

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE EL-HADJ LAKHDAR- BATNA



MÉMOIRE

Présenté à

LA FACULTE DES SCIENCES - DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

LABORATOIRE DE PHYSIQUE ENERGETIQUE APPLIQUEE

Pour obtenir le diplôme de

MAGISTERE EN PHYSIQUE

Option : Physique Energétique

Par

Mammar Mohamed

Thème

Etude Numérique Des Ecoulements Externes

Soutenue devant le jury :

♦ Pr. S. BOUGOUL	Université de Batna	Président
♦ Pr. A. SOUDANI	Université de Batna	Rapporteur
♦ Dr. Z. AOUACHRIA	Université de Batna	Examineur
♦ Pr. R. BESSAIH	Université de Constantine	Examineur

ANNEE UNIVERSITAIRE 2009 / 2010

REMERCIEMENT

Je tiens à remercier, tous d'abords le Pr A.Soudani qui m'a proposé le thème de ce travail et qui a su, en tant qu'encadreur, m'initier à l'éthique même du métier de chercheur en me faisant partager, avec enthousiasme, sa passion du travail bien fait, qu'il trouve ici l'expression de mon profond sentiment.

Je tiens à remercier tous particulièrement le Pr S.Bougoul responsable du module de Mécanique des fluides, pour ses précieux conseils et l'intense effort qu'il a déployé tout au long de l'année théorique, et qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence de jury.

Je témoigne de ma profonde reconnaissance à Madame Dr S. Djouimaa pour l'intérêt qu'elle a porté sur ce travail. Ses remarques ont été d'un grand intérêt. Je veuille à trouver ici l'expression de mes vifs remerciements.

C'est avec un grand plaisir que j'adresse mes remerciements au Dr Z.Aouachria et au Pr R.Bessaih pour l'intérêt qui ils ont donné et d'avoir accepter d'être membre de jury. Ainsi l'ensemble du personnel de L.P.E.A, qu'ils en soient ici profondément remerciés.

Principales notations et abréviations

x, y, z (où x_i $i=1,2,3$)	Coordonnées spatiales
θ	Position angulaire sur le cylindre
t	Temps
f	Fréquence
U, V, W (ou U_i , $i=1..3$)	Composantes de vitesse instantanée
u, v, w	Composantes de vitesse fluctuante
u', v', w'	Fluctuations autour du mouvement périodique
p, p_s	Pression, pression statique
D	Diamètre du cylindre
U_0	Vitesse en amont
ν	Viscosité cinématique
ρ	Densité
Re	Nombre Reynolds
l_c	Longueur de recirculation
d_θ	Angle de décollement

Table des matières

Introduction	3
Chapitre 1 : Synthèse bibliographique	6
1.1 Régimes de l'écoulement autour d'un cylindre	7
1.2 Histoire de l'écoulement turbulent.....	11
1.3 Différents types des modèles $k - \varepsilon$	12
1.4 Principe des codes CFD.....	16
Chapitre 2 : Mise en équation et modélisation du problème	17
2.1 Application du modèle $k - \varepsilon$ standard	19
2.1.1 Equations régissant le système (modèle k- ε).....	20
2.1.2 Hypothèses.....	25
2.1.3 Conditions initiales et aux limites.....	26
2.2 Application du modèle $k - \varepsilon$ (RNG : Renormalization Group).....	26
2.2.1 Equations de transport pour le modèle $k - \varepsilon$ (RNG).....	27
2.2.2 Viscosité effective	27
2.2.3 La viscosité turbulente dans le modèle RNG	28
2.2.4 Nombre de Prandtl effectif inverse.....	29
2.2.5 Terme R_ε dans l'équation ε	29
2.2.6 Constantes du modèle.....	30
2.3 Maillage	30
Chapitre 3 : Analyse numérique	32
3.1 Résultats obtenus par le modèle $k - \varepsilon$	34
3.2 Résultats obtenus par le modèle $k - \varepsilon$ (RNG)	44
Chapitre 4 : Analyse du champ moyen	54
4.1 Champs moyens et analyse d'écoulement à Re=148000.....	55
4.2 Evolution en fonction du nombre de Reynolds	62
Conclusion	76

Introduction

1. Introduction :

Le présent travail s'inscrit dans le cadre de l'étude numérique des écoulements turbulents autour d'un obstacle. Cette classe d'écoulement présente, en effet, des phénomènes physiques complexes, qui sont difficiles pour être calculés. Les décollements importants, la nature tridimensionnelle de ces écoulements, la présence de structures organisées au sein de l'écoulement turbulent et leurs interactions non linéaires avec les autres échelles de l'écoulement, sont autant d'aspects qui nécessitent de reconsidérer les modèles existants afin de mieux les prendre en compte.

Ce type d'écoulement se produit dans une variété de situations, telles que l'écoulement autour des piliers de pont, et autour des différents types de jonctions. Pour l'écoulement autour d'un pilier de pont dans un font fixe d'un canal, l'existence des tourbillons du cylindre crée un trou de lessivage. Ce lessivage local peut mener à la destruction du pilier de pont.

L'objectif de la présente étude est d'avoir une meilleure compréhension de la dynamique (vitesse longitudinale, vitesse transversale, énergie cinétique) du champ d'écoulement et de sa structure de turbulence autour d'un cylindre.

Le champ de vitesse dans un écoulement de cisaillement autour d'un cylindre circulaire fixé perpendiculairement sur une plaque plate d'un canal est essentiellement tridimensionnel. Ce type d'écoulement est le résultat de l'interaction entre l'écoulement stationnaire bidimensionnel de cisaillement et le cylindre dans la région du gradient de pression. Des tourbillons connus sous le nom de vortex en fer à cheval se transforment, qui balayent autour du cylindre.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'écoulement bidimensionnel et il est organisé comme suit :

Après une revue bibliographique dans le chapitre (1), qui porte sur les différents régimes de l'écoulement, et les différents types des modèle $k - \varepsilon$ (standard, RNG), nous présentons dans le chapitre (2) les équations régissantes du problème étudié par le modèle $(k - \varepsilon)$ standard et $(k - \varepsilon)$ RNG pour étudier l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre en utilisant le **code Fluent**. Le chapitre (3) est consacré à la discussion des résultats obtenus qui sont confrontés aux résultats expérimentaux. Le chapitre (4) présente les iso-contours des paramètres de l'écoulement, ainsi que leur évolution (vitesse longitudinale, vitesse transversale, contrainte normale, contrainte de cisaillement) en fonction du nombre de Reynolds. Une conclusion est à la fin donnée et qui résume l'essentiel de ce travail et qui clôture cette étude.

Chapitre 1:

Synthèse bibliographique

Ce chapitre bibliographique est organisé en deux parties. La première partie concerne les différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre. Dans la deuxième partie, on cite les différents types du modèle $k - \varepsilon$ utilisé dans notre travail.

1.1 Régimes de l'écoulement autour d'un cylindre :

L'écoulement d'un fluide incompressible à faible vitesse obéit aux équations de Navier-Stokes. L'adimensionnalisation de ces équations avec une échelle de vitesse U_0 et une échelle de longueur caractéristique D montre que l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales. L'écoulement autour d'un cylindre est présenté dans ce paragraphe pour des conditions aux limites telles que la surface du cylindre est la plus lisse possible, l'écoulement incident s'étend sur de grandes dimensions par rapport au cylindre et il est le moins turbulent possible. Dans ces conditions, l'écoulement autour d'un cylindre dépend uniquement du nombre de Reynolds défini comme :

$$\text{Re} = \frac{U_0 D}{\nu}$$

Où U_0 est la vitesse en amont, D le diamètre du cylindre et ν la viscosité cinématique du fluide considéré. Ce nombre adimensionnel caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

a) Ecoulement rampant

Pour $\text{Re} \leq 5$, l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité étant prépondérantes, le fluide reste adhérent au cylindre et il n'y a pas de décollement. L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval (figure 1.1.a).

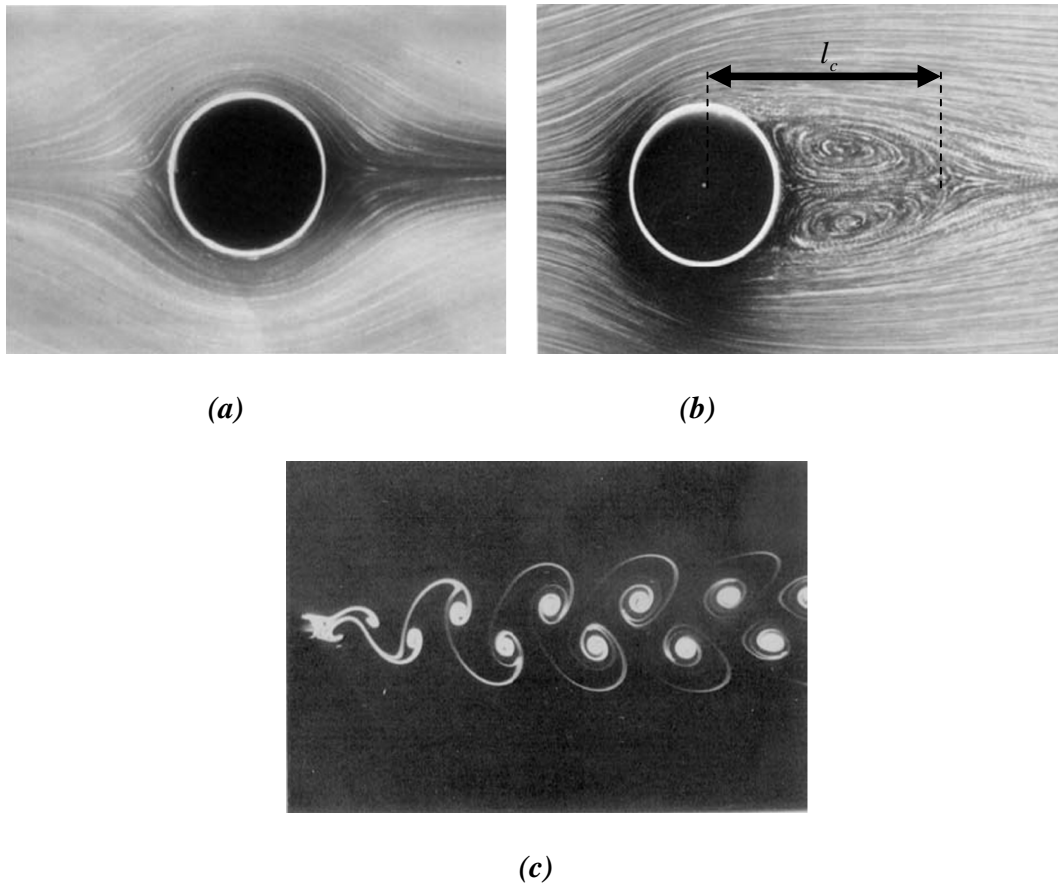


Figure 1.1 : Les différents types d'écoulement autour d'un cylindre. M. Van Dyke [3]

(a): Ecoulement rampant à $Re = 0.16$; **(b):** Ecoulement stationnaire décollé à $Re = 26$.
(c): Ecoulement instationnaire 2D à $Re = 105$.

b) Régime stationnaire décollé :

Pour $5 \leq Re \leq 48$, les forces d'inertie augmentent et empêchent la couche limite de rester attachée au cylindre. On observe un décollement de chaque côté du cylindre. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente (Van Dyke[3]). L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. En aval du décollement se forment deux tourbillons de recirculation contrarotatifs attachés au cylindre (figure 1.1.b). Le point de rattachement, qui est défini comme le lieu où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central du sillage, s'éloigne du cylindre quand le nombre

de Reynolds augmente. L'abscisse de ce point définit la longueur de recirculation l_c (figure 1.1.b).

c) Régime laminaire instationnaire 2D :

Pour $48 \leq Re \leq 180$, l'écoulement devient instationnaire. Les différentes perturbations possibles ne peuvent plus être amorties et une instabilité se déclenche. Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre alternativement et ils sont convectés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de Von Karman (figure 1.1). Cette instabilité absolue est de nature bidimensionnelle et elle est caractérisée par une périodicité fortement prononcée.

Le moyennement temporel de l'écoulement restitue un écoulement symétrique par rapport à l'axe longitudinal similaire au régime précédent avec deux tourbillons attachés au cylindre. La longueur de recirculation peut alors être définie comme l'abscisse du lieu où la vitesse moyenne longitudinale est nulle sur l'axe. Cette longueur augmente aussi avec le nombre de Reynolds (Van Dyke [3]).

A ce stade, il convient de définir différents paramètres qui caractérisent l'écoulement. Un paramètre important est la position du point de décollement repérée par l'angle θ_d entre le point de décollement et le point d'arrêt amont.

Le sillage proche du cylindre est caractérisé par la longueur de formation l_f . Différents auteurs ont utilisé différentes définitions de cette longueur. Noca et al. [4] ont regroupé ces définitions.

d) Régime laminaire instationnaire 3D :

Pour $180 \leq Re \leq 300$, l'écoulement devient tridimensionnel. On observe une ondulation des rouleaux de Von Karman selon l'envergure du cylindre et la naissance de tourbillons longitudinaux.

e) Régime sous-critique :

Le sillage est turbulent et le régime est appelé sous-critique pour $300 \leq Re \leq 2.10^5 - 2.10^6$.

Dans ce régime, le sillage est pleinement turbulent et le point de transition dans la couche cisailée se déplace vers l'amont quand le nombre de Reynolds augmente jusqu'à rejoindre le point de décollement à l'entrée dans le régime critique.

A faible nombre de Reynolds, le cisaillement important dans la zone décollée entraîne l'amplification d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cette instabilité s'amplifie quand le nombre de Reynolds augmente et donne naissance aux petits tourbillons de la zone de mélange à partir de $Re \approx 2600$ qui vont interagir avec les tourbillons primaires (Van Dyke [3]).

f) Régime critique

Ce régime est atteint quand le point de transition qui remonte vers l'amont au cours du régime sous-critique, rejoint le point de décollement. La valeur de ce nombre de Reynolds critique varie de façon importante selon les différentes études expérimentales (entre 10^5 et 10^6) du fait de la grande sensibilité de l'écoulement aux conditions aux limites, comme le note Van Dyke [3] (intensité turbulente de l'écoulement incident, extrémités du cylindre,...). Le régime critique est caractérisé par la transition turbulente de la couche limite avant le décollement. Le point de décollement se déplace alors soudainement vers l'aval. Les tourbillons de Von Karman se

dégradent et disparaissent à la fin du régime critique. En conséquence, la dépression en aval du cylindre est moins importante et le coefficient de traînée subit une décroissance brutale.

g) Régime supercritique

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à $2 \cdot 10^6$, le régime est dit régime supercritique et la couche limite est turbulente. Roshko [5] observe la réapparition de l'allée tourbillonnaire à une fréquence de Strouhal plus élevée ($St \approx 0.4$).

1.2 Histoire de l'écoulement turbulent :

Jusqu'aux années 40, les écoulements turbulents étaient considérés comme la superposition d'un mouvement moyen et d'une agitation turbulente, indépendante des conditions initiales et aux limites. Ainsi, seul l'écoulement moyen était considéré reproductible d'une expérience à l'autre et dépendant des conditions initiales et aux limites. Cette vision a conduit les chercheurs à considérer la turbulence comme un état universel et à étudier les propriétés en considérant des états de turbulence pleinement développée.

La découverte d'un certain degré d'organisation dans certains écoulements, dans les années 50, et ainsi l'apparition de la notion de structure cohérente, a remis considérablement en question cette vision d'une turbulence universelle. L'évidence expérimentale de ces structures est généralement attribuée à Brown et Roshko [6] qui mettent en évidence par visualisation l'organisation à grande échelle de la couche de mélange. Comme le note Chassaing [7], le nombre d'articles abordant cette notion de structure cohérente est croissant depuis ces années.

Cette notion d'organisation dans les écoulements turbulents a entraîné de nouveaux axes de recherche. Du point de vue de la prédiction des écoulements turbulents, elle suggère que la

dynamique d'un écoulement peut être, pour une grande partie, régie par un nombre limité de degrés de liberté et a donné ainsi naissance à des méthodes de simulations. Cette organisation suggère également la possibilité d'agir sur ces structures cohérentes qui dépendent des conditions aux limites et ainsi de contrôler l'écoulement.

Malgré le nombre important d'études, il n'existe toujours pas une définition précise pour qualifier ces structures. On peut citer cependant des caractéristiques principales sur lesquelles s'accordent les différents auteurs, à savoir qu'une structure cohérente est une organisation à grande échelle et a un caractère répétitif (pas forcément périodique). Ce caractère répétitif confère aux structures cohérentes un rôle important dans la dynamique de l'écoulement. A partir de là, différentes définitions ont été énoncées. Adrian et al. [8] reprennent la définition donnée par Kline and Robinson [9] qui statuent qu'un tourbillon est présent quand les lignes de courant dans un plan normal à la structure présentent un motif circulaire ou en spirale, quand ces lignes de courant sont représentées dans un repère se déplaçant à la même vitesse que la structure. Lesieur [10] caractérise une structure comme étant un domaine de l'espace correspondant à une concentration de vorticité, gardant une forme reconnaissable pendant une durée bien supérieure à son temps de retournement.

1.3 Différents types des modèles $k - \varepsilon$:

Les écoulements turbulents sont caractérisés par les champs fluctuant de vitesse. Ces fluctuations concernent les quantités transportées comme la quantité du mouvement et l'énergie. Il est très difficile de faire directement un calcul précis pour simuler l'écoulement turbulent de petite échelle et de grande fréquence. Il existe différents niveaux de modèles, se distinguant par leur degré de complexité, c'est-à-dire par le nombre d'équations de transport supplémentaires introduites pour les quantités turbulentes pour fermer le problème : on parle ainsi de modèle de

turbulence à zéro, à une ou à deux équations. Il existe également des méthodes de résolution plus complexes et plus onéreuses en ressources informatiques (simulation directe, Large-Eddy-Simulation) dont nous ne parlerons pas ici. Les modèles de turbulence les plus utilisés à l'heure actuelle dans les codes CFD sont les modèles à 2 équations, et plus particulièrement le modèle de turbulence dit $k - \varepsilon$ standard qui est de loin le plus répandu.

Trois modèles de turbulence $k - \varepsilon$ sont disponibles dans le code FLUENT :

- le modèle $k - \varepsilon$ standard,
- le modèle (RNG) $k - \varepsilon$,
- le modèle $k - \varepsilon$ réalisable.

a) Modèle $k - \varepsilon$ standard :

Les modèles les plus simples de turbulence sont les modèles à deux équations, où la solution séparée des deux équations laisse la vitesse turbulente et la longueur de l'échelle à être déterminé indépendamment. Ce modèle est robuste, économique et raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents, notamment dans l'écoulement industriel et la simulation de transfert de chaleur. C'est un modèle semi-empirique, où la dérivation des équations du modèle compte sur les considérations phénoménales empiriques. Puisque l'efficacité du modèle $k - \varepsilon$ standard est relativement limitée, des améliorations sont fait pour perfectionner ces performances.

b) Le modèle (RNG) $k - \varepsilon$:

Le modèle (RNG) $k - \varepsilon$ est aussi un modèle de turbulence à 2 équations, et constitue une version améliorée du modèle $k - \varepsilon$ standard. Il a en effet l'avantage d'éviter une modélisation particulière pour le voisinage des parois, en particulier par le biais de loi de paroi, puisqu'il

s'étend aux régions dites à bas nombre de Reynolds. Ce modèle s'appuie sur la méthode mathématique dite de "renormalisation", qui utilise une description spectrale et statistique de la turbulence. En turbulence, la gamme des échelles s'étend des petits tourbillons aux grands tourbillons. L'énergie est introduite dans le système physique à grande échelle, pour laquelle la dissipation par viscosité est négligeable. Le fluide génère des tourbillons en cascade. Chaque tourbillon développe lui-même des tourbillons d'échelle inférieure, en même temps qu'il dissipe de l'énergie (cette description est celle de la cascade de Richardson). Ce processus continue jusqu'à une échelle minimale, dite échelle de Kolmogorov, pour laquelle les tourbillons dissipent la totalité de l'énergie dont ils sont porteurs, sans générer de tourbillon d'échelle inférieure. Ces petits tourbillons sont porteurs d'une faible quantité d'énergie. Le principe de la méthode de renormalisation est de parvenir à une description des phénomènes aux plus grandes échelles de la turbulence, en éliminant les plus petites pour les représenter par des tourbillons d'échelle plus grande. La procédure itérative d'élimination est décrite dans (LESNE, 1995). Nous en exposons simplement le principe dans ce qui suit.

Le modèle $k - \varepsilon$ (RNG) est similaire à $k - \varepsilon$ standard, mais il inclut les raffinements mathématiques suivants :

- Le modèle RNG a un terme additionnel dans l'équation ε qui améliore la précision pour l'écoulement turbulent.
- L'effet de tourbillon est inclus dans le modèle (RNG), qui augmente la précision pour l'écoulement turbulent.
- La théorie (RNG) donne une formule analytique pour des nombres de Prandtl, alors que le modèle $k - \varepsilon$ standard utilise des valeurs constantes.
- Le modèle $k - \varepsilon$ standard est un modèle de nombre de Reynolds élevé, mais le modèle (RNG) donne une formule différentielle de la dérivée analytique pour la viscosité effective qui rend

compte aux effets du nombre de Reynolds faible. Ces caractéristiques font que le modèle (RNG) est le plus précis et plus fiable pour la plus large classe d'écoulement que le modèle $k - \varepsilon$ standard.

Alors les deux modèles ($k - \varepsilon$ standard et RNG) ont des formes similaires pour les équations de transport et pour les équations d'énergie k et de dissipation ε . Les différences majeures entre les deux modèles résident dans :

- La méthode de calcul de la viscosité turbulente.
- Les nombres de Prandtl qui régissent la diffusion turbulente de k et ε .
- Les termes de génération et de destruction dans l'équation de dissipation ε .

Les équations de transport, les méthodes de calcul de la viscosité turbulente et les constantes des modèles seront présentées séparément pour chaque modèle. Les caractéristiques communes entre les deux modèles sont : la production de la turbulence, la génération causée par la flottabilité et les effets de compressibilité.

1.4 Principe des codes CFD

Les codes de champ, ou codes CFD (Computational Fluid Dynamics), résolvent les équations régissant les mouvements d'un fluide. Ces équations traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement du fluide (équation de Navier-stokes), ainsi que la conservation de son enthalpie. Certains codes sont aussi en mesure de décrire le transport de polluant ou les réactions chimiques au sein d'un fluide. Il existe un grand nombre de codes CFD disponibles (plus d'une

centaine), qu'ils soient commerciaux, du domaine public ou encore propre à certaines institutions. On peut observer que l'essentiel des codes est d'origine anglo-saxonne, et que la méthode des volumes finis, est la plus employée.

Pour notre travail, nous avons recours au code CFD Fluent, commercialisé par "Fluent Incorporated". Nous disposons de la version (6.2.22), sur un micro-ordinateur personnel. Pour l'usage que nous en avons, il permet de résoudre les équations régissant les mouvements turbulents d'un fluide, en 2 dimensions. Les problèmes à résoudre peuvent être en régime permanent comme en régime instationnaire.

Chapitre 2:

Mise en équation et modélisation du problème

Dans ce chapitre, nous allons évoquer les équations qui régissent notre système en utilisant les deux modèles cités dans le chapitre précédent ($k - \varepsilon$ standard et RNG), sachant que la géométrie de ce système, les paramètres de l'écoulement, les conditions initiales et les conditions aux limites sont inspirés du travail expérimental de *Bambang Yulistiyanto* [1], qui achevait ce travail en 1997 dans l'école polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL). L'installation expérimentale est présentée à la figure (2.1).

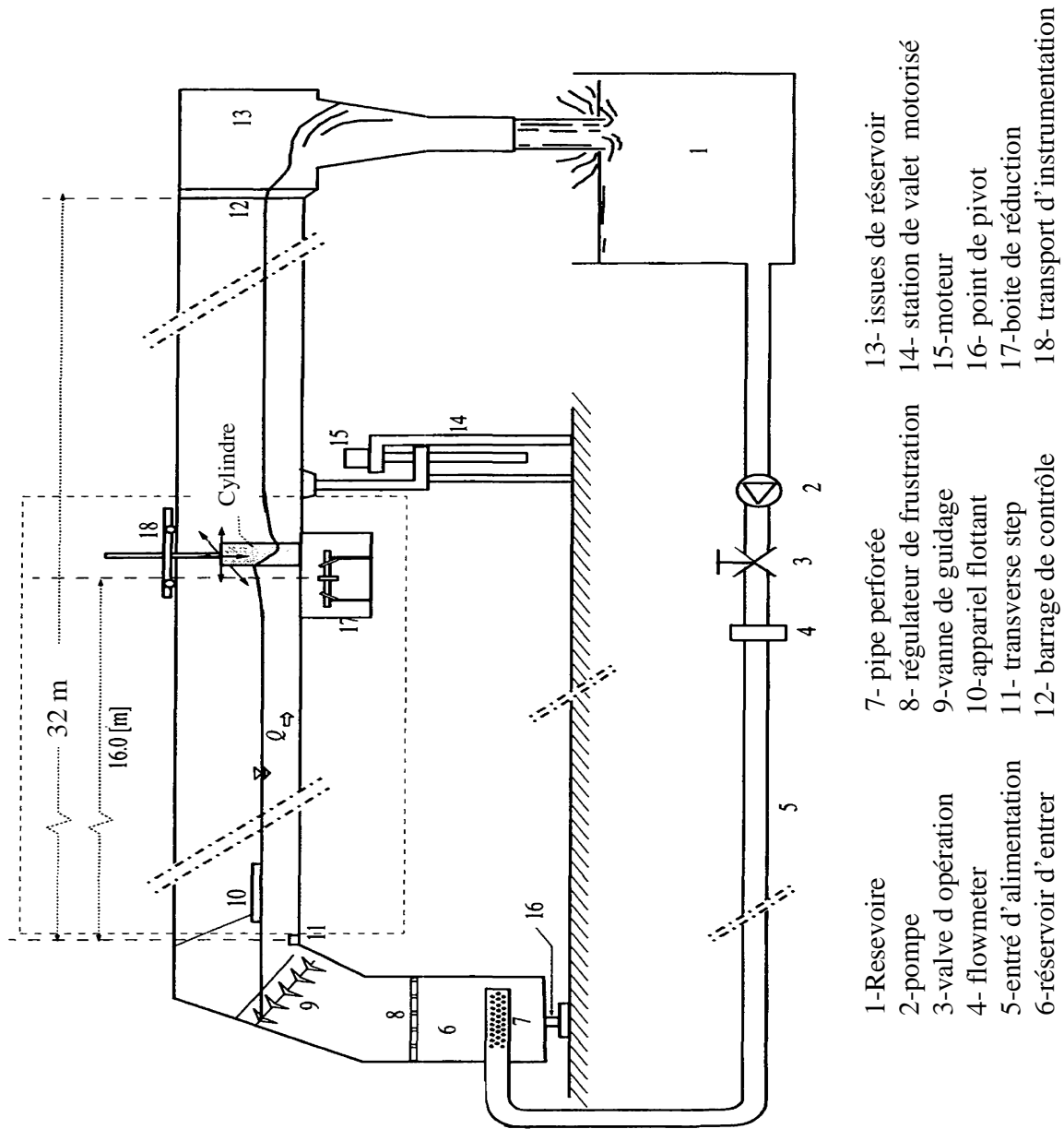


Figure 2.1: Installation expérimentale et circuit d'eau. Yulistiyanto (1)

Notre étude concerne la zone qui contient le cylindre (figure 2.2):

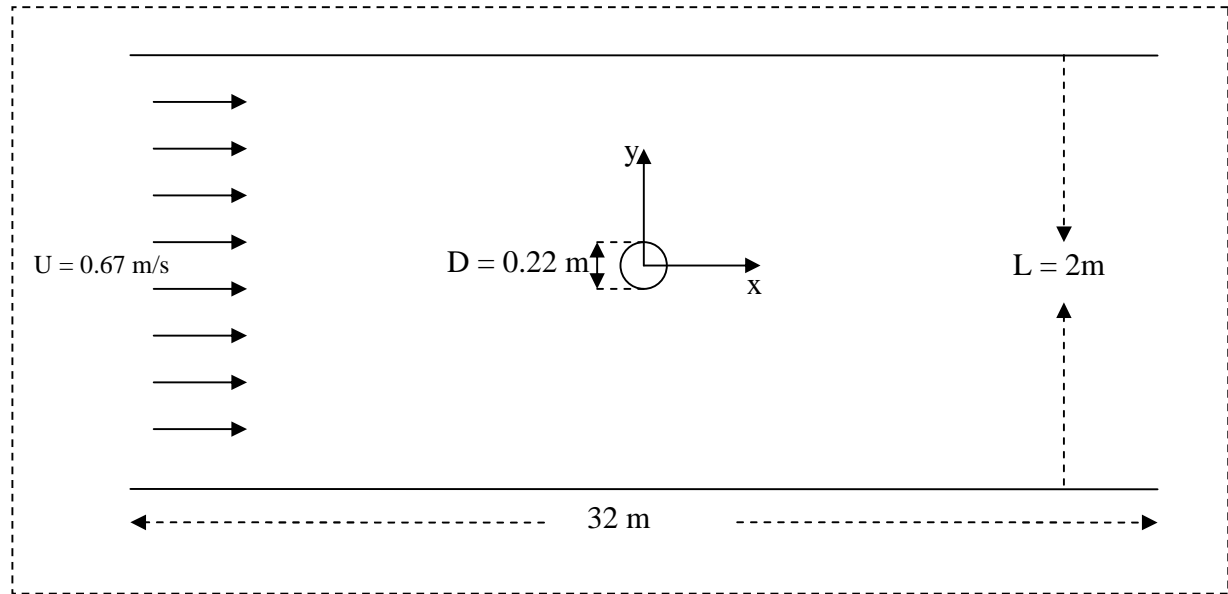


Figure 2.2: Configuration de l'écoulement autour d'un cylindre. D'après Yulistiyanto [1]

2.1. Application du modèle $k - \varepsilon$ standard :

Le modèle $k - \varepsilon$ standard est un modèle semi-empirique, il est basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε .

L'équation de transport du modèle pour k est dérivé de l'équation de quantité du mouvement. Tandis que l'équation de transport pour ε est obtenue par l'utilisation de raisonnement physique.

Dans les dérivations du modèle $k - \varepsilon$, il est supposé que l'écoulement est complètement turbulent, et les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. Pour cette raison le modèle $k - \varepsilon$ standard est valable seulement pour l'écoulement complètement turbulent.

2.1.1 Équations régissant le système (modèle k- ε) :

Le modèle d'écoulement qui est utilisé dans ce travail est basé sur la solution approximative des équations temps-moyenné de quantité de mouvement et de la continuité pour des écoulements incompressibles (Istiarto [2]).

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + g_x \quad (2,1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + g_y \quad (2,2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial ww}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + g_z \quad (2,3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2,4)$$

Où x, y, et z sont des coordonnées cartésiennes (horizontale, transversale et verticale); u, v et w sont les composantes correspondantes de vitesse, p est la pression, ρ est la masse volumique de l'eau, g_x, g_y, g_z sont les composantes du champ du gravité, et τ_{ij} sont les composantes de l'effort de cisaillement dans la direction 'j' qui agissent sur la normale de surface de la direction 'i'. Ces efforts sont dus à la viscosité moléculaire et à la fluctuation turbulente.

Pour des écoulements ayant le nombre de Reynolds suffisamment élevé, les efforts visqueux sont beaucoup plus petits en comparaison à ceux de la turbulence et ils peuvent être négligés.

En utilisant le concept de viscosité de Boussinesq, ces efforts sont proportionnels aux gradients de vitesse selon les expressions suivantes (Rodi [13]):

$$\begin{aligned}
\frac{\tau_{xx}}{\rho} &= \nu_{eff} 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k & \frac{\tau_{xy}}{\rho} &= \frac{\tau_{yx}}{\rho} = \nu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\
\frac{\tau_{yy}}{\rho} &= \nu_{eff} 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k & \frac{\tau_{xz}}{\rho} &= \frac{\tau_{zx}}{\rho} = \nu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\
\frac{\tau_{zz}}{\rho} &= \nu_{eff} 2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} k & \frac{\tau_{yz}}{\rho} &= \frac{\tau_{zy}}{\rho} = \nu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)
\end{aligned} \tag{2,5}$$

Où ν_{eff} est la viscosité effective et k est l'énergie cinétique turbulente définie comme

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

Après l'insertion des équations (2.5) dans les équations (2,1), (2,2), (2,3) on obtient:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \nu_{eff} 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \nu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \nu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + g_x \\
\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \nu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \nu_{eff} 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \nu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + g_y \\
\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial ww}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \nu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \nu_{eff} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \nu_{eff} 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) + g_z
\end{aligned}$$

D'où :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\
&+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right) + g_x \tag{2,6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\
&+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + g_y \tag{2,7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial ww}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\
&+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + g_z \tag{2,8}
\end{aligned}$$

Où :

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial uu}{\partial x}, \frac{\partial uv}{\partial y}, \frac{\partial wu}{\partial z} \\ & \frac{\partial uv}{\partial x}, \frac{\partial vv}{\partial y}, \frac{\partial wv}{\partial z} \\ & \frac{\partial uw}{\partial x}, \frac{\partial vw}{\partial y}, \frac{\partial ww}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad \text{Sont les termes de transport convectif}$$

$$\left. \begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right), -\frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right), -\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ & -\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right), -\frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right), -\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ & -\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right), -\frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right), -\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad \text{Sont les termes de transport diffusif}$$

Les termes du coté droit des équations (2.6), (2,7) et (2,8) sont considérés comme des sources et ils sont traités comme des quantités connues lorsqu'on résout les équations pour les composantes de vitesses u, v et w.

Selon (Rodi [13]), la viscosité turbulente ν_t est donnée par :

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2,9)$$

Où ε est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Le champ de distribution de l'énergie cinétique et sa dissipation sont obtenus par des équations de transport (Rodi [13]) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial uk}{\partial x} + \frac{\partial vk}{\partial y} + \frac{\partial wk}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) = G - \varepsilon \quad (2,10)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u\varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial v\varepsilon}{\partial y} + \frac{\partial w\varepsilon}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) = \frac{\varepsilon}{k} (c_1 G - c_2 \varepsilon) \quad (2,11)$$

Où G est la production de l'énergie cinétique donnée par :

$$G = \nu_{eff} \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial y} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial z} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial z} + \right. \\ \left. \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \frac{\partial w}{\partial x} + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial w}{\partial y} + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (2,12)$$

Les coefficients du modèle $k - \varepsilon$, c_μ , c_1 , c_2 , σ_k , σ_ε prennent les valeurs données au tableau suivant :

c_μ	c_1	c_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Table 2.1: Valeurs des coefficients du modèle $k - \varepsilon$. D'après (Rodi [13])

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ sont les nombres de Prandtl turbulents. L'ensemble de ces coefficients est déterminé de manière empirique. Ces coefficients peuvent varier d'un code à l'autre. Le tableau 2.1 donne les valeurs employées par le code Fluent, qui sont conformes aux valeurs généralement employées.

Il est plus commode d'introduire l'équation de continuité (2,4) et les équations de quantité de mouvement (2,6), (2,7), (2,8) et les équations de transports de k et ε , dans l'équation générale de transport (Versteeg et Malalasekera [14]) :

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial t} + \nabla(\phi_l \vec{V}) - \nabla(\Gamma_l \vec{\nabla} \phi_l) = R_l \quad (2,13)$$

Dans l'équation ci-dessus, ϕ_l est une variable scalaire, \vec{V} est le vecteur de vitesse, Γ_l est le coefficient de diffusion, et R_l est une source scalaire (voir la définition dans la table 2.2). Par l'intégration de l'équation (2.13) on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \phi_l dV + \iiint_V \nabla(\phi_l \vec{V}) dV - \iiint_V \nabla(\Gamma_l \vec{\nabla} \phi_l) dV = \iiint_V R_L dV \quad (2,14)$$

Par l'application du théorème de divergence de Gauss (*Versteeg et Malalasekera*[14] ;*Hirsch*[15]) on obtient:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \phi_l dV + \oint_S \phi_l \vec{V} \cdot d\vec{S} - \oint_S \Gamma_l \vec{\nabla} \phi_l \cdot d\vec{S} = \iiint_V R_l dV \quad (2,15)$$

Où \vec{S} est le vecteur de surface normal, dirigé vers l'extérieure du volume de contrôle dV .

$\frac{\partial \phi_l}{\partial t} + \nabla(\phi_l \vec{V}) - \nabla(\Gamma_l \vec{\nabla} \phi_l) = R_l$			
l	ϕ_l	Γ_l	R_l
1	u	ν_{eff}	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right) + g_x$
2	v	ν_{eff}	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + g_y$
3	w	ν_{eff}	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + g_z$
4	1	0	0
5	k	$\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k}$	$G - \varepsilon$
6	ε	$\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k} (c_1 G - c_2 \varepsilon)$

Table 2.2 Termes de l'équation générale de transport

2.1.2. Hypothèses :

1) L'écoulement est supposé bidimensionnel pour lequel :

$$w = 0$$

$$\frac{\partial w u}{\partial z} = \frac{\partial w v}{\partial z} = \frac{\partial w w}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial u w}{\partial x} = \frac{\partial v w}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0$$

$$g_x = g_y = g_z = 0$$

$$\tau_{zz} = \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0$$

$$\frac{\partial w k}{\partial z} = \frac{\partial w \varepsilon}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) = 0$$

2) La masse volumique du fluide (eau) est constante $\rho = 998,2 \text{ kg} / \text{m}^3$.

3) La viscosité cinématique du fluide est constante $\nu = 9.959 \times 10^{-7} \text{ m}^2 / \text{s}$.

4) L'écoulement est uniforme à l'entrée $U(0,y)=0.67 \text{ (m/s)}$.

Alors les équations qui régissent notre problème deviennent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u u}{\partial x} + \frac{\partial v u}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2,16)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial u v}{\partial x} + \frac{\partial v v}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2,17)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u k}{\partial x} + \frac{\partial v k}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) = G - \varepsilon \quad (2,18)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial v \varepsilon}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{eff}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) = \frac{\varepsilon}{k} (c_1 G - c_2 \varepsilon) \quad (2,19)$$

Où :

$$G = \nu_{eff} \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\}$$

2.1.3 Conditions initiales et aux limites :

Comme nous avons indiqué au début de ce chapitre, les conditions aux limites et les conditions initiales sont inspirées du travail expérimental de *B. Yulistiyanto* [1].

Alors, les conditions initiales et aux limites sont les suivantes :

- $U(-16, (-1 \leq y \leq 1), t \geq 0) = 0.67 m/s$

$$V(-16, (-1 \leq y \leq 1), t \geq 0) = 0 m/s$$

- A la parois du canal :

$$V(-16 \leq x \leq 16, -1, t \geq 0) = 0 m/s$$

$$V(-16 \leq x \leq 16, 1, t \geq 0) = 0 m/s$$

- Pour le cylindre :

$$U(x, y, t \geq 0) = V(x, y, t \geq 0) = 0 m/s \quad \text{où } \sqrt{x^2 + y^2} = 0.11 m$$

- La pression à la sortie : $p(16, -1 \leq y \leq 1, t \geq 0) = p_{atm}$

2.2 Application du modèle $k - \varepsilon$ (RNG : Renormalization Group) :

Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ (RNG) est dérivé des équations de Navier -Stokes instantanées, utilisant une technique mathématique appelée la méthode de (renormalization group).

La dérivation analytique conduit à un modèle avec des constantes qui sont différentes des constantes du modèle $k - \varepsilon$ standard, et conduit aux termes additionnels et à des fonctions dans l'équation de transport concernant k et ε .

2.2.1 Equations de transport pour le modèle $k - \varepsilon$ (RNG) :

Le modèle $k - \varepsilon$ (RNG) a une forme similaire à la forme du modèle $k - \varepsilon$ standard :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (2.20)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (2.21)$$

Dans ces équations, G_k représente la génération de l'énergie cinétique turbulente. G_b est la génération de l'énergie cinétique turbulente causée par la flottabilité. Y_M représente la contribution de dilatation fluctuante dans la turbulence compressible au taux de dissipation total.

Les quantités α_k et α_ε sont les nombres de Prandtl effectifs inverses pour k et ε respectivement.

S_k et S_ε sont des termes sources.

2.2.2 Viscosité effective :

La procédure d'élimination de l'échelle dans la théorie de RNG conduit à une équation différentielle pour la viscosité turbulente, donnée par :

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_\nu}} d \hat{\nu} \quad (2.22)$$

Où

$$\hat{\nu} = \mu_{eff} / \mu \quad \text{et} \quad C_\nu \approx 100$$

L'équation (2.22) est intégrée pour obtenir une description précise pour comprendre comment le transport turbulent effectif varie avec le nombre de Reynolds. Pour un nombre de Reynolds très grand l'équation (2.22) donne :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.23)$$

Où $C_\mu = 0.0845$, est calculé en utilisant la théorie de RNG. Il est important de remarquer que cette valeur C_μ est très proche à la valeur déterminée empiriquement 0.09, qui est utilisée dans le modèle $k - \varepsilon$ standard.

2.2.3 La viscosité turbulente dans le modèle RNG :

En général, la turbulence est affectée par une rotation de vitesse ou par un tourbillon dans le milieu d'écoulement. Le modèle $k - \varepsilon$ (RNG) dans le FLUENT offre une option qui prend en compte des effets de ce tourbillon ou de cette rotation, par la modification de la viscosité turbulente. La modification de cette viscosité turbulente lui offre la forme suivante (D. Choudhury [16]):

$$\mu_t = \mu_{t0} f\left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon}\right) \quad (2.24)$$

Où μ_{t0} est la valeur de viscosité turbulente calculée en absence des tourbillon dans l'écoulement, en utilisant les équations (2.22) et (2.23).

Ω est un nombre de tourbillon caractéristique, évalué par FLUENT. α_s est une constante de tourbillon qui prend différentes valeurs.

2.2.4 Nombre de Prandtl effectif inverse :

Les nombres de Prandtl effectifs inverses, α_k et α_ε , sont calculés par l'utilisation de la formule dérivée analytiquement selon la théorie RNG (D. Choudhury [16]) soit:

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (2.25)$$

Où $\alpha_0 = 0.1$, pour un nombre de Reynolds très grand ($\mu_{mol} / \mu_{eff} \ll 1$), $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1.393$

2.2.5 Terme R_ε dans l'équation de ε :

La différence majeure entre le modèle $k - \varepsilon$ (RNG) et $k - \varepsilon$ standard se trouve dans le terme additionnel dans l'équation (2.12), qui est donné par (D. Choudhury [16]):

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (2.26)$$

Les effets de ce terme peuvent être vus clairement par l'équation de réarrangement (2.21).

On pose :

$$-C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon = -C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

L'équation (2.21) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} C_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (2.27)$$

Où $C_{2\varepsilon}^*$ est donné par :

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (2.28)$$

2.2.6 Constantes du modèle :

Les constantes du modèle $C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$ dans l'équation (2.27) ont des valeurs obtenues analytiquement par la théorie (RNG). Ces valeurs sont donnés par (T.B. Gatski and T. Jongen[17]):

$$C_{1\varepsilon} = 1.42 \quad C_{2\varepsilon} = 1.68$$

2.3 Maillage :

Nous avons utilisé deux méthodes différentes de maillage, qui conduisent aux mêmes résultats.

a) Premier maillage (quadratique):

A partir du domaine de calcul (figure 2.3), le maillage quadratique est généré en deux étapes. En première étape, le maillage conforme de Joukowski est utilisé pour générer une grille orthogonale et un maillage horizontal (plan xy) avec un pas $\Delta x = \Delta y = 0.03m$. En deuxième étape, le maillage est très raffiné et concentré autour du cylindre avec un pas $\Delta x = \Delta y = 0.01m$. Au total, on obtient 107310 nœuds.

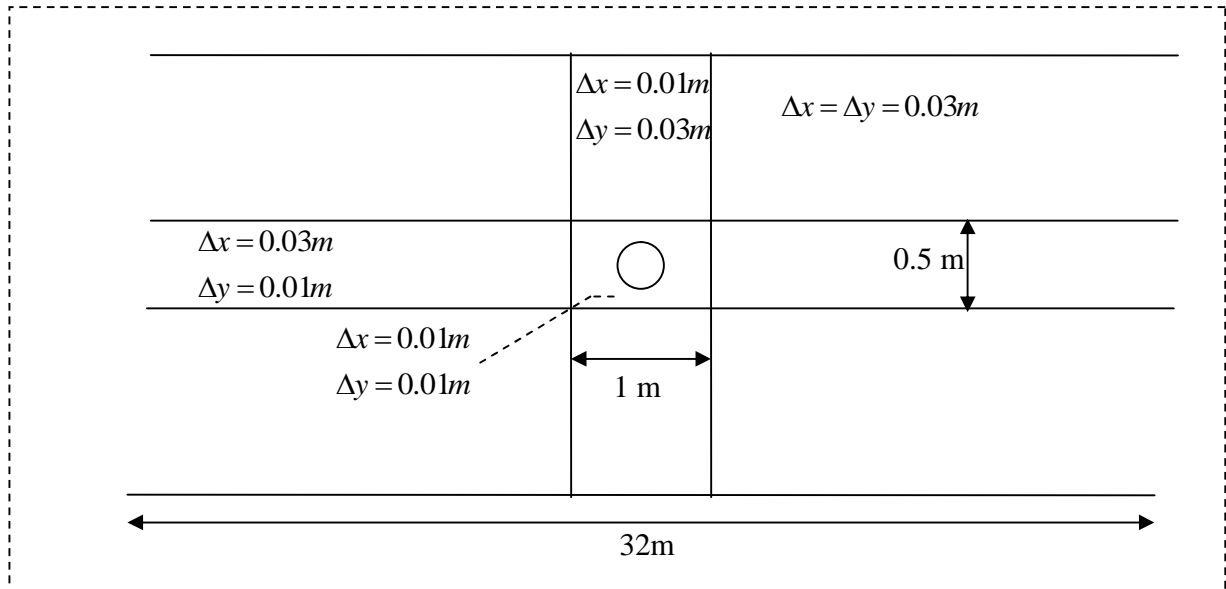


Figure 2.3: Maillage quadratique.

b) Deuxième maillage (triangulaire):

Hors de la zone $\langle A, B, C, D \rangle$ $2m \times 2m$, on utilise un maillage triangulaire avec un pas $\Delta l = 0.03m$. Ensuite un maillage très raffiné dans la zone $\langle A, B, C, D \rangle$ concentré autour du cylindre avec un pas $\Delta l = 0.01$. Alors, on obtient 249395 nœuds.

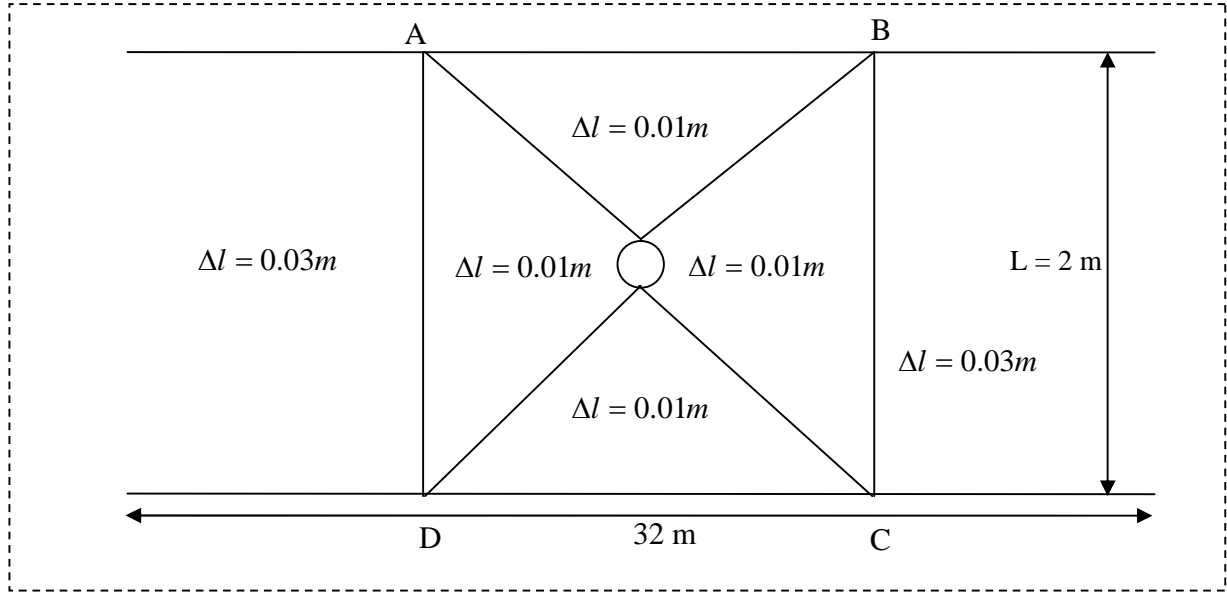


Figure 2.3: Maillage triangulaire.

Chapitre 3:

Analyse numérique

Le choix d'un modèle de turbulence dépend des types des écoulements, de l'ordre de précision, des moyens de calculs disponibles et du temps machine.

Pour faire le choix du modèle le plus approprié pour notre application, on a besoin de comprendre les capacités et les limitations de chaque modèle.

Deux modèles mathématiques bidimensionnels des écoulements externes ont été présentés dans le chapitre précédent (*Istiarto* [2]). Ces deux modèles ont été ensuite appliqués pour simuler le cas d'écoulement autour d'un cylindre dans un canal à fond plat (*Istiarto* [2]). Les résultats des calculs ont été comparés avec ceux des mesures (*Yulistiyanto* [1]). Les données expérimentales obtenues, permettent de faire des comparaisons avec les résultats de la simulation numérique, pas seulement pour les vitesses mais aussi pour l'énergie cinétique.

Avant de mener la simulation d'écoulement autour d'un cylindre 2D, des séries de tests de calcul sont effectuées dans le cas d'un écoulement uniforme et simple, pour étudier la performance de deux modèles, et pour vérifier quelques techniques de calcul adoptées dans ces modèles.

Le code de calcul utilisé est le FLUENT. Tous les calculs de simulation sont exécutés sur un micro-ordinateur personnel. Le temps de calcul est typiquement 2 heures pour chaque test.

Les comparaisons entre les résultats obtenus et ceux de l'expérimental concernant les profils des composantes de vitesse et de l'énergie cinétique k , sont détaillées et présentées dans ce chapitre. Les calculs sont effectués pour les champs de vitesse et de l'énergie cinétique. Tous les résultats sont présentés dans les sections suivantes: $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ \text{ et } 180^\circ$ (figure 3.1):

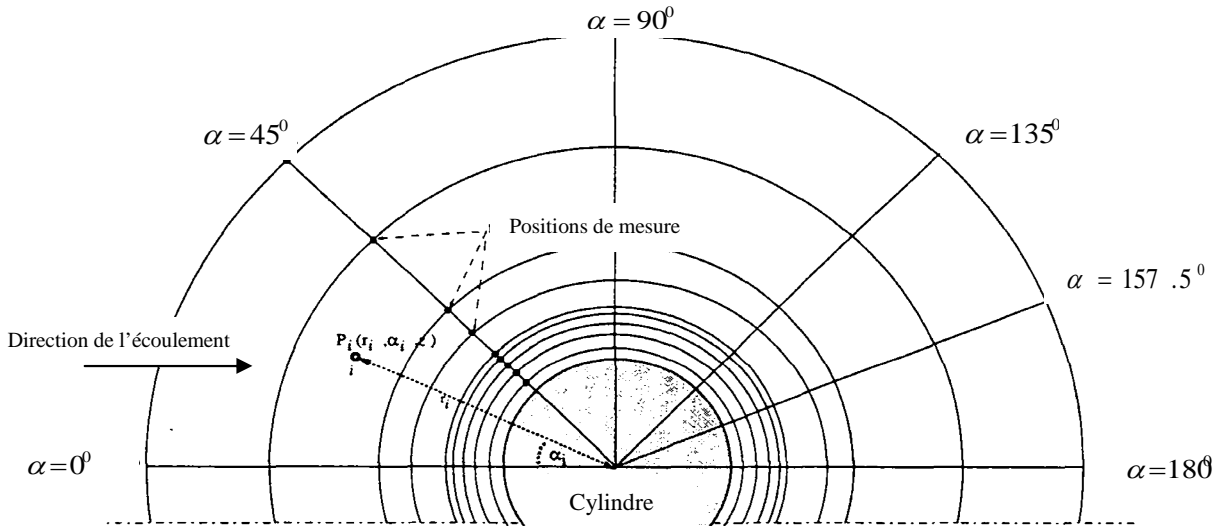


Figure 3.1: Sections des prises de mesures

3.1. Résultats obtenus par le modèle $k - \varepsilon$:

Pour l'application du présent modèle, les résultats sont obtenus pour une vitesse d'entrée $U_0 = 0.67 \text{ m/s}$, et un nombre de Reynolds $Re = 148\,000$. On présente ici les résultats obtenus pour chaque section.

a) Section $\alpha = 0^\circ$:

.Vitesse longitudinale U

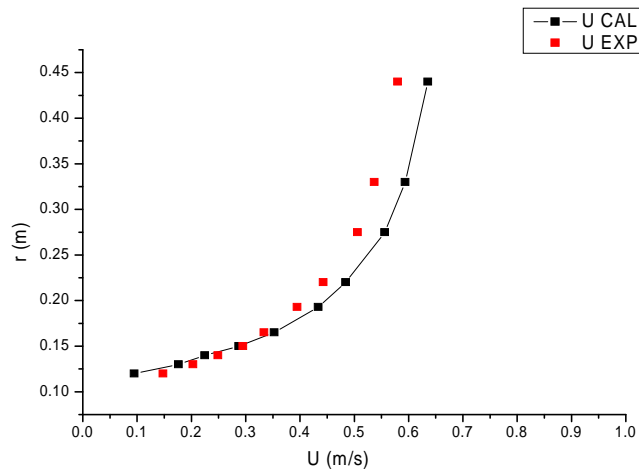


Figure 3.2: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 0^\circ$

Pour la composante de la vitesse longitudinale U (figure 3.2), on remarque qu'il y a un accord entre les résultats expérimentaux et calculés. Mais avec une erreur quadratique

moyenne de l'ordre de $\sigma_U = 0.117(m/s)$, ce qui représente une valeur d'erreur relative de $\frac{\sigma}{U} = 0.174 = 17.4\%$. On remarque aussi que la vitesse est maximale loin du cylindre (0.67 m/s), mais elle diminue lorsqu'on s'approche de la surface du cylindre, jusqu'à la valeur (0 m/s) pour la position $r = 0.11(m)$ du centre du cylindre, qui représente le point d'arrêt de la ligne de courant suivant la section $\alpha = 0^0$.

.Vitesse transversale V

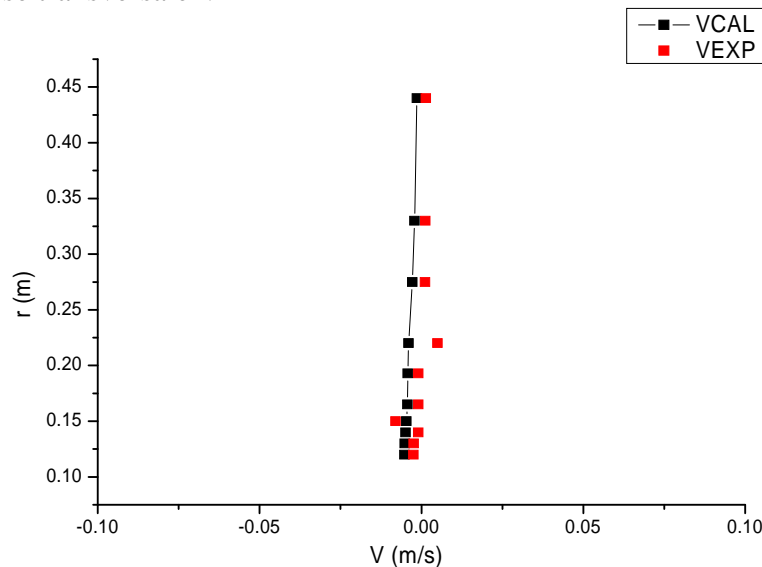


Figure 3.3: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 0^0$

La composante de la vitesse transversale V (figure 3.3), est pratiquement nulle dans tous les points de la section $\alpha = 0^0$. Ceci peut être expliqué par la géométrie symétrique du système (cylindre centré entre deux plaques similaires et parallèles), et un écoulement uniforme à l'entrée $U_0(0,y)=0.67(m/s)$ et $V_0(0,y)=0(m/s)$.

.Energie cinétique k

Pour l'énergie cinétique k (figure 3.4), on remarque une concordance entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux pour les positions qui sont loin du cylindre. Alors qu'une divergence apparaît lorsqu'on s'en approche. La différence entre l'expérimental et la

simulation devient maximale $\Delta k = 0.07 - 0.005 = 0.065 (m^2 / s^2)$ lorsqu' on atteint la position $r = 0.12 (m)$, où les valeurs calculées s'accroissent et les valeurs expérimentales restent presque constantes. L'erreur quadratique moyenne dans cette section est de l'ordre de $\sigma_k = 0.18 (m^2 / s^2)$, ce qui représente une valeur d'erreur relative de $\frac{\sigma}{k} = 5.80$.

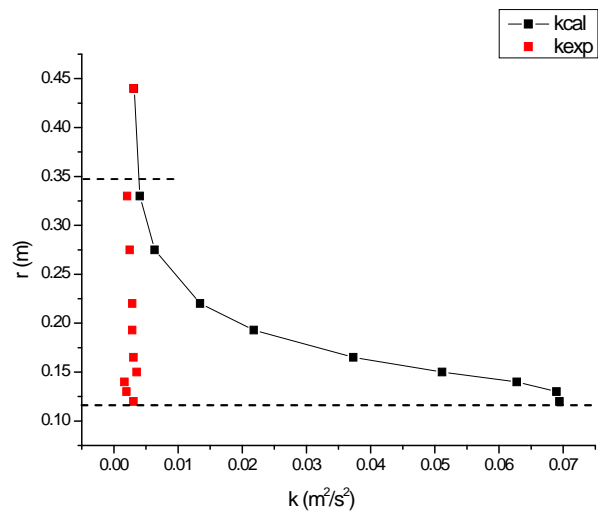


Figure 3.4: Energie cinétique k à la section $\alpha = 0^\circ$

b) Section $\alpha = 45^\circ$:

.Vitesse longitudinale U

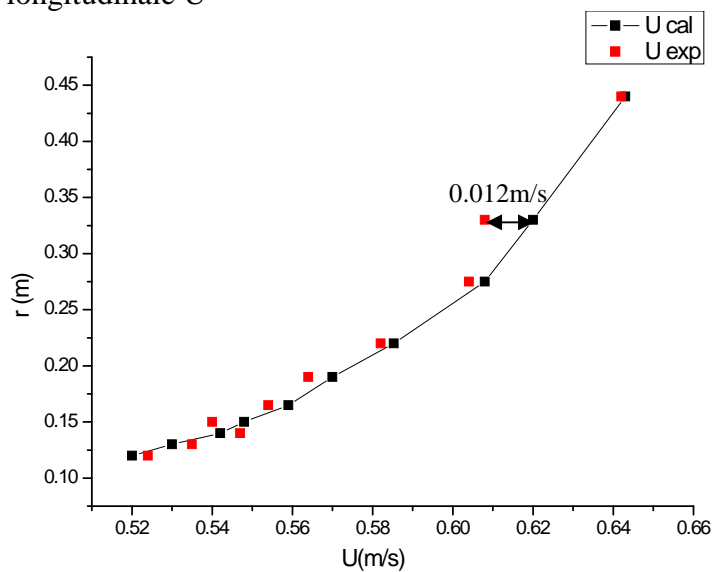


Figure 3.5: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 45^\circ$

Une bonne concordance entre la simulation et l'expérimental pour la composante de vitesse U (figure 3.5), exceptant une valeur pour la position ($r = 0,33\text{m}$), qui peut être due à une erreur de mesure. L'erreur quadratique moyenne dans cette section est de l'ordre de $\sigma_U = 0.077\text{m/s}$. Ce qui correspondent à une erreur relative de $\frac{\sigma}{U_0} = 0.114 = 11.4\%$.

.Vitesse transversale V

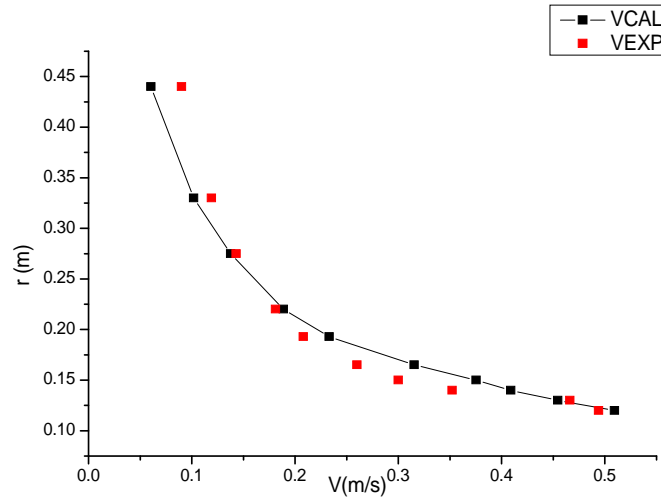


Figure 3.6 : Vitesse transversale V à la section $\alpha = 45^\circ$

Une bonne concordance entre l'expérimental et la simulation est constatée pour cette composante de vitesse (figure 3.6). La composante V est minimale loin du cylindre et maximale lorsqu'on lui s'approche, parce que l'obstacle (cylindre) change la direction de la vitesse d'entrée.

.Energie cinétique k :

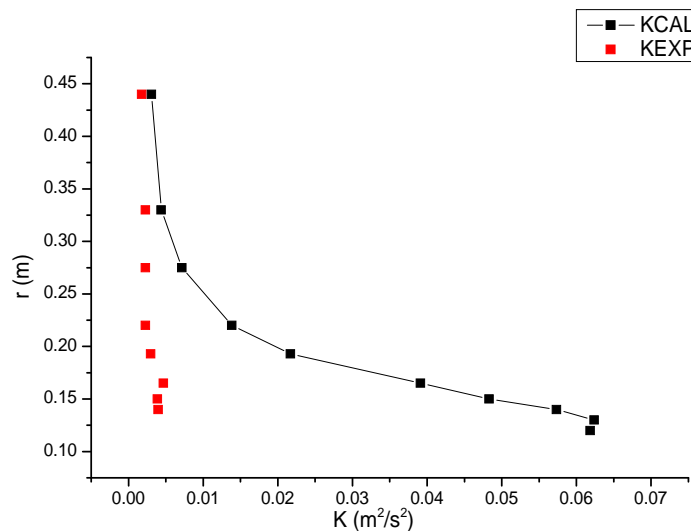


Figure 3.7: Energie cinétique k à la section $\alpha = 45^\circ$

Pour l'énergie cinétique k (figure 3.7), c'est la même remarque de la section $\alpha = 0^0$, une concordance entre les résultats calculés et expérimentaux pour les positions qui sont loin du cylindre, mais une mauvaise concordance (divergence) apparaît pour les positions comprises entre $[(0.12m), (0.3m)]$ où les valeurs calculées accroissent et les valeurs expérimentales restent presque constantes. La différence entre l'expérimental et la simulation devient maximale $\Delta k = 0.065 - 0.004 = 0.061(m^2 / s^2)$ pour la position $r = 0.12(m)$. L'erreur quadratique moyenne dans cette section est de l'ordre de $\sigma_k = 0.16(m^2 / s^2)$.

c) Section $\alpha = 90^0$:

.Vitesse longitudinale U

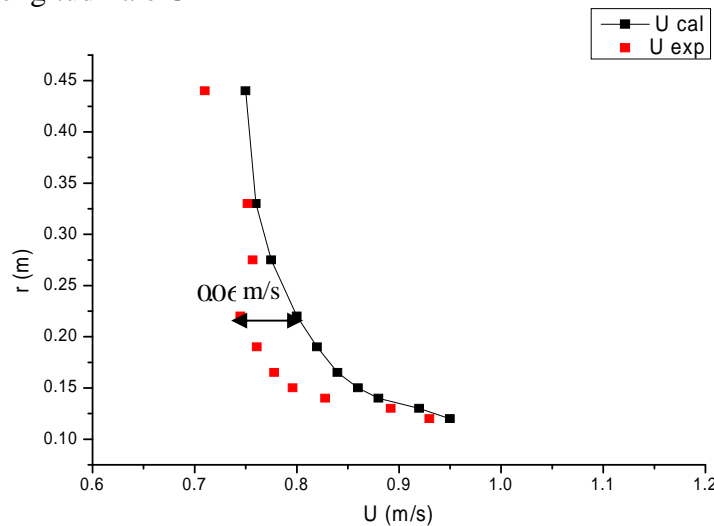


Figure 3.8 : Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 90^0$

Pour la vitesse longitudinale U dans cette section (figure 3.8), on remarque que les deux courbes ont la même allure, mais toutes les valeurs calculées sont supérieures aux valeurs expérimentales ($U_{calculé} = U_{expérimentale} (1 + \delta)$) où $0 \leq \delta \leq 0.08$. Au contraire des comparaisons précédentes qui concernent la section $\alpha = 0^0$ et la section $\alpha = 45^0$, on peut remarquer que la composante de la vitesse U est minimale ($U=0.67m/s$) loin du cylindre et elle augmente lorsqu'on s'en approche, jusqu'à la valeur maximale ($U=0.95m/s$).

.Vitesse transversale V

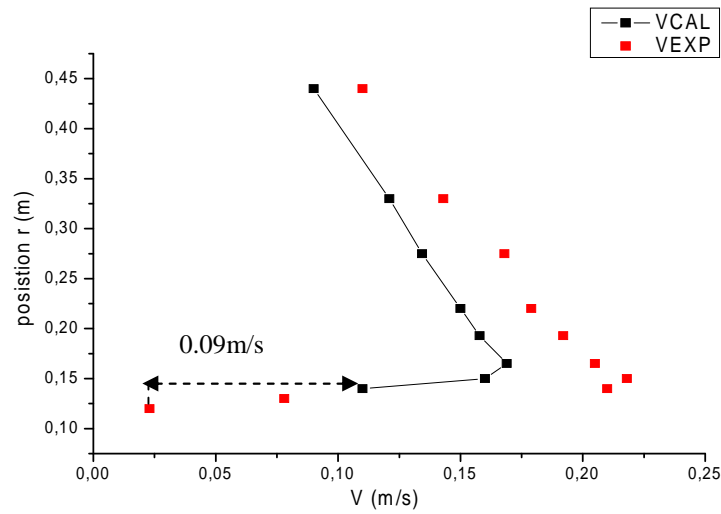


Figure 3.9: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 90^0$

On peut remarquer que dans cette section ($\alpha = 90^0$) la vitesse absolue $\|\vec{V}\| = \sqrt{U^2 + V^2}$ prend sa valeur maximale. On peut justifier cette remarque par l'application du théorème de continuité, où la section d'écoulement dans la ligne $\alpha = 90^0$ est minimale (figure 3.10).

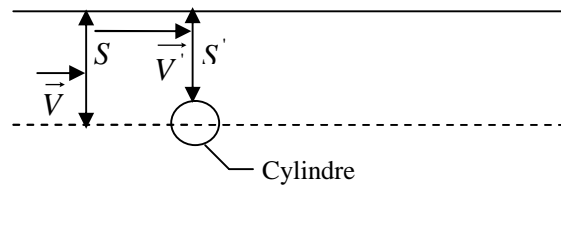


Figure 3.10 : présentation des sections d'écoulement

D'après le théorème de continuité on obtient:

$$V.S = V'.S' \text{ et } S > S' \Rightarrow V < V'$$

.Energie cinétique:

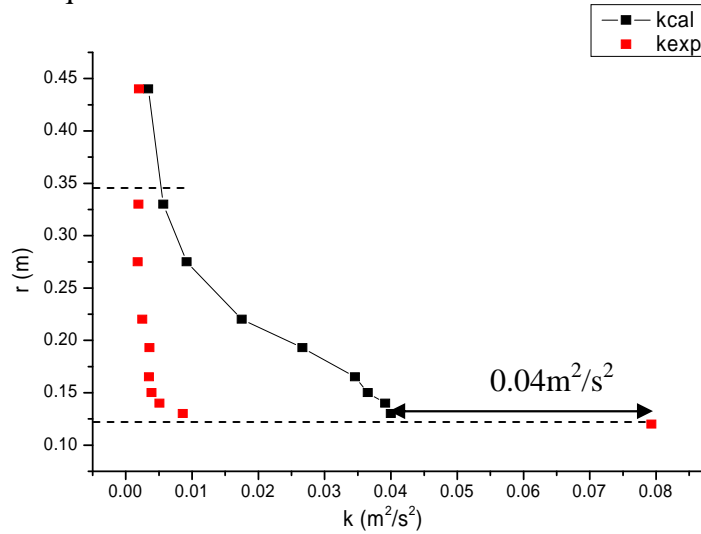


Figure 3.11: Energie cinétique k à la section $\alpha = 90^\circ$

C'est la même remarque que la ligne $\alpha = 0^\circ$ et la ligne $\alpha = 45^\circ$, les deux courbes se divergent lorsque on atteint la position $r = 0.35$ (m) (figure 3.11). La différence entre l'expérimental et la simulation devient maximale ($\Delta k = 0.08 - 0.04 = 0.04 (m^2 / s^2)$) lorsque on s'approche de la position $r = 0.12$ (m), où les valeurs calculées s'accroissent et les valeurs expérimentales restent presque constantes. Ce qui signifie que le modèle utilisé ($k - \varepsilon$ standard) a sous estime l'énergie cinétique dans cette section.

d) Section $\alpha = 157,5^\circ$

.Vitesse longitudinale U

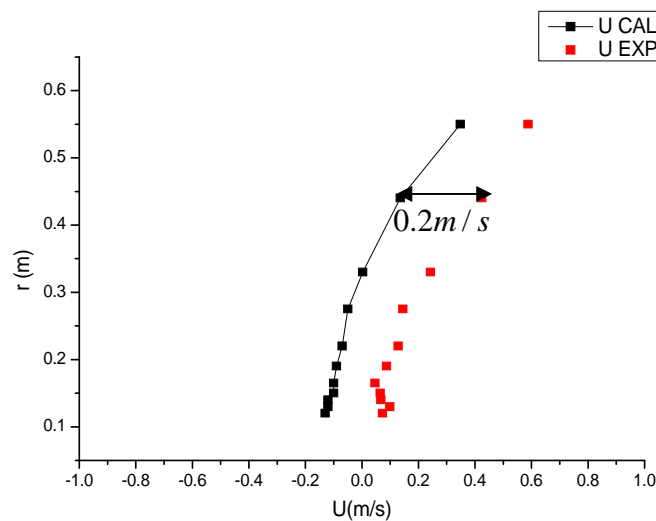


Figure 3.12: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 157,5^\circ$

Pour la vitesse longitudinale U (figure 3.12), Les deux courbes ont la même allure, mais toutes les valeurs calculées sont inférieures aux valeurs expérimentales ($U_{calculé} = U_{expérimentale} (1 - \delta)$) où $0.4 \leq \delta \leq 0.5$. On peut remarquer l'apparition des valeurs négatives ($-0.18 < U_{calculé} < 0.67$) (figure 3.12), ce qui signifie un retour du fluide (**décollement**) dans cette zone pour la courbe calculée. Cependant, toutes les valeurs expérimentales de la vitesse U sont positives ($0 < U_{expérimental} < 0.67$), ce que signifie que le décollement n'apparaît pas expérimentalement dans cette zone. Ceci nous permet de dire que le modèle $k - \varepsilon$ standard a mal prédit le point de décollement.

. Vitesse transversale V

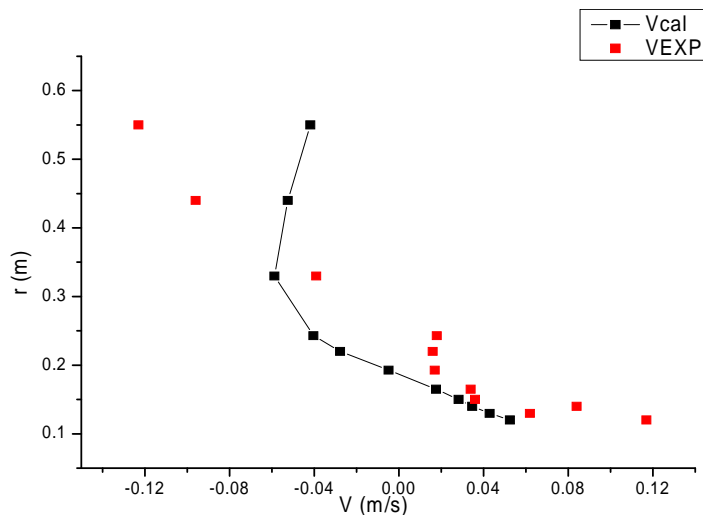


Figure 3.13: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 157,5^\circ$

La turbulence est intense dans cette zone, le mouvement est très chaotique, et pour cela le calcul de vitesse est très difficile dans cette zone. Les résultats de la vitesse V sont représentés sur la figure (3.13).

. Energie cinétique k

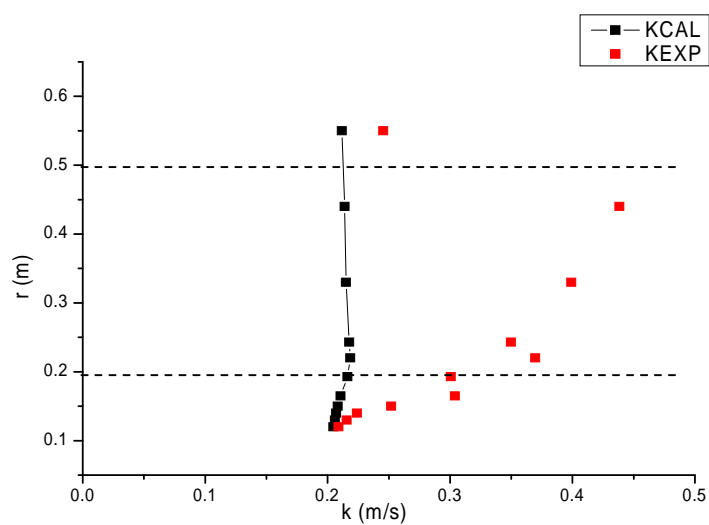
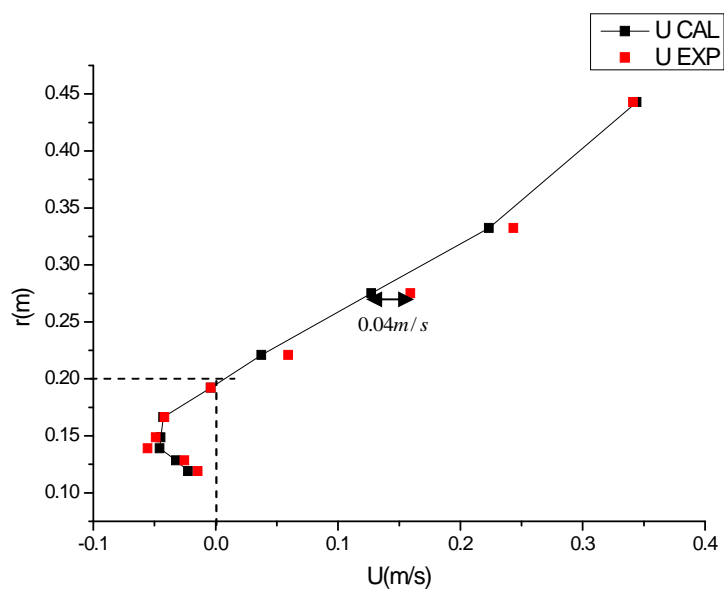


Figure 3.14: Energie cinétique k à la section $\alpha = 157,5^0$

Pour l'énergie cinétique k (figure 3.14), il n'y a aucune concordance entre l'expérimental et la simulation, notamment pour les positions comprises entre $[(0.2), (0.5)](m)$.

e) Section $\alpha = 180^0$

. Vitesse longitudinale U



On remarque que les deux courbes (expérimentale et numérique) ont la même allure (figure 3.15), mais avec une erreur comprise entre $[0, 0.04](m/s)$. On a aussi $U=0$ (m/s) pour la position $r = 0.205(m)$, qui s'appelle le point de rattachement. Les valeurs négatives de la vitesse longitudinale U sont expliquées par l'apparition des tourbillons.

.Vitesse transversale V

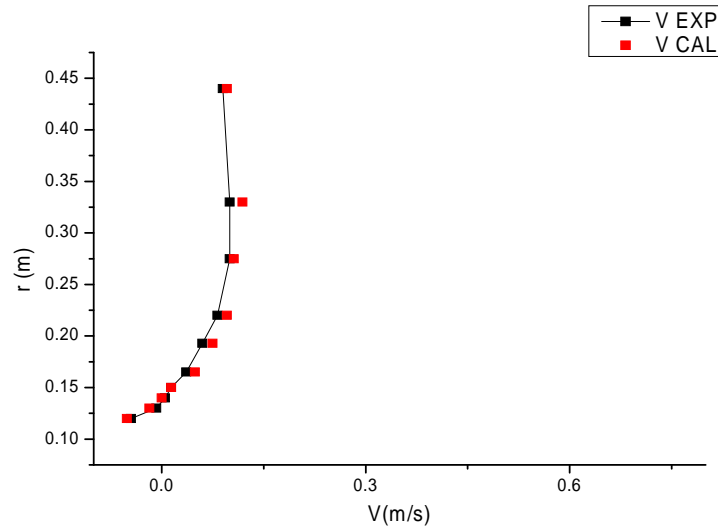


Figure 3.16: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 180^\circ$

La composante de vitesse transversale V (figure 3.16), est pratiquement nulle suivant la section $\alpha = 180^\circ$. Elle est imposée par la symétrie de la géométrie de notre système et par l'écoulement uniforme à l'entrée $U(0,y)=0,67\text{m/s}$.

.Energie cinétique k

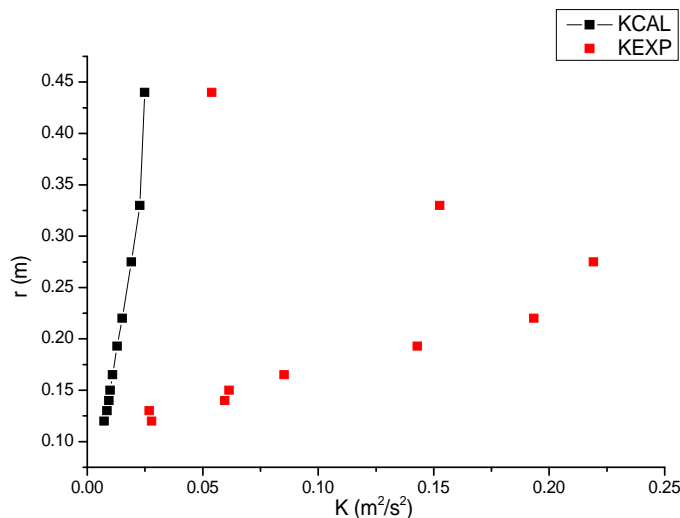


Figure 3.17: Energie cinétique à la section $\alpha = 180^\circ$

Un mauvais résultat pour l'énergie cinétique k est obtenu avec ce modèle (figure 3.17). Il n'y a aucune concordance entre l'expérimental et la simulation dans toutes les positions.

Il est clair que le modèle $k - \varepsilon$ standard peut estimer les composantes de vitesse U et V avec une précision acceptable (voir figures: 3.2, 3.3, 3.5, 3.6, 3.8, 3.9, 3.12, 3.15, 3.16), mais il surestime l'énergie cinétique turbulente notamment dans les zones qui sont proches de la paroi (cylindre)(voir figures : 3.4, 3.7, 3.11, 3.14, 3.17). Il sous-estime aussi le point de décollement (voir figure 3.12). Comme nos résultats sont indépendants du maillage, alors le problème réside dans le modèle choisi.

Pour améliorer ces résultats, il est préférable de changer le modèle $k - \varepsilon$ par un autre modèle. Pour cette raison, les calculs sont réalisés pour les mêmes conditions aux limites et initiales et pour le même maillage en utilisant le modèle $k - \varepsilon(RNG)$.

3.2. Résultats obtenus par le modèle $k - \varepsilon(RNG)$:

La vitesse à l'entrée est de $U_0 = 0.67 \text{ m/s}$, et le nombre de Reynolds $Re=148000$.

a) Section $\alpha = 0^\circ$

.Vitesse longitudinale U

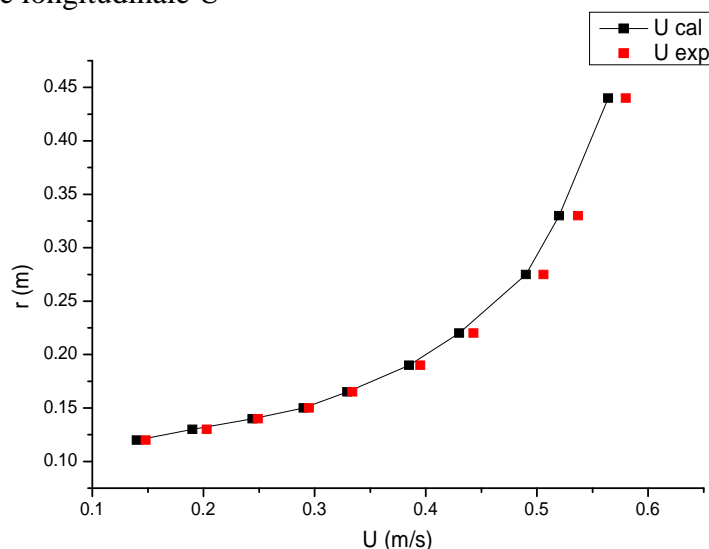


Figure 3.18: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 0^\circ$

.Vitesse transversale V

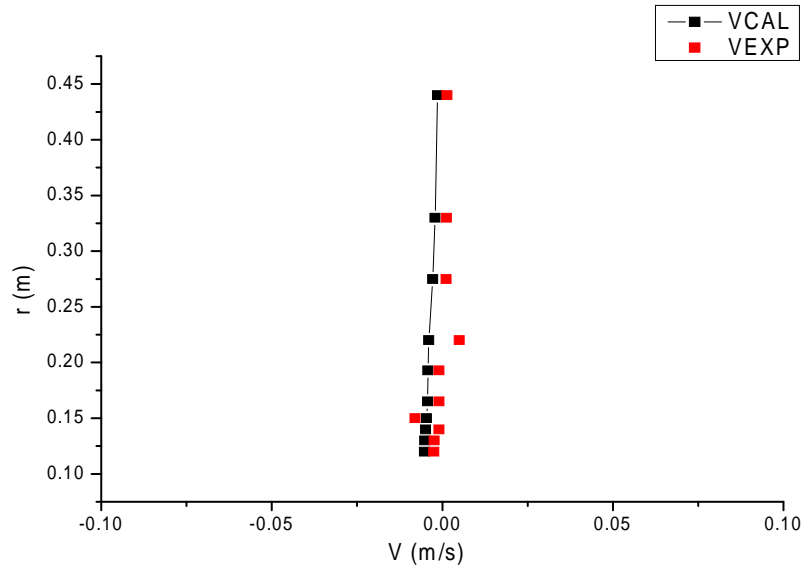


Figure 3.19 : Vitesse transversale V à la section $\alpha = 0^0$

Pour les deux composante de vitesse longitudinale U et transversale V (figures 3.18, 3.19), on remarque qu'il y a une très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques. L'erreur quadratique moyenne est de l'ordre de $\sigma_v = 0.02(m/s)$, ce qui représente une valeur d'erreur relative de $\frac{\sigma}{U} = 2.9\%$ pour la composante de vitesse transversale V.

.Energie cinétique k

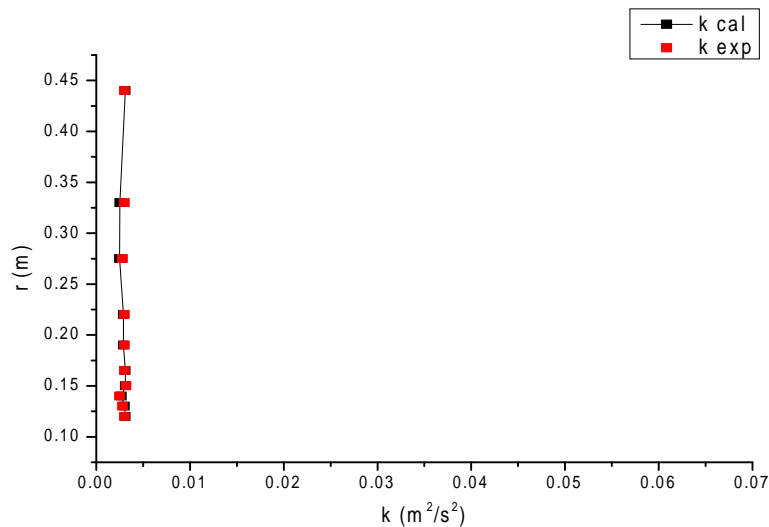


Figure 3.20: Energie cinétique k à la section $\alpha = 0^0$

Au contraire des résultats du modèle $k - \varepsilon$, le modèle $k - \varepsilon(RNG)$ donne une très bonne concordance entre l'expérimental et la simulation pour l'énergie cinétique (figure 3.20). On remarque aussi que l'énergie cinétique prend des valeurs qui sont presque nulles à la section $\alpha = 0^0$. Ceci s'explique par l'écoulement uniforme, qui a une faible perturbation selon l'axe $\alpha = 0^0$.

b) Section $\alpha = 45^0$

.Vitesse longitudinale U

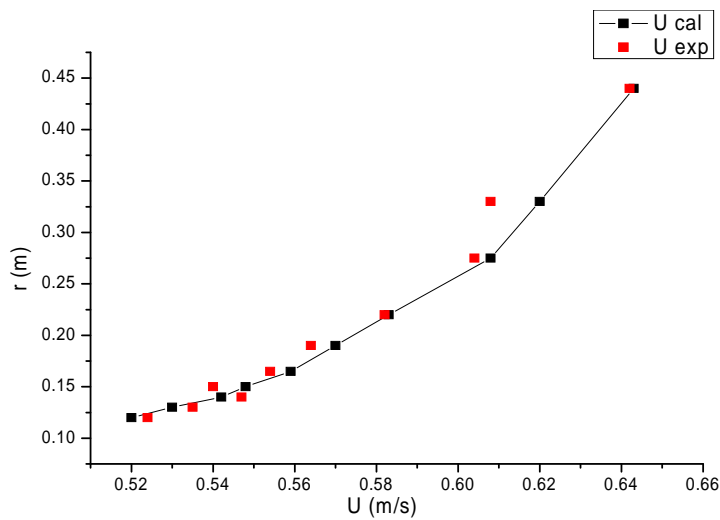


Figure 3.21: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 45^0$

.Vitesse transversale V

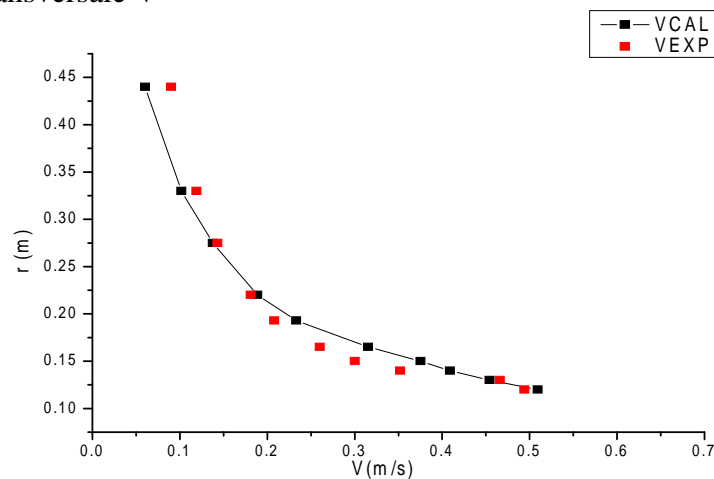


Figure 3.22: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 45^0$

Pour la section 45° (figures 3.21, 3.22), on a une très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques. L'erreur quadratique moyenne est de l'ordre de $\sigma_U = 0.075(m/s)$ pour la vitesse horizontale U , et de l'ordre de $\sigma_V = 0.06(m/s)$ pour la vitesse transversale V .

.Energie cinétique k

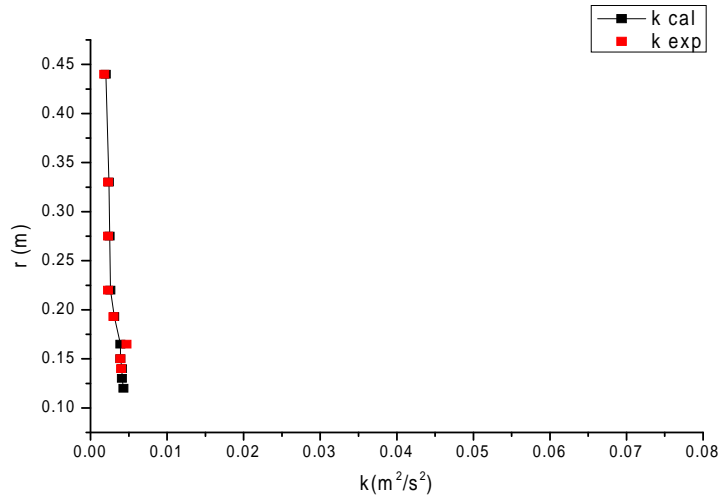


Figure 3.23: Energie cinétique k à la section $\alpha = 45^\circ$

On remarque aussi que l'énergie cinétique reste constante dans la section $\alpha = 45^\circ$ (figure 3.23), du fait que l'écoulement est uniforme dans cette section. On peut remarquer à travers les résultats de l'énergie cinétique que le modèle $k-\varepsilon(RNG)$ donne une très bonne concordance entre l'expérimental et la simulation.

c) **Section $\alpha = 90^\circ$**

.Vitesse longitudinale U

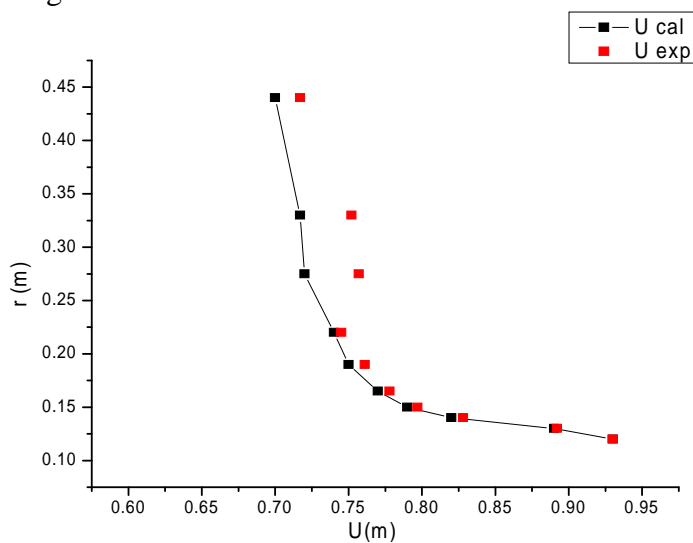


Figure 3.24: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 90^\circ$

.Vitesse transversale V

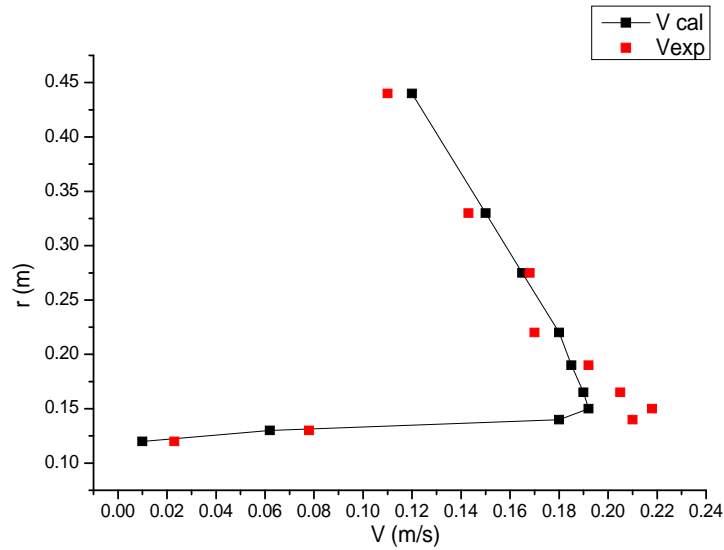


Figure 3.25: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 90^\circ$

Les valeurs expérimentales de vitesse horizontale et transversale (figures 3.24, 3.25) sont très perturbées dans cette section, mais elles ont même allure que celles des valeurs calculées.

.Energie cinétique k

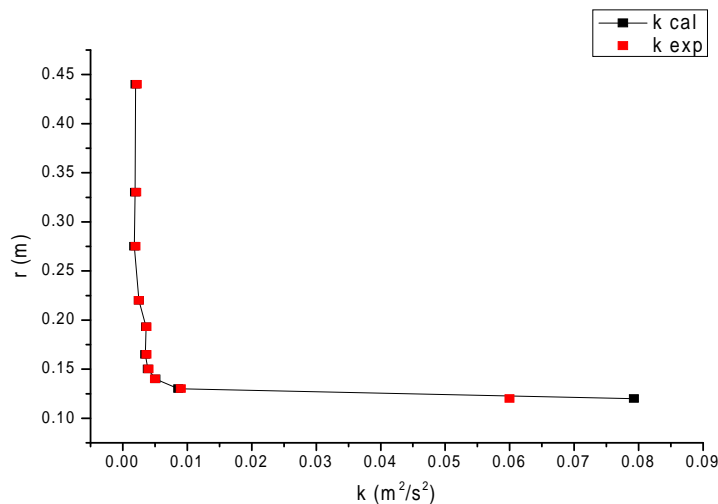


Figure 3.26: Energie cinétique k à la section $\alpha = 90^\circ$

A la section $\alpha = 90^\circ$ (figure 3.26), Une bonne concordance entre l'expérimental et la simulation est observée pour les valeurs de l'énergie cinétique k . On remarque que l'énergie cinétique augmente brusquement dans la zone proche du cylindre. Ceci est s'expliqué par l'augmentation de l'intensité de la turbulence dans cette zone.

d) Section $\alpha = 157,5^0$

.Vitesse longitudinale U

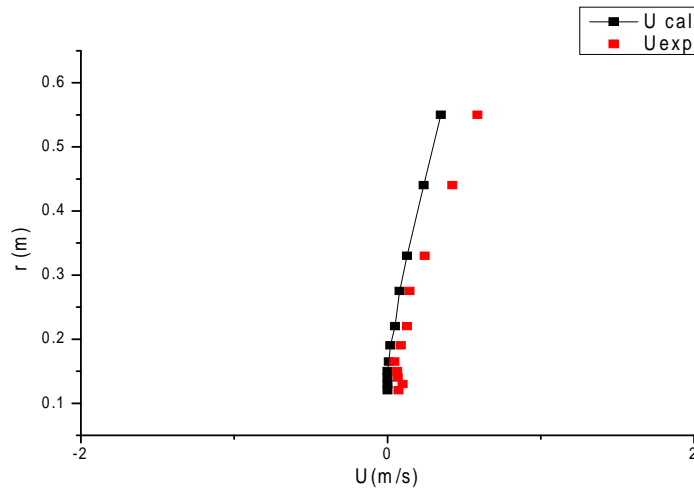


Figure 3.27: Vitesse longitudinale U à la section $\alpha = 157,5^0$

Pour la composante longitudinale U (figure 3.27), les deux courbes ont la même allure, mais toutes les valeurs calculées sont inférieures aux valeurs expérimentales ($U_{calculé} = U_{expérimentale} (1 - \delta)$) où $0.03 \leq \delta \leq 0.25$. Il n'y a aucune valeur négative dans cette section, ce qui signifie qu'il n'y a pas un retour du fluide (**décollement**) dans cette zone. Ce qui signifie que le décollement n'apparaît pas à cette position et que l'angle de décollement d_θ est au-delà de $\alpha = 157,5^0$. Ce résultat montre que le modèle $k-\varepsilon(RNG)$ a estimé parfaitement la zone de décollement.

.Vitesse transversale V

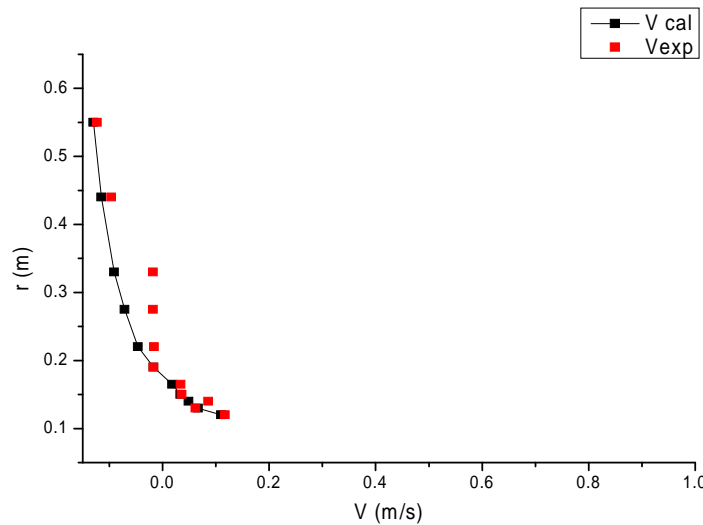


Figure 3.28: Vitesse transversale V à la section $\alpha = 157,5^0$

De même, une concordance acceptable entre les résultats expérimentaux et numériques pour la composante transversale V est observée (figure 3.28). L'erreur quadratique moyenne est de l'ordre de $\sigma_V = 0.04m/s$, ce qui représente une valeur d'erreur relative de $\frac{\sigma}{U} = 5.9\%$.

.Energie cinétique k

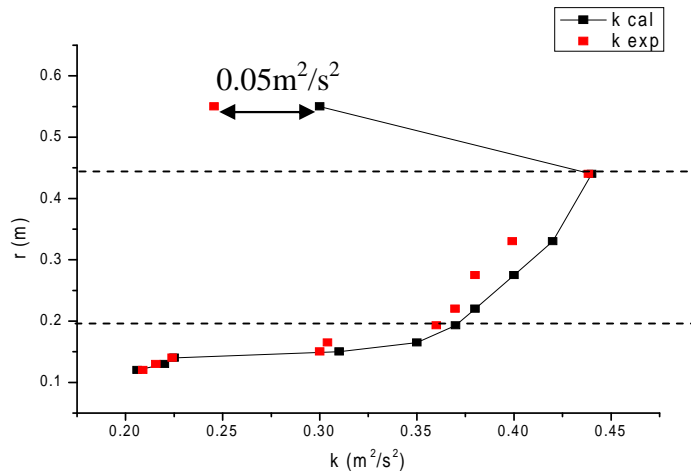


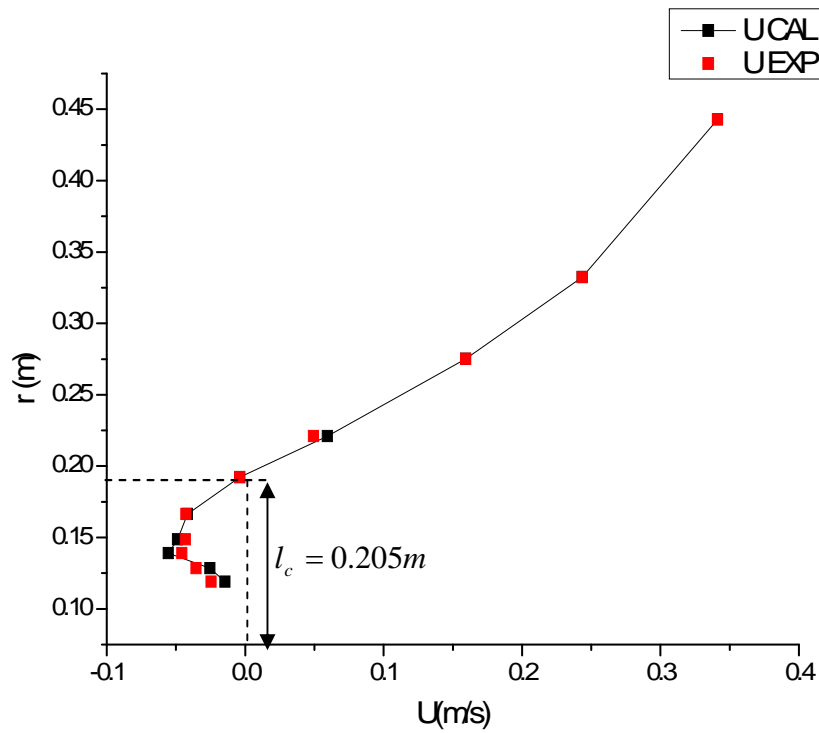
Figure 3.29: Energie cinétique k à la section $\alpha = 157,5^\circ$

Le modèle $k-\varepsilon(RNG)$ conduit à un bon accord entre l'expérimental et la simulation (figure 3.29) en ce qui concerne l'énergie k . L'écart entre les deux résultats est de l'ordre de $[0, (0.05)](m^2/s^2)$. L'apparence des tourbillons augmente la turbulence dans cette zone, pour cela on peut remarquer que l'énergie cinétique est minimale dans la zone proche du cylindre et celle qui est plus loin. Elle est maximale dans la zone comprise entre $[r = (0,2), r = (0.45)](m)$, du fait que la turbulence augmente au centre du tourbillon.

e) Section $\alpha = 180^\circ$

.Vitesse longitudinale U

Une bonne concordance apparue entre les deux courbes, expérimental et numérique (figure 3.30). On peut facilement déterminer le point de rattachement, où la vitesse longitudinale ($U=0m/s$), et son abscisse que définit la longueur de recirculation $l_c = 0.205m$.



.Energie cinétique k

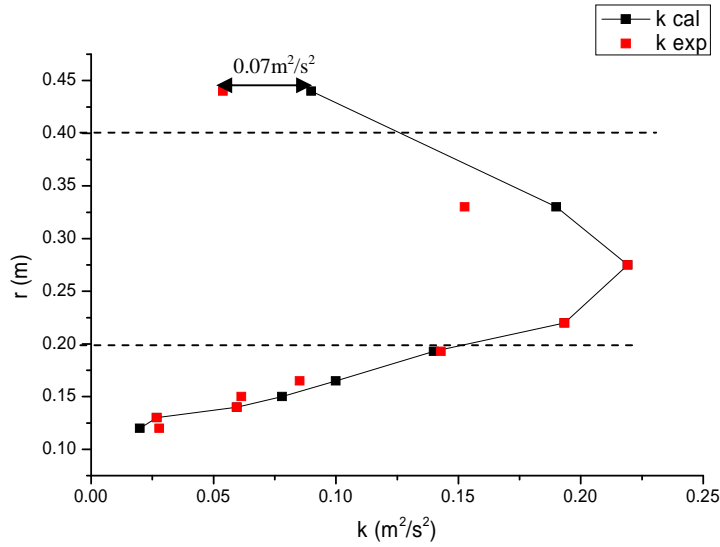


Figure 3.32: Energie cinétique k à la section $\alpha = 180^0$

A la section $\alpha = 180^0$, on peut remarquer un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques (figures 3.31, 3.32). L'erreur quadratique moyenne pour l'énergie cinétique k est de l'ordre de $\sigma = 0.035(m^2 / s^2)$. La zone de rencontre des deux tourbillons qui apparaissent derrière le cylindre se situe à la section $\alpha = 180^0$. On peut remarquer que l'énergie cinétique est minimale dans la zone qui est proche du cylindre et celle qui est plus loin. Elle est maximale dans la zone comprise entre $[r = (0,2), r = (0,4)](m)$.

On peut facilement apercevoir que les résultats obtenus en utilisant le modèle $k - \varepsilon(RNG)$ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les composantes de vitesse U, V, et pour l'énergie cinétique k. Ce dernier a été sous-estimé par l'application du modèle $k - \varepsilon$ standard, notamment dans les zones qui sont proches de la paroi (cylindre). Pour cette raison nous allons adopter les résultats obtenus par le modèle $k - \varepsilon(RNG)$ pour effectuer des analyses sur les champs de vitesse et pour déterminer les autres paramètres physiques. Ces paramètres sont le point de décollement, le point d'arrêt, la longueur de recirculation, le taux

de déformation, le taux de la vorticité, les contraintes normales et les contraintes de cisaillements.

Chapitre 4:

Analyse du champ moyen

4.1 Champs moyens et analyse de l'écoulement à $Re=148000$

a) Vitesses moyennes :

On présente sur la figure 4.1 les lignes de courant de l'écoulement moyen à $Re=148000$ en aval du cylindre.

L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe $y = 0$ et présente classiquement deux tourbillons attachés au cylindre qui résultent principalement du moyennage des tourbillons alternés de Von Karman. Les figures 4.2 et 4.3 montrent les iso- contours des composantes U et V .

La composante longitudinale U est symétrique par rapport à l'axe $y = 0$ du fait que la configuration de l'écoulement est symétrique. Dans la zone de recirculation, la région de U négatif est clairement identifiée à l'arrière du cylindre. Le minimum de U se situe à l'abscisse $x=0.15m$ et $y=0m$, où $U = -0.05m/s$ (figures: 4.1, 3.30). Sur les cotés du cylindre, on peut déterminer la position du décollement à $x=0.103(m)$ et $y=0.037(m)$.

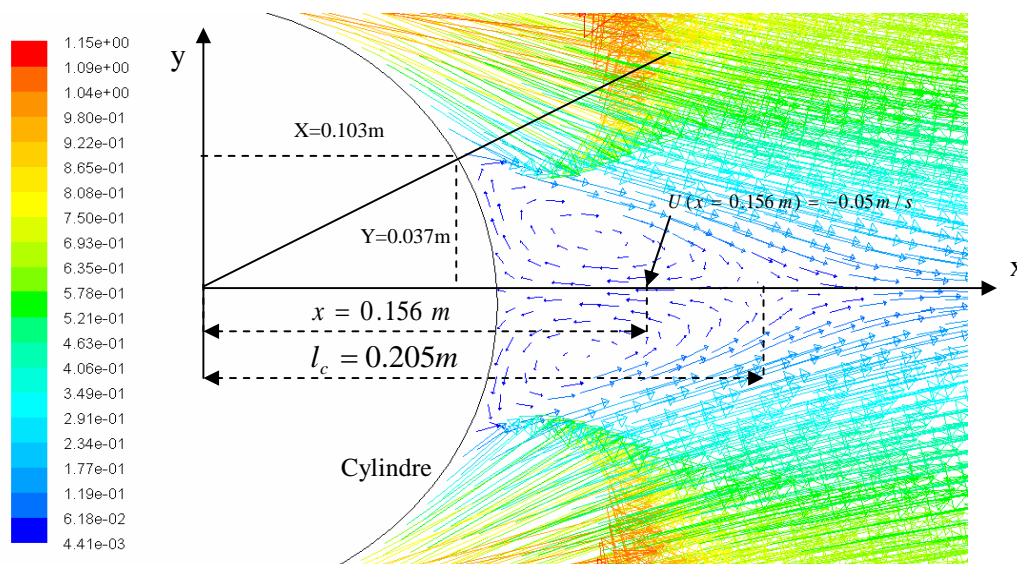


Figure 4.1: Lignes de courant $Re = 148000$

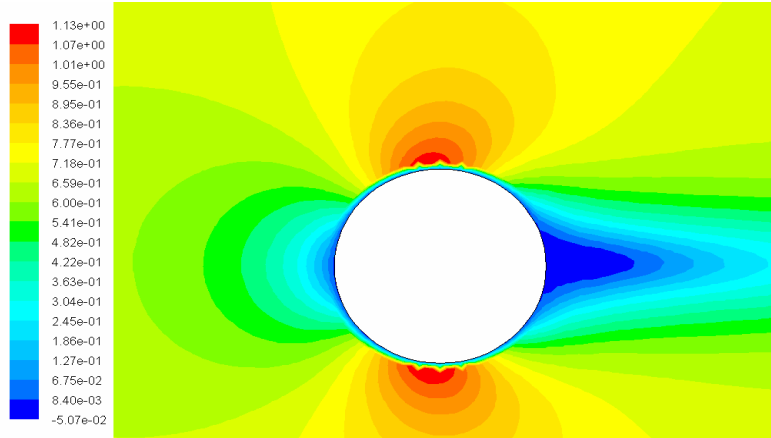


Figure 4.2: Vitesse longitudinale U

Sur l'axe arrière du cylindre, le point où $U = 0$ est appelé point de rattachement et son abscisse définit la longueur de recirculation $l_c = 0.205(m)$ (voir les figures: 3.30 et 4.1). Chaque couleur dans les iso-contours exprime un intervalle des valeurs et non pas une valeur exacte.

La composante transversale V est anti-symétrique par rapport à l'axe $y=0$ (figure 4.3). Les extrema de V en aval du cylindre sont situés au point $(x = 0.08m, y = \pm 0.10m)$, légèrement en amont du point du décollement.

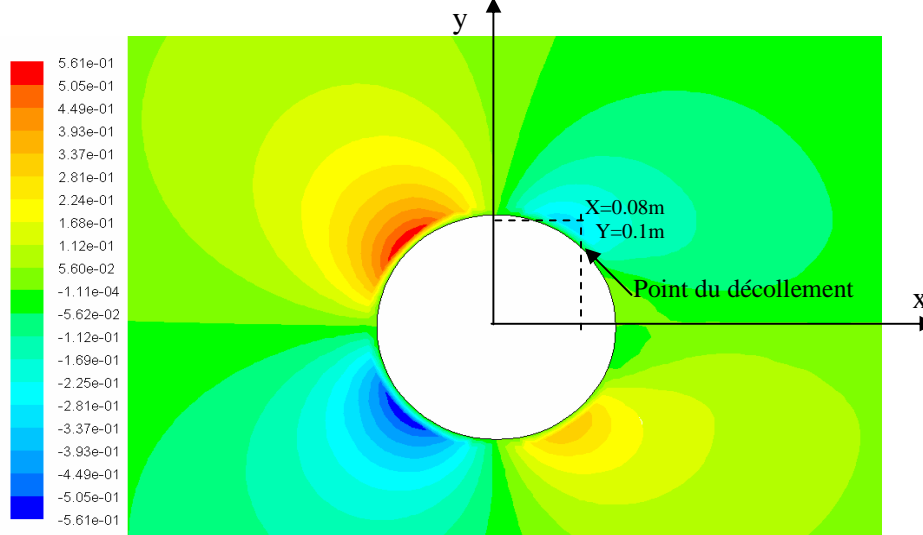


Figure 4.3: Vitesse transversale V

b) Tenseurs des gradients :

A partir de ces champs moyens est évalué le tenseur des gradients de vitesse ainsi que sa partie symétrique S , le tenseur des taux de déformation et sa partie anti-symétrique Ω

et le tenseur des taux de rotations. La composante $S_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)$ du tenseur des

taux de déformation et la composante $\Omega_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right)$ du tenseur des taux de

rotation sont représentées sur les figures 4.4, 4.5.

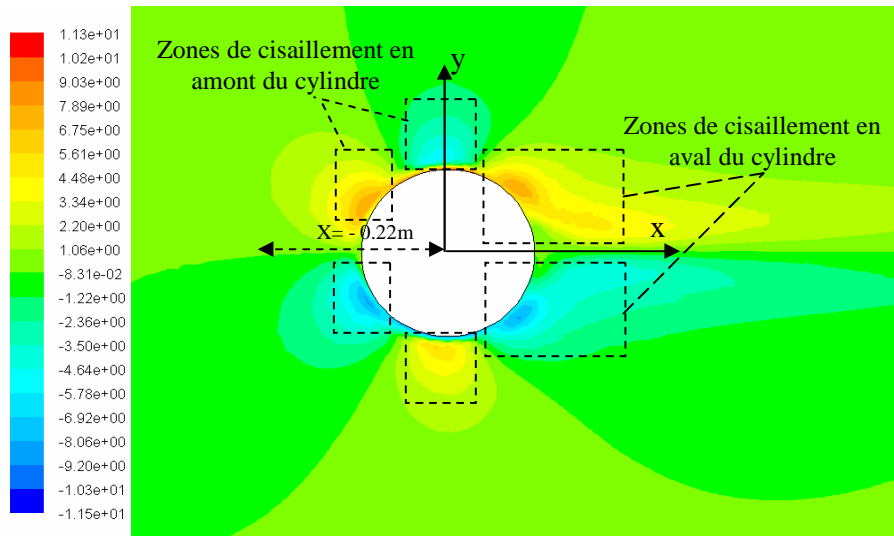


Figure 4.4: Déformation S_{xz}

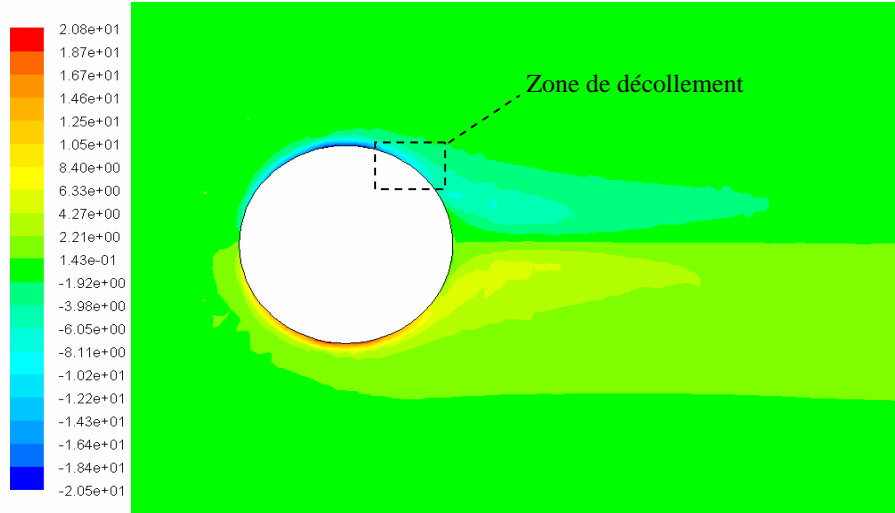


Figure 4.5: Vorticité Ω_{12}

Les deux quantités sont antisymétriques par rapport à l'axe $y = 0$. En aval du cylindre, S_{12} et Ω_{12} ont une allure similaire mais avec des signes opposés, et S_{12} s'étend sur une région légèrement plus longue. Cette similitude provient de la prédominance du gradient de vitesse $\frac{\partial U}{\partial y}$ dans les régions de cisaillements (figure 4.4). Les différences essentielles entre ces deux quantités sont en amont du cylindre. En effet, S_{12} présente des valeurs élevées à partir de l'abscisse $x = -0,22$ (m) (figure 4.4), alors que Ω_{12} reste très faible jusqu'à la paroi, où la prédominance du gradient de vitesse $\frac{\partial U}{\partial y}$. Nous observons également que les plus fortes valeurs de la vorticité se situent proche du décollement (figure 4.5).

c) Contraintes turbulentes :

Les figures (4.6), (4.7) et (4.8), montrent les iso-contours des contraintes turbulentes

normales $\frac{\tau_{xx}}{\rho} = \left(\nu_t 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \right)$ et $\frac{\tau_{yy}}{\rho} = \left(\nu_t 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k \right)$ ainsi que la contrainte de

cisaillement $\frac{\tau_{xy}}{\rho} = \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$. Nous constatons que les trois composantes présentent

des valeurs significatives en amont et en aval du cylindre.

Ceci indique qu'une grande partie des contraintes turbulentes est en fait créée par le passage des tourbillons de Von Kàrmàn qui ont une grosse importance énergétique par rapport aux autres contraintes turbulentes.

La contrainte normale $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$ présente des valeurs symétriques en amont du cylindre et

dans les régions de cisaillement.

Les maxima de cette composante sont situés de part et d'autre du cylindre à

$x = -0.08(m)$ et $y = \pm 0.11(m)$ (figure 4.6), puis se rabat vers l'intérieur du sillage.

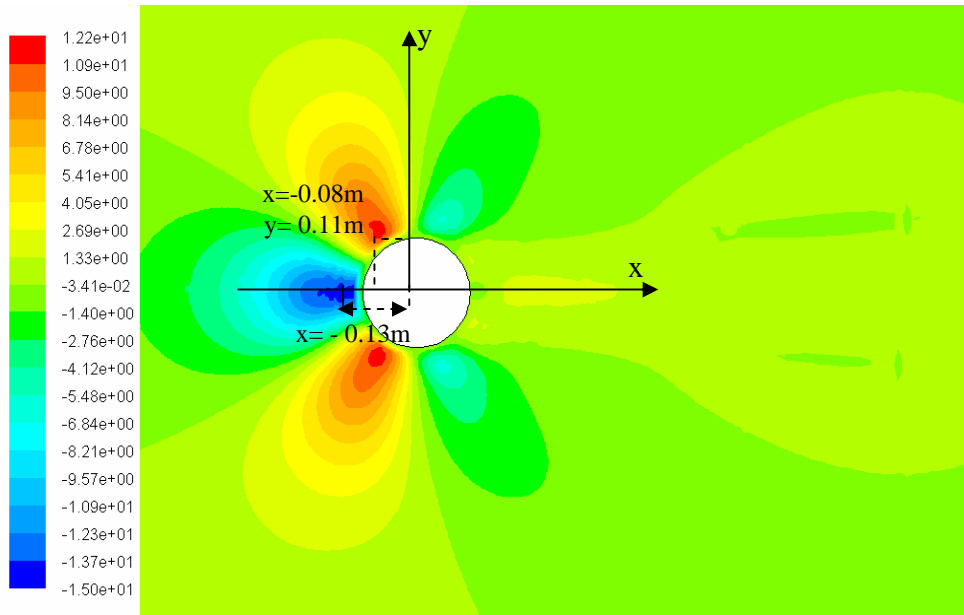


Figure 4.6: Contrainte normale $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$

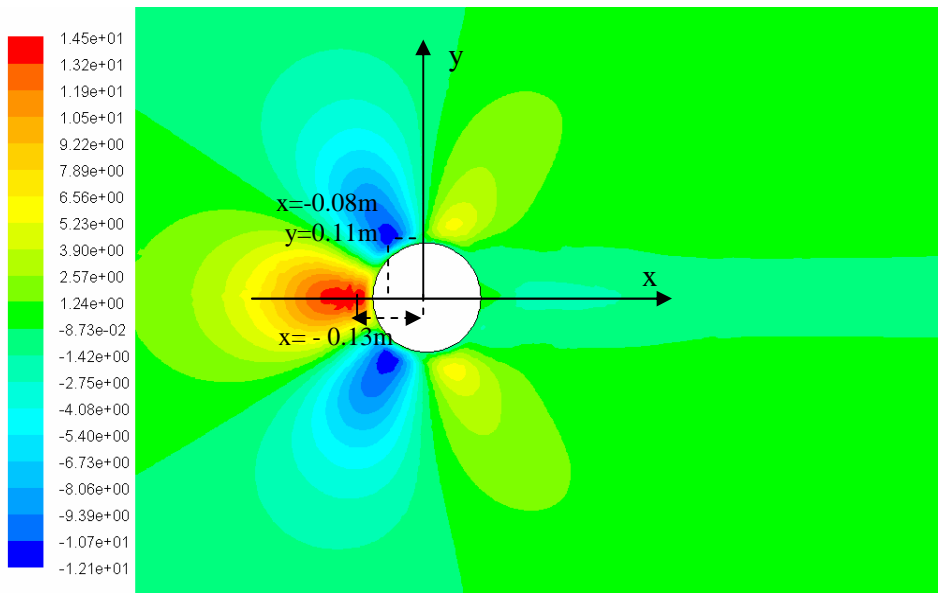


Figure 4.7: Contrainte normale $\frac{\tau_{yy}}{\rho}$

Dans les régions de cisaillement et en amont du cylindre, la contrainte normale $\frac{\tau_{yy}}{\rho}$ présente aussi des valeurs symétriques (figure 4.7). Cependant, les minimums de la composante de contrainte normale $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$, sont situés de chaque côté du cylindre à $x = 0.08(m)$ et $y = \pm 0.11(m)$, et les maxima sont situés en amont du cylindre $x = -0.13m$ (figure 4.7). Ceci provient de la prédominance du gradient de vitesse $\frac{\partial u}{\partial x}$ dans l'expression $\frac{\tau_{xx}}{\rho} = \left(\nu_t 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \right)$, et de la prédominance du gradient de vitesse $\frac{\partial v}{\partial y}$ dans l'expression $\frac{\tau_{yy}}{\rho} = \left(\nu_t 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k \right)$.

La contrainte de cisaillement $\frac{\tau_{xy}}{\rho}$ est représentée sur la figure 4.8. Cette composante présente deux régions de signes opposés. Les iso-contours de cette composante présentent donc une antisymétrie. Les valeurs absolues les plus fortes sont situées en amont du cylindre et dans les tourbillons. La valeur absolue maximale de la contrainte de cisaillement est $\left[\frac{\tau_{xy}}{\rho} \right]_{\max} = 18.1(m^2 / s^2)$.

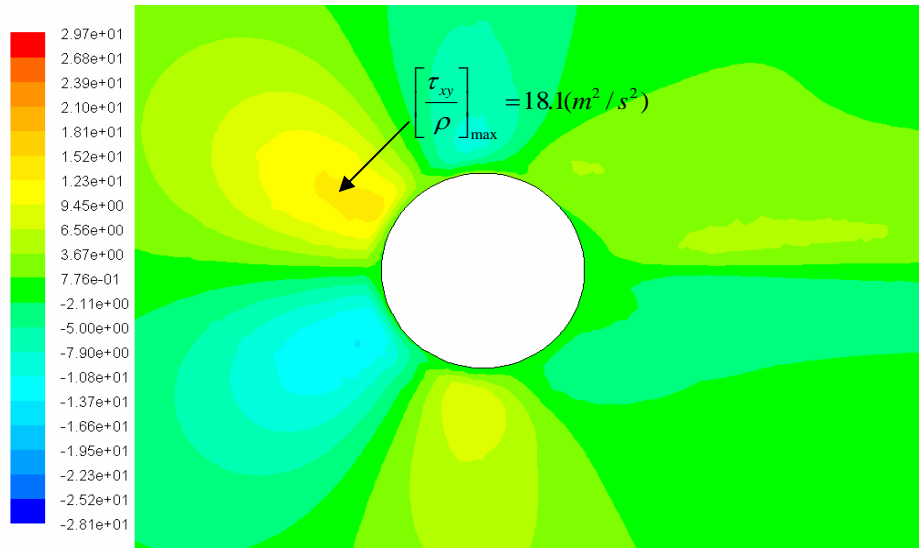


Fig.4.8: Contrainte de cisaillement $\frac{\tau_{xy}}{\rho}$

4.2 Evolution en fonction du nombre de Reynolds :

Les principales évolutions du champ moyen avec le nombre de Reynolds, sont étudiées dans ce paragraphe, en superposant différents profils.

a) Sur l'axe $y = 0$:

Les profils de U sur l'axe arrière $y=0$ indiquent que la longueur de recirculation augmente avec le nombre de Reynolds (figure 4.9). Cette tendance est l'inverse observé dans le régime sous-critique (Norberg [12] et Noca [4]).

Egalement, la position du minimum de U s'éloigne du cylindre quand Re augmente et sa valeur a tendance à diminuer (voir tableau 4.1).

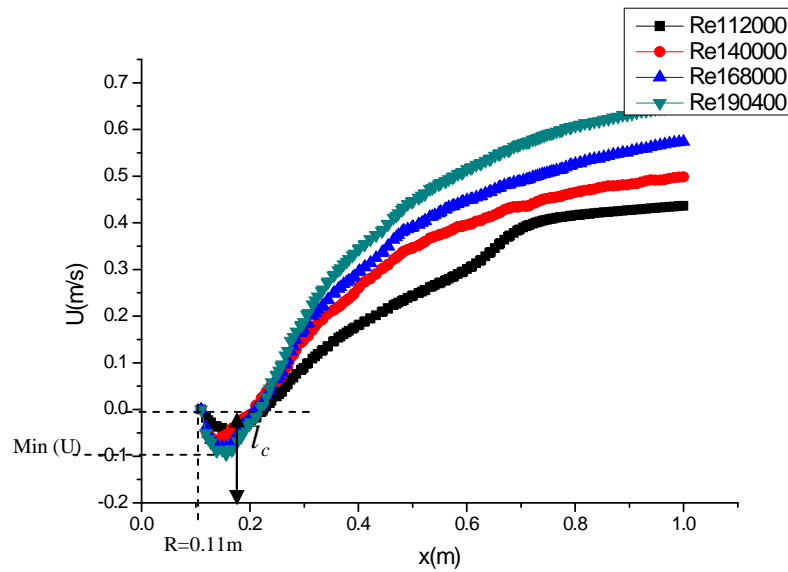


Figure 4.9: Vitesse longitudinale U sur l'axe arrière $y=0$ en fonction de Reynolds

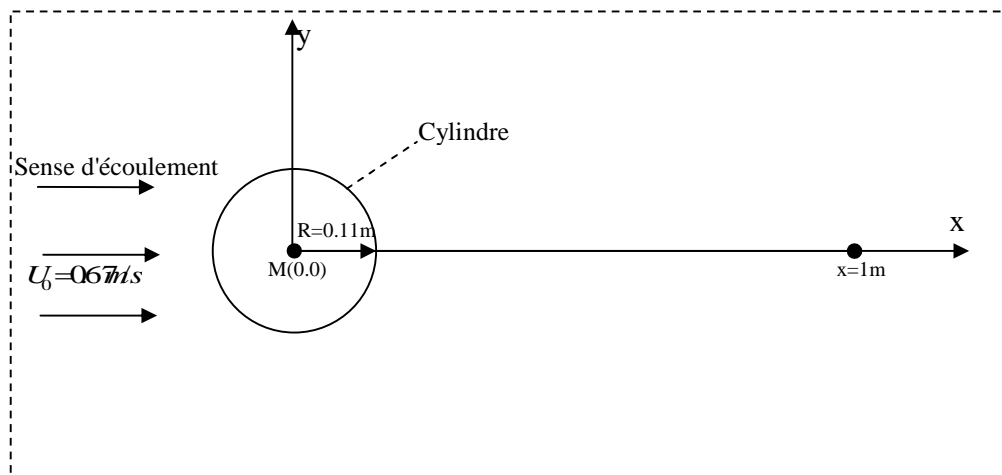


Figure 4.9*: présentation de l'axe arrière $y=0$.

De la figure (4.9) on peut distinguer les longueurs de recirculation, les minimums de la vitesse longitudinale U et ses positions :

Re	l_c	$x(\min U)$	Minimum de (U)
112000	0.202m	0.155m	-0.0444(m/s)
140000	0.205m	0.155m	-0.05(m/s)
168000	0.218m	0.156m	-0.081(m/s)
190400	0.22m	0.156m	-0.094(m/s)

Tableau 4.1: longueurs caractéristiques sur l'axe arrière $y = 0$.

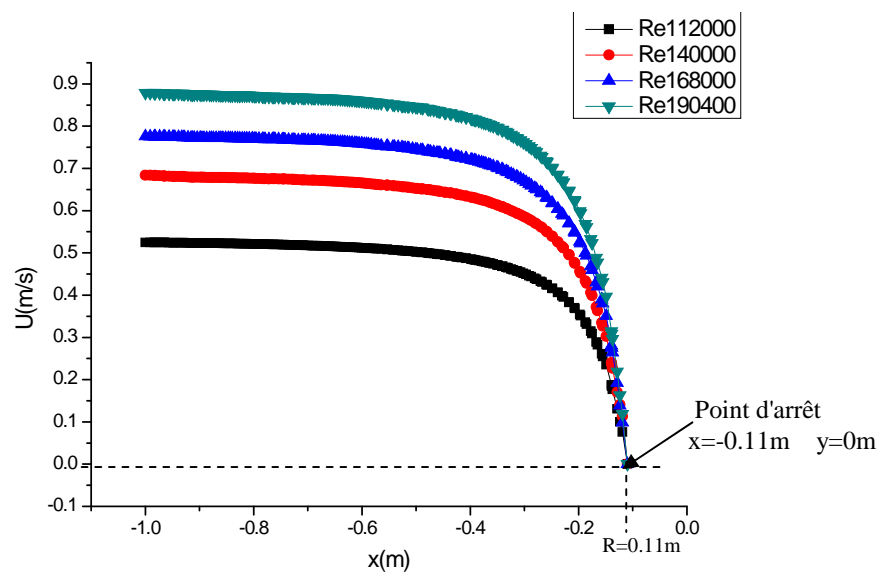


Figure 4.10: Vitesse longitudinale U sur l'axe $y = 0$ ($-1 < x < 0$) en fonction de Reynolds

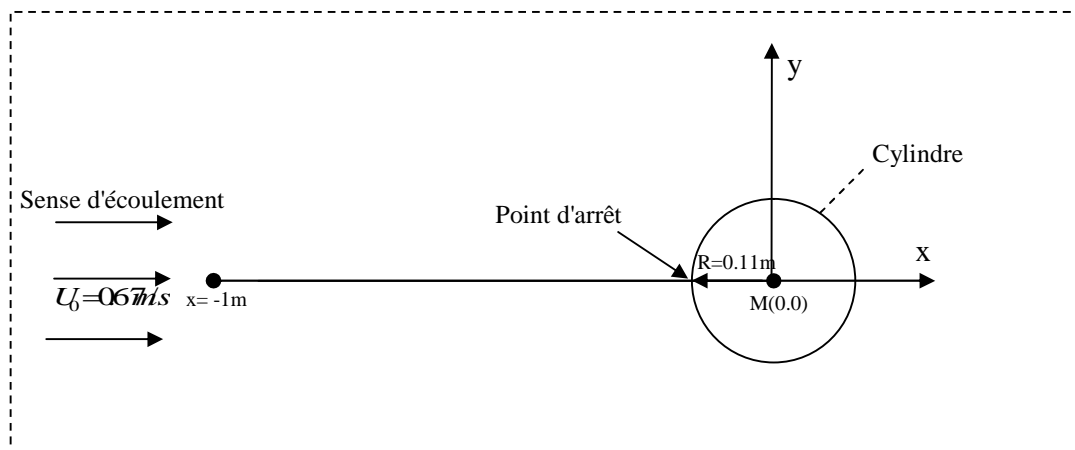


Figure 4.10*: présentation de l'axe $y = 0$ avec $-1 < x < 0$.

De la figure (4.10), on peut remarquer que les minimums de la vitesse longitudinale U sont situés au même point ($x = -0.11\text{m}, y=0\text{m}$), qui représente le point d'arrêt. Il est clair que le gradient $\left| \frac{\partial U}{\partial x} \right|$ est très élevé pour les positions étalées entre $x = -0.4\text{m}$ et $x = -0.11\text{m}$. Ce qui signifie que l'accélération est très importante dans cette zone.

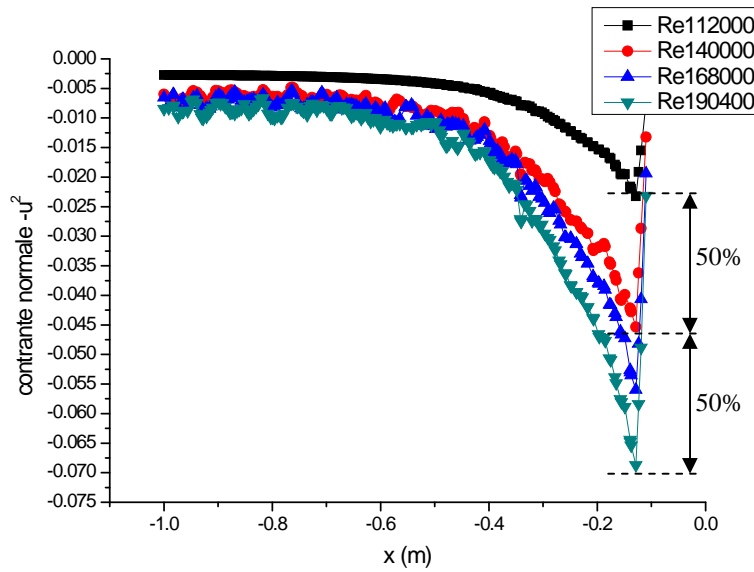


Figure 4.11: Contrainte normale $-\overline{u^2}$ sur l'axe $y=0$ ($-1 < x < 0$) en fonction de Reynolds

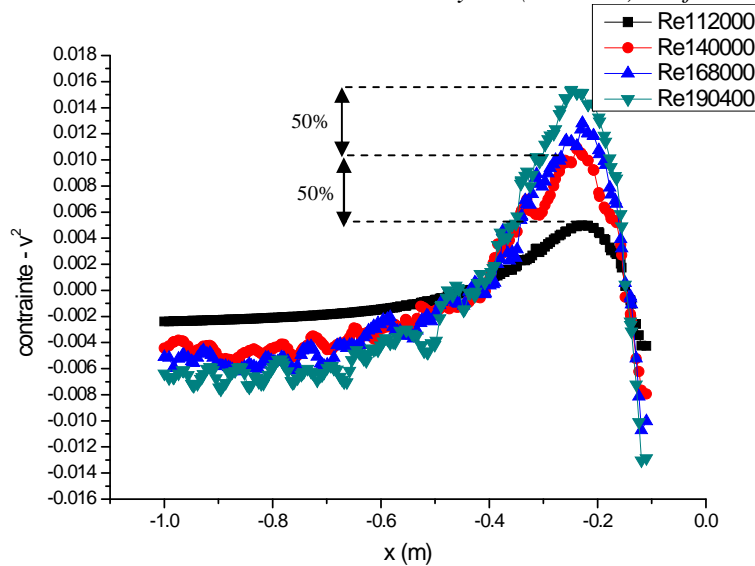


Figure 4.12: Contrainte normale $-\overline{v^2}$ sur l'axe $y=0$ ($-1 < x < 0$) en fonction de Reynolds

De même, les contraintes turbulentes normales suivent cette tendance. Les profils des contraintes normales turbulentes sur l'axe $y=0$ sont tracés sur la figure (4.11) et (4.12), pour les différents nombres de Reynolds. Le tableau 4.2 consigne les positions des max

de $\left| \frac{\tau_{xx}}{\rho} \right|$ et $\left| \frac{\tau_{yy}}{\rho} \right|$, ainsi que les valeurs de ces maxima. Au contraire de la longueur de

recirculation l_c , les longueurs l_{xx} et l_{yy} de max de $\left| \frac{\tau_{xx}}{\rho} \right|$ et $\left| \frac{\tau_{yy}}{\rho} \right|$ (voir tableau 4.2),

n'augmentent pas avec le nombre de Reynolds et restent presque constants $x \approx -0.128m$

pour l_{xx} , et $x \approx -0.228m$ pour l_{yy} . Les maximums de $\left| \frac{\tau_{xx}}{\rho} \right|$ et de $\left| \frac{\tau_{yy}}{\rho} \right|$ augmentent en

effet de 50% entre $Re = 112000$ et $Re=140000$. Ceci s'explique par la prédominance des

gradients $\frac{\partial u}{\partial x}$ et $\frac{\partial v}{\partial y}$ lorsque $112000 < Re < 140000$, sachant que $\frac{\tau_{xx}}{\rho} = \left(\nu_t 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \right)$ et

$$\frac{\tau_{yy}}{\rho} = \left(\nu_t 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} k \right).$$

Re	$\max \left \frac{\tau_{xx}}{\rho} \right \left(\frac{m^2}{s^2} \right)$	$l_{xx} (m)$	$\max \left \frac{\tau_{yy}}{\rho} \right \left(\frac{m^2}{s^2} \right)$	$l_{yy} (m)$
112000	0,0232	-0,1285	0,00499	-0,2279
140000	0,0453	-0,1285	0,01091	-0,2281
168000	0,0559	-0,1285	0,01282	-0,2281
190400	0,0687	-0,1285	0,01537	-0,2280

Tableau 4.2: Les valeurs maximales des contraintes turbulentes sur l'axe $y = 0$

b) Dans le sillage proche

Afin de mieux caractériser l'écoulement dans le sillage (figure 4.13), nous avons tracé les profils des différentes quantités selon la direction transversale y au point de rattachement ($x = l_c = 0.205m$) (figure 4.14).

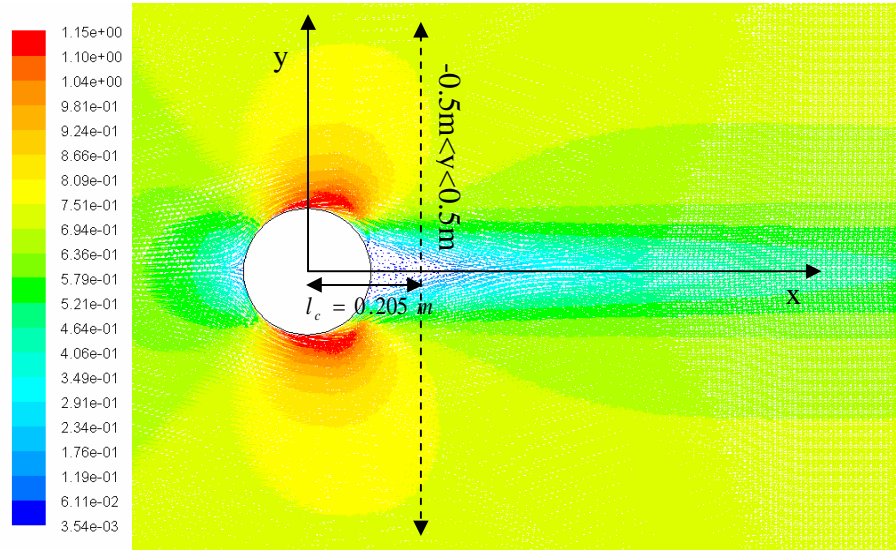


Figure 4.13 : Présentation du Tracé au point de rattachement

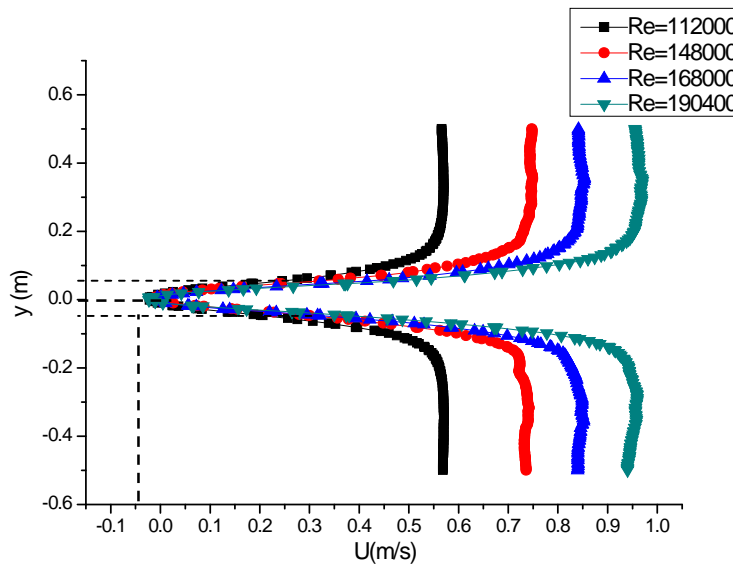


Figure 4.14: Vitesse longitudinale U sur l'axe $x=0.205$ ($-0.5 < y < 0.5$) en fonction de Reynolds

Concernant les vitesses moyennes U , nous constatons une augmentation de U quand Re augmente pour les positions $y \notin [(-0.5), (0.5)](m)$, mais elle reste constante pour les positions $y \in [(-0.5)m, (0.5)m]$, sachant que le point de rattachement ($U = 0m/s$) appartient à cette intervalle pour toutes les valeurs de Re .

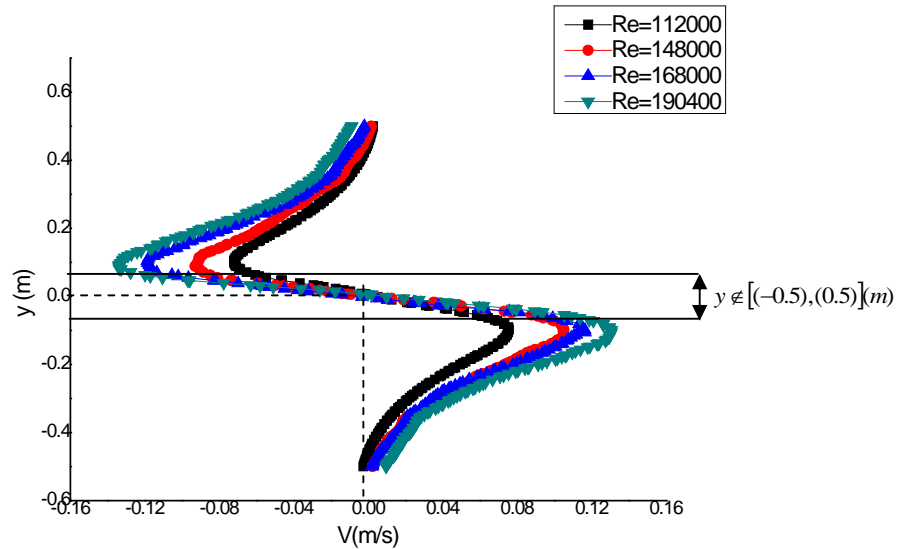


Figure 4.15: Vitesse transversale V sur l'axe $x=0.205$ ($-5 < y < 5$) en fonction de Reynolds

La valeur absolue de la vitesse transversale est plus grande pour les grandes valeurs de Re (figure 4.15). Nous constatons une augmentation significative de $|V|$ quand Re augmente pour les positions $y \notin [(-0.5), (0.5)](m)$ (figure 4.15).

Nous notons que l'accélération est plus importante pour les plus grandes valeurs de Re pour les deux composantes de vitesse U et V . La région de cisaillement semble s'élargir quand Re augmente.

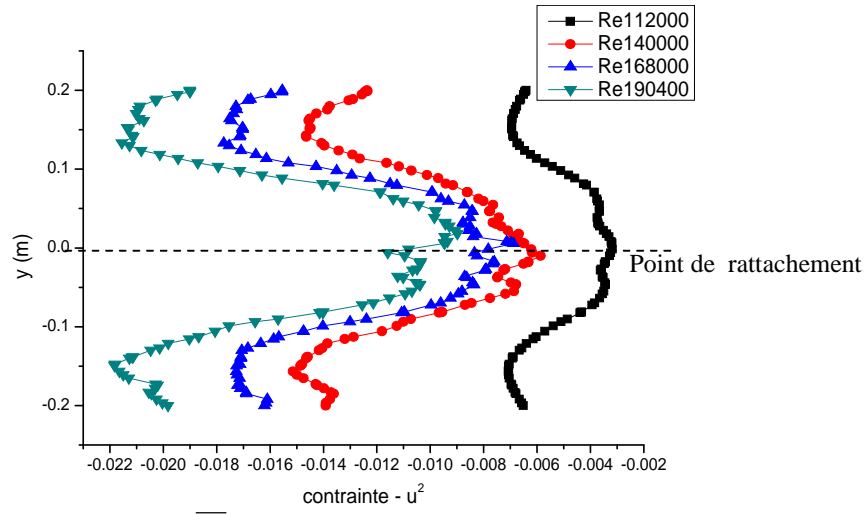


Figure 4.16: Contrainte normale $-\overline{u^2}$ sur l'axe $x = 0.205$ ($-0.2 < y < 0.22$) en fonction de Reynolds.

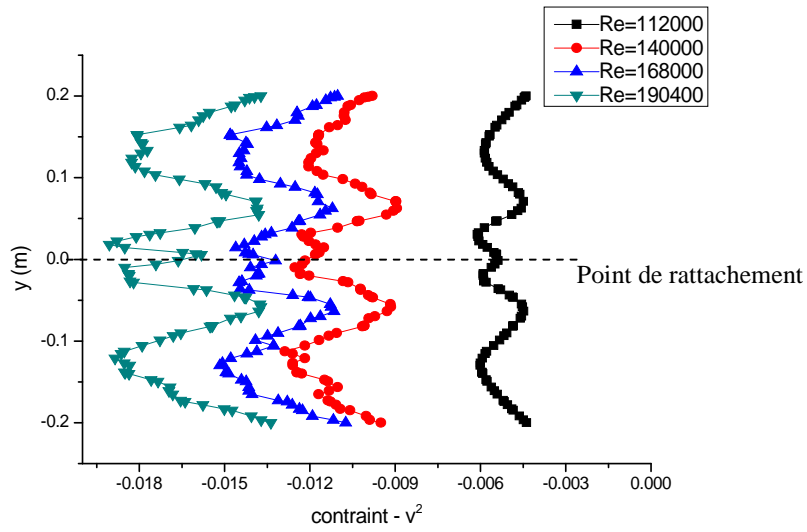


Figure 4.17: Contrainte normale $-\overline{v^2}$ sur l'axe $x = 0.205$ ($-0.2 < y < 0.2$) en fonction de Reynolds.

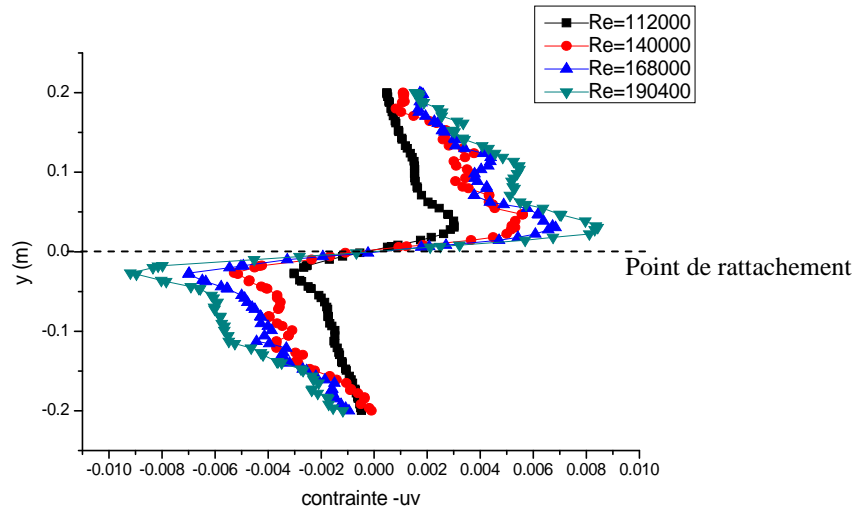


Figure 4.18: Contrainte de cisaillement $-uv$ sur l'axe $x = 0.205$ ($-2 < y < 2$) en fonction de Reynolds.

Pour ce qui est des contraintes turbulentes, les observations faites sur l'axe arrière au point $x=0.205$ (m) confirment que les valeurs absolues de ces quantités $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$, $\frac{\tau_{yy}}{\rho}$ et $\frac{\tau_{xy}}{\rho}$, augmentent quand Re augmente.

Les figures (4.16), (4.17) et (4.18) représentent les contraintes turbulentes aux mêmes abscisses. Conformément aux observations faites à partir des iso-contours, les contraintes normales $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$ et les contraintes de cisaillement $\frac{\tau_{xy}}{\rho}$ sont les plus importantes dans cette région. Nous constatons qu'en accord avec les profils de vitesse moyenne, la région où $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$ et $\frac{\tau_{xy}}{\rho}$ présente de fortes valeurs s'élargit quand Re augmente. Les maximums de ces quantités se situent proche du point de rattachement (figures 4.16, 4.18). Ces maxima semblent plus importants pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds.

En effet, les échelles de longueur et de temps du mouvement organisé ne sont pas les mêmes que celles du mouvement aléatoire. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces modifications dans les modélisations.

L'écoulement considéré est l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds. Ce cas générique d'écoulement autour de corps épais présente des intérêts multiples. En premier la géométrie de l'obstacle implique un fort décollement en un point non fixe, ce qui constitue une difficulté non négligeable du point de vue de la modélisation.

Les fortes interactions non linéaires entre la partie organisée et la partie chaotique du mouvement nécessite de reconsidérer les lois usuellement développées pour des écoulements pleinement turbulents. Compte tenu de ces difficultés, le cas du cylindre circulaire permet néanmoins, du fait des symétries de sa géométrie, une meilleure compréhension des phénomènes impliqués et qui s'extrapolent à des géométries plus complexes.

Les différentes figures montrent dans l'ordre les lignes de courant de l'écoulement ainsi moyenné, les iso-contours de la composante de vitesse longitudinale U , la composante de vitesse transversale V , la composante S_z du tenseur des taux de déformation, la composante Ω_{12} du tenseur des taux de vorticité, et enfin les composantes des taux de contraintes normales $\frac{\tau_{xx}}{\rho}$, $\frac{\tau_{yy}}{\rho}$, et les contraintes de cisaillement $\frac{\tau_{xy}}{\rho}$. Sur chaque figure sont également représentés en traits épais la périphérie des tourbillons de Von Karman.

Les lignes de courant représentées sur la figure 4.1 montrent une allure classique de l'allée tourbillonnaire. Deux tourbillons se détachent du cylindre dans la partie du sillage. Chaque tourbillon, dans sa formation, se dirige vers l'aval et le centre du sillage. De l'autre côté du sillage par rapport au tourbillon, se forme un point d'arrêt. Ces lignes de courant sont tracées dans un repère fixe par rapport au cylindre. On observe donc une antisymétrie des lignes de courant par rapport à l'axe arrière $y = 0$.

Les composantes de vitesse U et V sont représentées sur les figures 4.2 et 4.3. La vitesse longitudinale U a une valeur maximale de $U_{\max} \approx 1(m/s)$ à la position $x=0$ m et $y=0.12$ m.

Quand le tourbillon avance vers l'aval, cette valeur de U semble diminuer.

Au niveau du décollement, la formation d'un tourbillon s'accompagne d'une forte accélération. A l'intérieur du sillage, la valeur minimale de U se situe bien à la périphérie des tourbillons. La valeur minimale de U sur l'ensemble du domaine reste à une abscisse de $x=0.156$ (m) ($U(x = 0.156 m) = -0.05 m/s$).

La composante transversale V présente ses plus fortes valeurs absolues en amont du point du décollement (figure 4.3). En aval, Les extrema de V sont situés au points ($x=0.1m, y=\pm 0.08m$), ces maxima ont une valeur de $\pm 0.281 m/s$. Quand le tourbillon avance, la valeur maximale de V augmente légèrement.

C'est donc autour de l'abscisse $x=205$ (m) et donc à hauteur du point de rattachement ($l_c = 0.205m$) que l'entraînement du fluide extérieur est le plus important.

La composante S_z du tenseur des taux de déformation, qui représente le cisaillement de l'écoulement en moyenne de phase, est représentée sur la figure 4.4. Cette composante présente normalement ses plus fortes valeurs dans la région du décollement du fait du fort

cisaillement et ainsi de la prépondérance du gradient $\frac{\partial U}{\partial y}$. Dans le sillage, S_z est quasiment nulle entre les tourbillons et présentent ses plus fortes valeurs dans les tourbillons. Ceci est dû aux contributions additives des deux gradients $\frac{\partial U}{\partial y}$ et $\frac{\partial V}{\partial x}$ dans les tourbillons et qui s'annulent entre les tourbillons où ces deux gradients sont du même ordre de grandeur avec des signes opposés.

La composante Ω_{12} (figure 4.5) du tenseur des taux de rotation, qui correspond à la vorticité selon l'envergure du cylindre, illustre de manière plus significative le détachement tourbillonnaire. Nous remarquons que la vorticité au centre des tourbillons diminue entre le moment où celui-ci se détache du cylindre. En effet, la vorticité au centre des tourbillons varie entre $\pm 8.11 \frac{m^2}{s}$ (figure 4.5). Egalement la taille du tourbillon augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente.

La contrainte turbulente normale est représentée sur la figure 4.6 et 4.7. Dans la région très proche, à des abscisses $x=0.08m$, cette contrainte présente deux lobes importants dans les régions de cisaillement de chaque coté du cylindre. La répartition de

$\frac{\tau_{xx}}{\rho} = -\overline{u^2}$ entre deux instants de phase opposée est symétrique. Ces deux lobes sont

initialement orientés dans le sens de l'écoulement et quand un tourbillon se détache, les

fortes valeurs de $\frac{\tau_{xx}}{\rho} = -\overline{u^2}$ suivent les centres des tourbillons et ainsi les lobes se

rabattent vers l'intérieur du sillage. Les faibles valeurs de $\frac{\tau_{xx}}{\rho} = -\overline{u^2}$ juste en aval des

tourbillons sont caractéristiques de l'entraînement de fluide extérieur peu turbulent par

les tourbillons vers l'intérieur du sillage. Cette répartition semble bien s'établir en aval de la région de formation, dans notre cas du fait des faibles valeurs dans les régions d'entraînement.

La contrainte turbulente normale $\frac{\tau_{yy}}{\rho} = -\overline{v^2}$ est représentée à la figure 4.7. Cette figure

présente ses valeurs absolues maximales en amont du cylindre et au centre des tourbillons. Les valeurs absolues de ces maxima au centre de ces tourbillons sont de $4.08(m^2/s^2)$. L'agitation de la composante V est donc nettement plus importante que celle de U et ceci montre une forte anisotropie du tenseur des contraintes turbulentes. la

composante $\frac{\tau_{yy}}{\rho} = -\overline{v^2}$ présente de fortes valeurs entre les tourbillons du coté opposé à la

région d'entraînement du fluide extérieur, et proche des points d'arrêt. Ces résultats confirment les observations faites à partir des champs instantanés de vitesse, ainsi qu'à partir des lignes de courant. Quand le fluide extérieur entraîné par les tourbillons arrive à l'intérieur du sillage et rencontre le fluide opposé, une forte agitation turbulente se

produit. Dans ces régions, le niveau de $\frac{\tau_{yy}}{\rho} = -\overline{v^2}$ se situe aux valeurs 4.08 et 5.40, est

donc également bien plus important que celui de la composante $\frac{\tau_{xx}}{\rho} = -\overline{u^2}$, qui est autour

de 1.33 et 2.69. Ce qui traduit une forte anisotropie de l'agitation turbulente.

La contrainte de cisaillement $\frac{\tau_{xy}}{\rho} = -\overline{uv}$ est représentée sur la figure 4.8. Cette

composante présente deux régions de signes opposés de part et d'autre du sillage qui oscille avec l'évolution des tourbillons. Les iso-contours de cette composante pris à deux

instants présentent donc une antisymétrie. Les valeurs absolues les plus fortes sont situées entre les tourbillons et en amont du cylindre.

Conclusion

Conclusion

Dans ce travail, nous avons obtenu des résultats dans un écoulement autour du cylindre, en utilisant le code CFD (Fluent 6.2.22). Une comparaison des résultats numériques et expérimentaux est effectuée pour estimer la précision des modèles utilisés.

Un modèle mathématique $(k - \varepsilon)$ a été testé pour un écoulement 2D extérieur et uniforme. Ce modèle a été testé pour un écoulement uniforme. Ce modèle a bien prédit les deux composantes de la vitesse. Cependant, il a sous-estimé l'énergie cinétique, notamment dans les zones proches de la paroi (cylindre). Une proposition d'améliorations de calcul de l'énergie cinétique est abordée par le changement du modèle $(k - \varepsilon)$ standard par le modèle $(k - \varepsilon)$ -RNG.

La principale restriction des modèles de turbulence est qu'ils sont valables pour des configurations bien précises, correspondante aux conditions expérimentales à partir desquelles leurs différents coefficients empiriques ont été obtenus. Ceci est particulièrement vrai pour le modèle $(k - \varepsilon)$ standard, qui rencontre ses limites dès lors qu'on essaie de l'appliquer à des écoulements pour lesquels l'hypothèse d'isotropie de la turbulence n'est pas vraie. Dans ce cas, le modèle $(k - \varepsilon)$ (RNG) est plus précis. Il a en effet l'avantage d'éviter une modélisation particulière pour le voisinage des parois, en particulier par le biais de loi de paroi, puisqu'il s'étend aux régions dites à bas nombre de Reynolds.

En fait, il faut reconnaître que la modélisation de la turbulence est encore actuellement un problème non parfaitement résolu, et les modèles existants ont tous des restrictions d'utilisation. Des travaux sont continuellement menés pour parfaire ces modèles.

L'écoulement autour d'un cylindre circulaire a été étudié pour des grands nombres de Reynolds. Les calculs ont été effectués à des nombres de Reynolds de 112000, 148000, 168000 et 190400 (chapitre 4), avec une attention particulière sur le nombre de Reynolds 148000.

Afin de permettre une comparaison avec des simulations numériques réalistes, le cylindre a été placé dans un environnement confiné afin de réduire la taille du domaine nécessaire à de tels calculs et également de pouvoir s'affranchir des conditions aux limites 'infinies'.

Ce régime de l'écoulement, est marqué par le fait que le point de transition laminaire-turbulent, rejoint le point de décollement et ainsi remonte vers l'amont dans la couche limite. L'analyse de l'écoulement instantané, notamment l'observation des champs instantanés de vitesse que permettent les calculs, a permis d'identifier les différentes régions turbulentes ou non de l'écoulement.

L'étude des champs moyens stationnaires a permis de dégager les différentes quantités intervenantes dans les équations moyennes du mouvement, à savoir les composantes du mouvement moyen, ainsi que les contraintes turbulentes qui sont, dans le cas d'une simulation, à modéliser. L'analyse de l'évolution de ces quantités en fonction du nombre de Reynolds a montré principalement deux effets. En premier lieu, la région de recirculation dans le sillage proche, s'allonge quand le Reynolds augmente. D'autre part,

les quantités absolues turbulentes augmentent fortement quand le nombre de Reynolds augmente.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Du point de vue de l'analyse de l'écoulement, il serait important de mieux analyser les forts effets tridimensionnels. En effet, si cette étude a montré que l'écoulement moyen était bidimensionnel sur une large partie de l'envergure du cylindre, les calculs sur les plans (x, z) ont mis en évidence de fortes composantes de vitesse selon l'envergure et de plus, en accord avec les travaux antérieurs. Il serait ainsi important d'investir plus en profondeur ces effets.

Du point de vue de la modélisation, un examen des différentes lois de fermeture peut être réalisé. En particulier, le non-alignement entre les directions principales du tenseur des contraintes turbulentes et le tenseur des taux de déformation entraîne une limitation des modèles linéaires basés sur l'hypothèse de fermeture.

Bibliographie

[1]	B. <i>Yulistiyanto</i> . Flow around a cylinder installed in a fixed-bed open channel. Lausanne, (1997).
[2]	I. Istiarto. Flow around a cylinder in a secoured channel bed. Lausanne, (2001).
[3]	M. Van Dyke. An Album of Fluid Motion. Parabolic Press, (1982).
[4]	F. Noca, H. G. Park, and M. Gharib. Vortex formation length of a circular cylinder ($300 < Re < 4000$) using DPIV. In Proceeding of FEDSM'98 : ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Washington, DC, (1998).
[5]	A. Roshko. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. J. Fluid Mech., 10(3) :345–356, (1961).
[6]	G. L. Brown and A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. J. Fluid Mech., 64 :775–816, (1974).
[7]	P. Chassaing. Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène dans une perspective de modélisation à l'usage de l'ingénieur. Cépaduès-Editions, (2000).
[8]	R. J. Adrian, K. T. Christensen, and Z.-C. Liu. Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. Experiment in Fluids, 29 :275–290, (2000).
[9]	S. J. Kline and S. K. Robinson. Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer. Part I : Status report on a community-wide summary of the data. In Kline S. J. ; Afgan N. H. (ed.) Near Wall Turbulence. Proceedings of Zaric Memorial Conference, p.200-217, New-York : Hemisphere, (1989).

[10]	M. Lesieur. Turbulence in fluids. Martinus Nijhoff, (1987).
[11]	J. P. Bonnet, J. Delville, M. N. Glauser, R. A. Antonia, D. K. Bisset, D. R. Cole, H.E. Fiedler, J. H. Garem, D. Hilberg, J. Jeong, N. K. R Kevlahan, L. S. Ukeiley, and E. Vincendeau. Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows. Experiment in Fluids, 25 :197–225, (1998).
[12]	C. Norberg. LDV measurements in the the near wake of a circular cylinder. In Proceedings of the 1998 Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration (eds P. W. Bearman C. H. K. Williamson), pages 1–12, Washington, DC, USA, (1998).
[13]	W.Rodi .Turbulence Models and their applications in Hydraulics,IAHR publications, Delft,NL (1984).
[14]	H.K Versteeg,and W.malalasekera. An Introduction to Computational Fluid Dynamics:The Finite Volume Method.,Longman Group,Essex,England, (1995).
[15]	C.Hirsh, Numerical Computation of Internal and External Flows,Vol.1: Fundamentals of Numerical Discretisation. ,John Wileyand sons, Chichester, England. (1988).
[16]	D. Choudhury. Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling. Fluent Inc. Technical Memorandum TM-107, (1993).
[17]	T. B. Gatski and T. Jongen. Nonlinear eddy viscosity and algebraic stress models for solving complex turbulent flows. Progress in Aerospace Sciences, 36 :655–682, (2000).

في هذا البحث سنقوم بدراسة انسياب (تدفق) خارجي على مساحة مسطحة و حول اسطوانة في مجرى ذو سطح سفلي مثبت. الدراسة الرقمية استلزم تطبيق حسابي لبرنامج (فلياننت 6.2.22) الذي يسمح لنا بتحليل حقول السرعات و حقول الطاقة الحركية. إن استعمال معادلات كمية الحركة و الاستمرارية من اجل تدفق مضطرب يسمح لنا بالحصول على جملة معادلات من اجل دراسة تدفق أفقي ثنائي . باستعمال معادلة كمية الحركة أيضا نحصل على حد (انتشار-تشتت) الذي يحوي على شدة الاضطراب و التشتت، علما إن شدة

الات للتدفق ذات سرعات ابتدائية مختلفة، و النتائج تبين بوضوح تأثير الاسطوانة على بنية التدفق. في الاتجاهات الطولية و العرضية : النتائج الرقمية لقيم السرعات أمام الاسطوانة و على طول محيطها. الطاقة الحركية المتحصل عليها حسابيا يمكن مقارنتها بالقيم التجريبية. طريقة الحل المستعملة لم تتنبأ بالقيم التجريبية لهذا يبدو المشكل يكمن في صعوبة حساب تولد الطاقة الحركية للاضطراب قرب الأجسام الصلبة. هذه المشكلة تم التعرف عليها مناقشتها بالتفصيل.

Résumé:

Nous présentons ici l'étude de l'écoulement à surface libre autour d'un cylindre dans un canal à fond fixe. L'étude numérique a nécessité l'exécution d'un code fluent (6.2.22) qui permet d'analyser le champ des vitesses et le champ de l'énergie cinétique autour du cylindre. L'intégration des équations de continuité et de quantité du mouvement pour l'écoulement turbulent permet d'obtenir un système d'équations pour un écoulement bidimensionnel horizontal. Par l'intégration des équations de quantité de mouvement, on obtient un terme de diffusion-dispersion qui contient les tensions de turbulence et de dispersion. Les tensions de turbulence sont exprimées par le concept de viscosité turbulente.

Quatre cas d'écoulement selon différents paramètres hydraulique ont été simulés numériquement. Les résultats démontrent clairement l'influence du cylindre sur la structure de l'écoulement, notamment dans la zone du sillage en aval du cylindre. Les vitesses mesurées dans les directions longitudinale et transversale confirment les résultats numériques, notamment des vecteurs de vitesse en amont du cylindre et le long de son périmètre. L'énergie cinétique turbulente obtenue par la simulation numérique a pu être comparée avec les mesures. Le modèle a sous-estimé les valeurs mesurées. Il paraît que ce problème provient de la difficulté du calcul de la génération d'énergie cinétique turbulente près du bord solide. Ce problème a été identifié et discuté en détail.

Abstract:

Flow around a cylinder on a fixed-bed open-channel is numerically studied. A fluent code (6.2.22) was executed to analyze the flow fields and the kinetic energy field around the cylinder. A system of equations for two-dimensional, horizontal flow is obtained by the integration of the continuity and momentum equation for turbulent flow. The integration of the momentum equation produce diffusion-dispersion terms, which contain the turbulent and the "dispersion" stresses. The turbulent stresses are then expressed with the eddy-viscosity concept.

The numerical simulation was done for four flows cases with different hydraulic parameters. From the numerical results, the expected alteration of the flow field due to the presence of the cylinder is evident, notably the wake behind the cylinder. The measured velocities in the longitudinal and transversal directions are compared with the numerical simulation. The velocity vectors upstream from the cylinder and along its sides are in reasonably good agreement. However, very close to the cylinder, the simulation sometimes underpredicts the velocities. The numerical simulation under-predicted the turbulent kinetic energy, notably in the wake region immediately behind the cylinder. It appears that this problem is related to the computation of the turbulent kinetic-energy generation at solid boundaries. This problem was identified and discussed.