paroi réelle du conduit central.

Concernant le champ de la vitesse tangentielle sous le conduit, on note une surface fictive qui n'a rien à voir avec la précédente, séparant une zone intérieure tournant comme un vortex forcé et une zone extérieure se comportant comme un vortex libre. Donc, le modèle mathématique proposé par **Ogawa** (1984) s'avère justifié par notre expérience et l'inverse est aussi vrai. Pour localiser clairement cette frontière, on pouvait la représenter par l'ensemble des points d'intersection entre deux droites : l'une est la droite $\ln U_t$ en fonction de $\ln r$ donnant une pente +1 dans la zone du vortex et $\ln U_t$ en fonction de $\ln r$ dans la zone du vortex libre donnant une pente -1. Cela est illustré, à titre d'exemple, dans les figures (5-19(a-b)) où on localise comme l'indique la flèche une valeur du rayon de séparation des deux vortex, r_{th} , sensiblement égale à celle d'**Ogawa** [1984] ($r_{th} = 2/3(ds/2)$), montrant le profil de $\ln U_t$ en fonction de $\ln r$ à $z = 755$ (mm) pour $\theta = 0^\circ$ et à $z = 855$ (mm) $\theta = 290^\circ$. Il est noter que cette méthode ne se trouve nullement dans d'autres articles.

Il est très important de noter aussi que les profils de vitesse tracée ne partent pas tous de la valeur zéro (m/s) pour $r = 0$ (mm). Ici, le centre du vortex oscille autour de l'axe du cyclone et ceci se remarque clairement notamment par des vitesses négatives obtenues dans les figures (5-14(a-b)) et la figure (5-15(a-b)). La confirmation de ce phénomène est mentionné expérimentalement et numériquement par la référence de **Derksen** (2002) en utilisant un cyclone cylindrique semblable dans sa forme à la notre. Donc, on peut confirmer le décalage de l'axe du vortex de l'axe du cyclone dans notre travail pour les profils de la vitesse tangentielle correspondant à $\theta = 50^\circ$ et à l'angle diamétralement opposé $\theta = 230^\circ$. Des vitesses axiales négatives à $z = 765$ (mm) près de l'axe pour des angles $\theta = 180^\circ$, 230° et 290° sont aussi obtenues. Cela reflète un flux retournant vers le bas dans un secteur de la zone centrale sous le conduit. Nous pouvons dire que ce phénomène tri-dimensionnel est dû à un effet d'un vortex appelé aussi core de dépression dans la littérature qui génère une dépression et même un retour des particules. En tous les cas, toute supposition d'axisymétrie est loin d'être justifiée, particulièrement si on se réfère au champ de la composante axiale de la vitesse. Donc, le modèle mathématique proposé par **Ogawa** s'avère justifié par notre expérience et l'inverse est aussi vrai.

5.1.2.2) Fluctuations de vitesse

Les figures (5-16(a-b)) montrent des profils suivant le rayon des fluctuations de la composante tangentielle de vitesse à $z = 765$ (mm) et $z = 855$ (mm) respectivement pour différents angles. Les figures (5-17(a-b)) montrent des courbes analogues des fluctuations de la composante axiale de vitesse .

Sous le conduit, la turbulence la plus intense se situe au centre où les fluctuations axiale et tangentielle sont maximales pour les différents angles et au niveau des positions $z = 855$ (mm) et $z = 765$ (mm). Cela est probablement dû à un écoulement dans cette région, fortement instable avec un courant ascendant dans un secteur et un autre descendant dans un autre secteur. On remarque sous le conduit une turbulence légèrement anisotrope, dans le sens où la fluctuation axiale est un peu plus intense que celle tangentielle. Cela peut s'expliquer par une interaction relativement forte entre la turbulence et les gradients de la composante axiale de la vitesse moyenne favorisant une fluctuation axiale relativement intense par rapport à une interaction plutôt faible entre la turbulence et les gradients de la composante tangentielle de la vitesse moyenne. En effet, les profils de la composante tangentielle de vitesse moyenne ont mis en évidence une zone centrale d'un vortex quasi-forcé et une zone annulaire d'un vortex quasi-libre, ne donnant pas de mécanisme direct de production des fluctuations tangentielles de vitesse. L'exception est faite près de la paroi du cylindre externe où la fluctuation tangentielle augmente dans la couche limite externe.

Il est à noter, en se rapprochant du fond du cyclone, un léger amortissement de la forte turbulence au centre et une légère intensification de la faible turbulence dans la zone annulaire externe. Le profil de la vitesse tangentielle sous le conduit obtenu par le modèle d'Ogawa (1984) est en bon accord avec les profils du présent travail à $z = 765$ (mm), figure (5-18(a)), et $z = 855$ (mm), figure (5-18(b)). On note une légère différence dans la région du vortex quasi-libre. La figure (4-18s) illustre l'ensemble des profils des vitesse tangentielle et axiale à la position de $z = 755$ (mm) et $z = 755$ (mm).

5.1.3) Vitesse moyenne tangentielle à différents débits :

En se référant à la figure (5-20), où on présente les vitesses tangentielles à différents débits sous le conduit de sortie, nous pouvons dire que ce sont des profils superposables pour les quatre débits testés allant de (255 à 650) (m^3/h). On remarque, que si on s'éloigne un petit peu du centre du cyclone un décalage se produit entre les profils. La vitesse maximale est obtenue pour un débit de 650 (m^3/h) et si on se donne une vitesse V_0 initiale à un débit 255 (m^3/h) nous avons :

$$U_{\max} \approx 2,4 V_0 \text{ pour } 0,3 < 2r/D < 0,33 \text{ ou encore } 0,5 < 2r/d_s < 0,56.$$

Dans la littérature, ce maximum est généralement situé entre le centre du conduit de sortie et $0,7 d_s$.

5.2) Perte de charge :

Si on se réfère aux figures (5-21) et (5-22), la première qui représente la perte de charge singulière dans le cyclone en fonction du débit est une courbe de forme parabolique proportionnelle au carré de la vitesse ($y = 0.0041 * V^2$). Par contre, la courbe $\ln P$ en fonction de $\ln V$, figure-(5-22), est une droite linéaire de pente égale à 2. Ce résultat est une vérification à l'équation de la perte de charge singulière dans le cyclone ($\Delta P = k * V^2/2$).

5.3) Conclusion

La présente étude expérimentale de la dynamique de l'air en écoulement turbulent dans un cyclone nous permet de tirer les conclusions suivantes :

- ✓ L'ensemble des résultats obtenus concernant le champ 3D des composantes axiale et tangentielle des vitesses moyennes ainsi que des intensités de turbulence suivant les directions axiale et tangentielle peuvent être exploités par les numériciens pour valider des codes 3D.
- ✓ L'effet de la turbulence sur l'écoulement et en particulier le comportement des fluctuations axiale et tangentielle de la vitesse dans cette configuration du cyclone représente un cas test défiant pour tester et comparer la performance de modèles de turbulence.
- ✓ Des phénomènes d'écoulement intéressants ont été observés:
 - i) Juste en aval de l'entrée, dans l'espace annulaire, une zone de récirculation aplatie, sur la paroi du cylindre intérieur a été mise en évidence.
 - ii) La nature de l'écoulement est carrément tri-dimensionnelle. Prononcée dans la région de l'entrée, elle s'explique essentiellement par la composante radiale de la vitesse non négligeable à l'entrée et aussi par le transport convectif de la vorticité au niveau de la couche limite le long des faces supérieure et inférieure du conduit d'entrée vers l'espace annulaire dans le cyclone.
 - iii) Le comportement tridimensionnel de l'écoulement persiste en aval, bien que moins prononcé. L'hypothèse de l'apparition, localement, de petites cellules secondaires avec un axe hélicoïdal, dues peut être à une bifurcation d'un régime d'écoulement à un autre n'est peut être pas à écarter.

iv) L'émergence et le développement d'une zone d'écoulement quasi-potentiel, (vortex quasi-libre) au milieu de l'espace annulaire ont été mis évidence.

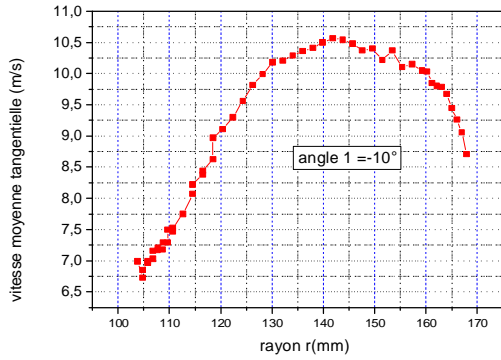
v) La décadence de la turbulence et sa tendance vers un état isotrope dans cette même région de vortex quasi-libre, ont été observées. Cette décadence s'explique, à notre avis, par le taux de dissipation de l'énergie turbulente par l'effet de viscosité dominant le taux de production de la turbulence. En plus, la turbulence est relativement stabilisée dans la couche limite le long des parois interne et externe.

vi) La surface fictive séparant les flux d'air ascendant et descendant sous le conduit se situe approximativement sur le prolongement de ce dernier.

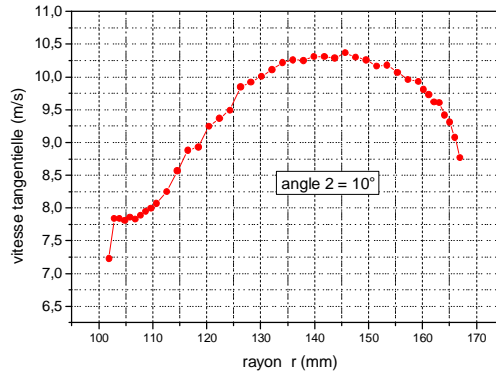
vii) La surface fictive séparant les zones des vortex quasi-forcé et quasi-libre, et qui n'a rien à voir avec la précédente, peut être clairement définie comme l'ensemble de points d'intersection de la droite de pente +1 ($\ln U_t$ en fonction de $\ln r$) dans le vortex quasi-forcé et la droite de pente -1 ($\ln U_t$ en fonction de $\ln r$) dans le vortex quasi-libre.

viii) . Nous avons vu que l'étude bibliographique est cependant fort utile car même si le cyclone étudié est très original: certaines zones présentent vraiment les caractéristiques cycloniques du point de vue de l'écoulement. C'est pourquoi nous avons engagé une étude expérimentale d'un cyclone: Ce cyclone qui constitue la coque d'un échangeur thermique, nous ne pouvons donc pas extrapoler à partir de résultats publiés. De plus nous avons besoin de connaître précisément l'écoulement dans ce cyclone pour ensuite discerner l'impact des serpentins à introduire dans le cyclone.

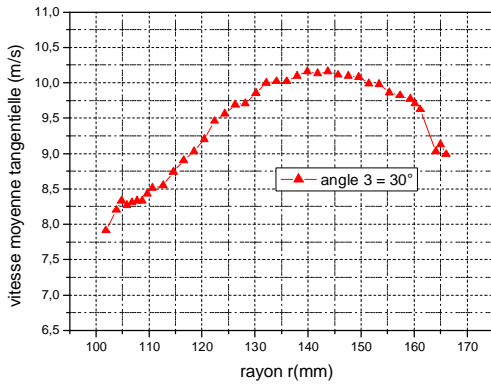
5.4) Graphes obtenus par LDA :



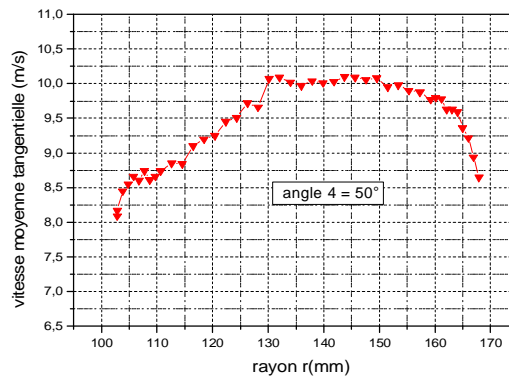
(a)



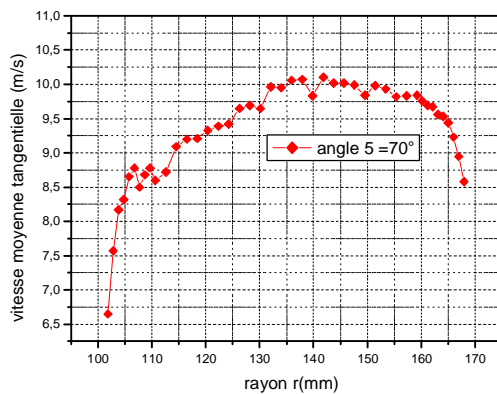
(b)



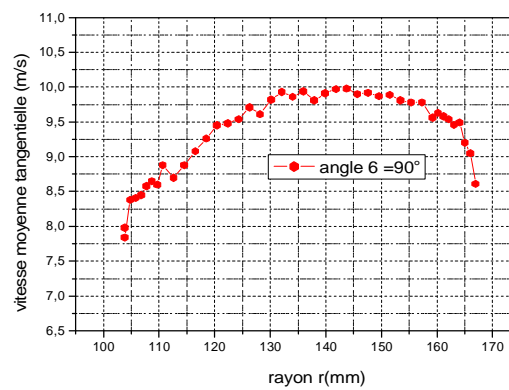
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure (5-1) Profils de vitesse moyenne tangentielle à $z = 300$ (mm)

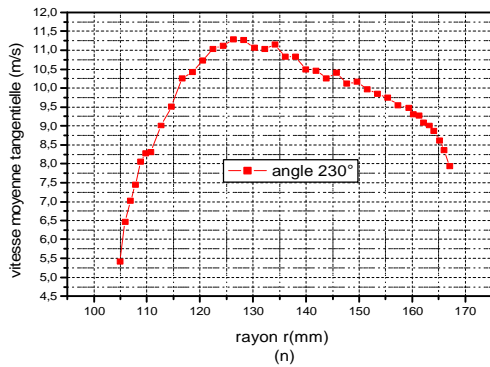
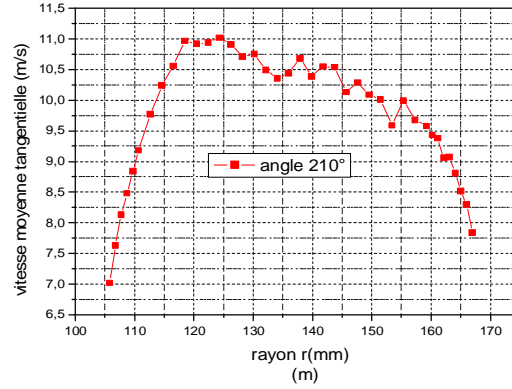
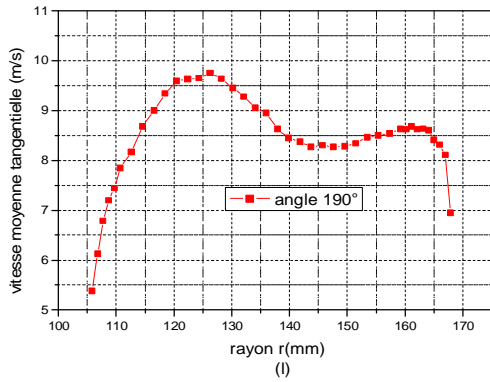
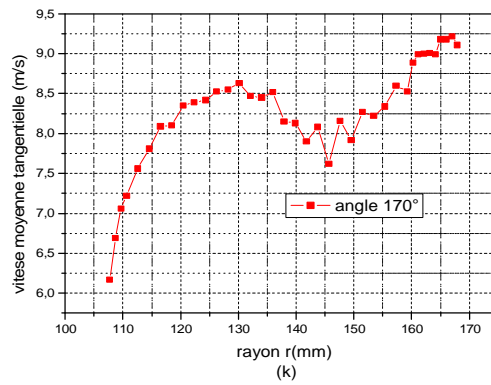
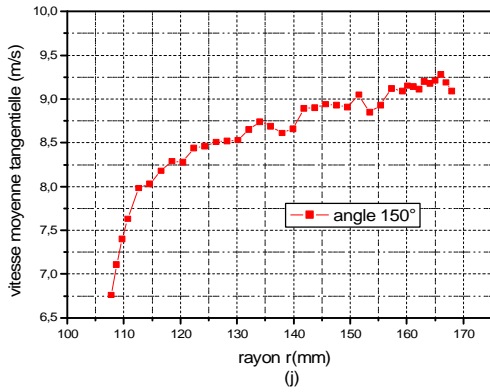
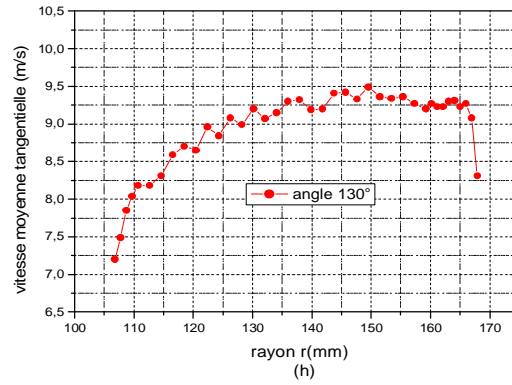
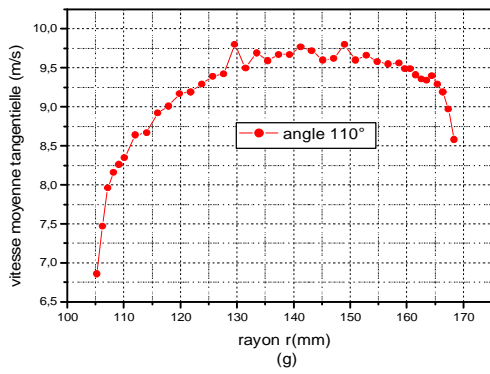


figure -(5-1)suite, Profils de vitesse moyenne tangentielle à la position $z = 300$ (mm).

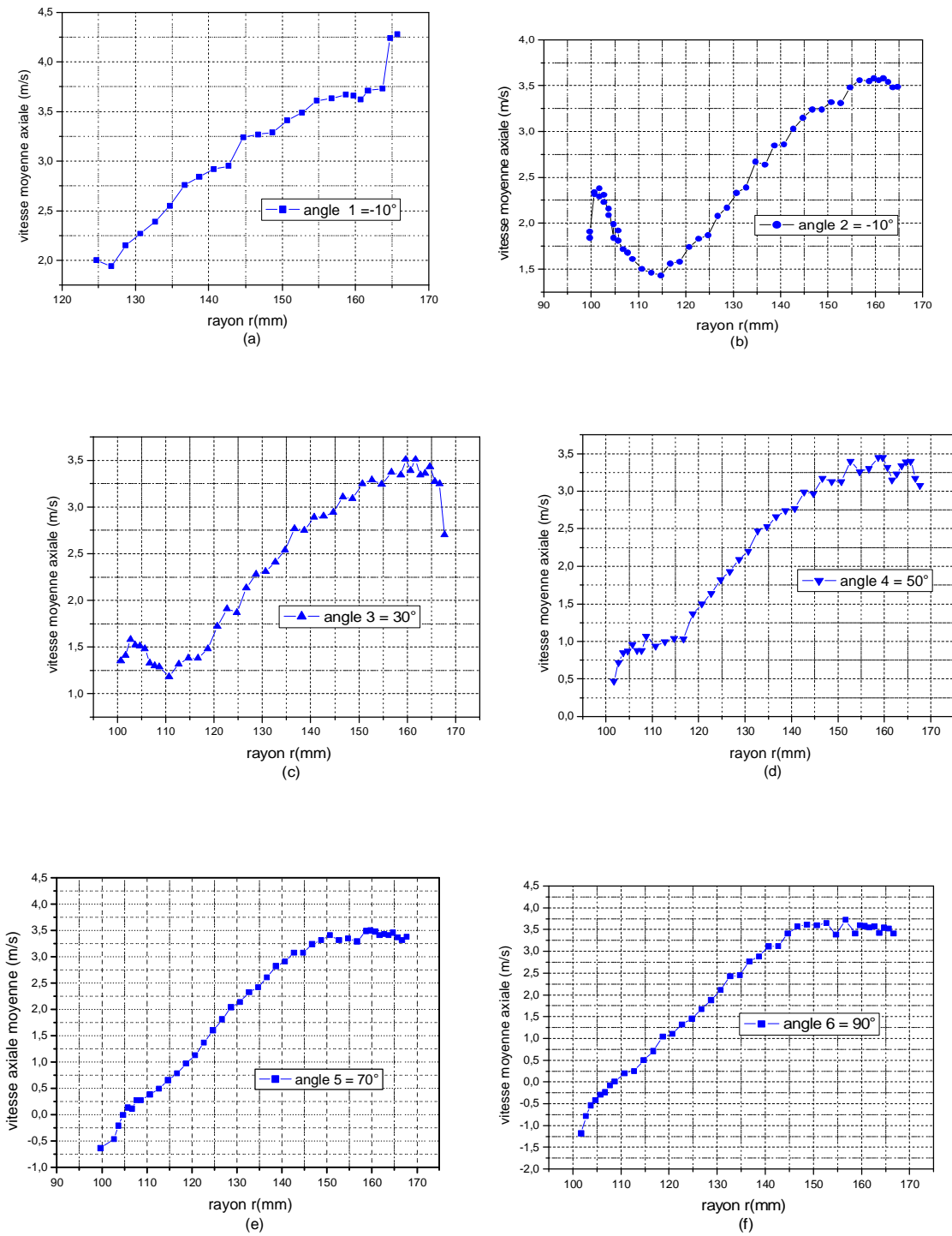


Figure –(5-2) Profils de vitesse moyenne axiale à $z = 300$ (mm)

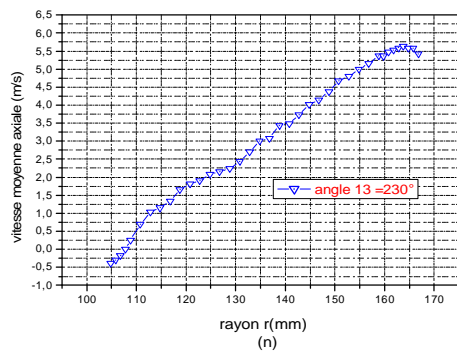
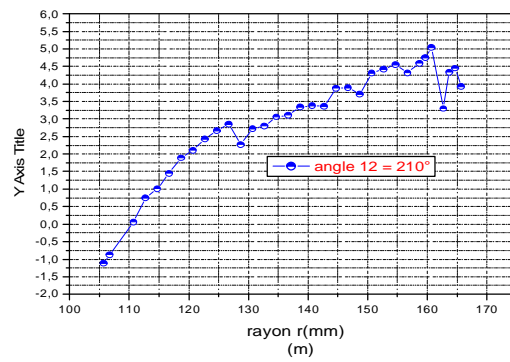
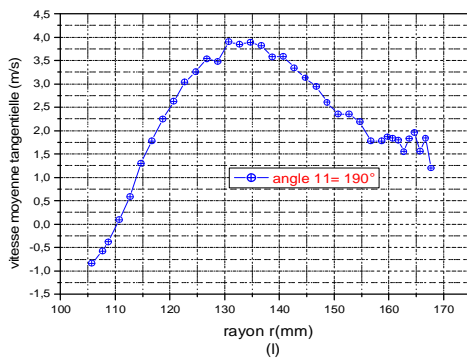
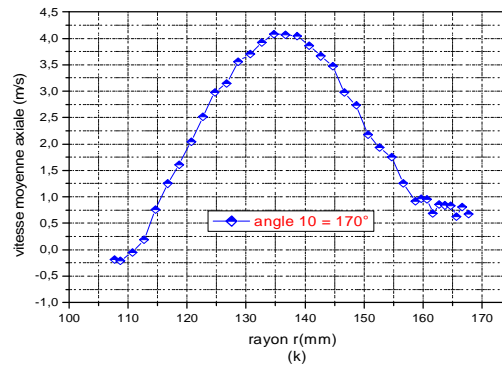
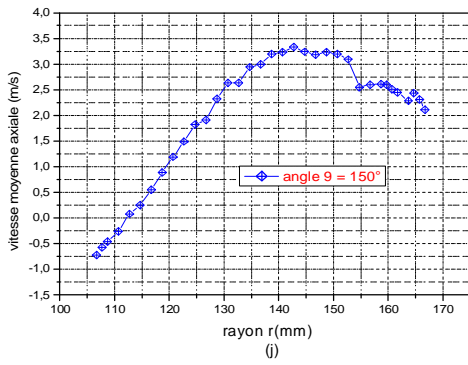
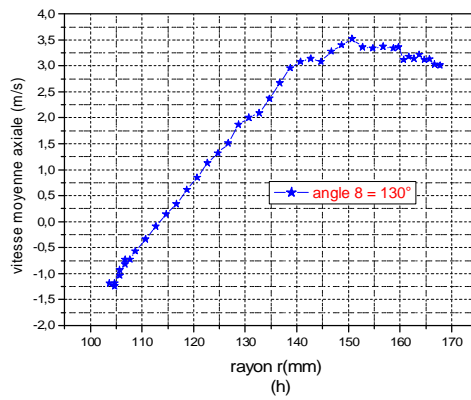
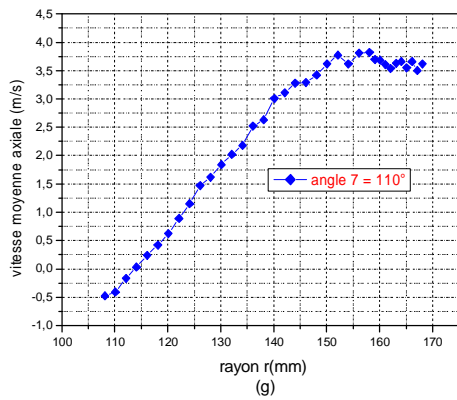


figure-(5-2) suite, profils de vitesse moyenne axiale à z = 300(mm)

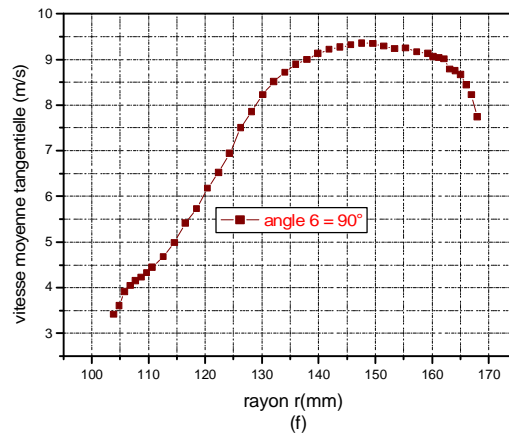
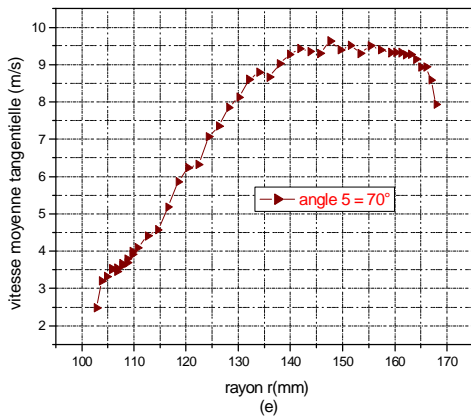
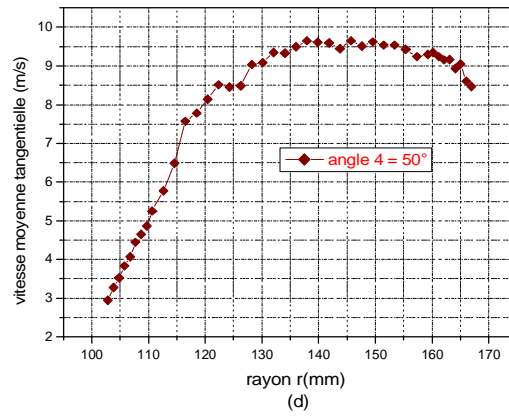
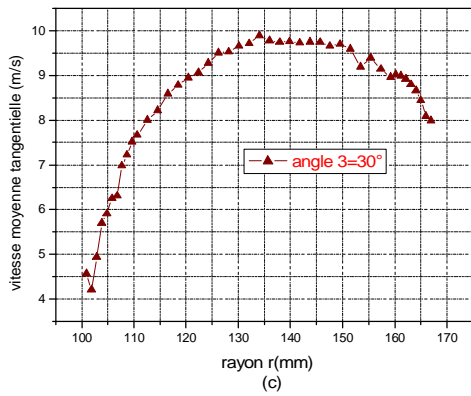
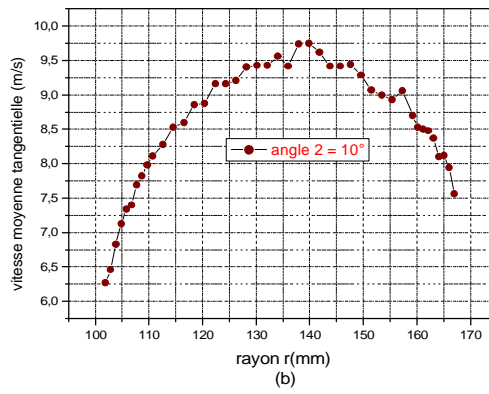
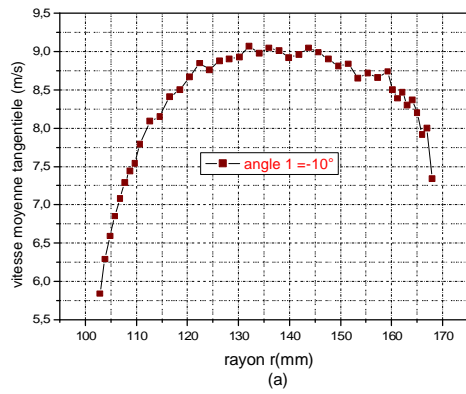


Figure-(5-3) Profils de vitesse moyenne tangentielle à la position $z = 500$ (mm)

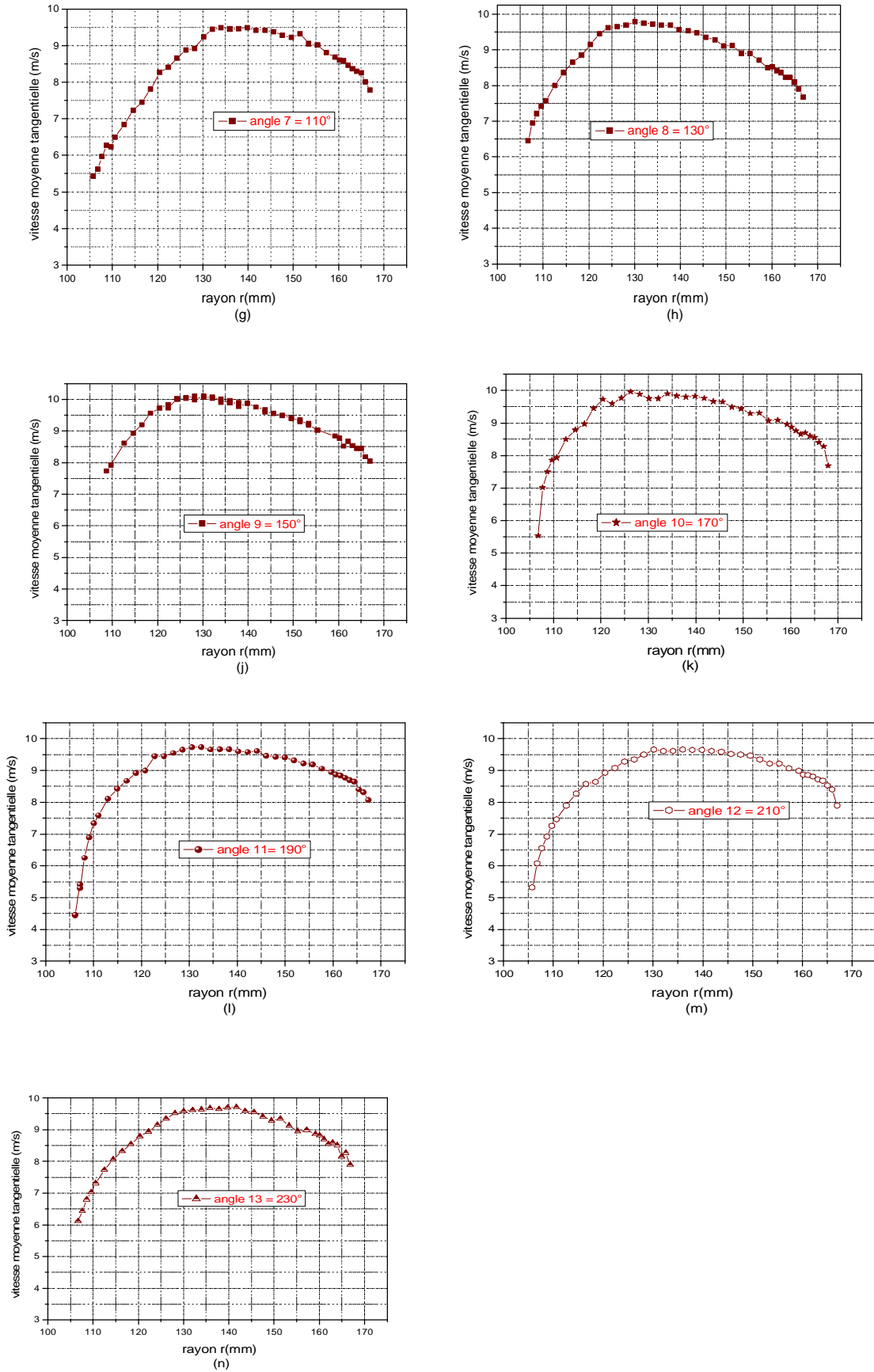


Figure-(5-3) suite, Profils de vitesse moyenne tangentielle à la position $z = 500$ (mm)

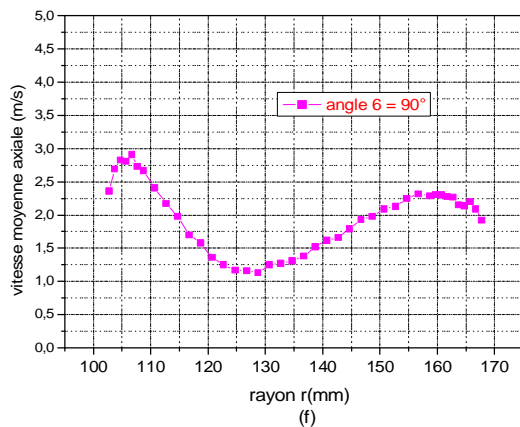
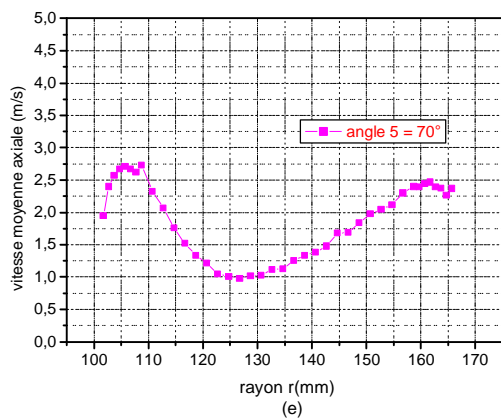
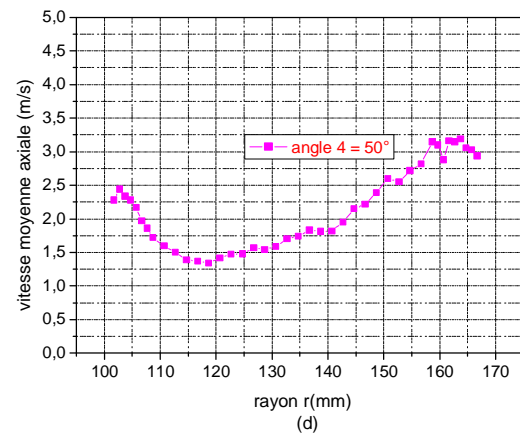
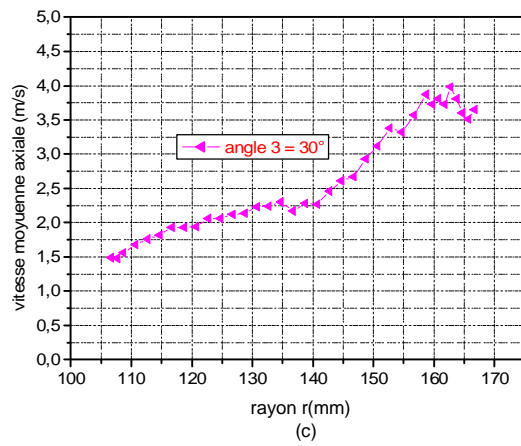
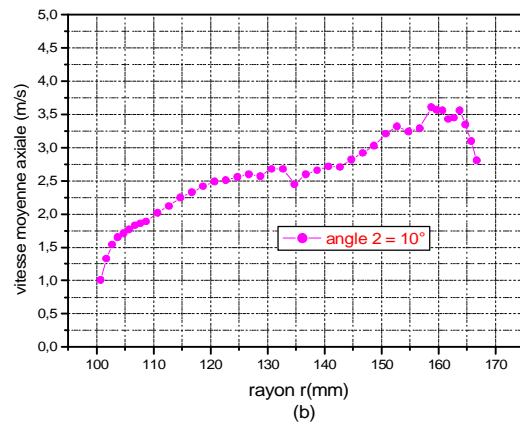
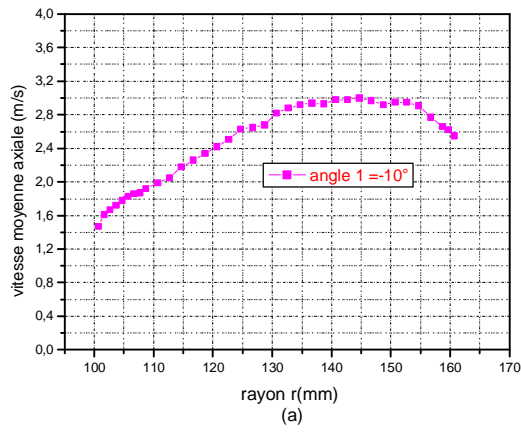


Figure-(5-4) Profils de vitesse moyenne axiale à la position $z = 500$ (mm)

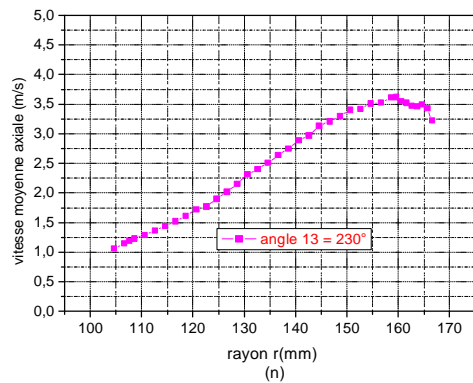
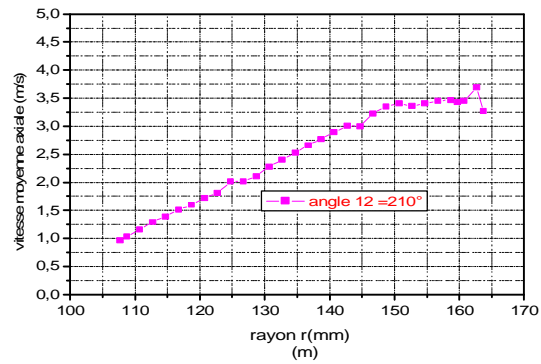
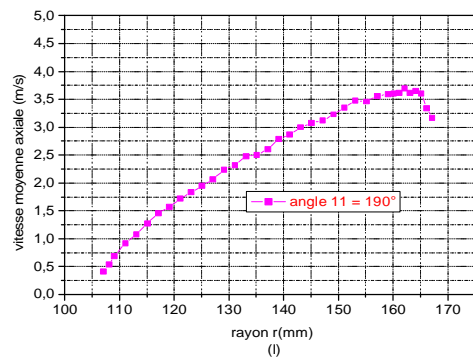
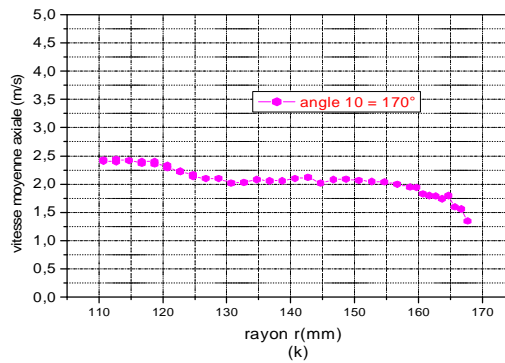
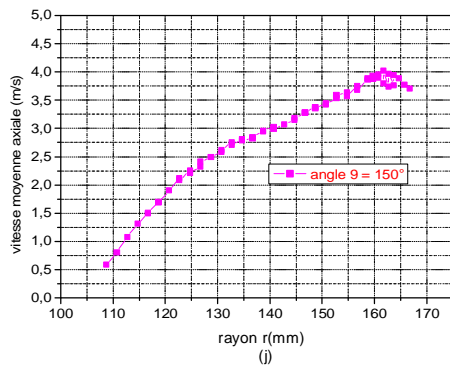
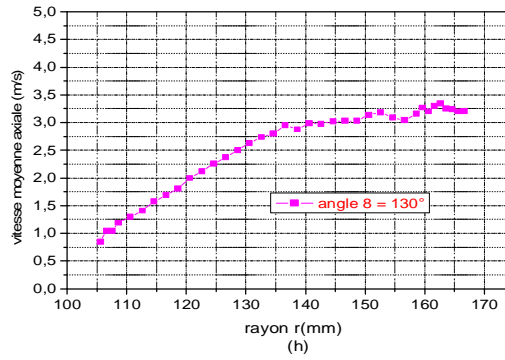
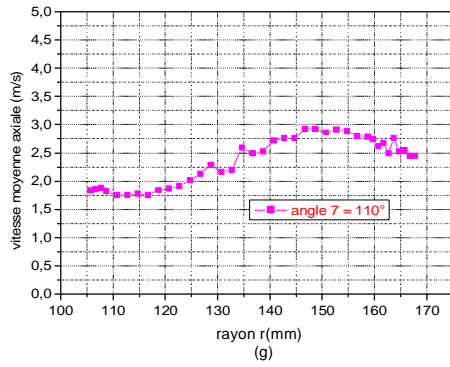


Figure-(5-4)suite, Profils de vitesse moyenne axiale à la position $z = 500$ (mm)

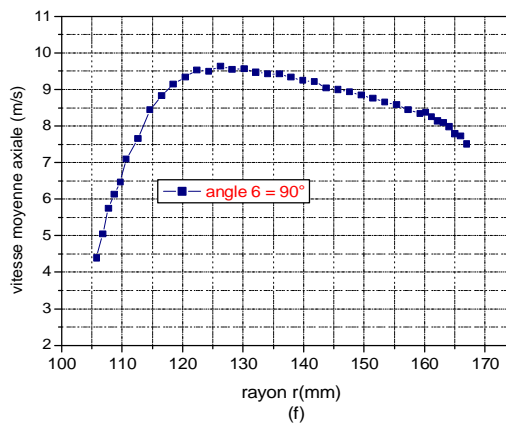
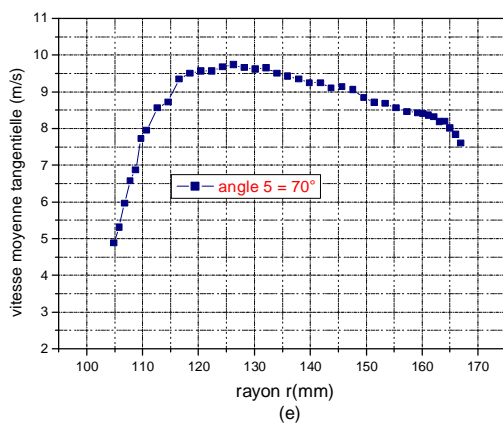
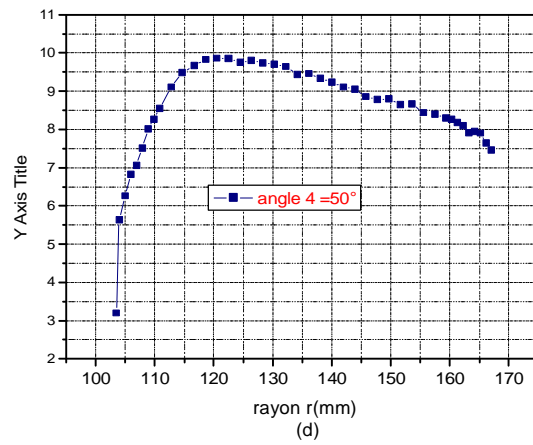
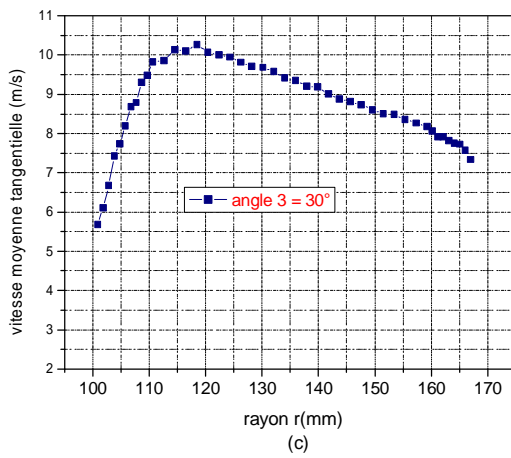
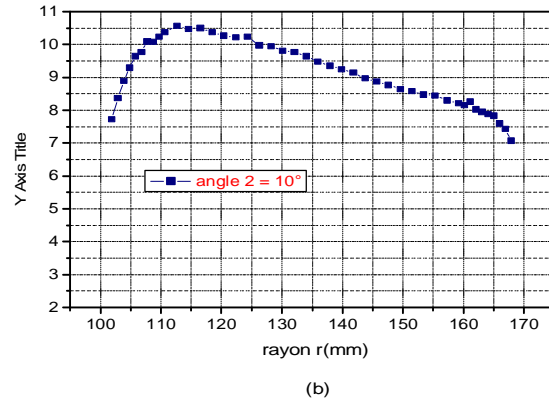
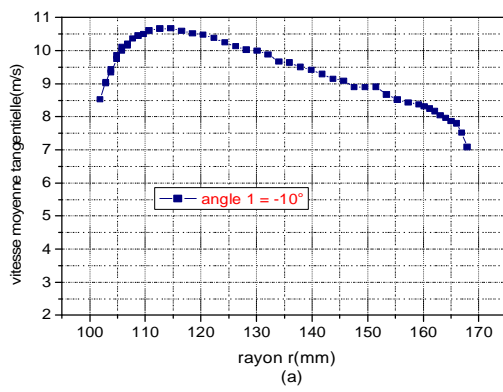


Figure-(5-5) Profils de vitesse moyenne tangentielle à la position $z = 700$ (mm)

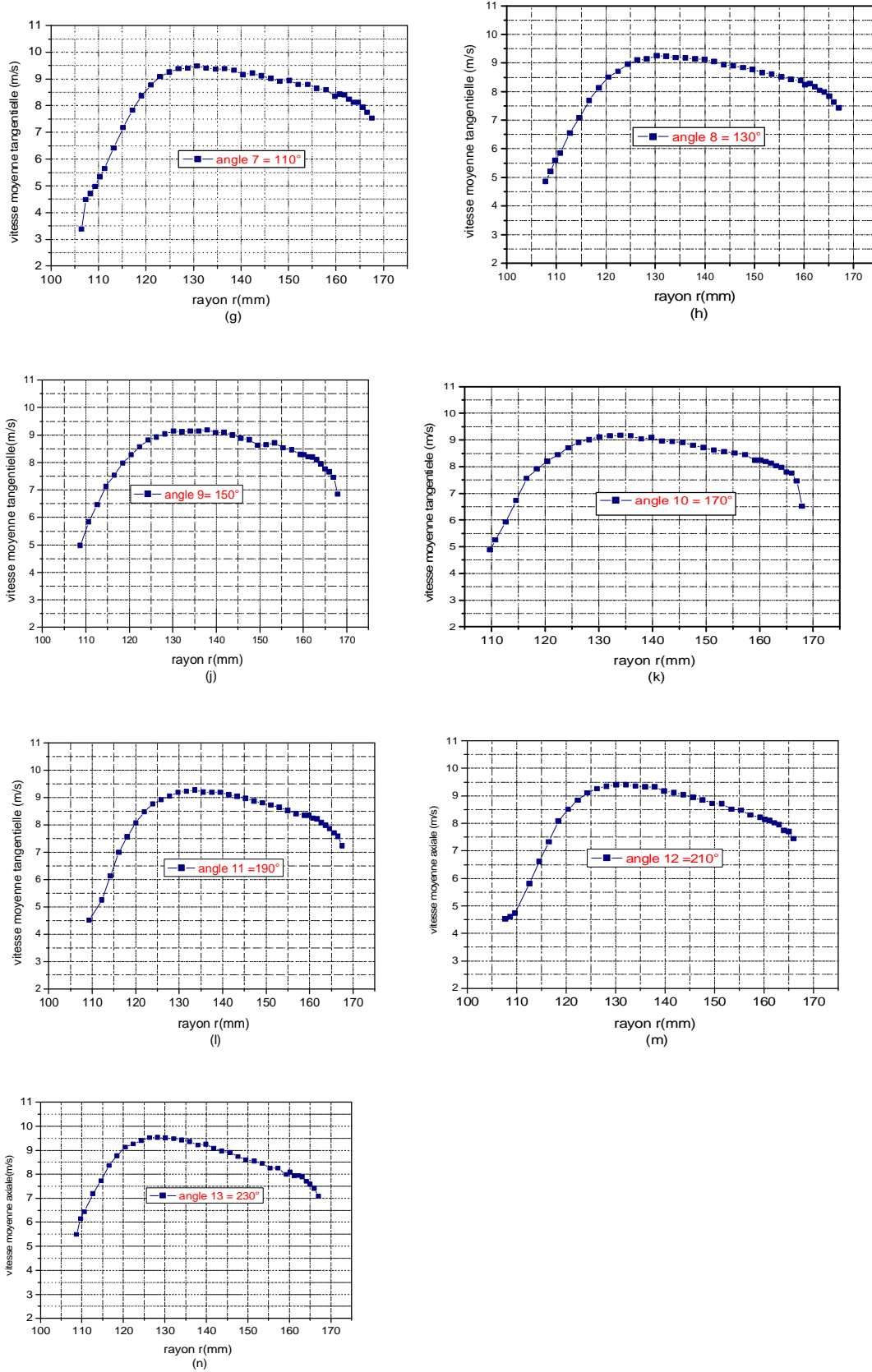


Figure-(5-5) suite, Profils de vitesse moyenne tangentielle à la position $z = 700$ (mm)

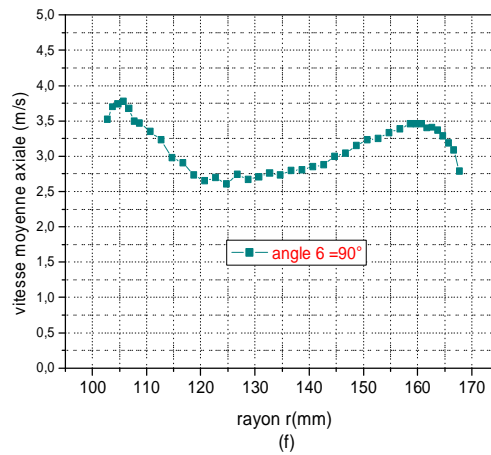
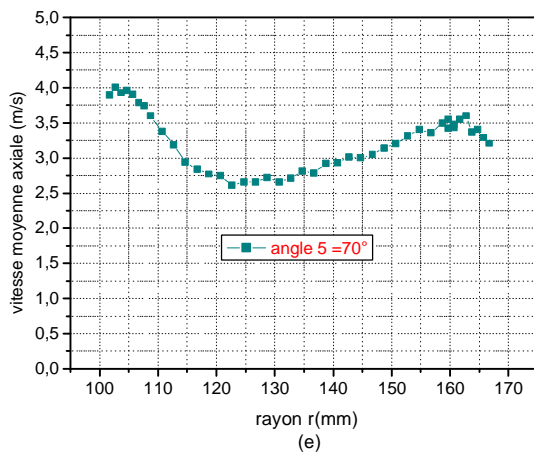
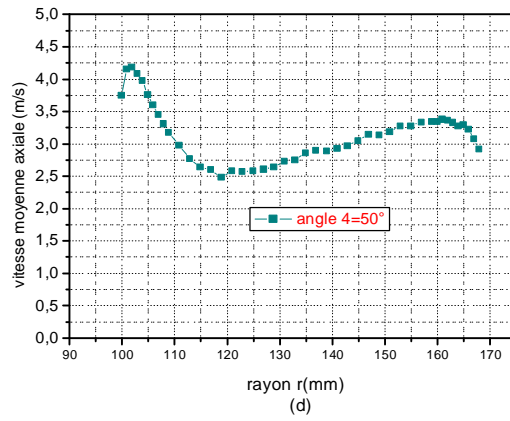
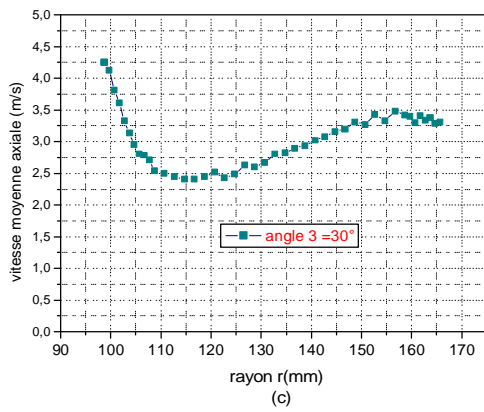
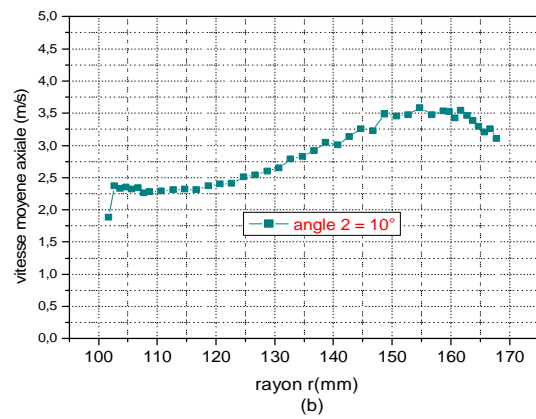
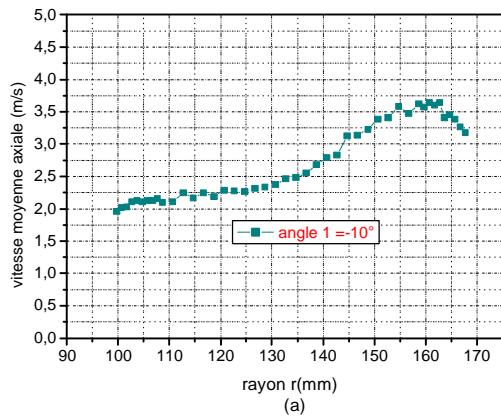


Figure –(5-6) Profils de vitesse moyenne axiale à la position $z = 700(\text{mm})$

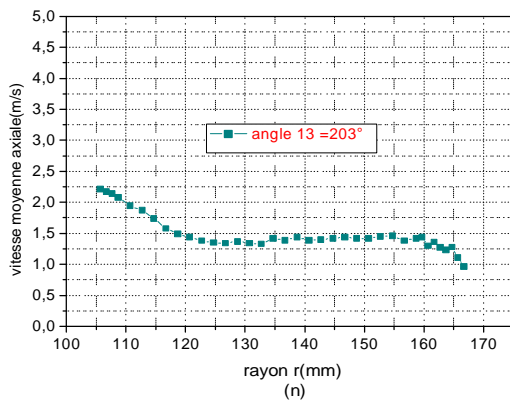
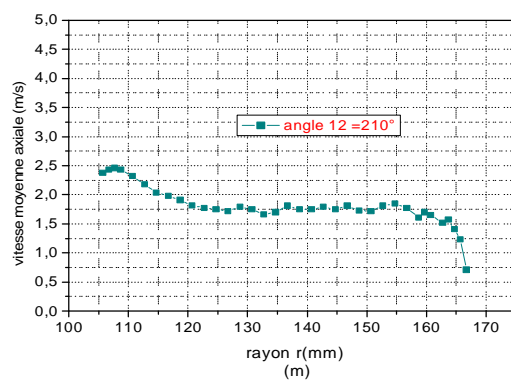
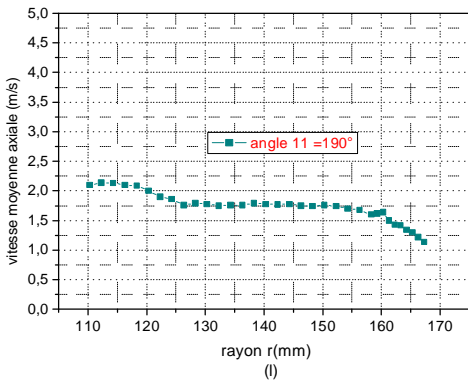
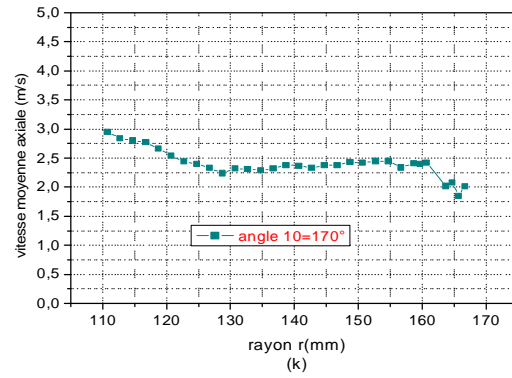
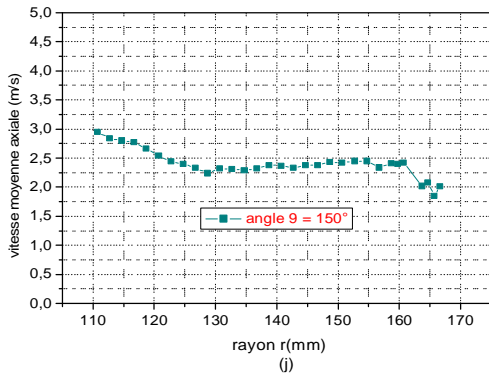
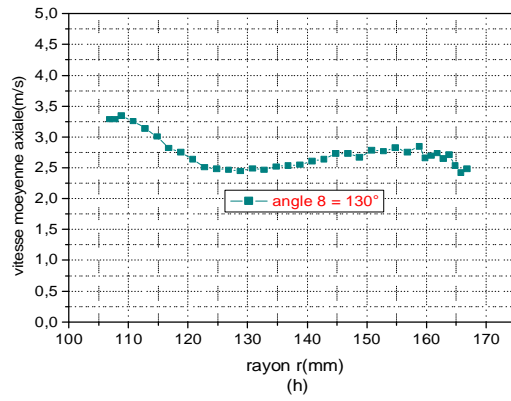
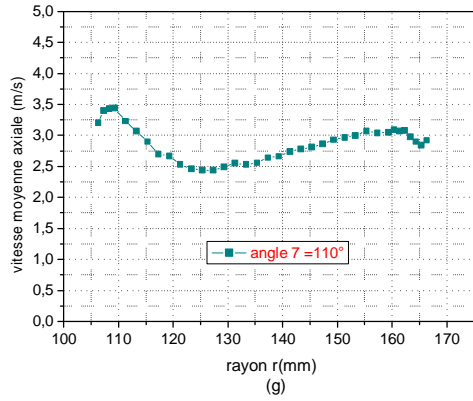


Figure-(5-6) suite, profils de vitesse moyenne axiale à la position $z = 700$ (mm)

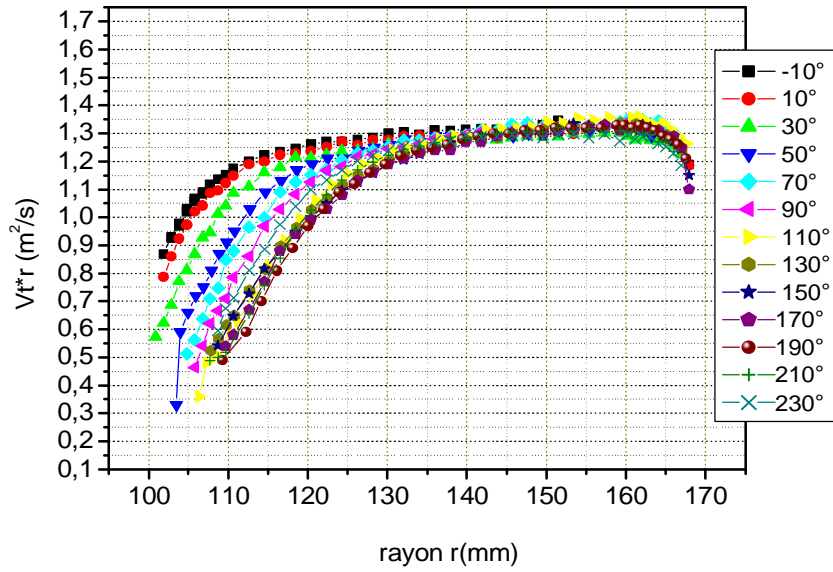


figure-(5-7a) à $z = 700(\text{mm})$
 produit de la vitesse tangentielle par
 le rayon en fonction du rayon

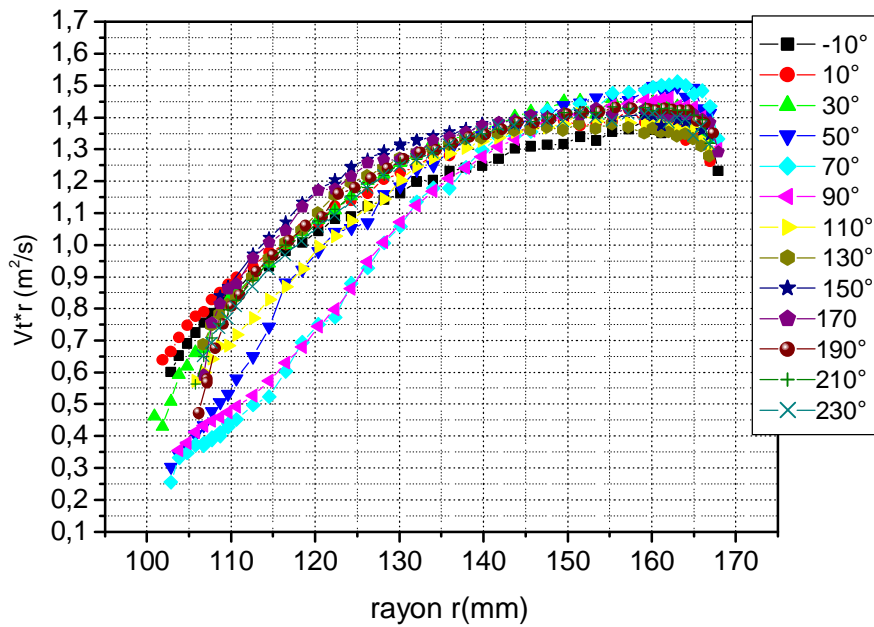
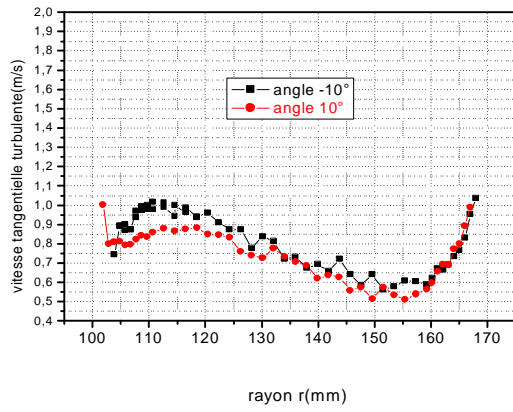
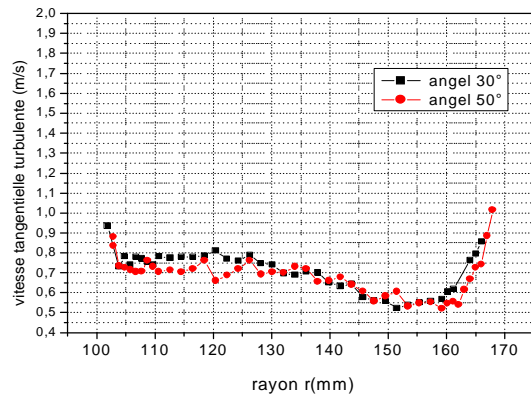


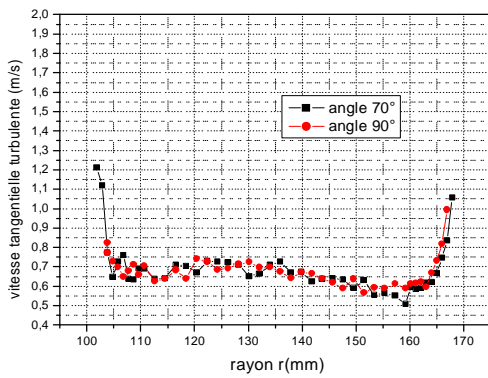
figure-(5-7b), à $z = 500 (\text{mm})$
 produit de la vitesse tangentielle
 par le rayon en fonction du rayon



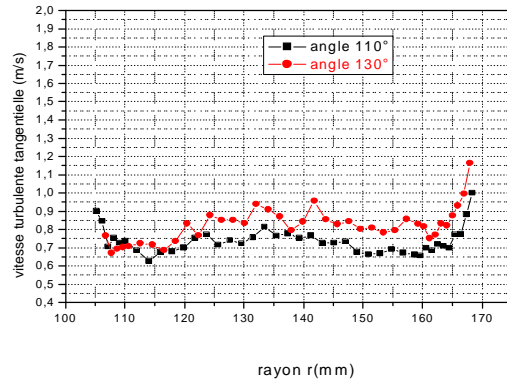
(a)



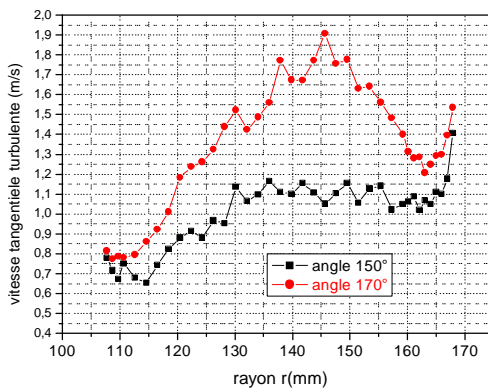
(b)



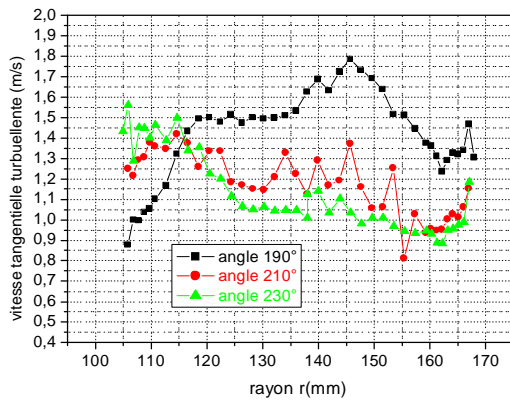
(c)



(d)

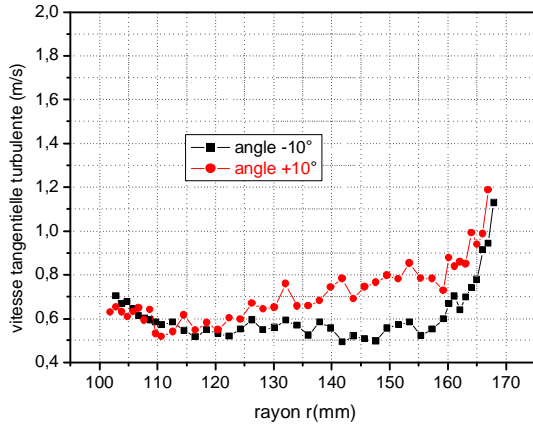


(e)

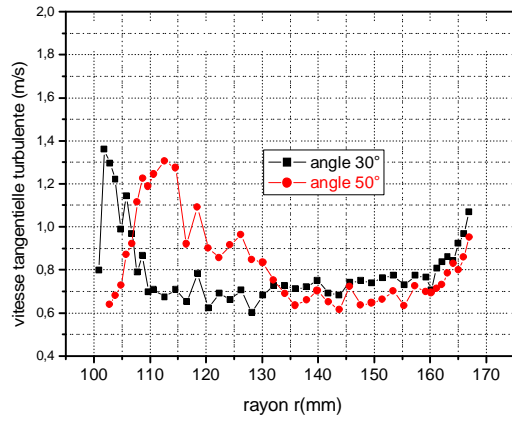


(f)

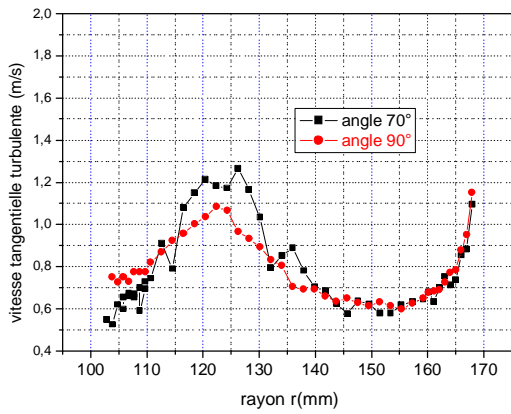
Figure-(5-8) Profils de la vitesse tangentielle turbulente à la position $z = 300$ (mm)



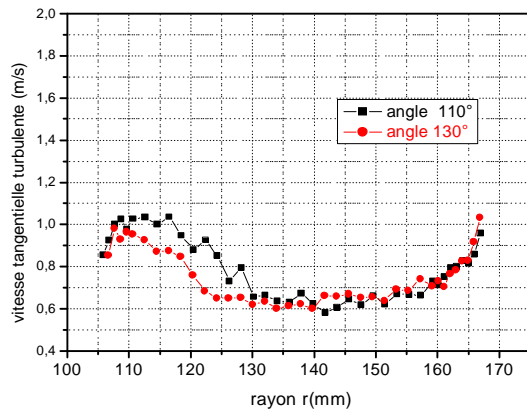
(a)



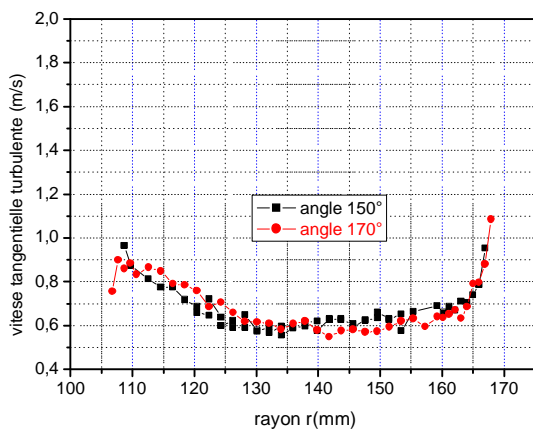
(b)



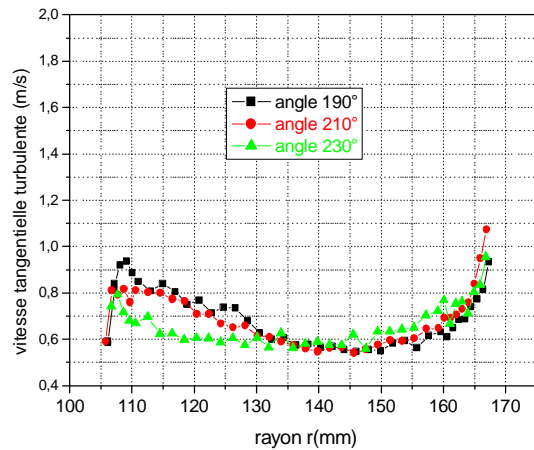
(c)



(d)

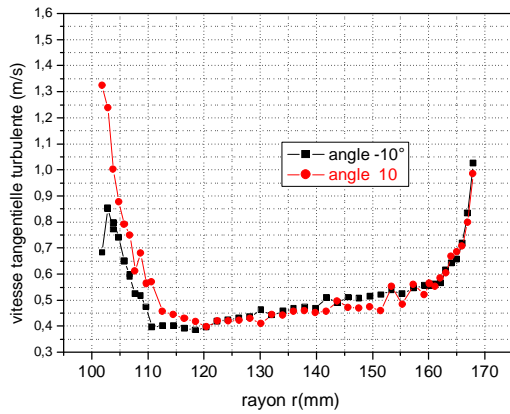


(e)

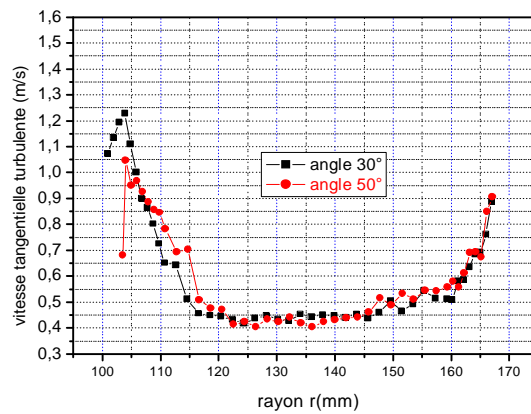


(f)

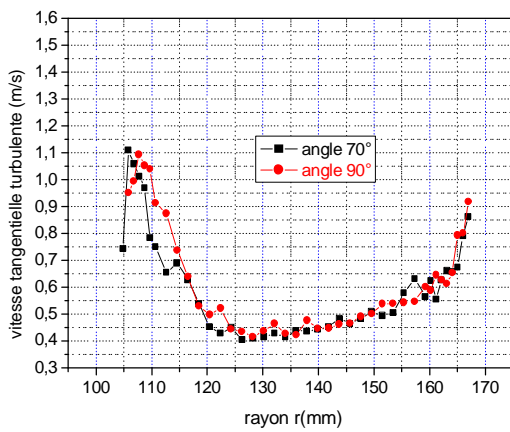
Figure-(5-9) Profils de vitesse tangentielle turbulente à la position $z = 500$ (mm)



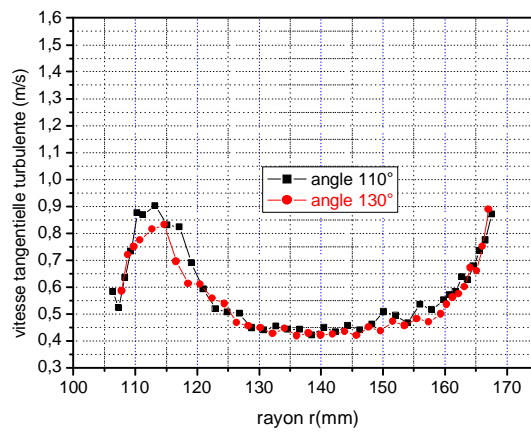
(a)



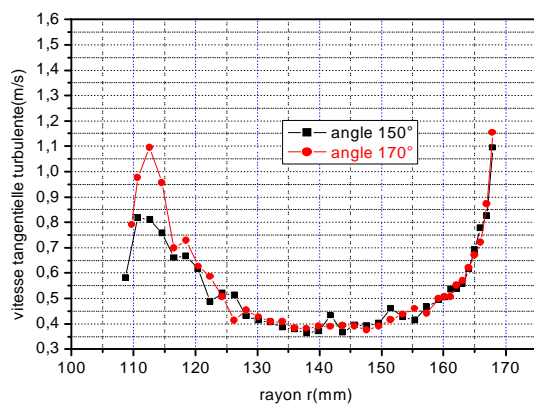
(b)



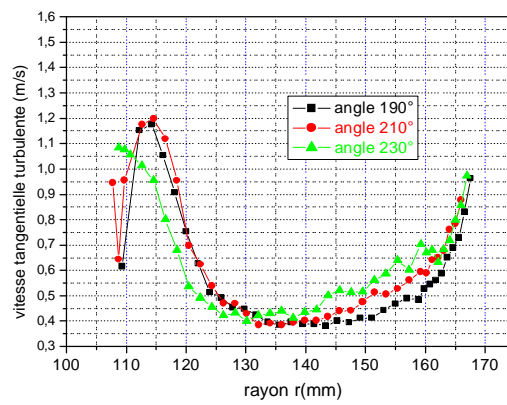
(d)



(c)

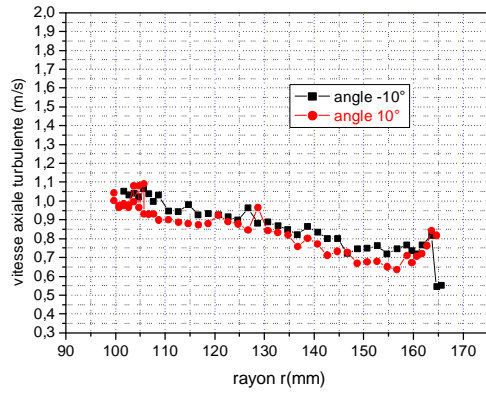


(e)

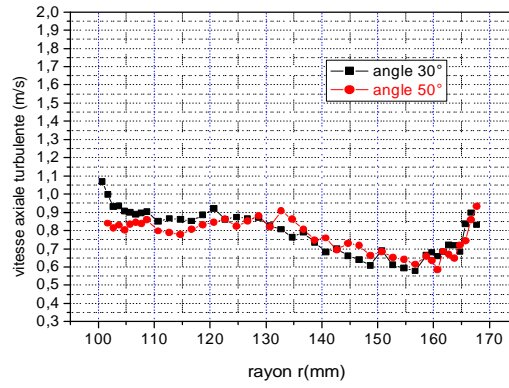


(f)

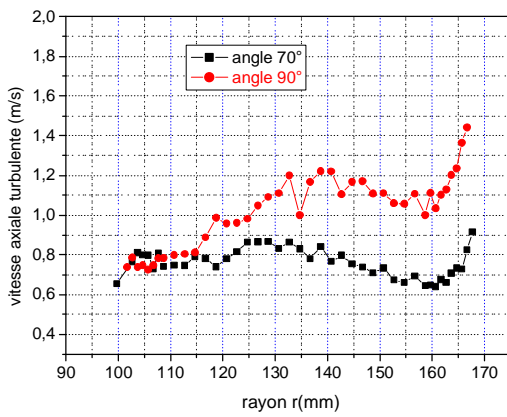
Figure-(5-10) Profils de vitesse tangentielle turbulente à la position $z = 700$ (mm)



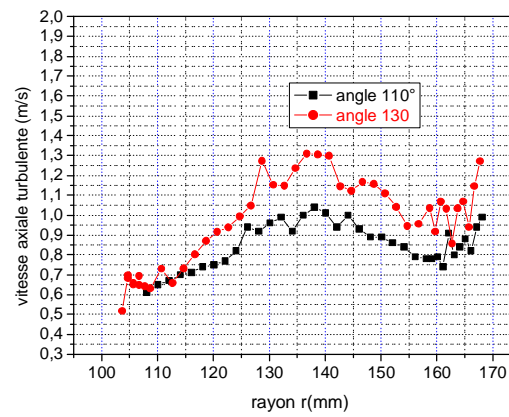
(a)



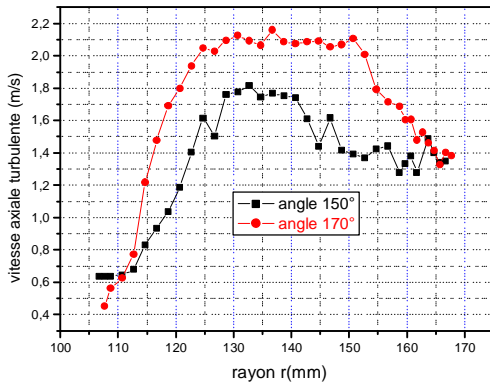
(b)



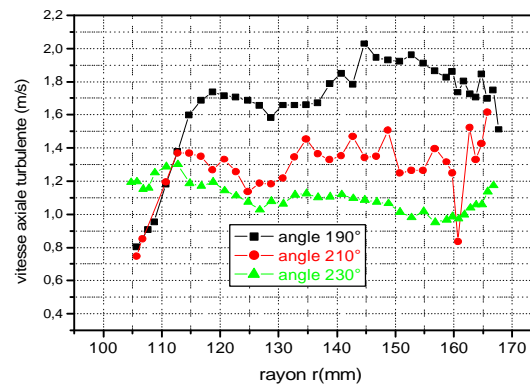
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure-(5-11) Profils de la vitesse axiale turbulente à la position $z = 300$ (mm)

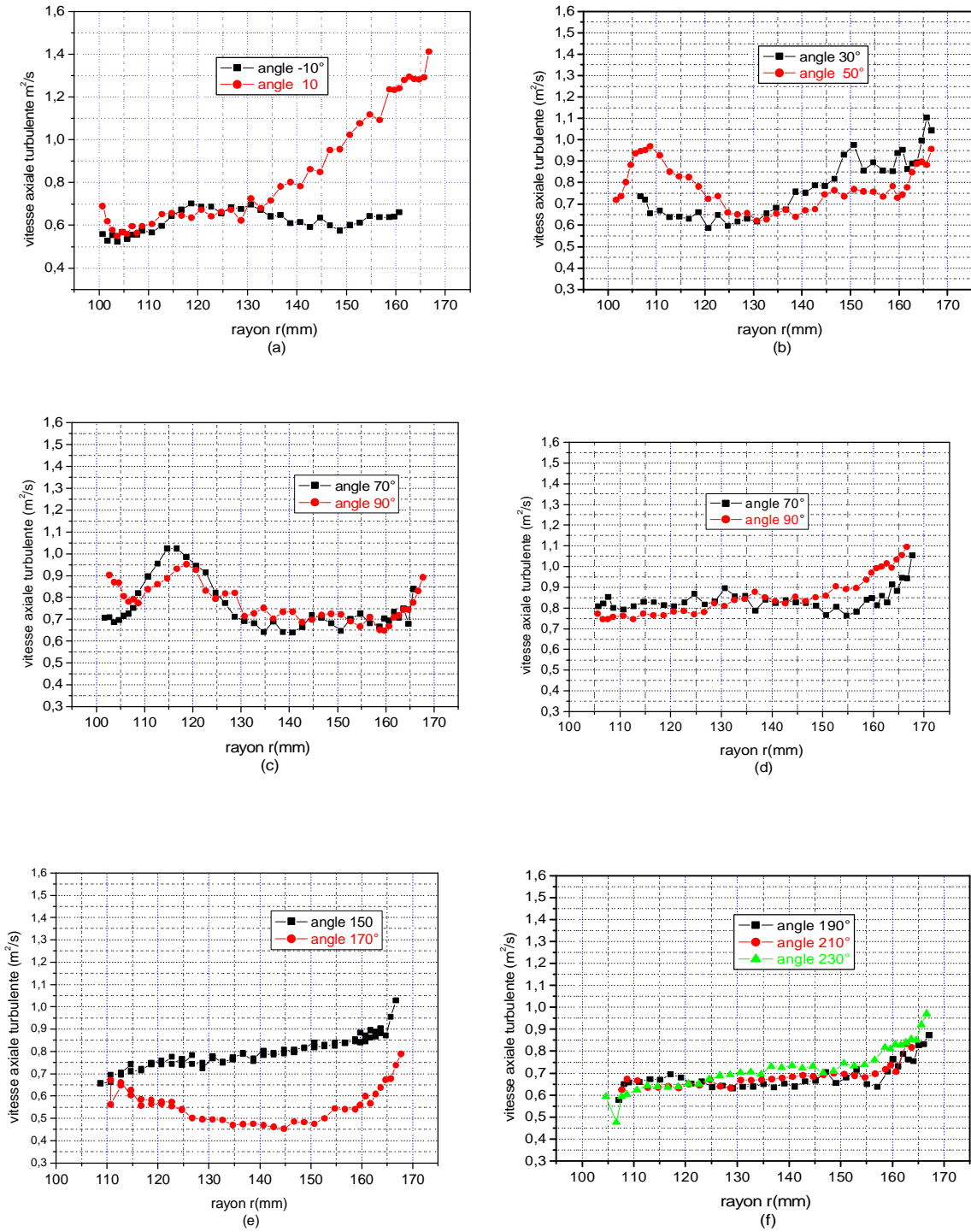
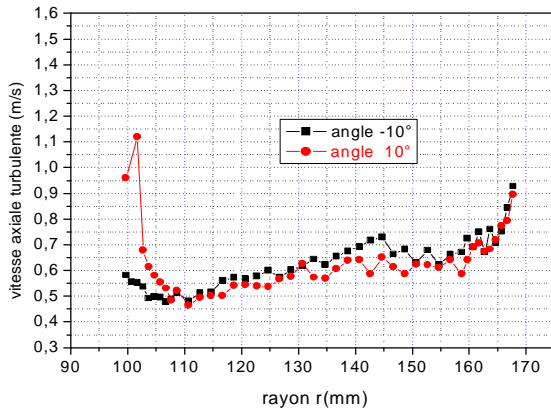
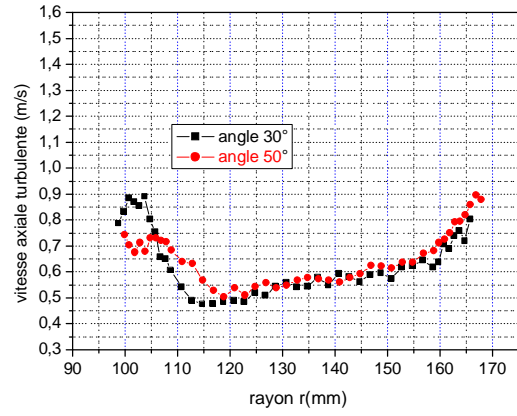


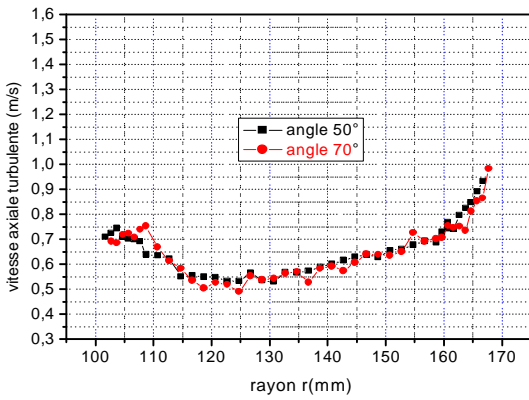
Figure-(5-12) Profils de la vitesse axiale turbulente à la position $z = 500$ (mm)



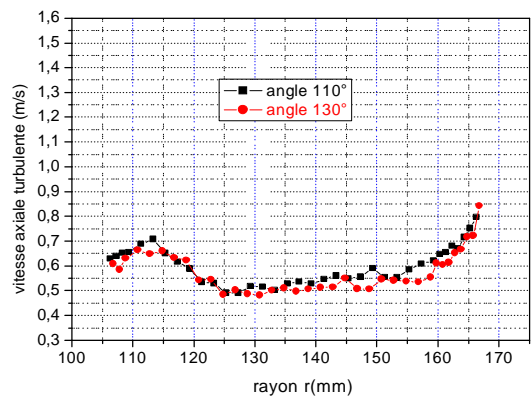
(a)



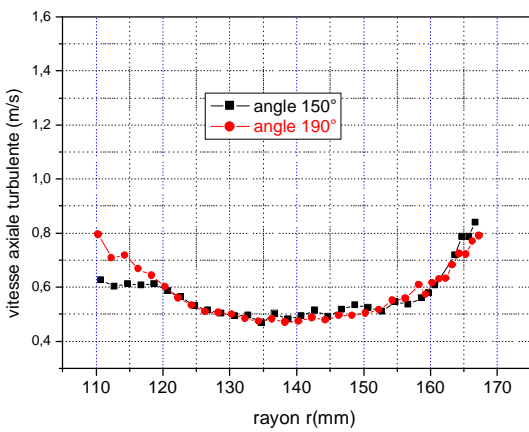
(b)



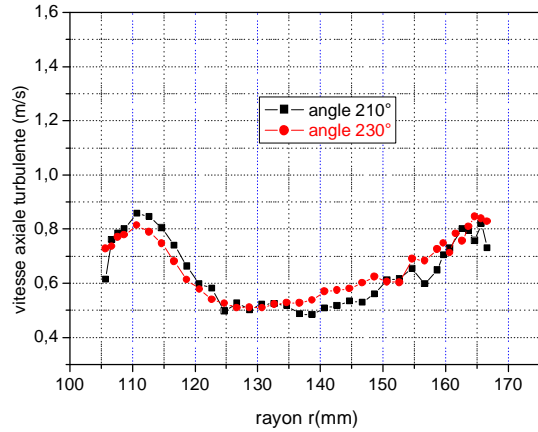
(c)



(d)

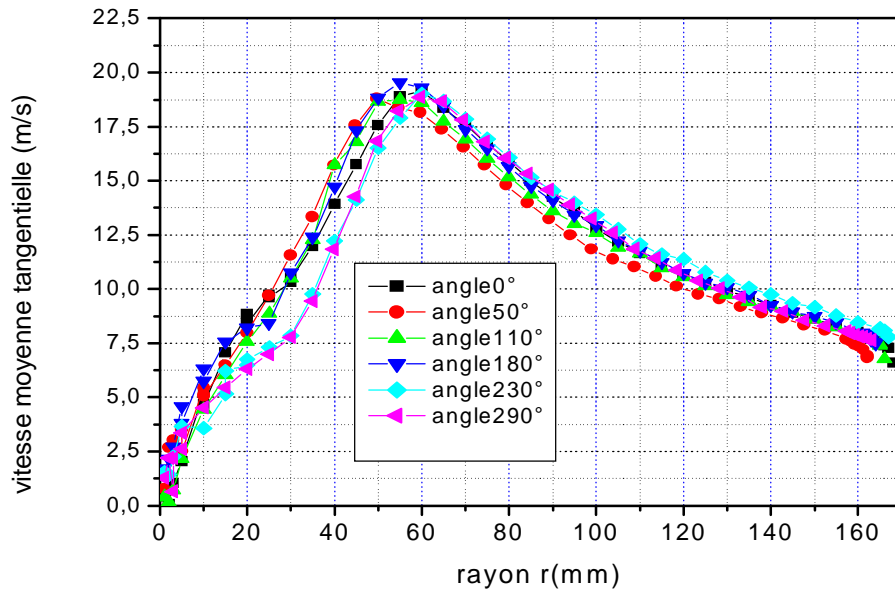


(d)

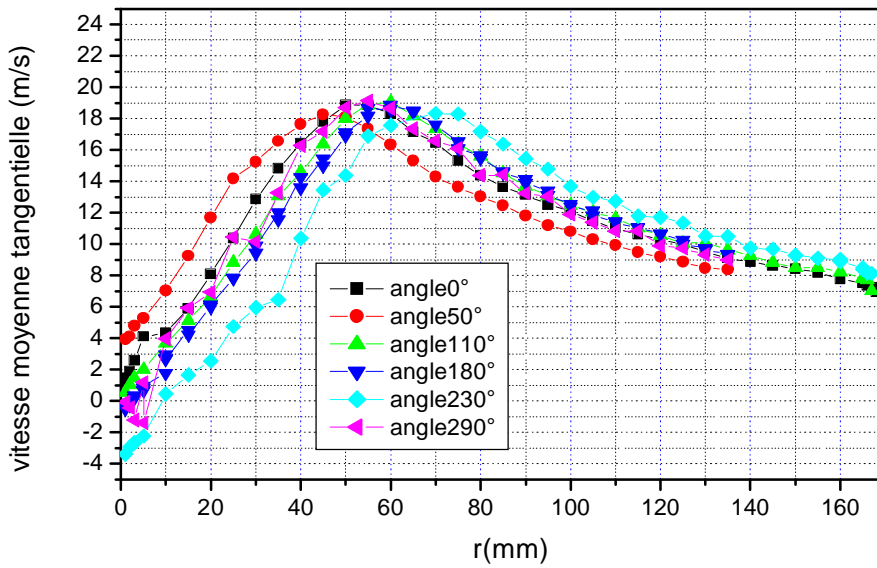


(f)

Figure-(5-13) Profils de la vitesse axiale turbulente à la position $z = 700$ (mm)

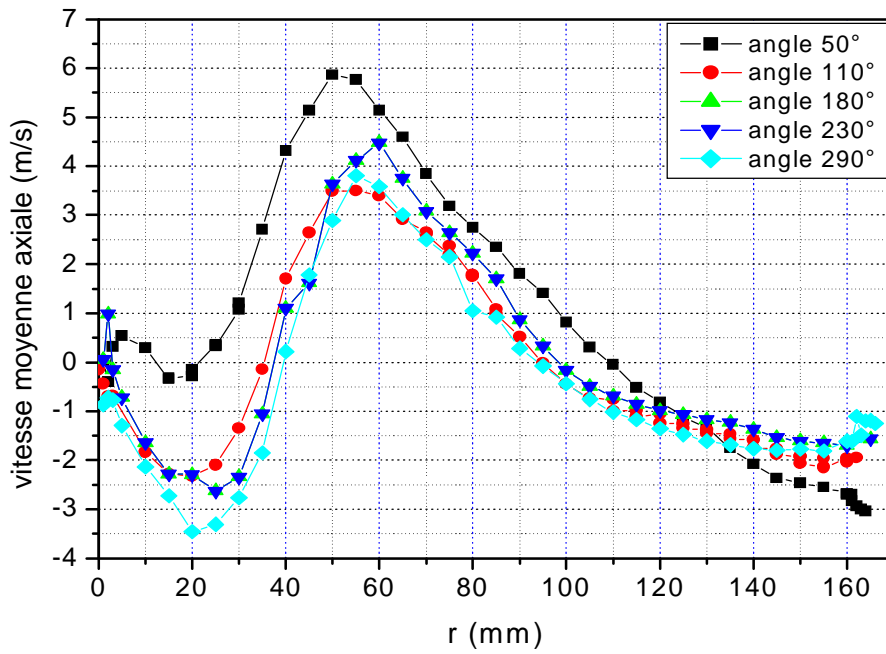


a) $z = 765$ (mm)

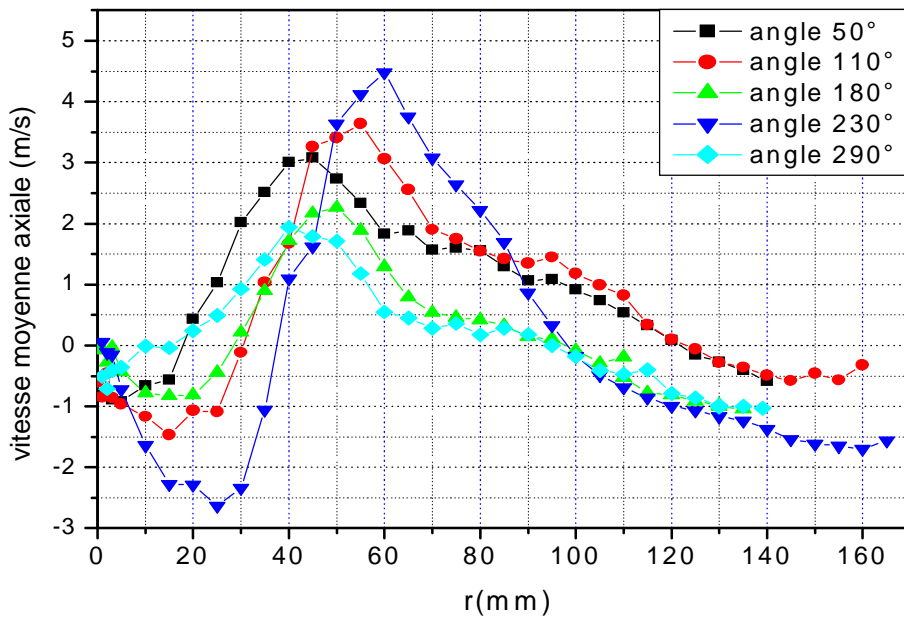


b) $z = 855$ (mm)

figure-(5-14) Composante tangentielle de la vitesse moyenne sous le conduit de sortie

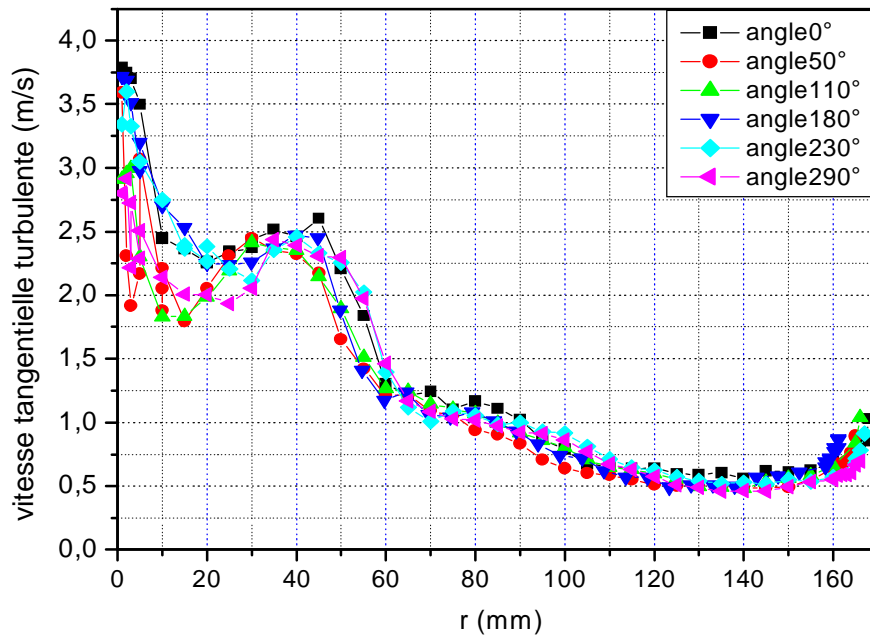


a) z = 765 (mm)

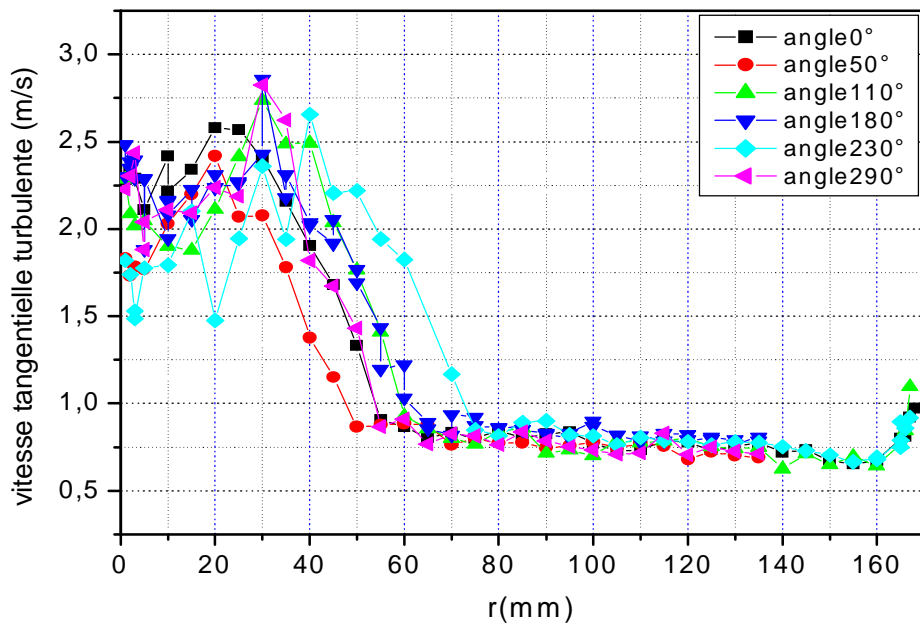


b) z = 855 (mm)

Figure-(5-15) Composante axiale de la vitesse moyenne sous le conduit de sortie

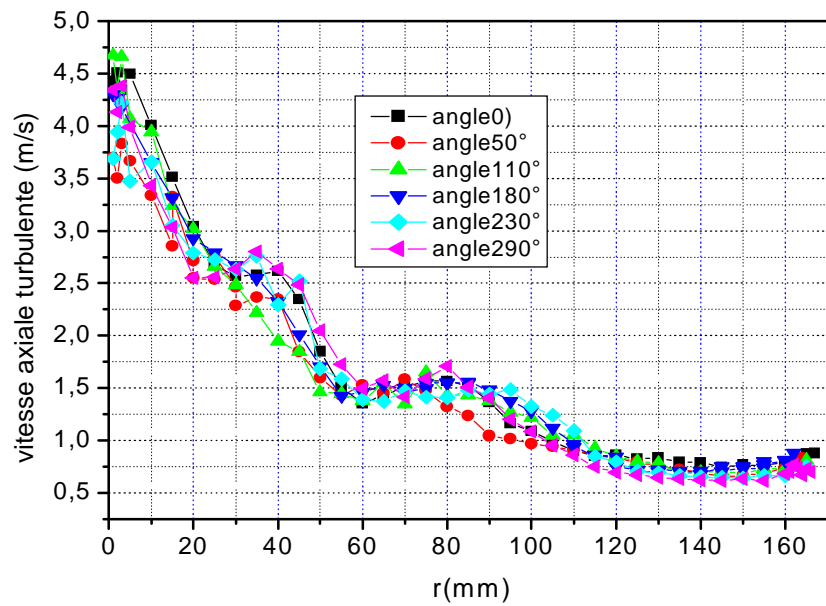


a) $z = 765$ (mm)

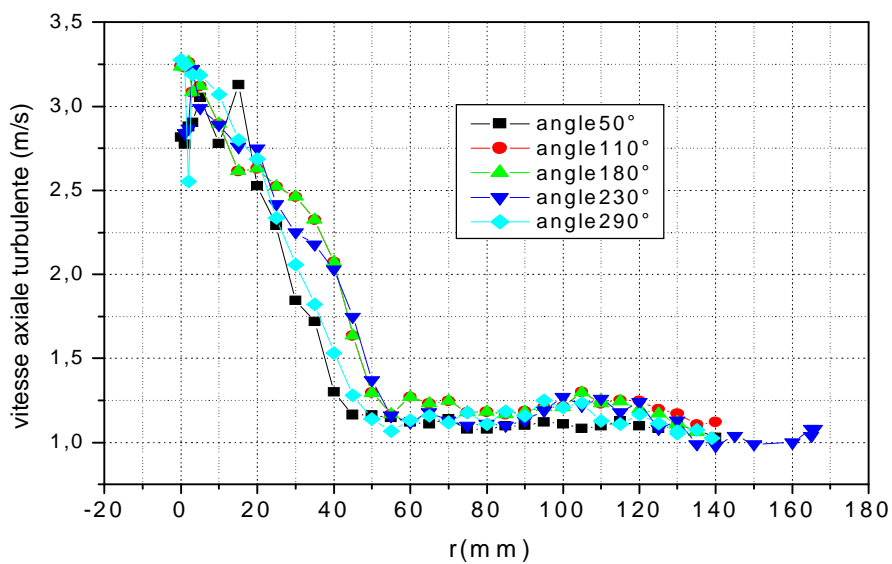


b) $z = 855$ (mm)

figure-(5-16) Composante tangentielle de la vitesse fluctuante sous le conduit de la sortie

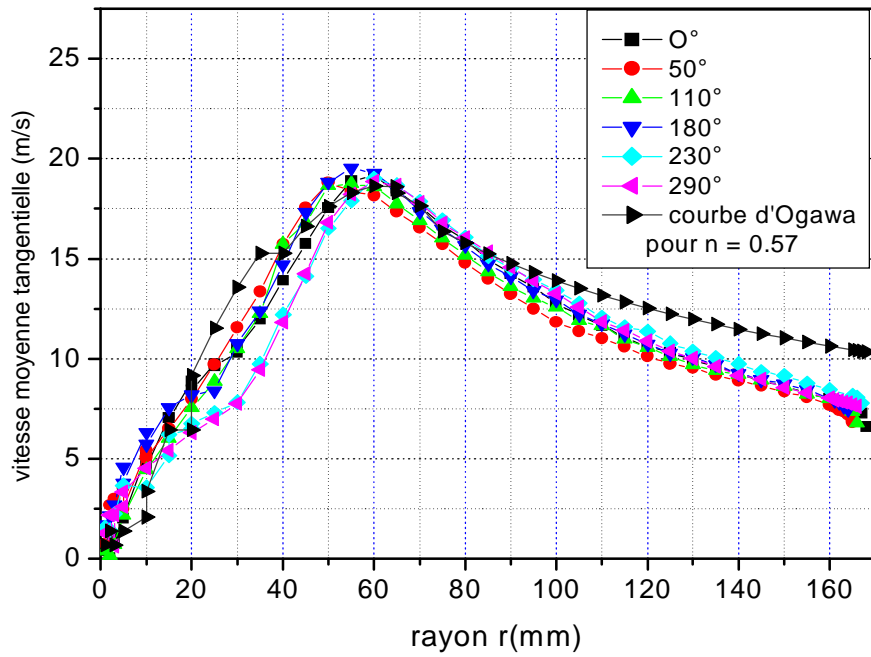


a) z = 765 (mm)

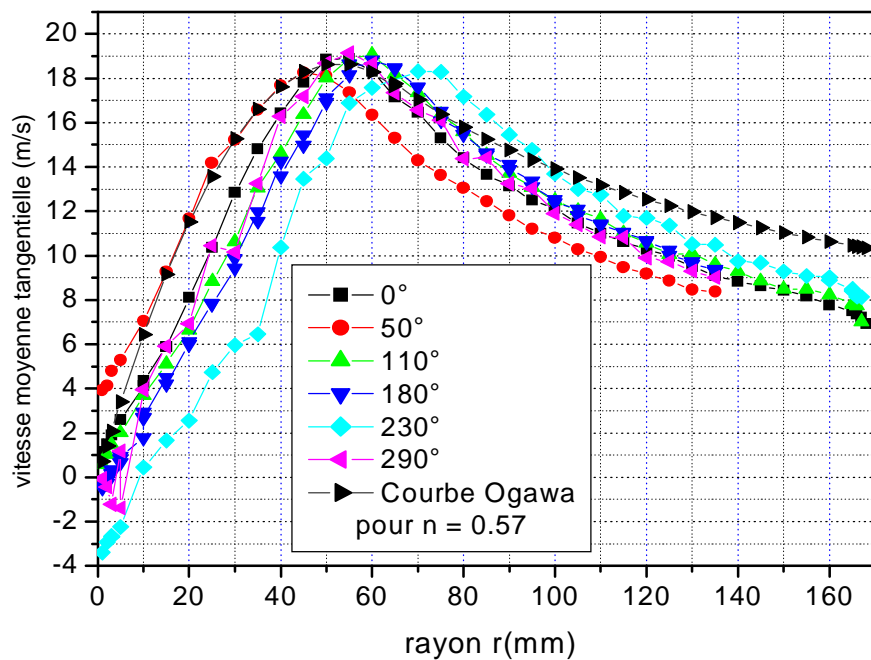


b) z = 855 (mm)

Figure-(5-17) Composante axiale de la vitesse fluctuante

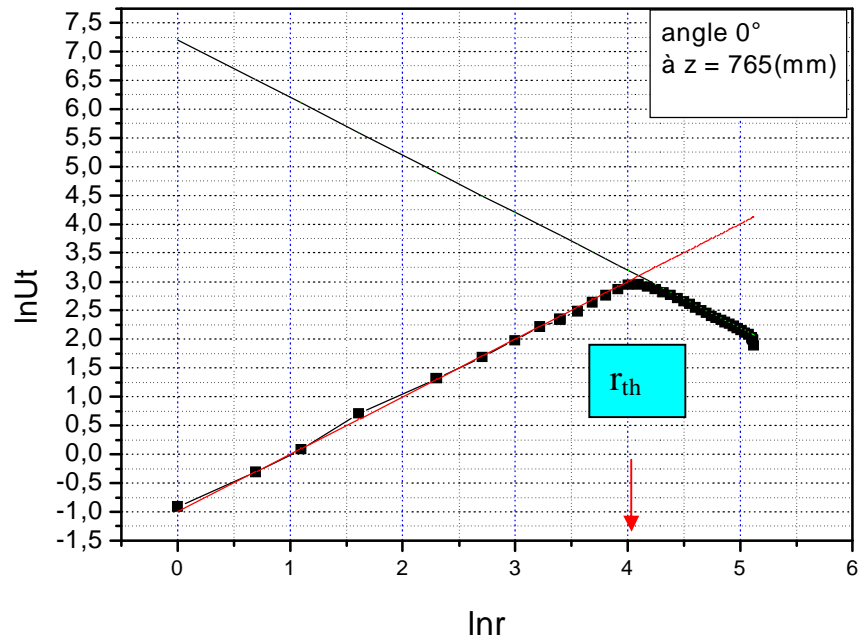


(a) , $z = 774$ (mm)

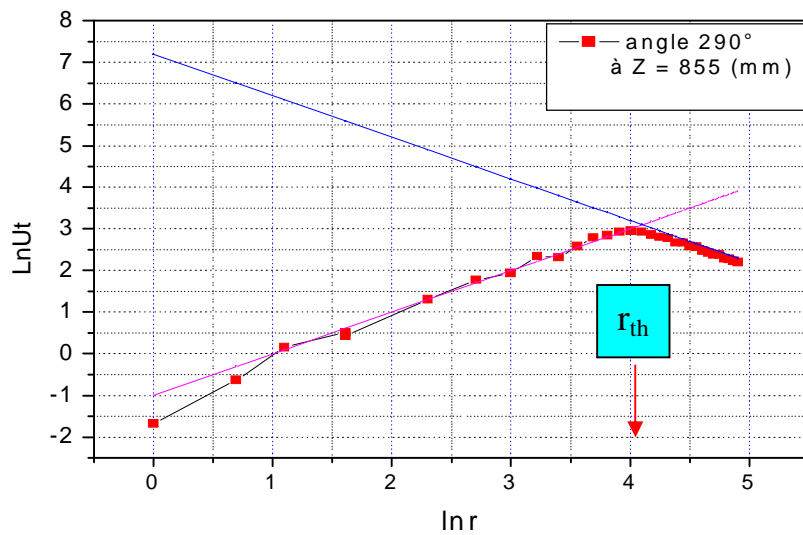


(b) , $z = 864$ (mm)

Figure-(5-18) Composante tangentielle de la vitesse moyenne ; comparaison avec le modèle d'Ogawa



(a)



(b)

Figure-(5-19) Rayon fictive séparant la zone libre est la zone forcée

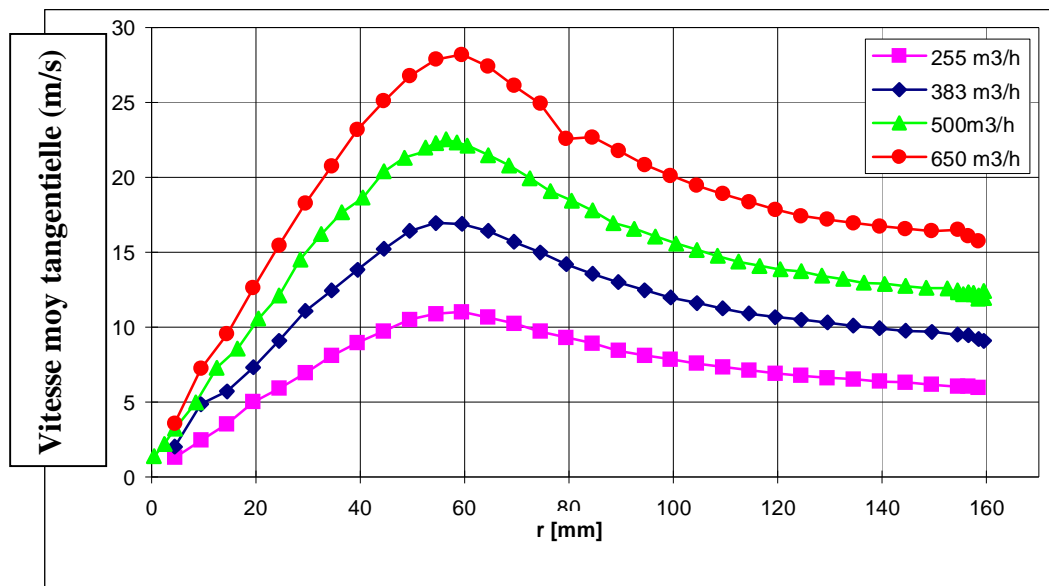


Figure-(5-20) Vitesse moyenne tangentielle en fonction de différents débits en (m/s)

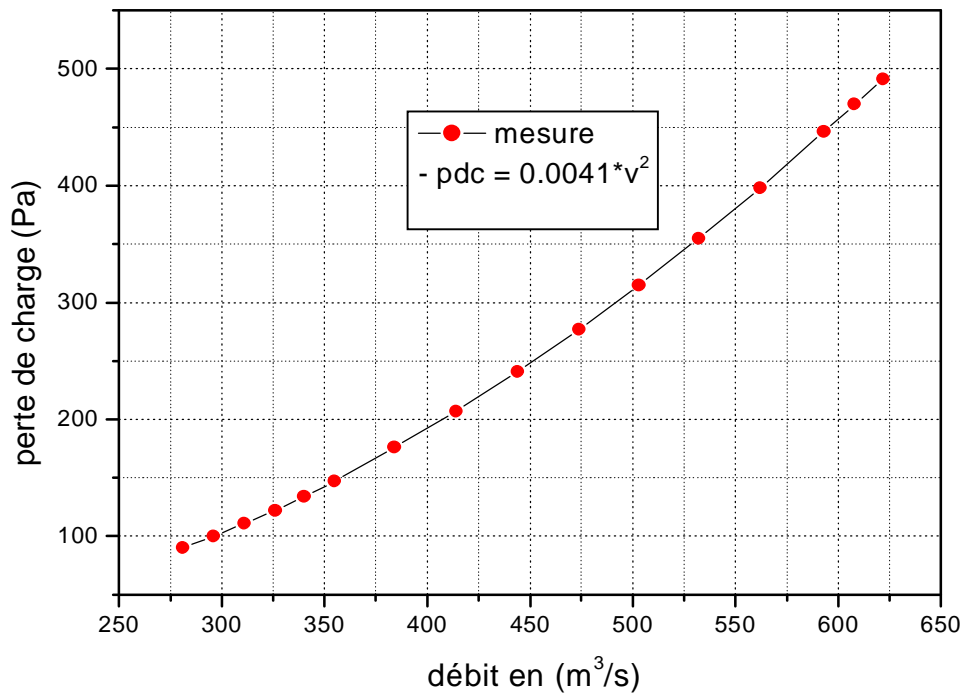


Figure-(5-21) Perte de charge en (Pa) en fonction du débits

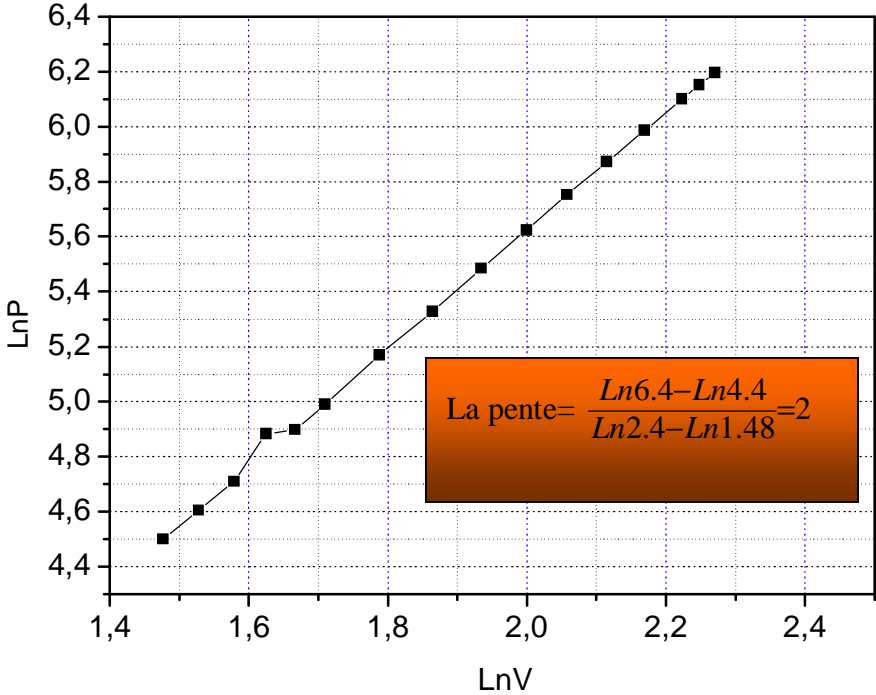


Figure-(5-22) Vérification de la pente.

5.5)Partie numérique

Cette deuxième partie consacrée aux résultats numériques présente les champs de pression, de vitesses moyennes axiale, tangentielle, radiale et des paramètres caractéristiques de la turbulence. Une confrontation de résultats numériques et expérimentaux est aussi rapportée.

5.5.1) Champ de pression moyenne

Les figures (5-23(1a-1b)) montrent le champ de la pression dans le cyclone obtenu en utilisant les modèles de turbulence RSM et k-ε. Ce champ présente les caractéristiques suivantes:

- *) La pression est maximale à l'entrée et relativement faible à l'intérieur du conduit de sortie
- *) L'écoulement tourbillonnaire dans l'espace annulaire et à l'intérieur du conduit central fait que la pression dans les régions éloignées de l'axe sont plus importantes que celles rapprochées de l'axe dû à l'effet centrifuge de l'écoulement.
- *) Juste en aval de l'entrée, la diminution de pression correspond à une accélération du fluide mise en évidence par le champ de vitesse, voir plus loin.
- *) La dépression au niveau de l'axe à l'intérieur du conduit central, obtenue par le modèle RSM est plus forte par rapport à celle obtenue avec le modèle k-ε, ce qui signifie une persistance du mouvement tourbillonnaire jusqu'à la sortie.
- *) Il est à noter aussi la déviation de l'axe du vortex par rapport à l'axe du cyclone de façon assez périodique mise en évidence clairement par le modèle RSM. Ce phénomène physique est mentionné par l'article de **Dersksen**.(2000) dans une configuration semblable à la notre.
- *) Le modèle k-ε donne une pression minimale à la sortie, c'est une dépression qui résulte du vortex. En allant vers la sortie du conduit central, le mouvement tourbillonnaire est rapidement freiné par la viscosité et la pression tend à devenir uniforme sur la section de sortie.

5.5.2) Grandeur de la vitesse résultante moyenne:

La grandeur de la vitesse résultante obtenue par les modèles RSM et k-ε est illustrée sur les figures(5-24). Les résultats font apparaître les particularités suivantes:

- *) A l'entrée du cyclone, la vitesse résultante augmente en grandeur. Cela s'explique par le courant qui a fait le tour autour du conduit central. La conservation de la masse impose donc une accélération du fluide entrant à cause de la réduction de sa section, voir figure (5-24(2b)), où, on observe des vecteurs de vitesse de couleur orange.

*) Evidemment les vitesses sont nulles au niveau de toutes les parois solides satisfaisant ainsi la condition de non-glissement.

*) La grandeur de vitesse est maximale juste en dessous du conduit de sortie. C'est la composante tangentielle qui est dominante dans cette région. Cela s'explique par la convergence du fluide contournant la paroi inférieure du conduit central. Par conservation de quantité de mouvement angulaire, le fluide en mouvement tourbillonnaire se rapprochant du centre, la composante de vitesse tangentielle s'intensifie.

*) Dans le conduit de sortie les vitesses les plus importantes se trouvent près de la paroi (hors de la couche limite). Au niveau de l'axe, la grandeur de la vitesse résultante est très faible, ceci s'explique par l'effet centrifuge de l'écoulement, voir figure (5-24(1a-1b)).

5.5.3) Composantes de vitesse moyenne :

5.5.3.1) Composante axiale :

Les figures-(5-25(1a,2a-1b,2b)) montrent les contours de la composante axiale de la vitesse obtenus par les modèles RSM et k- ϵ respectivement. Il est clair que cette composante est nulle dans la conduite d'entrée (courant entrant perpendiculaire à l'axe du cyclone), négative dans l'espace annulaire (courant descendant) et positive dans le conduit de sortie (courant ascendant). En concordance avec le résultat expérimental, la plus grande partie du flux descendant se fait près de la paroi externe dans l'espace annulaire et crée une dépression auprès de la paroi interne. Le flux ascendant dans le conduit de sortie se fait essentiellement près de la paroi, loin de l'axe. Comme il a été remarqué plus haut, le modèle k- ϵ donne un profil de vitesse axiale plus uniformément distribué par rapport au modèle RSM en consistence avec le résultat du champ de pression. La vitesse axiale maximale est localisée dans la région d'entrée du conduit de sortie, où, on peut dire qu'il y a une accélération des particules dans cette zone.

La figure (5-25(3a)) compare les profils de la vitesse moyenne axiale obtenus expérimentalement et numériquement par le modèle RSM. L'allure est assez bien simulée. On remarque un courant descendant provenant de l'espace annulaire près de la paroi du cylindre intérieur, un courant ascendant dans la partie éloignée de l'axe dans le conduit de sortie et un courant descendant au niveau de l'axe dû à la forte dépression au centre. Ce résultat est consistant avec celui de **Slack** (2000) concernant la vitesse axiale obtenue par le modèle RSM, voir figure (5-23(3a)) pour la comparaison des profils.

5.5.3.2) Composante tangentielle :

On remarque une accélération de la composante de vitesse tangentielle consistante avec le comportement du champ de pression, figures (5-26(1a, 2a, 3a, 4a, et 1b, 2b, 3b,4b)). Comme, il a été mentionné plus haut, les vitesses tangentielles les plus élevées sont enregistrées dans la région juste en dessous du conduit de sortie, ceci, est en concordance avec la partie expérimentale qui montre que les vitesses tangentielles maximales sont obtenues dans cette zone, confirmé par **Ogawa**(1984). Encore une fois, les résultats montrent que le modèle RSM donne un mouvement tourbillonnaire plus intense dans le conduit de sortie par rapport au modèle k- ϵ , et aussi une déviation presque périodique du centre du vortex par rapport au centre du cyclone, voir comparaison des vitesses tangentielles à la position $z = 765$ (mm), figure (5- 26(5a)). Cette figure compare les profils de la vitesse moyenne tangentielle obtenus expérimentalement et numériquement par les modèles RSM et k- ϵ . Il est clair que la performance du modèle RSM est meilleure. En effet, les zones des vortex quasi-forcé et quasi libre sont correctement simulées. En plus, la vitesse maximale obtenue par le modèle RSM est plus rapprochée du résultat expérimental que celle du modèle k- ϵ . Cette conclusion est consistante avec celle de **Slack** (2002) qui rapporte aussi une meilleure performance du modèle RSM par rapport au modèle k- ϵ , voir figure-(5-26, 5a) dans l'étude d'un cyclone dont la configuration est différente de celle de la présente étude.

5.5.3.3) Composante radiale :

Les résultats sur le champ de la composante radiale de la vitesse illustrés sur les figures(5-27(a-b)), montrent le comportement tridimensionnel de l'écoulement dans le cyclone. A l'entrée, la vitesse imposée comme condition à la frontière étant uniforme, sa composante radiale est loin d'être négligeable surtout du côté de la face du conduit d'entrée qui est proche de l'axe du cyclone. On remarque aussi des valeurs appréciables sous le conduit de sortie, dans la région du contournement de l'extrémité de la paroi de ce dernier. Les modèles RSM et k- ϵ ne donnent pas le même comportement de la vitesse radiale particulièrement vers la sortie. La raison est la déviation de l'axe du tourbillonnement de l'axe du cyclone obtenu par le modèle RSM. En effet, dans les régions où l'axe du vortex dévie légèrement par rapport à l'axe du cyclone, on remarque une vitesse radiale qui apparaît comme négative sur un côté de l'axe du cyclone et une vitesse radiale positive sur l'autre côté (éloignement de l'axe du vortex de celui du cyclone). Il est à noter que le modèle RSM s'adapte bien à cette situation anisotrope.

Le modèle k- ϵ donne une composante radiale pratiquement nulle puisque l'axe du vortex s'ajuste avec celui du cyclone. Ceci s'explique essentiellement par le comportement isotrope du modèle k- ϵ .

5.5.4) Champ de l'énergie cinétique turbulente :

Les deux modèles de turbulence donnent une énergie cinétique turbulente relativement intense au niveau de l'entrée du conduit de sortie, figures-(5-28). Le terme de production de la turbulence est certainement important dans cette zone vu les gradients de vitesse moyenne élevés. Le modèle RSM donne aussi, mais à un degré moindre, une production de turbulence non négligeable à l'intérieur du conduit de sortie, dans la couche limite près de la paroi : il est à noter que dans l'espace annulaire, les deux modèles donnent une faible intensité de la turbulence. Cela concorde en fait avec le résultat expérimental où, on a remarqué que la turbulence transportée par convection depuis le conduit d'entrée vers l'intérieur du cyclone, décroît au fur et à mesure qu'on avance dans l'espace annulaire en l'absence de mécanisme de production dans la zone du vortex quasi-libre.

5.5.5) Contraintes de Reynolds Normales :

Les figures (5-29(a,b,c)), (5-30(a,b)) et (5-31(a,b)) montrent les contours des contraintes normales de Reynolds axiale, tangentielle et radiale obtenues par le modèle RSM. Les observations suivantes peuvent être faites :

*) Les contraintes de Reynolds radiale et tangentielle atteignent des valeurs maximales de l'ordre de $14 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ juste au niveau de l'entrée du conduit de sortie. Cette intensité des fluctuations dans les directions radiale et tangentielle pourrait être due à un mécanisme de production essentiellement par le gradient de la composante de vitesse moyenne tangentielle par rapport à la direction radiale augmentant la fluctuation tangentielle d'une part, et le contournement de la paroi du conduit central du fluide venant de l'espace annulaire entrant le conduit de sortie, intensifiant la fluctuation radiale.

*) La fluctuation axiale atteint son maximum de l'ordre de $7 \text{ m}^2/\text{s}^2$ un peu plus en aval de l'entrée du conduit de sortie. Cette composante est probablement produite par le gradient de la composante axiale de vitesse moyenne par rapport à la direction radiale.

*) Les fluctuations ont une intensité plutôt faible dans les autres régions et particulièrement dans l'espace annulaire, un résultat en accord avec celui expérimental concernant la décroissance de la turbulence dans l'espace annulaire.

*) La supériorité du modèle de turbulence RSM sur le modèle k- ϵ est mise en évidence en comparant les résultats numériques à l'expérimental et ceci est aussi mentionné par les travaux de **Fredrikson** (1999).

5.6) Conclusion :

Les modèles de turbulence appliqués pour gérer l'écoulement dans notre géométrie donnent des résultats satisfaisants, seulement il s'avère que le modèle RSM capte beaucoup mieux les phénomènes physiques de cette écoulement complexe. Vu, les résultats obtenus et comparativement des résultats avec la procédure expérimentale, le modèle RSM s'adapte mieux aux écoulement turbulents anisotropes que le modèle k- ϵ . Plusieurs résultats captés s'alignent avec l'expérimental, on peut citer par exemple :

- la tridimensionnalité de l'écoulement mise en évidence par le modèle numérique
- la turbulence transportée par convection depuis le conduit d'entrée vers l'intérieur du cyclone, décroît au fur et à mesure qu'on avance dans l'espace annulaire en l'absence de mécanisme de production dans la zone du vortex quasi-libre.
- l'axe de l'écoulement ne coïncide pas avec l'axe du cyclone
- le comportement des vitesses moyennes tangentielle et axiale sous le conduit de sortie
- les valeurs numériques des pressions statiques obtenues.

5.7) Graphes obtenus par simulation :

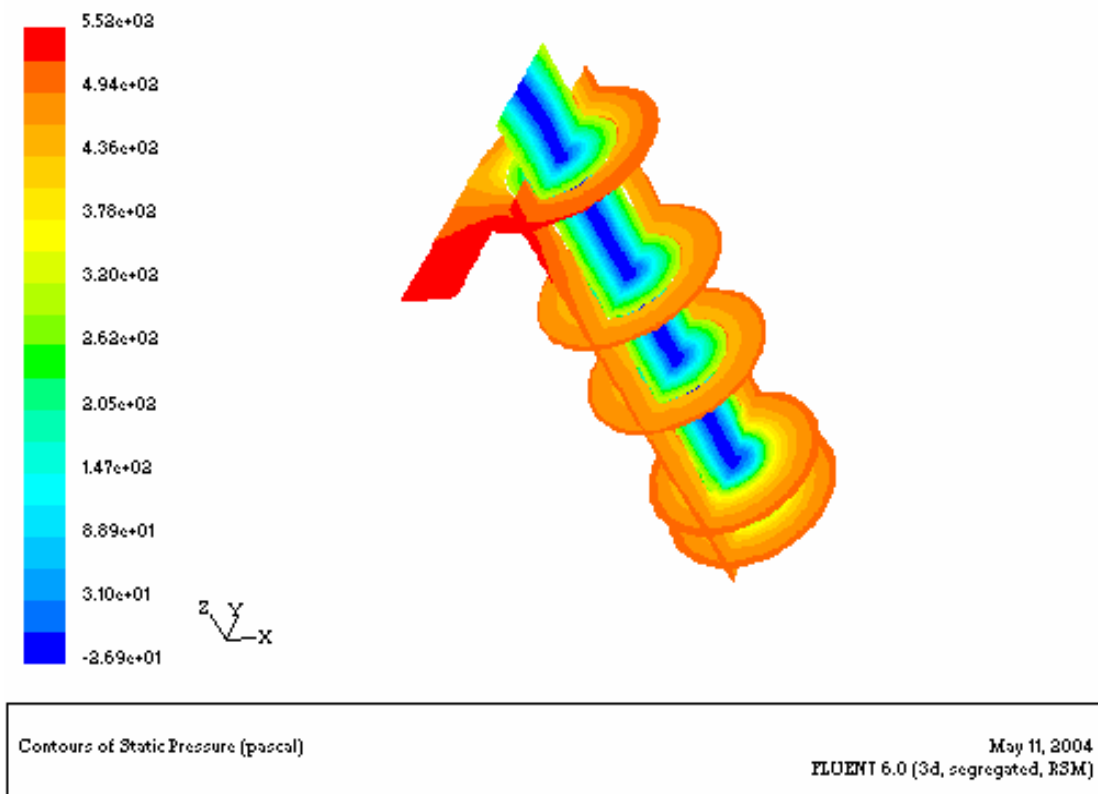


figure-(4-23a), Contours de la pression statique (Modèle RSM)

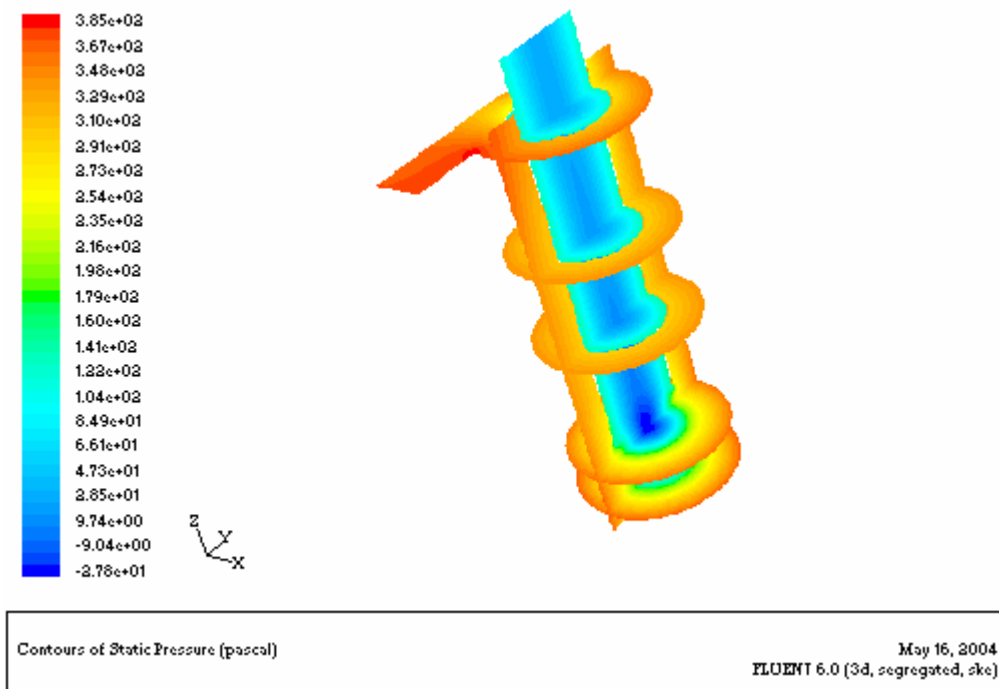
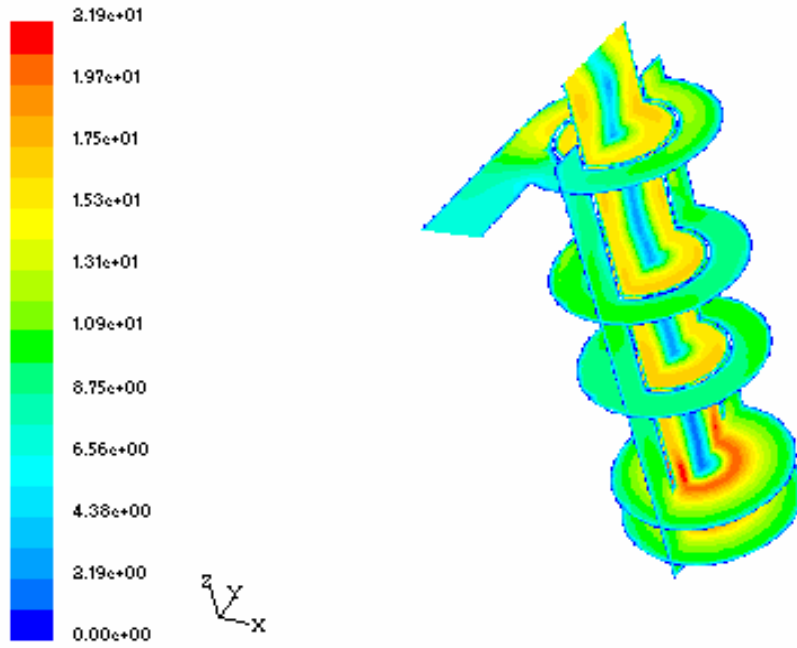
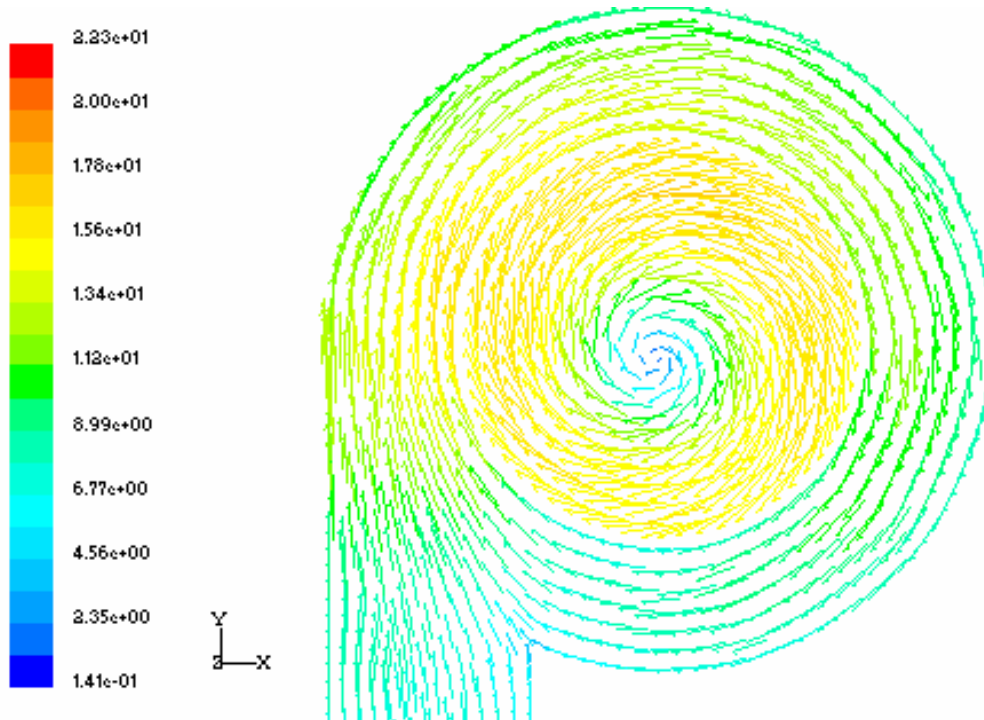


Figure-(5-23b), Contours de la pression statique (Modèle k-e)



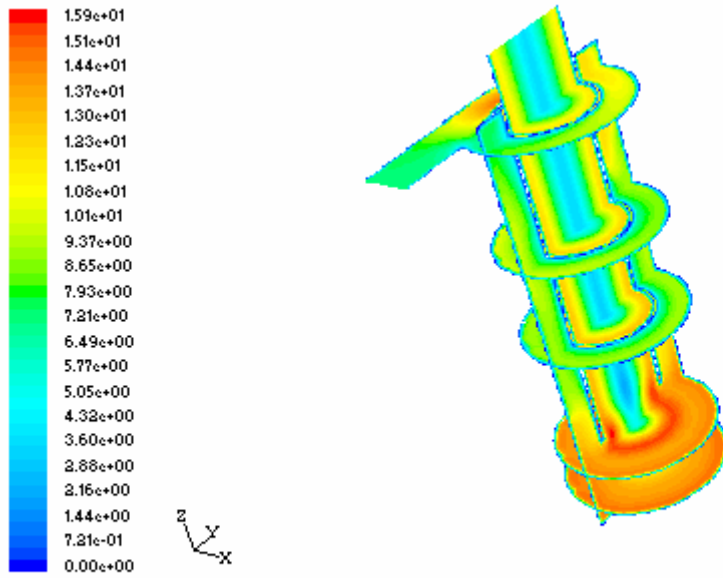
Contours of Velocity Magnitude (m/s) May 11, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

1a)



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s) May 23, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

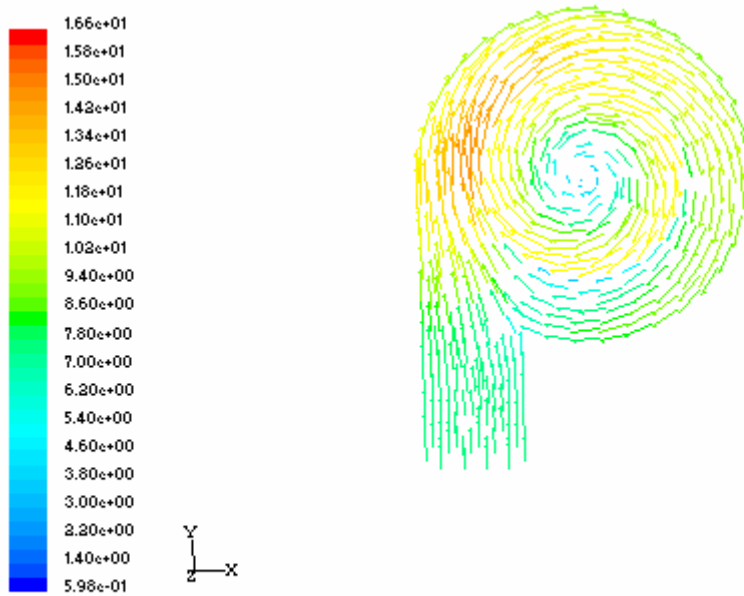
2a)



Contours of Velocity Magnitude (m/s)

May 16, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, ske)

1b)

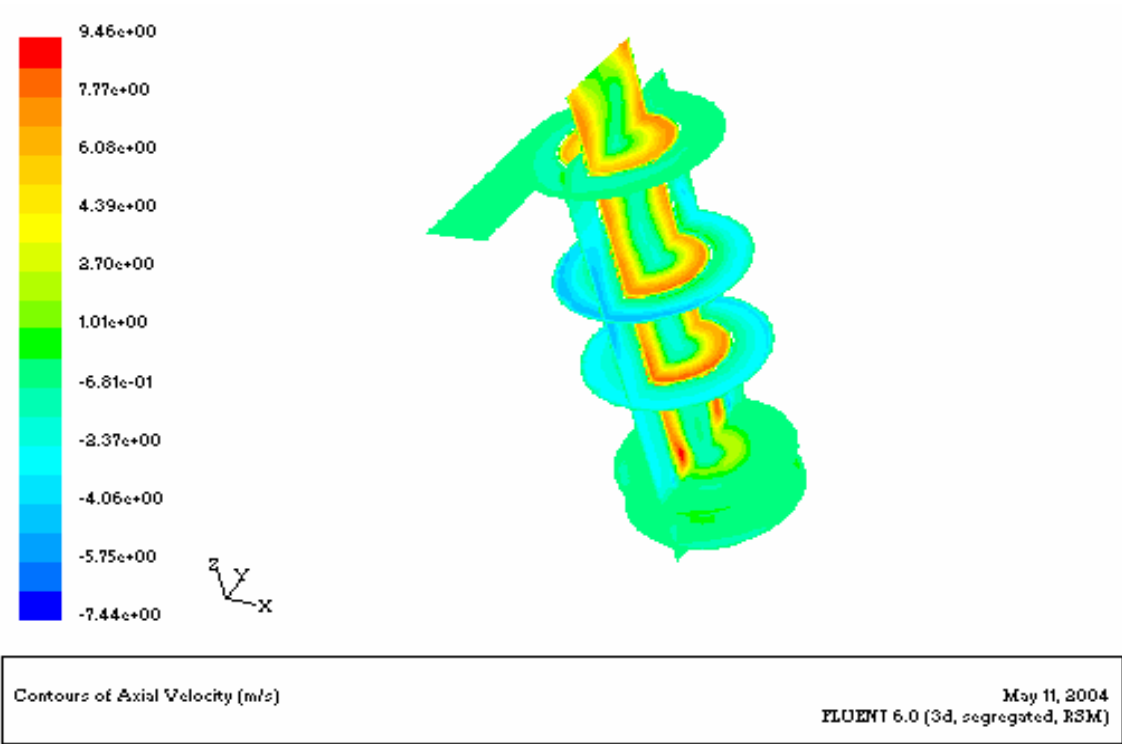


Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/s)

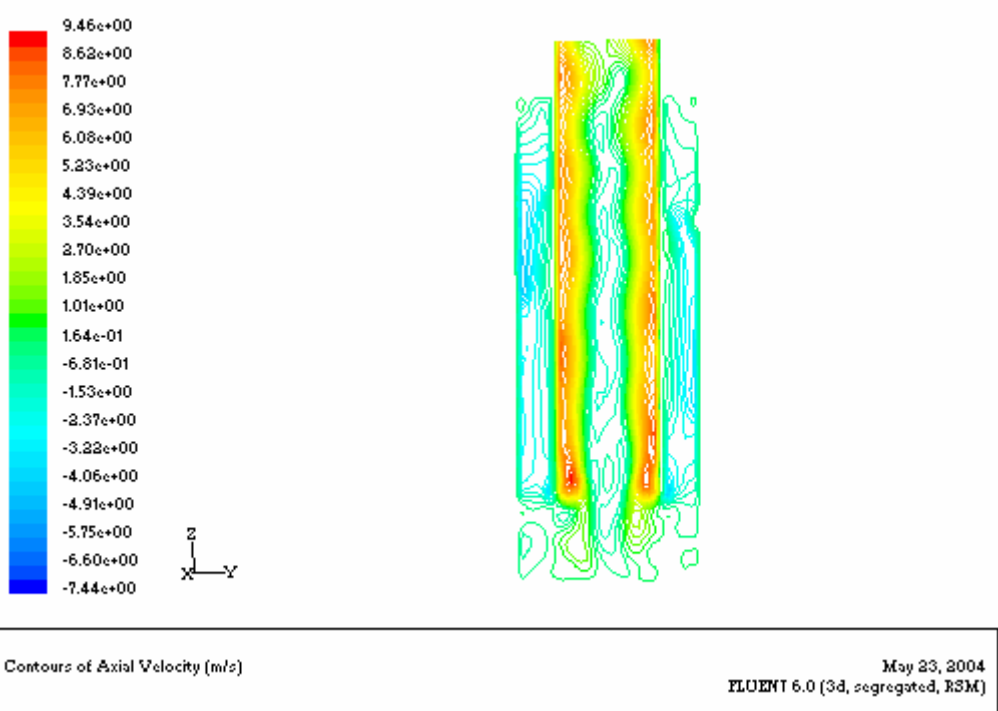
May 17, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, ske)

2b)

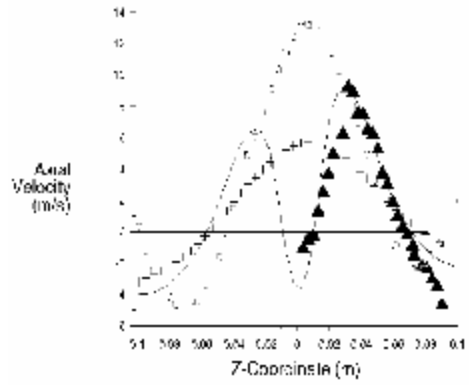
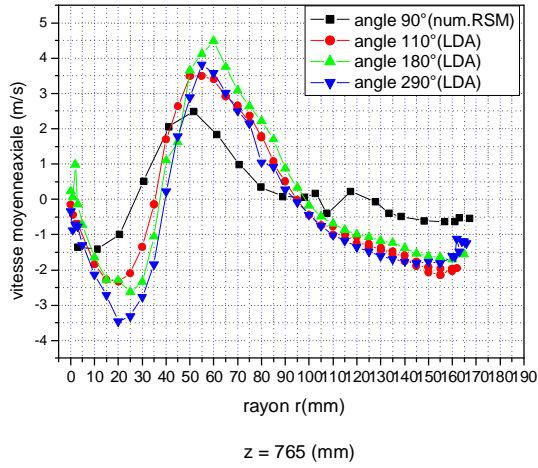
Figure-(5-24) Vitesse résultante moyenne par les modèles (RSM; k-e)



1a)



2a)

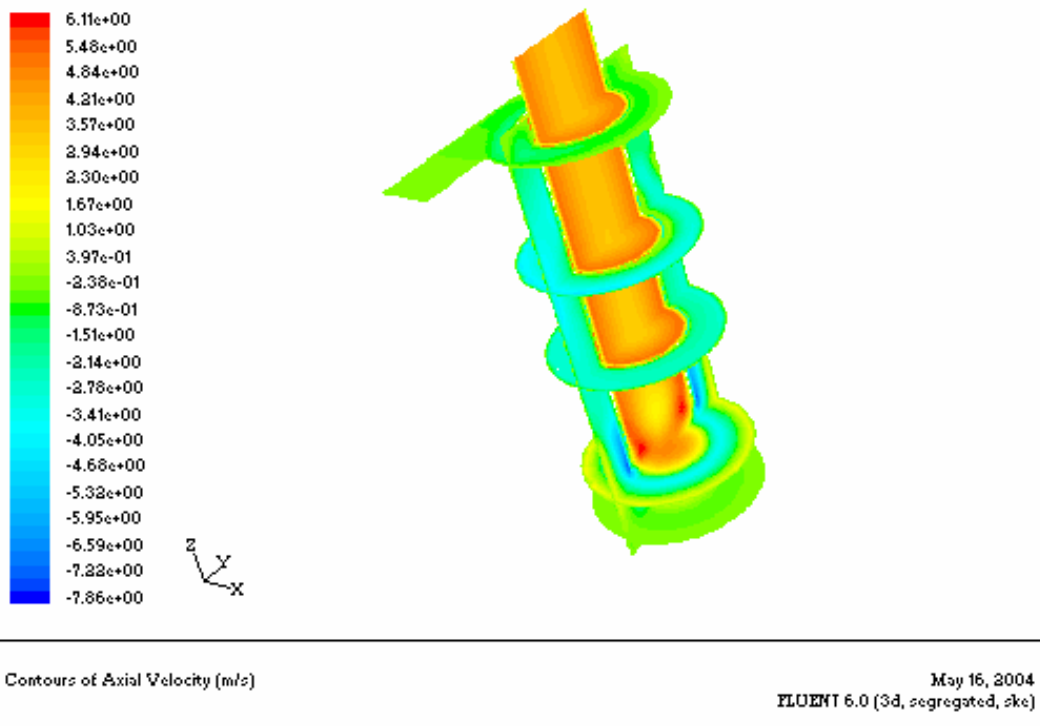


- k-epsilon, □ RNG, ▲ RSM, △ experiment [LDA]

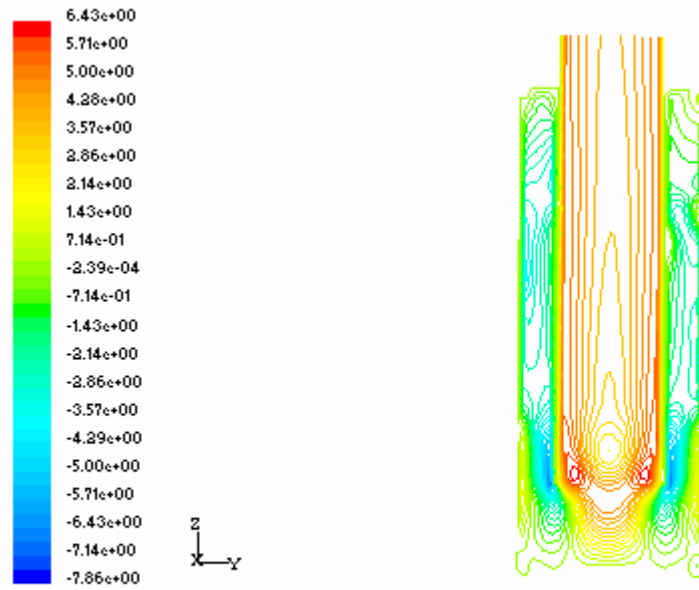
Talbi- vitesse axiale

Slack-vitesse axiale

3a) comparaison des profils des vitesses axiales sous le conduit de sortie



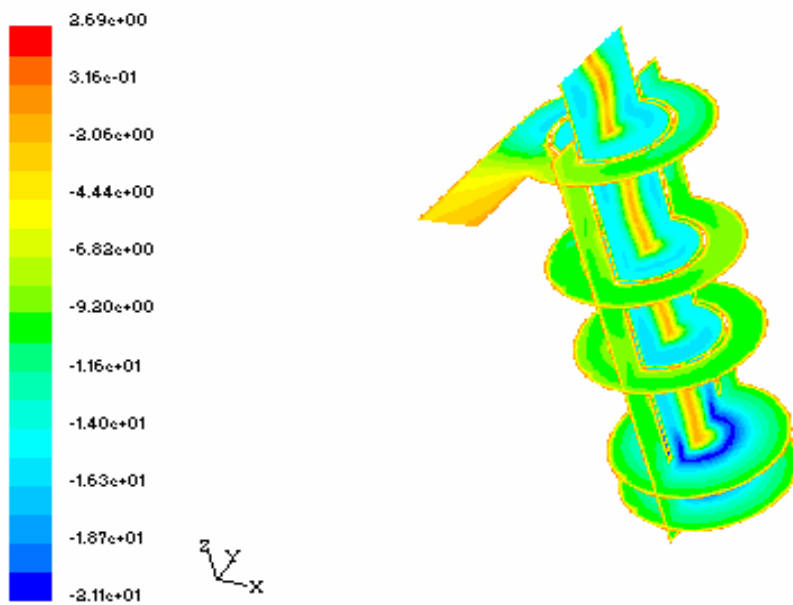
1b)



Contours of Axial Velocity (m/s) May 17, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, ske)

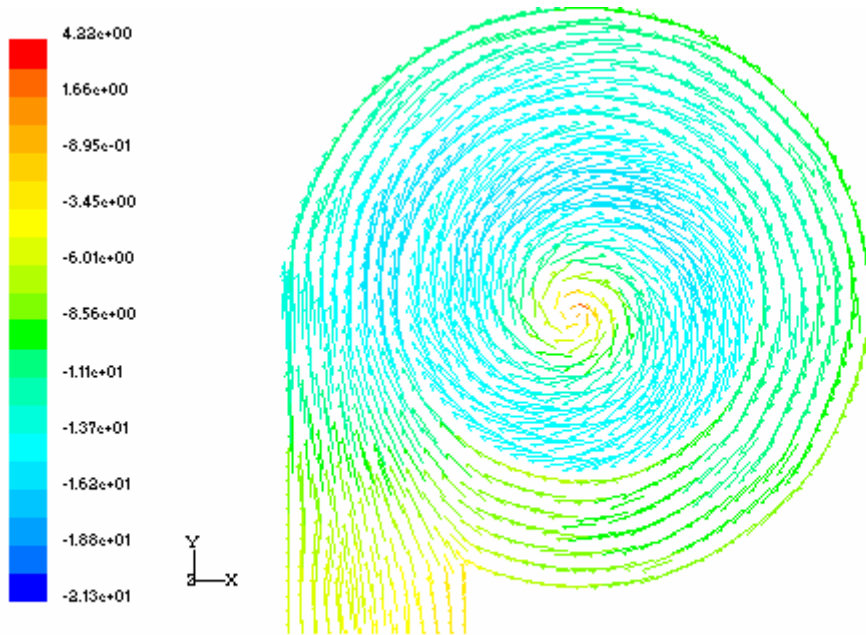
2b)

Figure-(5-25) Contours des vitesses axiales pour les modèles (RSM ; k-e)



Contours of Tangential Velocity (m/s) May 11, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

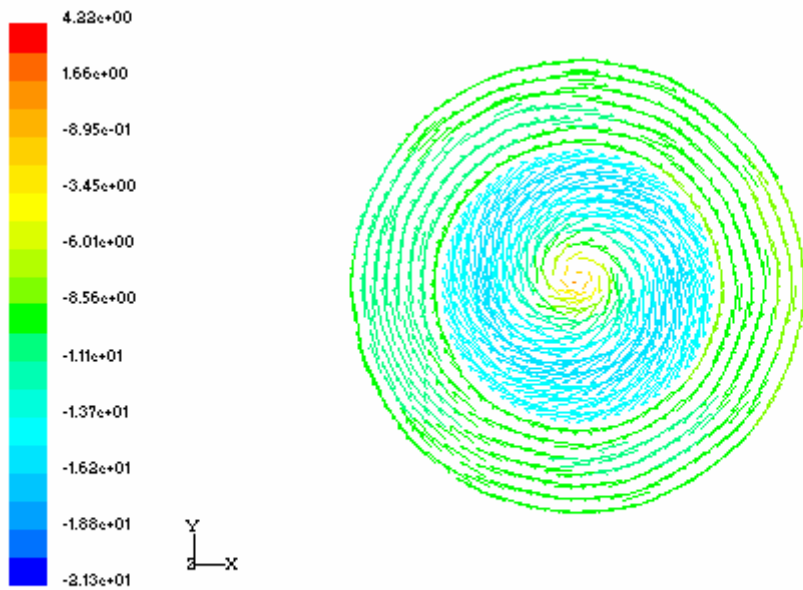
1 a)



Velocity Vectors Colored By Tangential Velocity (m/s)

May 23, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

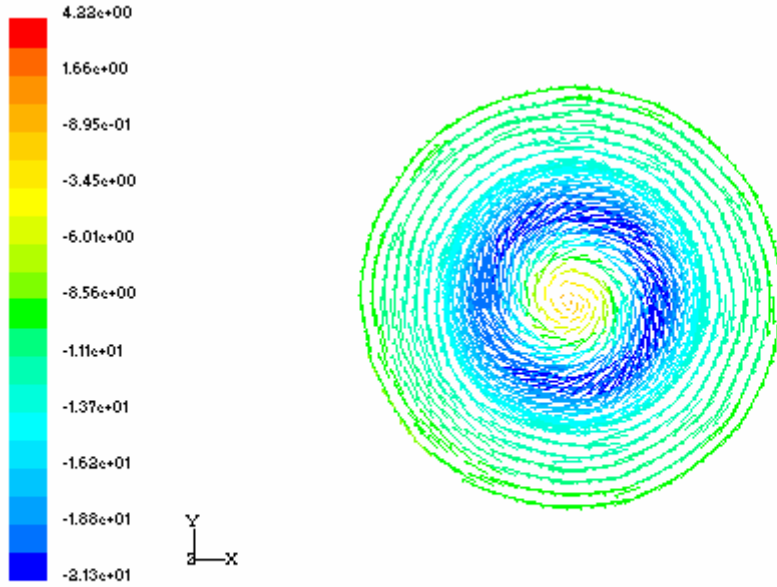
2a) à $z = 50$ (mm)



Velocity Vectors Colored By Tangential Velocity (m/s)

May 23, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

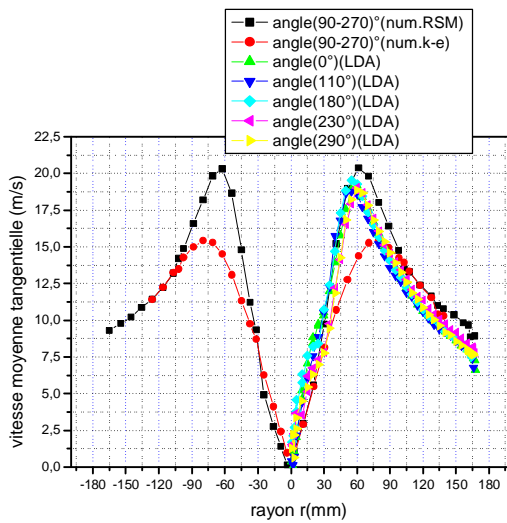
3a) à $z = 300$ (mm)



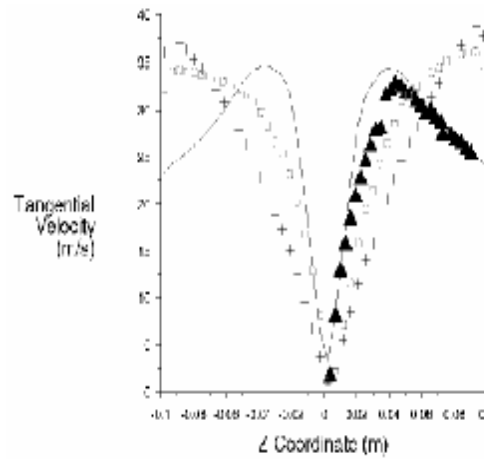
Velocity Vectors Colored By Tangential Velocity (m/s)

May 23, 2004
 FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

4a) à z = 765 (mm)



(a) z = 765 (mm)

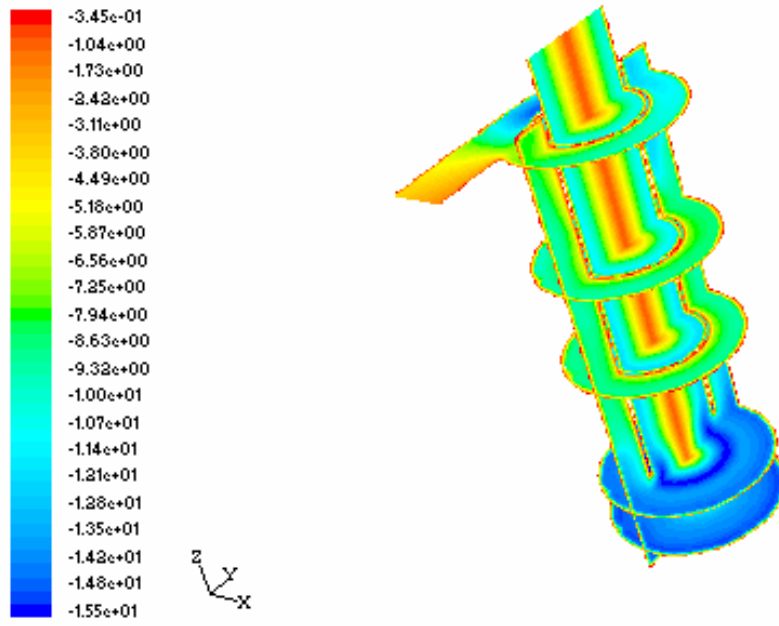


- k-epsilon, □ RNG, ▲ RSM, × experiment [LDA]

Talbi-vitesse tangentielle

Slack- vitesse tangentielle

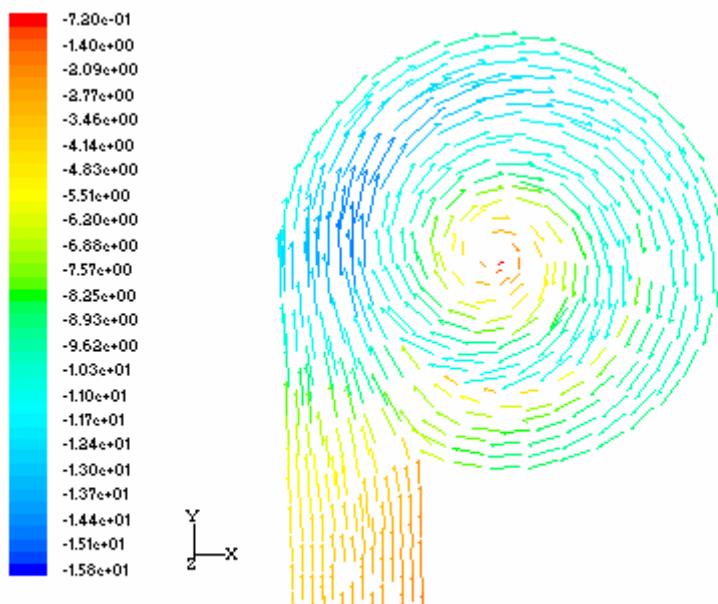
5a) comparaison des profils de vitesse moyenne tangentielle



Contours of Tangential Velocity (m/s)

May 16, 2004
 FLUENT 6.0 (3d, segregated, ske)

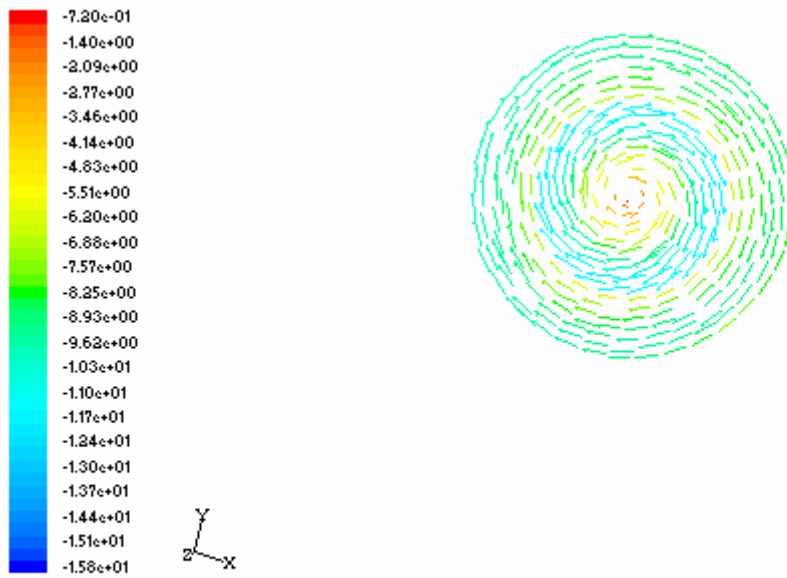
1 b)



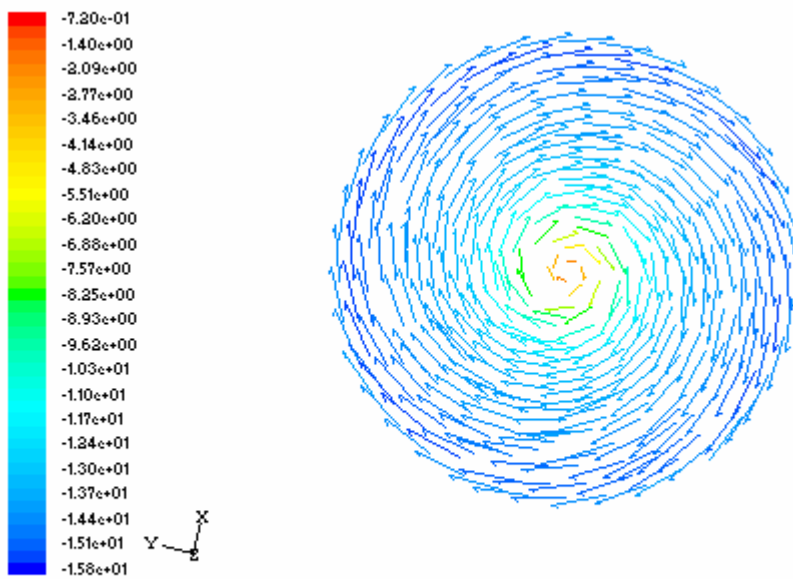
Velocity Vectors Colored By Tangential Velocity (m/s)

May 16, 2004
 FLUENT 6.0 (3d, segregated, ske)

2 a) à z 50 (mm)

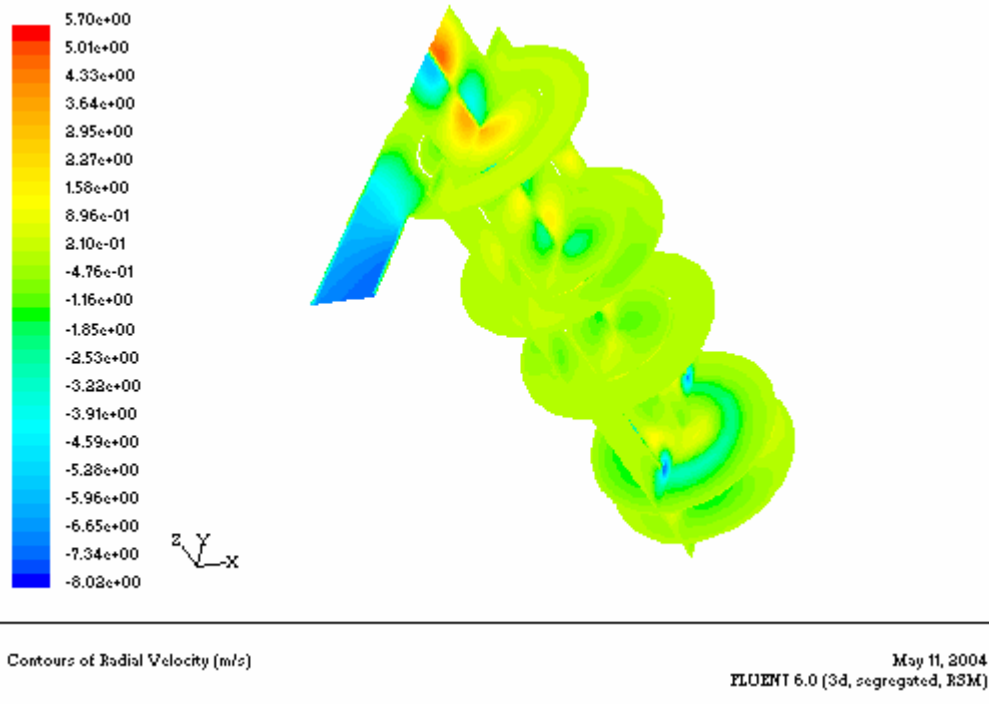


3b) à z = 300 (mm)

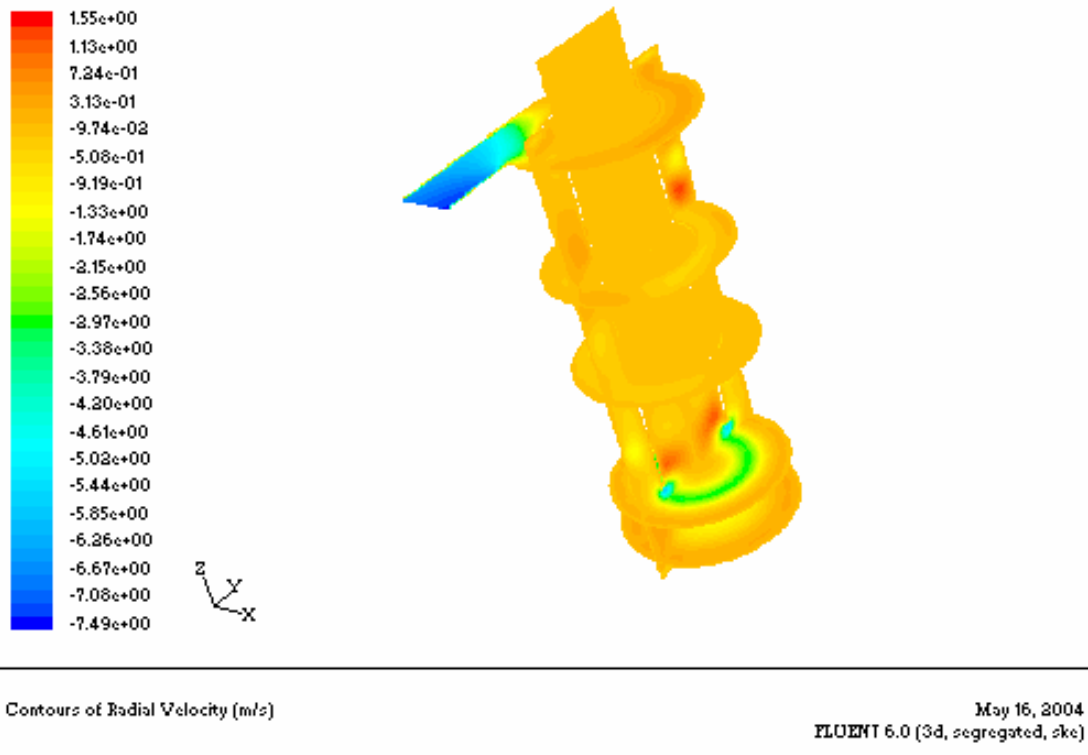


4b) à z = 765 (mm)

Figures-(5-26) Vitesse moyenne tangentielle (m/s), modèles(RSM, k-e)

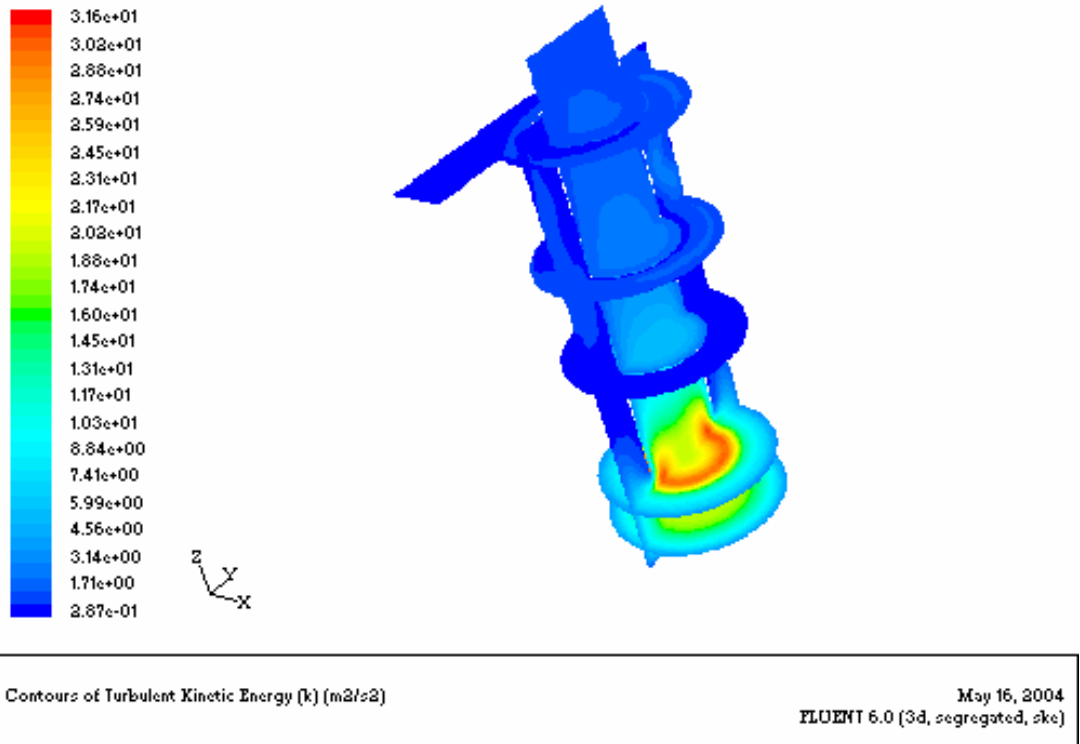


1a)

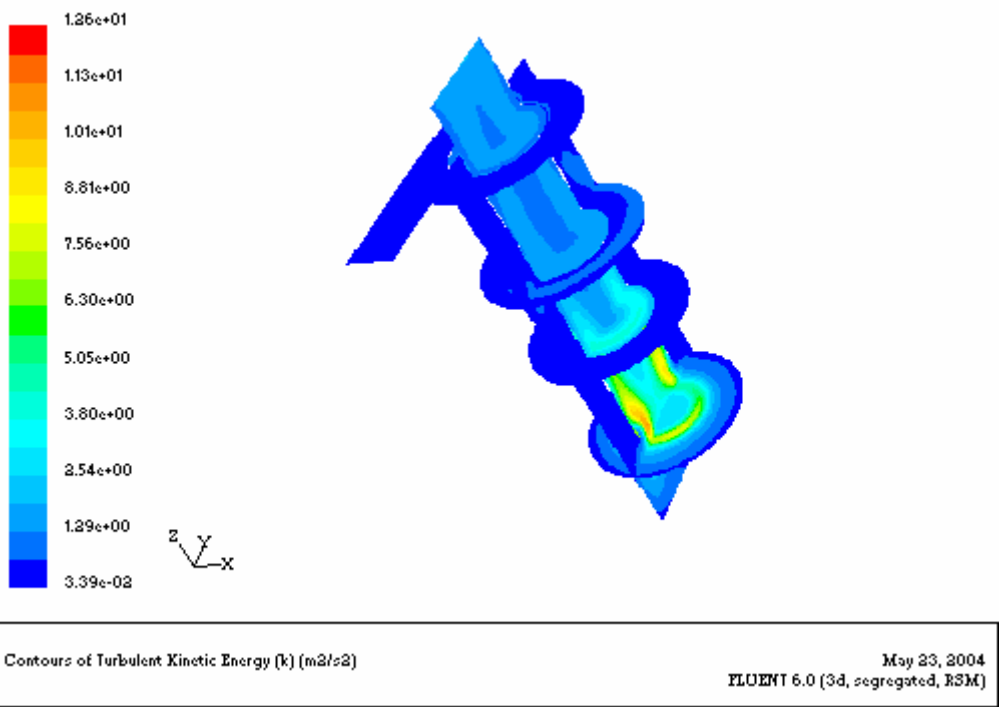


b)

Figures-(5-27) Vitesse moyenne radiale (m/s), modèles (RSM- k-e)

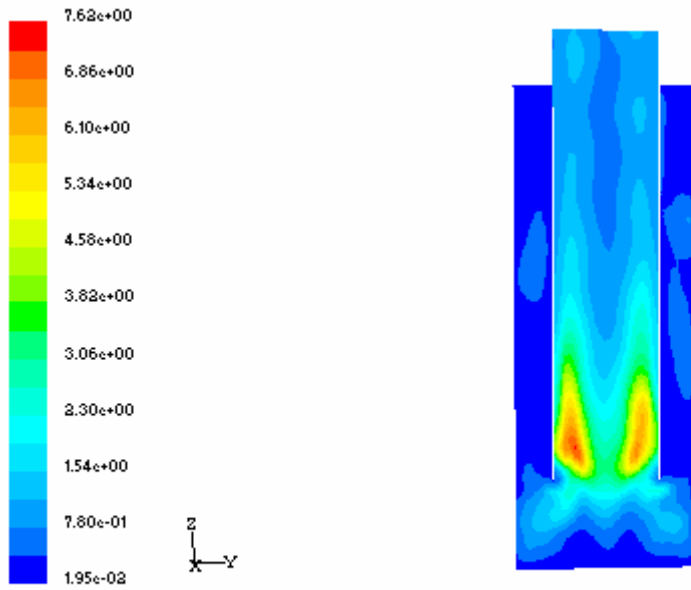


a) énergie cinétique turbulente en modèle (k-ε)



b) énergie cinétique turbulente en modèle RSM

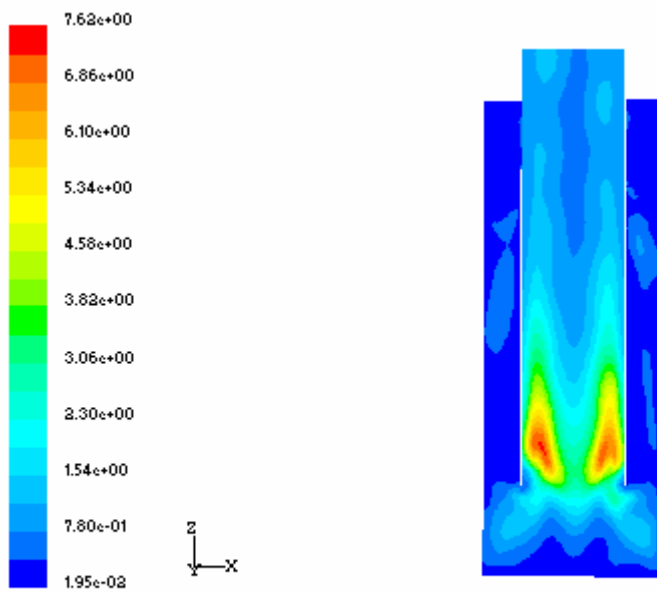
Figure -(5-28) Champ de l'énergie cinétique turbulente



Contours of WW Reynolds Stress (m2/s2)

May 25, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

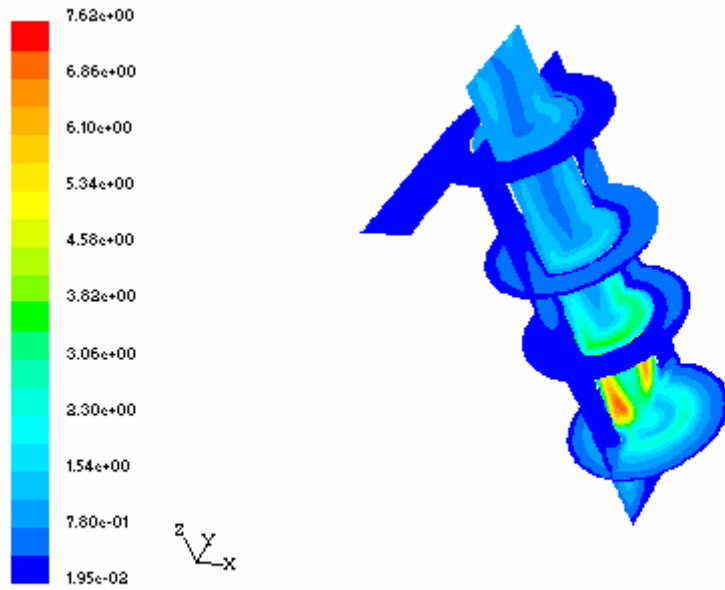
a) : contrainte de Reynolds dans le plan (y,z)



Contours of WW Reynolds Stress (m2/s2)

May 25, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

b) : contrainte de Reynolds dans le plan (x,z)

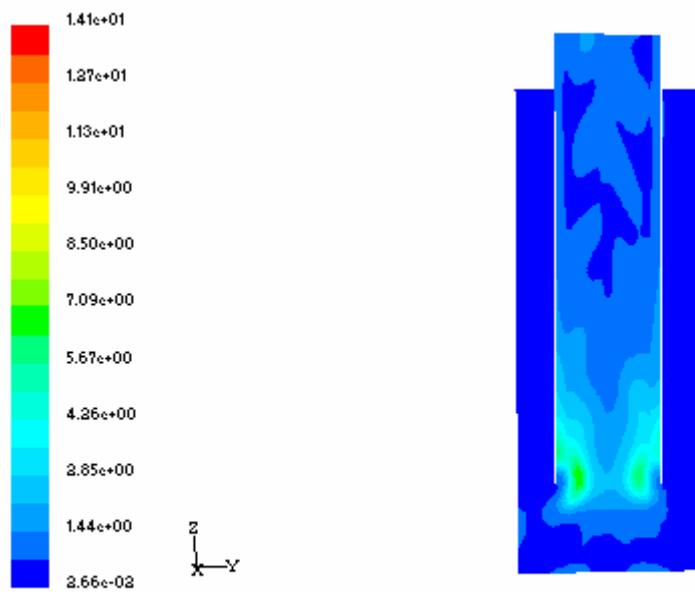


Contours of WW Reynolds Stress (m²/s²)

May 23, 2004
 FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

c) : contrainte normale w^2 en différentes sections

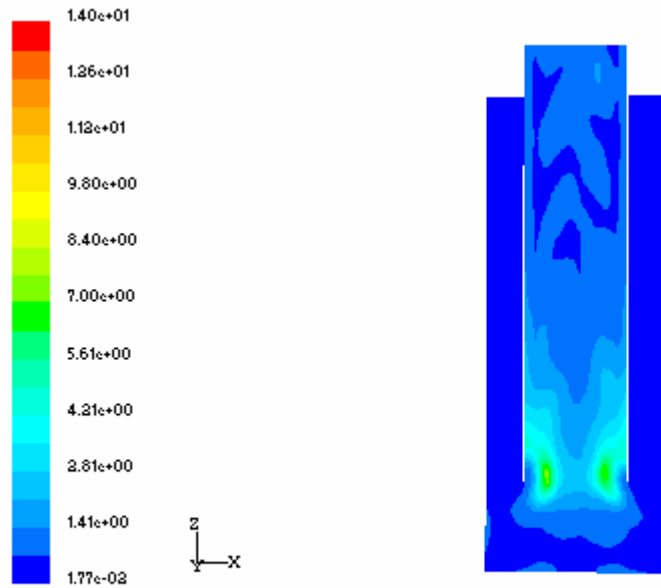
Figure-(5-29) Contrainte de Reynolds normale ww.



Contours of UU Reynolds Stress (m²/s²)

May 25, 2004
 FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

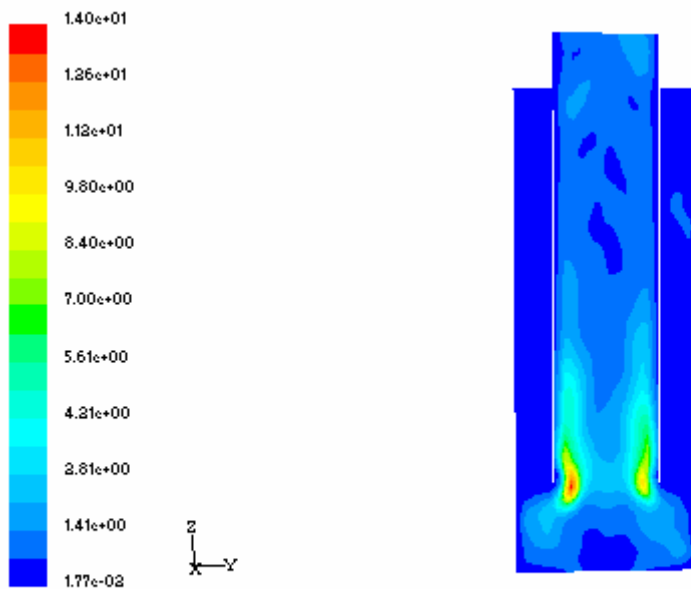
a) contrainte normale tangentielle dans le plan (y,z)



Contours of VV Reynolds Stress (m2/s2) May 25, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

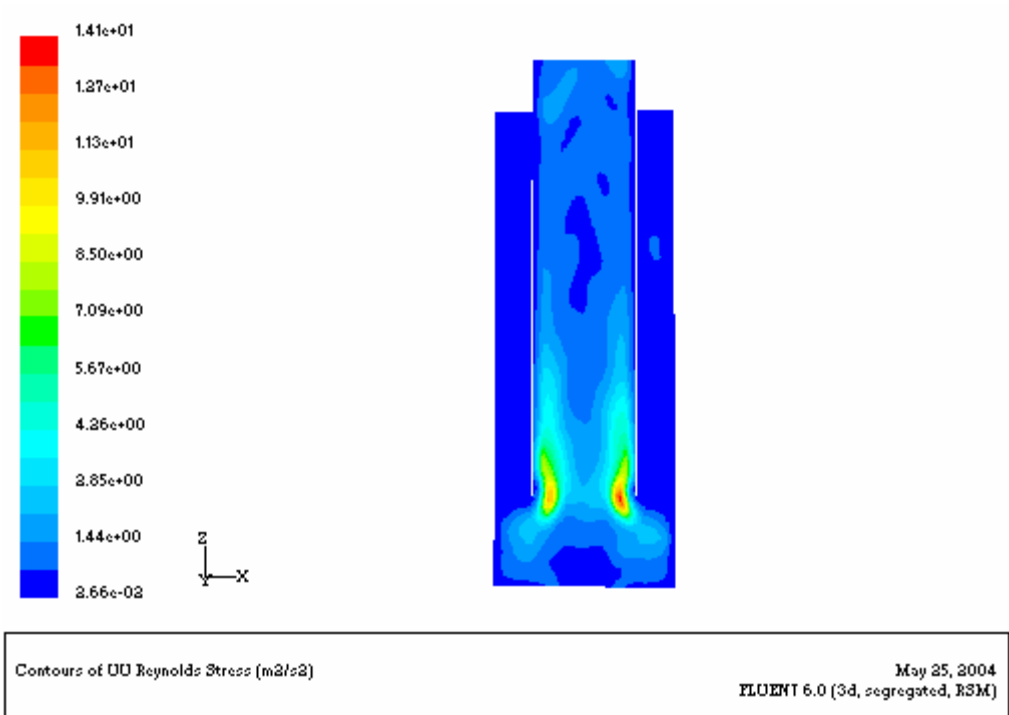
b) contrainte normale tangentielle dans le plan (x,z)

Figure-(5- 30) Contrainte de Reynolds tangentielle



Contours of VV Reynolds Stress (m2/s2) May 25, 2004
FLUENT 6.0 (3d, segregated, RSM)

a) contrainte normale radiale dans le plan (y,z)



b) contrainte normale radiale dans le plan (x,z)

Figure-(5-31) Contrainte normale de Reynolds radiale

Conclusion générale

Dans le présent travail, nous avons réalisé une étude expérimentale par LDA et une simulation numérique d'un écoulement tridimensionnel turbulent de l'air dans un cyclone. Le dispositif expérimental, monté à LERMAB, Université Henri Poincaré Nancy 1, se divise en trois parties, le système LDA, le cyclone et le système de déplacement de la sonde optique. Le système de déplacement a été conçu de sorte que les deux composantes de la vitesse suivant les directions tangentielle et axiale puissent être mesurées dans la majeure partie du volume du cyclone. Il est donc constitué d'un système de déplacement à trois axes, pilotable par ordinateur, qui permet d'obtenir des mesures dans le domaine de l'écoulement dans le cyclone sur plusieurs positions données, d'un rail circulaire sur lequel le déplacement manuel du chariot supportant l'ensemble précédent nous permet de placer la sonde à l'angle souhaité. En fait, des traversées radiales ont été effectuées en différentes positions axiales, dans l'espace annulaire et sous le conduit en différents angles de θ .

Dans la partie de simulation numérique, nous avons testé deux modèles mathématiques à savoir, le modèle RSM et le modèle k- ϵ par le logiciel Fluent. Il s'avère que le modèle RSM est plus puissant par rapport au modèle k- ϵ .

L'une des motivations principales de ce travail est de contribuer à la compréhension du comportement de l'écoulement dans un cyclone, qui est largement employé industriellement. Sans oublier aussi que ce travail est une plateforme pour un autre projet industriel. Sur plusieurs points, ce travail apporte et contribue largement à la compréhension des écoulements turbulents dans un cyclone.

Les résultats obtenus dans cette étude dynamique de l'air en écoulement turbulent par les volets d'étude expérimentale et numérique sont en bonne concordance. Des phénomènes d'écoulement intéressants ont été observés. On peut citer par exemple :

i) L'effet de la turbulence sur l'écoulement et en particulier le comportement des fluctuations axiale et tangentielle de la vitesse dans cette configuration du cyclone représente un cas test défiant pour tester et comparer la performance de modèles de turbulence.

ii) Juste en aval de l'entrée, dans l'espace annulaire, une zone de récirculation aplatie, sur la paroi du cylindre intérieur a été mise en évidence expérimentalement et numériquement.

iii) La nature de l'écoulement est carrément tri-dimensionnelle. Prononcée dans la région de l'entrée, elle s'explique essentiellement par la composante radiale de la vitesse non négligeable à l'entrée et aussi sous le conduit de sortie, où elle est bien mise en évidence numériquement.

iv) L'émergence et le développement d'une zone d'écoulement quasi-potential, (vortex quasi-libre) au milieu de l'espace annulaire a été mis évidence expérimentalement et numériquement.

v) La décadence de la turbulence et sa tendance vers un état isotrope dans cette même région de vortex quasi-libre, ont été observées. Il est à noter aussi que les deux modèles numériques donnent à leur tour une faible intensité de la turbulence.

vi) Sous le conduit de sortie, l'axe de l'écoulement oscille autour de l'axe du cyclone. Ce phénomène d'écoulement a été prouvé numériquement par le modèle RSM, où on a remarqué sur les graphes l'ondulation de l'axe de l'écoulement le long du cyclone et expérimentalement par des profils de vitesse qui ne s'annulent pas à l'axe. Donc, ceci valide le modèle RSM.

vii) La forte pression captée près de la paroi du cylindre extérieure est mis en évidence par les deux modèles de turbulence, et ceci explique que le flux maximum de l'écoulement et dans cette zone.

En conclusion, vu le besoin de l'utilisation des cyclones comme échangeur thermique ou séparateur des particules dans plusieurs domaines industriels, il est claire maintenant que notre contribution scientifique par ce travail est plus que utile.

Références

- [1] **Ayers W.H., Boysan F., Swithenbank J. and Ewan B.C.R.**, “Theoretical Modelling of Cyclone Performance”, Filtech Conference 1983.
- [2] **Boussinesq J.**, "Théorie des écoulements tourbillonnaires", CRAS T.23,1877.
- [3] **Boysan F., Ayers H.W. and Swihenbank J.**, “A Fundamntal Mathematical Modelling Approach To Cyclone Design”, Department of Chemical Engineering and Fuel Technology, Sheffield University, Sheffield, England, Trans IchemE, v**60**, 1982
- [4] **Cecchi M.M. and Salasnich L.**, “ Turbulence and Bifurcation in the Motion of an Hydrocyclone”, AiXiv: chao-dyn/9803036, v**1**. 25 Mars 1998.
- [5] **Chiné B.and Concha F.**, “ Investigation of the Flow in a Bottom Cyclone”, 10th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2001.
- [6] **Daly J.B. and Harlow F.H.** “ Transport equations in turbulence, Pyhs. Fluids, 3, 2634, 1970.
- [7] **Derksen J.J. and Van den Akker H.E.A.**, “Simulation of Vortex Core Precession in a Reverse-Flow Cyclone”, AIChE Journal, v**46**, N°.7, July 2000.
- [8] Fluent User’s Guide, V**4**, Chapter 19, 19/7-19/10, 1995.
- [9] **Frank Th., Wassen E., YU Q.**, “Lagrangian Prediction of Disperse Gas-Particle Flow in Cyclones Separators”, Third International Conference on Multiphase Flow, CD-ROM Proceedings, Paper N° 217, pp.-1-8, Lyon, France, June 8 –12, 1998.
- [10] **Fredriksson C.**, “Exploratory Experimental and Theoretical Studies of Gasification of Wood Powder“, Doctorat thesis, Department of Mechanical Engineering Luléa University of Technology 971 87 Luléa, Sweden, August 1999.

- [11] **Gibson M.M and B.E. Launder**, “ Ground effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer”, J. Fluid Mech., v**86**, 491-511, 1978.
- [12] **Harwood R. and Slack M.**, “CFD Analysis of Cyclone”, Fluent Europe Ltd, Sheffield, UK., QNET-CFD Network Newsletter Volume1, v**4**, November 2002.
- [13] **Hishoda H.**, “Three-dimensional simulation of air cyclone and particle separation by a revised-type cyclone”, Colloid and Surfaces, Physicochemical and Engineering Aspects 109,pp1- 12 Elsevier Sciences 1996.
- [14] **Hoekstra A.J., Israël, A.T., Derksen,J.J. and Van Den, H.E.A**, “The application of Laser Diagnostics to Cyclonic Flow with Vortex Precession”, Int. Symp. Applications of Laser Techniques to fluid Mechanics Lisbon 1988.
- [15] **Jones W.P. and Launder B.E.**, “ The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence., Int. Journal of Heat and Mass Transfer, v**15**, N° 2,1972.
- [16] **Josang A.I., Wang. Q. and Melaaen M.C.**, “ Numerical Prediction of Cyclones“, Departement of Powder Sciences and Technology, The Postec Newsletter, “ 10th Anniversary Edition”, v**17**, pp27-28, 1998.
- [17] **Kelsali D.F.**, “ A study of the motion of solid particles in hydraulic cyclon”, Trans.I . Chem.E., v**30**, pp87- 108., 1992.
- [18] **Koenig C.**, “Untersuchungen zum Abscheideverhalten von Geometrisch ähnlichen Zyklon“, PhD Thesis, University of Kaiserslauten, Germany, 1990.
- [19] **Kolmogorov A.N.**, “A refinement of prvious hypothesis concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds numbers”, JFM 13,82 1962.
- [20] **Launder B.E and Spalding D.B.** , “Mathematical models of turbulence”, Academic Press,1972.

- [21] **Lauder B.E. and Spalding D.B.** “Progress in the development of Reynolds stress turbulence closure”, *JFM.*, v**68**, Part 3, 1975
- [22] **Leonard B.P.**, “A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation Comp. Meth. Appl. Eng., v**19**, P.59, 1979.
- [23] **Lien, F.S. and Leschnizer M.A.**, “A General Non-Orthogonal Collocated finite Volume Algorithm for Turbulent Flow at all Speeds Incorporating Second-Moment Turbulence Transport Closure”, Part 1: Computation Implementation *Comput. Methods Appl. Mech. Engineering*, v**114**, pp123-148, 1994.
- [24] **Löffler F., Meissner P.**, “ Pressure drop determination in cyclone separators”, *Proc. IIIst Iranian Congress of Chemical Engineering*, pp 405-413, 1974
- [25] **Mothes H. and Löffler F.**, “Prediction of particle removal in cyclone separators”, *Int. Chem.Eng.*, v**28**, pp231-240, 1988.
- [26] **Ogawa A. and Sugiyama K.**, “Application of mechanical similarity laws to the similarity types of the uniflow cyclone dust collectors”, *ISAIF*, pp433-439, , Prague 1993.
- [27] **Ogawa A.**, “ la distribution de la vitesse tangentielle et le rayon spécifique dans le cyclone dépoussiéreur” , *J. Coll. Engng. Nihon Univ.*, A-24, 1984.
- [28] **Patankar S.V. and Spalding D.B.**, “Heat and Mass Transfer in Boundary Layers” *Morgan-Grampian Press, London*, 1967.
- [29] **Patankar, S.V. and Spalding D.B.**, “A Calculation Procedure for Heat and Mass Transfer in 3D Parabolic Flows”, *Int. J.Heat Transf*, v**100**, 308-310, 1972
- [30] **Patankar, S.V. and Spalding D.B.**, “Heat and Mass Transfert in Boundary Layers”, 1970

- [31] **Peng W., Boot P. and Udding A.**, “Determining the best Modelling Assumptions for Cyclones and Swirl Tubes by CFD and LDA”; Proceeding, Session: Multiphase flow/CFD, Nuremberg Germany, 27-29 March 2001.
- [32] **Qing X.H.**, “Velocity and Turbulence Distributions in Cyclone”, PhD. Thesis, Department of Fluid Mechanics, Technical University of Denmark., 1983.
- [33] **Rajamani R.K. and Hsieh K.T.**, ”Mathematical Model of the Hydrocyclone Based of the Physics of Fluid Flow” AIChe Journal, v**375**(5), pp735-746, 1991.
- [34] **Richard C., Donnot A. et Rigo M.O.**, “Modélisation de l’efficacité de filtration d’un échangeur cyclone”, The Canadian Journal OF Chemical of Engineering, v**80**, April 2003.
- [35] **Rodi, W. (1980)**” Turbulence Models and their application in hydraulics, International Association for Hydraulic Research, Delt, The Netherlands,
- [36] **Rotta J.C.** “Turbulent boundary layers in incompressible flows, Progr. In Aeronaut. Sc., v**2**, Pergamon Press, 1961.
- [37] **Schummer S., Noe P. and Baker M.**; “LDV Measurements in the Vortex Flow Created By a Rotating Wall Dewatering Cyclone”; 4th International Conference on Hydrocyclones; Soutampton, UK, 25-26 september 1992.
- [38]- **Schiestel R.** “Modélisation et Simulation des Ecoulements Turbulents”, Hermés Paris. 1993.
- [39]- **Schir C.C.**, “A Preliminary Numerical Study of Atmospheric Turbulent Flow in the Ideallired Planetary Boundary Layer”, Journal of Atmosphric Sciences, v**30** , 1327, 1973.
- [40] **Slack M.D., Del Porte S. And Engelman M.S.**, “ Designing Automated Computational Dynamics Modelling Tools for Hydrocyclons Design”, Fluent Europe Ltd, Sheffield Bussiness Park, Europe Link, 2003.

- [41] **Slack M.**, “Cyclonic Separator”, Fluent Europe L.T.D, Scheffield Airport Bussiness, Prak Europa.Link.Sheffield, S91*4, UK, 2002.
- [42] **Speziale, C.G, S. Sakar, and Gatsi T. B.** “Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence an Invariant Dynamics Systems Approach”. J. Fluid Mech.v**227**, pp245-272 272,1991
- [43] **Obermain S, Woisetschäger J. and Staudinger G.** “ The Flow Pattern in the Dust Outlet Geometry of a Gas Cyclone and its Effects on Separation Efficiency“; Paper presented at Filtech Europa, Düsseldorf, Germany, 2001.
- [44] **Talbi.k.**, “Simulation Numérique des Ecoulements Bidimensionnels Elliptiques Plans et Axisymétriques en Régime Laminaire et Turbulent ”, Thèse de Magister, 1994.
- [45] **Talbi.k., Donnot A., Nemouchi Z et Rigo M.O.** “Etude Expérimentale par LDA d’un Ecoulement tridimensionnel turbulent de l’air dans un cyclone”, European Journal Mechanical and Environmental Engineering , v**48** , N°4, December 2003.
- [46] **Wanka M.L., Ropelato K., Yunes P.R. and Meier F.** “ Analysis of the Central Body Device on the Pressure Drop in Cyclones: A CFD Study” Latin American Researsc, v**31**, pp 275-280 , Chemical Engineering Departement Düsseldorf, Germany 2001.
- [47] **Zhao J.Q. and Abrahamson J.** “The Flow in Cyclones”, Second International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia, 6-8 December 1999.
- [48] **Zhou L. and Soo X.**, “ Gas-solid and Collection of Solids in a Separator”, Powder Technology, v**63**, pp45-53, 1990.

