

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère De L'enseignement Supérieur et de la recherche scientifique  
Université MENTOURI Constantine  
Faculté Des Sciences De L'ingénieur  
Département De Génie Mécanique

---

N°.d'ordre: .../.../2010

Série :..../GM/2010



*Mémoire*

*Présenté pour obtenir le diplôme de MAGISTER*

*En Génie Mécanique Option: ENERGETIQUE APPLIQUEE EN ENGINEERING*

Intitulé :

# **ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT AUTOUR D'OBSTACLES CARRE ET CYLINDRIQUE**

Par

**BEDJEGHIT EL-HOUAS**

---

**JURY:**

<b>Président</b>	: Mr Z. NEMOUCHI	Prof. Université Mentouri Constantine
<b>Rapporteur</b>	: Mr K. TALBI	M.C Université Mentouri Constantine
<b>Examineur</b>	: Mr M. KADJA	Prof. Université Mentouri Constantine
<b>Examineur</b>	: Mr R. BESSAIH	Prof. Université Mentouri Constantine

---

**2009/2010**

# REMERCIEMENTS

Le remerciement infini avant tous est à dieu le plus puissant qui m'a comblé des bienfaits de l'islam et de la Science.

J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur **K. TALBI**, Maitre Conférence à l'Université de Constantine, encadreur de ce mémoire, pour son aide précieuse, sa confiance, ses encouragements, sa patience et son soutien favorable pour l'aboutissement de ce travail.

Je tiens aussi à adresser, mes vifs remerciements à Monsieur **Z. NEMOUCHI** Professeur à l'Université de Constantine, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de soutenance de ce mémoire.

Je désire aussi adresser mes remerciements les plus respectueux à Monsieur **M. KADJA**, Professeur à l'université de Constantine, qui m'a fait l'honneur de bien vouloir juger ce travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur **R. BESSAIH**, Professeur à l'Université de Constantine, d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et d'être membre de jury.

Mes remerciements les dévoués à : monsieur **Farid GACI**, pour toute l'aide qu'il m'a fournie.

**Grand merci à tous**

# DEDICACES

A ma très chère patrie l'Algérie ;

A celle pour qui je dois toute réussite, à mon adorable mère

BARISA ;

A mon très cher père : mohamed

A mes merveilleuses sœurs alima, nedjate et merieme

A mes frères abdessalem, Cherif et Moustafa ;

A tous mes amis de l'université de constantine.

## SOMMAIRE

**INTRODUCTION ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE**

1	Introduction.....	1
2	Etude bibliographique .....	2
3	But de travail.....	6
4	Plan de l'étude.....	7

**CHPITRE 1 : DESCRIPTION GENERALE**

1.1	Généralités .....	8
1.2	Ecoulement autour d'un obstacle cylindrique .....	8
1.3	Trainée de frottement et trainée de pression.....	9
1.4	Domaines d'application.....	9
1.5	Les différents régimes sur le cylindre.....	10
1.6	Passage d'un régime a l'autre.....	11
1.7	Discription et procédure .....	11
1.8	Les conditions aux limites .....	13

**CHPITRE 2 : FORMULATION MATHEMATIQUE**

2.1	Equation du champ moyen .....	15
	2.1.1 La moyenne d'ensemble .....	15
	2.1.2 La moyenne temporelle .....	15
	2.1.3 Notations .....	16
2.2	Equations de transport .....	15
	2.2.1 Equation de continuité.....	16
	2.2.2 Equation de quantité de mouvement (de navier stokes).....	16
2.3	Décomposition statique .....	16
	2.3.1 Règles de Reynolds .....	17
	2.3.2 Les tensions de Reynolds .....	17
	2.3.3Equation de continuité :(conservation de la masse) .....	17
	2.3.4 Equation de transport de quantité de mouvement .....	18
2.4	Modèle de turbulence k-ε .....	18

2.5	Détails sur la procédure de résolution .....	20
-----	--	----

### CHAPITRE 3 : RESOLUTION PAR FLUENT

3.1	Introduction .....	22
3.2	GAMBIT .....	22
3.2.1	Géométrie .....	22
3.2.1.1	Premier Cas.....	23
3.2.1.2	Deuxième cas :.....	24
3.2.2	Maillage.....	25
3.2.3	Choix des types de frontières : .....	29
3.3	FLUENT .....	29
3.3.1	Les conditions aux limites.....	29
3.3.2	Traitement près la paroi.....	29
3.3.2.1	Champ moyen.....	29
3.3.2.2	Champ turbulent .....	30
3.3.3	Choix des schémas de discrétisation .....	31
3.3.4	Sous relaxation .....	31

### CHAPITRE 4 : RESOLUTION ET DISCUSSION

4.1	Effet du maillage .....	32
4.2	Simulation numérique et étude expérimentale .....	33
4.2.1	1 <sup>er</sup> cas /Obstacle 2D cylindre et carrée .....	33
4.2.1.1	Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre et d'un carrée .....	35
4.2.1.2	Champ de vitesse .....	42
4.2.1.3	Champ de pression.....	42
4.2.1.4	Coefficient de frottement.....	42
4.2.2	2 <sup>eme</sup> Cas / Obstacle cylindrique étude tridimensionnelle .....	47
4.2.2.1	Etude expérimentale .....	47
4.2.2.2	Discussion.....	48
4.2.2.2.1	Champ de vitesse .....	48
4.2.2.2.2	vecteurs de vitesse .....	49
4.2.2.2.3	profils de vitesse.....	49
4.2.2.2.4	Champ de pression .....	49
4.2.2.2.5	Profilds de pression .....	49
4.2.2.2.6	Coefficient de frottement .....	50

4.2.2.2.7 Energie cinetique de turbulence.....	50
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>63</b>
<b>REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE .....</b>	<b>64</b>

## **Résumé :**

Ce travail de mémoire, a pour but d'étudier le comportement aérodynamique de l'écoulement du fluide autour des obstacles carré et cylindrique vu leurs larges applications industrielles dans plusieurs domaines.

Pour avoir plus d'information sur le phénomène de l'écoulement bidimensionnel et tridimensionnel en régime laminaire et turbulent pour un fluide incompressible sans transfert de chaleur, une étude a été entamé par simulation numérique. Pour gérer l'écoulement turbulent, on a employé le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  en utilisant le code de calcul *Fluent*.

Cette étude, nous a conduit à s'intéresser en premier lieu, au champ dynamique des vitesses, au champ de pression et les profils des coefficients de frottement et ceci pour les deux régimes employés. En second lieu, nous avons visualisé le phénomène de Van Karman en aval de l'obstacle.

Une autre étude expérimentale a été aussi réalisée au niveau de laboratoire de l'Energétique Appliquée et de pollution (LEAP) au département de Génie Mécanique sur une soufflerie de régime subsonique. Ce travail expérimental a été fait pour provoquer une confrontation des résultats entre l'expérimental et le numérique. L'accord entre les résultats numérique et expérimental s'avère satisfaisant

En fin, les résultats obtenus pour tous les cas considérés ont donné des résultats encourageants. Le développement d'une zone oscillatoire derrière les obstacles, la variation du coefficient de frottement le long de la génératrice du corps, les champs de vitesse moyenne, la zone de production de l'énergie cinétique turbulente ont tous été captés par la présente simulation.

**Mots clés :** Fluent, carrée, cylindre, sillage, turbulence.

**Abstract:**

The thesis work aims to study the aerodynamic behavior of the fluid flow around the square and cylindrical obstacles because of their industrial applications in several areas.

For more information on flow phenomena, a study was initiated by the numerical simulation of two-dimensional and three dimensional flows for an incompressible fluid with and without heat transfer. Using a Fluent code, we have adopted k- $\epsilon$  model for turbulent flow.

This study led us to focus on first place, the dynamic fields of velocities, pressure field and profiles of lift and drag coefficients and this for both laminar and turbulent regimes. Although, we have visualized Van Karman phenomena upstream of bodies.

The experimental study was conducted on a subsonic wind tunnel at the laboratory of Applied Energetic and pollution (LEAP) at the Department of Mechanical Engineering. This experimental work was done to provoke a confrontation between the experimental and numerical results. In numerical simulation, we used the turbulence model k- $\epsilon$  by the Fluent CFD.

The agreement between numerical and experimental results is satisfactory

Finally, the results for all cases considered are given encouraging fields of pressure and velocity. The physical phenomena such as the development of boundary layers, the variation of coefficient of friction, and the turbulent kinetic energy production have all been captured by this simulation.

**Key words:** Fluent, square, cylinder, wake, turbulence

## الخلاصة:

أعمال الأطروحة تهدف لدراسة السلوك الحركي الهوائي لتدفق السوائل حول الحواجز ذات شكل مربع واسطواني لتطبيقاتها الصناعية في عدة مجالات. لمزيد من المعلومات حول ظواهر تدفق السوائل، شرعنا في إجراء دراسة عن طريق المحاكاة العددية للثنائي والثلاثي الأبعاد لتدفق السائل غير مضغوطة وبدون نقل حراري.

هذه الدراسة أدت بنا إلى التركيز على المركز الأول حول مجالات حيوية من السرعات ، مجال الضغط والملاصق الأساسية لمعاملات الرفع والسحب ولكل من هذه الأنظمة الصفائحية والمضطربة. الدراسة التجريبية أجريت في مختبرات الطاقة التطبيقية والتلوث في قسم الهندسة الميكانيكية على جهاز نفق الرياح الخارقة للصوت. وقد تم هذا العمل التجريبي للمقارنة بين النتائج التجريبية والعددية المتحصل عليها بالمحاكاة العددية مع استخدام نموذج k-ε.

التطابق بين النتائج التجريبية والعددية مرضي .

وأخيراً، نتائج جميع الحالات التي تعتبر مجالات الضغط والسرعة كلها مشجعة. إن جميع الظواهر الفيزيائية مثل وضع حدود الطبقات، وتباين معامل الاحتكاك ومنطقة إنتاج الطاقة الحركية المضطربة قد تم التقاطها عن طريق هذه المحاكاة.

**كلمات السر:** اسطوانة، مربع، المخور، الاضطراب، **Fluent**.

# NOMENCLATURE

## Notations latines

A	surface	$m^2$
$C_{1\varepsilon}; C_{2\varepsilon}; C_\mu; C_s$	constantes	
G	accélération	$m/s^2$
$G_K$	terme de production de l'énergie cinétique turbulente	$kg/m.s^3$
$N_{\text{faces}}$	nombre de faces d'une cellule	
P	pression	$N/m^2$
$p'$	fluctuation de pression	$N/m^2$
$p_0$	pression statique	$N/m^2$
$U_i$ ( $i=1, 2, 3$ )	Composante la vitesse instantanée suivant la direction i	$m/s$
$\overline{U}_i$ ( $i=1, 2, 3$ )	composante de la vitesse moyenne suivant la direction i	$m/s$
$u_i'$ ( $i=1, 2, 3$ )	composante de la vitesse fluctuante suivant la direction i	$m/s$
k	énergie cinétique turbulente	$m^2/s^2$
$S_t$	nombre de Strouhal	
L	échelle de longueur des grosses structures de turbulence	m
Re	nombre de Reynolds	
$\overline{u_i' u_j'}$	tension de Reynolds	$m^2/s^2$
G et K	rapports d'espace	
$X_i$	coordonnées	

## Notations grecques

$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	$m^2/s^3$
$\mu$	viscosité dynamique	$kg/ms$
$\mu_t$	dynamique turbulente	$kg/ms$
$\nu$	viscosité cinématique	$m^2/s$
$\nu_t$	viscosité cinématique turbulente	$m^2/s$
$\rho$	masse volumique	$kg/m^3$
$\tau$	taux de cisaillement	$kg/ms^2$
$\sigma_k; \sigma_\varepsilon$	nombre de Prandtl turbulent associés à k et $\varepsilon$ respectivement	
$\tau_{ij}$	tenseur de contrainte	
$\Gamma_\Phi$	coefficient de diffusion	
$\nabla_\phi$	gradient du scalaire $\Phi$	
$(\nabla_\phi)_n$	gradient du scalaire $\Phi$ dans la direction normale à la face f	
$\theta$	angle de rotation du cylindre	

**INTRODUCTION**

**ET**

**ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE**

# **INTRODUCTION ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE**

## **1 INTRODUCTION**

Les écoulements autour des objets est un phénomène qui se produit fréquemment dans la pratique. Ils sont indispensables dans la conception mécanique et thermique de nombreux systèmes en engineering comme : avions, automobiles, bâtiments, composant électroniques, les aubes de turbines et les formes géométriques à section carrée et circulaire. L'indentification et l'étude des phénomènes hydro et aérodynamiques qui surgissent dans le sillage d'un obstacle restent un sujet d'intérêt d'actualité dans divers domaines.

Donc, le sillage autour des obstacles est d'un intérêt important dans la pratique. En effet la connaissance des structures turbulentes générées derrière ces obstacles et leurs différents régimes est d'une utilité primordiale dans la conception des ouvrages exposés aux écoulements de fluides. Le choix de l'étude des obstacles cylindrique et carré résulte de leurs simplicités géométriques permettant d'avoir des facilités expérimentales et numériques

Beaucoup de travaux de recherches ont été réalisés pour modeler l'écoulement autour des obstacles. Pour cela, plusieurs expériences dans le domaine ont été réalisées et confrontées aux méthodes numériques. Pour cette dernière une large gamme de méthodes mathématiques ont été développées afin de s'approcher de la réalité de l'écoulement et de fournir le maximum d'information qui peuvent se produire. Pour notre cas, on a utilisé le code Fluent, qui représente un outil de simulation numérique fort de grande qualité afin de simuler un écoulement autour de deux obstacles différents. Ce code de calcul trouve de plus en plus de place dans différents domaines d'industrie surtout dans l'option des écoulements de fluide et transfert de chaleur.

## 2 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

La recherche est liée directement à l'évolution de la technologie; et c'est ce qui pousse les chercheurs à avancer dans des cas très compliqués et d'actualité susceptibles d'être traités à l'aide d'un outil informatique très puissant et avec des moyens expérimentaux les plus sophistiqués et les plus performants. Afin d'élargir nos connaissances dans ce domaine, nous avons fait une lecture des autres auteurs qui se résument comme suit :

**Guojon-Durand et al (2001)** ont étudié l'écoulement d'un fluide autour d'un cylindre animé d'un mouvement de rotation oscillante autour de son axe. Ils ont confirmé que pour certaines valeurs de la fréquence d'oscillation, il ya lieu d'une réduction de l'instabilité hydrodynamique. Et par la suite, ils ont modifié l'écoulement moyen en fonction de certains paramètres mécanique de structure du corps.

**D. Calluad et al (2001)** ont mené une étude expérimentale et numérique de l'écoulement laminaire d'un fluide autour d'un obstacle de section carrée disposé sur une plaque plane. La mesure de l'écoulement est faite par PIV (Particle Image Velocimetry). La confrontation des deux méthodes ont données les mêmes résultats qui se manifestent par la topologie de l'écoulement, les lignes de séparation, le lâchage tourbillonnaire. A part, une légère formation de tourbillons verticaux lâchés au dessus du cube s'avère un peu plus grande que celle faite par l'expérience.

**Madani et Abidat (2002)** Ont proposé un algorithme pour la résolution des équations de Navier-stokes, qui utilise une combinaison de deux schémas aux différences finies d'ordre  $O(h^2)$  et  $O(h^4)$ , afin d'étudier les écoulements instationnaires autour des corps profilés. Les avantages en temps de calcul et en précision de la méthode proposée ont été mis en évidence.

**S.C Luo et al. (2003)**, Les travaux expérimentaux sur les obstacles carrés, employant comme méthode de mesure un colorant fluorescent et la visualisation laser, ont permis de déterminer le nombre Reynolds critique de transition à 160 pour le mode A et à 200 pour le mode B. Il a été observé qu'au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente jusqu'à 160, le caractère onduleux de sillage augmente. Ce qu'implique le mode A. A partir d'un nombre de Reynolds égal à 200, le sillage derrière l'obstacle devient complètement déformé, et les longueurs d'ondes sont de plus en plus faibles ; ce qui caractérise le mode B.

**N. Roquet et al (2003)** ont travaillé sur l'écoulement d'un fluide stationnaire autour d'un cylindre en utilisant la modélisation numérique pour étudier et expliquer la variation de l'effort de fléchissement sur le sillage d'un cylindre. Les résultats portent sur la détermination du comportement asymptotique du fluide.

**QIE- Rong et al (2006)** ont mené une étude expérimentale de l'écoulement de l'eau peu profonde transitoire autour d'un cylindre circulaire horizontal avec un rapport d'espace  $G$ . à l'aide d'une méthode PIV image vélocimétrie de particule, Ils ont présenté la distribution de champ de vitesse, champ de pression et le développement du vortex pour divers rapports - espace  $G$ .

**N. Takafumi et al (2006)** ont effectué une étude numérique bidimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, en utilisant la modèle DES (Detached Eddy Simulation). Les résultats obtenus par La DES a prévu la cessation du décollement de tourbillon derrière le cylindre ; et même résultat a été obtenu en utilisant la méthode simulation RANS (Reynolds Average Numerical Simulation), mais avec un rapport –espace  $G=h/d$  plus petit que la DES.

**P.F. Zhang et al (2006)** ont effectué une étude numérique de l'écoulement laminaire bidimensionnel autour d'une tige ascendante et d'un cylindre circulaire. Les résultats obtenus à l'aide du logiciel de simulation Fluent démontrent que le coefficient de trainée moyenne et le coefficient de fluctuation de portance du cylindre peuvent être réduits par une tige ascendante.

**M.Cheng et al (2007)** ont simulé un écoulement de cisaillement linéaire incompressible bidimensionnel au-dessus d'un tube carré. Ils ont montré l'effet du taux de cisaillement  $\tau$  sur la fréquence du décollement de tourbillon du cylindre. Les résultats obtenus montrent que le vortex derrière le cylindre dépend fortement du taux de cisaillement et du nombre de Reynolds. Pour un nombre  $Re = 50$ , l'effet d'un petit nombre  $\tau$  cause un décollement de tourbillon alternatif suivi d'une intensité inégale, alors que pour un  $Re > 50$  et une grande valeur de  $\tau$ , supprime le décollement de tourbillon du cylindre. Les différences dans la force et la taille de vortex des côtés supérieurs et inférieurs du cylindre deviennent plus prononcées au fur et à mesure que le nombre  $\tau$  augmente.

**R. Belakroum et al (2007)** Ont étudié par la méthode des éléments finies, le modèle LES (Large Eddy Simulation) pour simuler l'écoulement instationnaire et turbulent d'un fluide incompressible autour d'un cylindre. Ils ont trouvé que Le phénomène d'éclatement tourbillonnaire est nettement mis en évidence.

**F. Meddane et al (2007)** ont étudié l'écoulement de fluide autour d'un obstacle, telle une aile de profil NACA 0021. Ils ont montré que l'utilisation du volet a une la fluence directe sur la distribution de pression et donc sur les forces aérodynamiques du profil.

**Dal Jae Park et al (2007)** ont étudié expérimentalement les effets de différentes obstructions formées sur la propagation de la flamme dans un emprisonnement rectangulaire. Quatre obstacles simples différents ont été employés : sections transversales rectangulaires, cylindriques triangulaires et carrées avec des rapports de colmatage de 5 et de 10%. Ils ont utilisé une caméra vidéo à grande vitesse pour étudier l'interaction entre une flamme de propagation et l'obstacle. Des images temporellement résolues de flamme ont été observées. Les vitesses de déplacement de flamme qui sont fonctions de la densité de probabilité ont été obtenues pour les différents obstacles. Comme la flamme de propagation empiète sur l'obstacle, une augmentation de vitesse locale de propagation due à l'expansion du gaz brûlé et au colmatage de l'obstacle a été obtenue. Cette augmentation locale de vitesse devient plus grande en allant d'un obstacle circulaire à un obstacle triangulaire ou carré. Ils ont trouvé que Les vitesses mesurées avec différents rapports de colmatage pour le même obstacle et ramenées à une moyenne de déplacement de flamme n'étaient pas sensiblement différentes à celle étudiées dans ce travail .Cependant, ils ont observé l'augmentation de la vitesse la plus rapide ramenée à une moyenne de flamme.

**S. Pascal-Ribot et Y. Blanchet (2007)** ont réalisé une étude expérimentale et numérique de l'écoulement de fluide autour d'un cylindre rigide en deux phases l'air et eau. La résolution numérique du problème a été faite à l'aide d'une méthode d'analyse dimensionnelle standard. Ils ont présenté une exploration de base pour évaluer les forces de portance de vibration exercées sur le cylindre.

**C. Shu et al (2008)** Ont mené une étude numérique d'un écoulement transitoire bidimensionnel au-dessus d'un cylindre circulaire. La résolution numérique du problème a été faite à l'aide d'une méthode IBM (Méthode Immersée de Boltzmann) de correction-treillis. Ils ont constaté que cette méthode est simple dans le concept et facile pour l'exécution et la convergence du calcul numérique est plus rapide et plus stable.

**I. Khabbouchi et M.S. Guellouz (2008)** Ont effectué des mesures par PIV dans la zone du sillage proche derrière un cylindre placé près d'une paroi au niveau de son bord d'attaque. La configuration géométrique a permis d'isoler l'effet de l'écoulement type jet qui s'installe dans l'espace entre la paroi et le cylindre. Le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre du cylindre et la vitesse de l'écoulement libre est  $Re=8667$ . Ils ont montré l'existence de trois régions différentes d'écoulement lorsque le cylindre se rapproche de la paroi. L'effet de l'écoulement type jet se manifeste dans les faibles rapport- espace ( $G/D < 0.3$ ) en détruisant la couche de cisaillement inférieure et empêchant, par la suite l'allée de Von Karman de s'installer dans le sillage.

**Shuyang Cao –Yukio Tamura (2008)** Ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement autour d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds sous-critique. On constate que le nombre de Strouhal ne montre aucune variation par rapport au paramètre de cisaillement, et que le point d'arrêt à haute vitesse a une grande influence sur la force aérodynamique.

**M.S. Dhouieb et al. (2008)** Une étude expérimentale et numérique menée dans une conduite horizontale rectangulaire au milieu de laquelle est placé un cylindre carré de hauteur  $h = 0.01$  m et de largeur  $l = 0.02$  m. L'écoulement en amont de celui-ci est laminaire. Des mesures PIV ont été effectuées afin de caractériser expérimentalement les structures tourbillonnaires. Parallèlement une simulation numérique 2D est réalisée pour faire la comparaison avec les résultats numériques. D'autres mesures PIV complémentaires ont été menées par le dessus du canal en aval du cylindre afin de détecter une éventuelle tridimensionnalisation de l'écoulement. Lors des mesures, ils ont constaté l'apparition des tourbillons de Von Karman dans le cas d'un écoulement derrière un cylindre dans un milieu confiné. Les résultats expérimentaux sont en bonnes concordances avec les simulations numériques 2D,  $Re_{mc} = 90$ . Pour des  $Re > 180$  les instabilités deviennent très importantes. Les résultats de la simulation numérique 2D sont en concordance avec les résultats expérimentaux l'erreur est inférieure à 15 %.

**E. Faghani et al (2009)** ont étudié l'écoulement et le transfert de chaleur d'un cylindre circulaire à partir d'un gicleur à air isotherme. L'étude s'est établie sur le nombre de Reynolds bas. Ils ont trouvé que le nombre de Nusselt moyen croît avec le nombre de Reynolds. Ainsi la distance entre le bec et le cylindre a un effet fort sur le transfert de chaleur.

**K. Lam -L. Zou (2009)** ont étudié numériquement et expérimentalement les écoulements turbulents autour de quatre cylindres dans une configuration carrée intégrée avec différents rapports d'espacement choisis. Les résultats obtenus de la fluctuation de vitesse sont avérés similaires aux résultats numériques.

**N. Mahir (2009)** Ont étudié l'écoulement bidimensionnel et tridimensionnel autour d'un cylindre carré placé près d'un mur plat avec un rapport d'espace  $G/D$  varié et pour de nombres de Reynolds aussi variables, en utilisant une méthode entièrement implicite, de différence finie des équations Navier –Stokes. Ils ont constaté que la simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel prévoit les coefficients de traînée et la racine carrée des coefficients de portance inférieurs que ceux de l'écoulement bidimensionnel. Ils ont conclu que le coefficient de traînée et la racine carrée des coefficients de portance diminue légèrement aux grands rapports d'espace  $G/D$ .

**L. Bruno et al (2009)** ont contribué par l'étude à l'analyse tridimensionnelle, de l'écoulement de fluide turbulent, pour un nombre de Reynolds élevé autour d'un cylindre rectangulaire avec un rapport de corde-à-profondeur  $G$ . Ils ont réalisé que les paramètres aérodynamiques principaux obtenus par la modélisation numérique sont semblables aux résultats proposés dans la littérature.

**M.M. Ouestati et al (2010)** se sont intéressés à la simulation par les différentes formulations de la fonction-vorticité pour résoudre l'équation de Navier-stoks. étudié l'écoulement de fluide réguliers et transitoires autour d'un obstacle carré. Ils ont conclué que cette formulation a plusieurs avantages, puisque la limite de pression est éliminée des équations de gouvernement et satisfait automatiquement l'équation de continuité.

### **3 But de travail**

Le but de ce travail est d'étudier numériquement les phénomènes de l'écoulement laminaire stationnaire et instationnaire bidimensionnel, turbulent stationnaire et tridimensionnel du fluide incompressible et sans transfert de chaleur autour d'un obstacle.

Dans le cas bidimensionnel, une simulation numérique a été faite à l'aide du code de calcul FLUENT. Pour comparer les différents champs de vitesse, et de pression ainsi le phénomène de van-karman entre l'écoulement autour d'obstacles carrée et cylindrique.

Dans le cas tridimensionnel, une étude comparative a été faite entre l'étude expérimentale et notre simulation numérique de l'écoulement turbulent.

L'étude expérimentale a été réalisée au niveau de laboratoire de l'Energétique Appliquée et de pollution au département de Génie Mécanique. La simulation numérique a été faite en utilisant le code de calcul FLUENT. L'effet de la turbulence sur l'écoulement a été pris en compte en utilisant le modèle k- $\epsilon$ .

Dans tous les cas considérés, les champs de pression et de vitesse satisfaisant, les phénomènes physiques tels que le développement des couches limites, la variation du coefficient de frottement et la zone de production de l'énergie cinétique turbulente ont tous été captés par la présente simulation.

#### **4 Plan de l'étude :**

Ce travail comprend une introduction générale et une étude bibliographique avec quatre chapitres répartis comme suit :

- a. le premier chapitre comporte un détail géométrique des différents obstacles et l'emplacement de chaque dans le champ d'application. Aussi, une description sur le banc d'essai a été donnée.
- b. Dans le deuxième chapitre, nous exposons les équations mathématiques qui gouvernent le phénomène physique à étudier.
- c. Le troisième chapitre interprète la description du problème et la procédure de résolution par le mailleur *GAMBIT* et le solveur *FLUENT* avec le choix des maillages adéquats pour simuler l'écoulement en deux régimes laminaire et turbulent pour les deux géométries à traiter.
- d. Dans le quatrième chapitre, nous présentons nos résultats numériques et expérimentaux et les discussions des résultats trouvés, ensuite achevé par une conclusion générale.

# **CHAPITRE 1**

## **DESCRIPTION GENERALE**

# CHAPITRE 1

## DESCITION GENERALE

### 1.1 GENERALITES

Les écoulements autour des objets est un phénomène qui se produit fréquemment dans la pratique et nécessaire pour la conception mécanique et thermique de nombreux systèmes en engineering comme : avions, automobiles, bâtiments, composant électroniques, les aubes de turbines et les obstacles cylindrique a section carrée et circulaire. L'indentification et l'étude des phénomènes hydro et aérodynamiques qui surgissent dans le sillage d'un obstacle restent un sujet d'intérêt dans divers domaines.

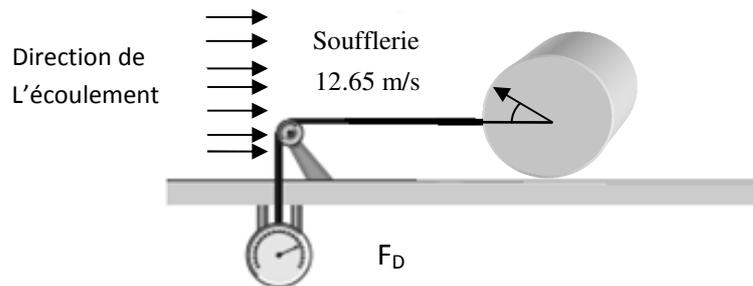
### 1.2 Ecoulement autour d'un obstacle cylindrique

Les études traitant le problème de l'écoulement autour d'un cylindre ont suscité un intérêt considérable ces dernières années. Cet intérêt découle de la variété d'applications dans le domaine de l'ingénierie faisant appel à des formes cylindriques.

Malgré la simplicité de l'obstacle à sections circulaires ou à section carrées, l'écoulement fait intervenir des mécanismes complexes. Ce ci a suscité beaucoup d'intérêt pour la communauté scientifique. L'écoulement autour d'un cylindre placé dans un écoulement uniforme établi peut prendre plusieurs formes. La forme du sillage peut être déterminée en premier lieu par le nombre de Reynolds, défini par :  $Re = \frac{U_\infty D}{\nu}$  où «  $U_\infty$  » représente la vitesse à l'infini amont, «  $D$  » le diamètre du cylindre à section circulaire et 'A' le coté du cylindre à section carrée avec :  $A = \sqrt{\frac{\pi D^2}{4}}$  et ' $\nu$ ' la viscosité cinématique du fluide considéré. Les changements structuraux dans le sillage sont dus à la transition des paramètres de l'écoulement tel que la couche limite ou l'écoulement cisailé. Ces transitions s'amorcent à des valeurs particulières du nombre de Reynolds (Re).

### 1.3 Trainée de frottement et trainée de pression

La force exercée sur un corps par un fluide en écoulement dans la même direction que l'écoulement est appelée trainée (Figure 1.1). La force de trainée est due aux effets combinés de la pression et aux contraintes visqueuses agissant sur le corps. D'une façon générale, l'effet du fluide peut commodément être résolu dans deux composantes, la normale de pression  $p$  sur la surface et effort de cisaillement le long de la surface.



**Figure 1.1 Mesure de la force de trainée agissante sur un obstacle cylindrique dans une soufflerie**

**Traînée** : composante parallèle à la vitesse de l'écoulement à l'infini.

**Portance** : composante perpendiculaire

### 1.4 Domaines d'application

Parmi les applications des l'obstacle ont peut citer : les profils NACA d'une l'aille d'avion. Les types de refroidissement dans les échangeurs et radiateurs, les aubes d'une turbine industrielle qui entraînent les bateaux et les obstacles carré et cylindrique.

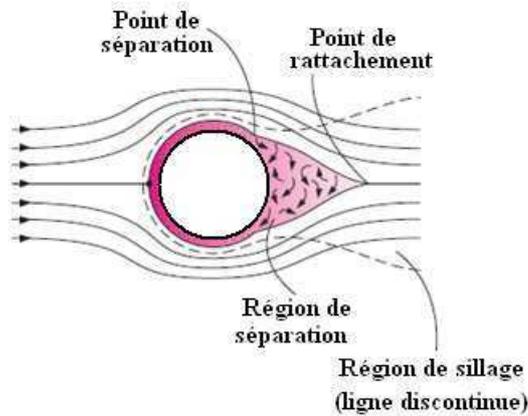


Figure 1 . 2 Ecoulement autour d'un cylindre

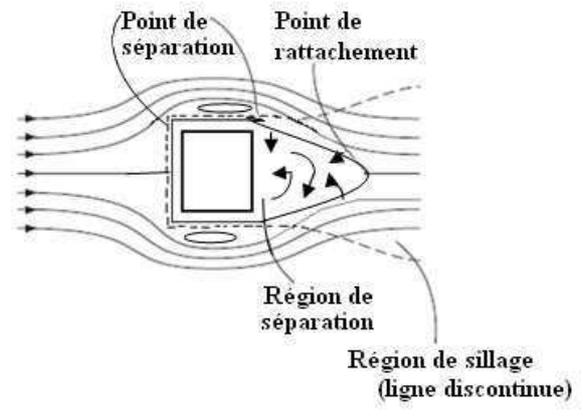


Figure 1.3 Ecoulement autour d'un carrée

### 1.5 Les différents régimes sur le cylindre

La transition de l'écoulement d'un régime laminaire vers un régime turbulent dépend du nombre de Reynolds. La zone de transition entre l'écoulement laminaire et turbulent dépend aussi du nombre de Reynolds

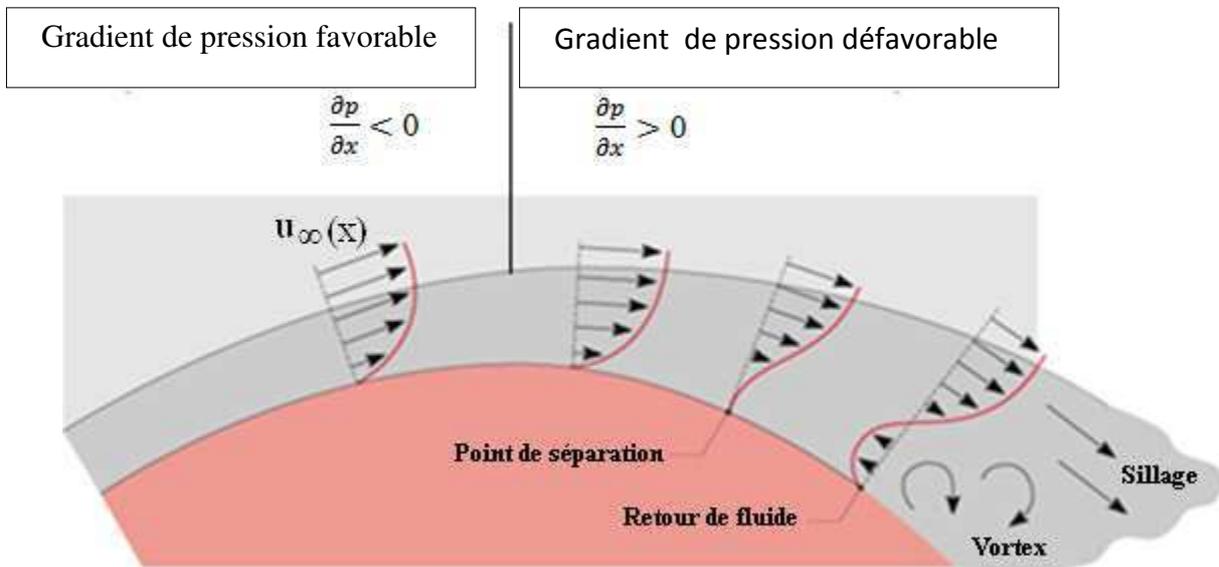


Figure .1 .4 Profils de vitesse associée à la séparation sur un cylindre dans un écoulement transversal.

## 1.6 Passage d'un régime a l'autre :

Trois types de transition se présentent, la première est appelée transition naturelle où la couche limite laminaire développe ce qu'on appelle les ondes de Tollmien- Schlichting suivies par une amplification d'instabilités et finalement d'un écoulement complètement turbulent figure (1.5). La transition naturelle se produit habituellement avec de petites perturbations de l'écoulement libre.

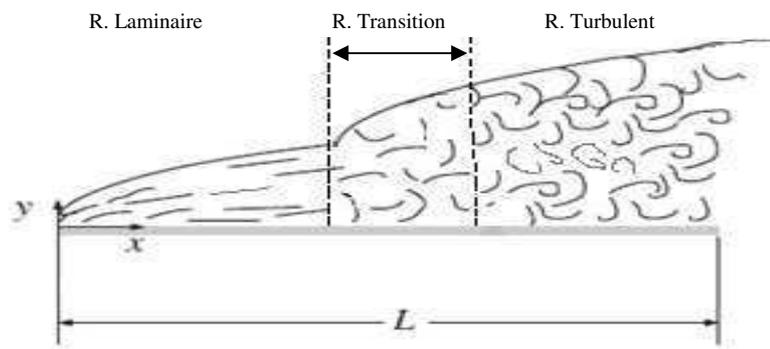


Figure 1.5 Phénomènes induits par la transition naturelle

## 1.7 Description et procédure

Pour valider nos résultats une expérience a été réalisée sur la soufflerie subsonique EA 103. Elle est principalement réalisée en pvc rigide. L'air est aspiré à travers un convergent, de forme soigneusement étudiée qui assure une bonne qualité de l'écoulement à l'entrée de la veine d'essai. Figure. (1.6- a, b).

Cette dernière, de section carrée (300x300 mm), et d'une longueur de 1000 mm, est réalisée en altuglas transparent. Les parois latérales sont pourvues de dispositifs permettant la fixation des obstacles. Figures. (1.6- c, d). La paroi supérieure est équipée de sept passages étanches pour la mise en place des sondes de mesure. Figure (1.6- e).

L'obstacle cylindrique décrit auparavant et utilisé pour l'expérimentale, est muni de prises de pression telles que 24 point virtuel sur le cylindre pour avoir la distribution de la pression. La prise est connectée avec un multi manomètre à eau.

Deux prises (de part et d'autre) ont été déconnectées de l'obstacle pour être utilisées et pour mesurer la vitesse à l'aide d'un tube de Pitot.

Le tube de Pitot, équipé de son système de déplacement sur la profondeur de la veine d'essai permettra d'effectuer des mesures de pression. On le déplacera à un pas régulier dans la partie centrale de la veine d'essai ; ce pas pourra être assez important car la vitesse varie peu dans cette partie. Par contre, au voisinage des parois, des mesures plus rapprochées permettront de mettre en évidence le développement de la couche limite.

Les différentes sections de mesure sont repérées de 1 à 12 partir de l'entrée de la veine d'essai. Pour la mesure d'un profile de vitesse dans une section transversale donnée, on relève les hauteurs de liquides (eau) correspondant à la prise de pression totale et la pression statique du tube de Pitot. La vitesse étant ensuite calculée à partir de cette différence de hauteur manométrique  $\Delta H$ , telle que  $V = 4(\Delta H)^{1/2}$ .



(a) : Soufflerie EA103



(b) : Entrée de soufflerie

**Figure 1.6 Dispositif expérimental**



(c) : Position de mesure



(d) : L'obstacle cylindrique



(e) : La prise des mesures

Figure 1.6 Dispositif expérimental (suite)

## 1.8 Les conditions aux limites

Dépendant du type de phénomène physique à étudier, elles permettent d'identifier les positions des frontières (entrées, sorties, symétrie ...) et spécifier les variables aux frontières (vitesse, pression, ...).

- ❖ Pour tous les cas étudiés le fluide considéré est de l'air incompressible. Et faible nombre de Mach.
- ❖ Le nombre de Reynolds pour le cas bidimensionnel et l'écoulement laminaire varie comme suit :
  - écoulement rampant  $\mathbf{Re} \leq 5$
  - régime stationnaire décollé  $5 \leq \mathbf{Re} \leq 48$
  - régime laminaire instationnaire  $48 \leq \mathbf{Re} \leq 180$
- ❖ Le nombre de Reynolds pour le cas tridimensionnel et l'écoulement turbulent soit :  $\mathbf{Re} = 8700$ .

❖ Les conditions d'entrée sont résumées dans le tableau suivant :

	Obstacle 2D		Obstacle 3D	
	cylindre	carrée	cylindre	carrée
<b>Vitesse</b> (m/s)	<b>0.038</b>	<b>0.038</b>	/	/
	/	/	<b>12.65 et</b>	<b>12.65 et</b>
<b>Intensité de turbulence</b> <sup>0/0</sup>	/	/	<b>5 et 10</b>	<b>5 et 10</b>
<b>Diamètre hydraulique</b> (mm)			<b>10mm</b> (arrête de la maille du nid d'abeille)	<b>10mm</b> (arrête de la maille du nid d'abeille)

❖ A la sortie, le rapport de débit entrant au débit sortant est égal à 1 et ce pour tous les cas à étudier. Le code considère une condition de régime établi c'est-à-dire :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial W}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial K}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

# **CHAPITRE 2**

## **FORMULATIONS MATHÉMATIQUES**

## CHAPITRE 2

# FORMULATION MATHÉMATIQUE

Dans le présent travail, les écoulements considérés sont tridimensionnel turbulent ou laminaire, stationnaire et instationnaire d'un fluide incompressible, sans transfert de chaleur. Dans ce qui suit, seront décrites les équations traduisant le transport de masse et de quantité de mouvement régissant de tels écoulements avec les simplifications nécessaires qui sont faites dans le code FLUENT selon les cas étudiés.

### 2.1 Equation du champ moyen

La décomposition de Reynolds est introduite dans les équations de Navier-stokes et les équations régissant pour un fluide incompressible s'écrivent comme suit.

#### 2.1.1 La moyenne d'ensemble :

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

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

$$\overline{f(x, t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N f^{(i)}(x, t) \quad (2.1)$$

#### 2.1.2 La moyenne temporelle :

La moyenne temporelle est définie pour une seule expérience, une seule quantité à une seule position.

$$\begin{aligned} \overline{U}(x_j) &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t U_i(x_j) dt \\ \overline{P} &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t P dt \end{aligned} \quad (2.2)$$

### 2.1.3 Notations :

Dans ce chapitre, on se limite aux équations valables pour un fluide (air) à masse volumique constante incompressible. Afin, d'explicitier clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésiennes.

\* coordonnées (x, y, z)

\* vitesse ( $u_1, u_2, u_3$ )

## 2.2 Equations de transport

Les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide incompressible Newtonien sont :

### 2.2.1 Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \quad (2.3)$$

### 2.2.2 Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes):

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

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t}}_{\text{instationnaire}} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{convectif}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i}}_{\text{pression}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{terme visqueux}} \quad (2.4)$$

## 2.3 Décomposition statique

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

$$\begin{aligned} U_i &= \bar{U}_i + u'_i, & \bar{u}' &= 0 \\ P &= \bar{P} + p', & \bar{p}' &= 0 \end{aligned} \quad (2.5, a)$$

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

$$f = \overline{f} + f'$$

$\overline{f}$  est la partie moyenne (d'ensemble) (2.5, b)

$f'$  est la partie fluctuante

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

### 2.3.1 Règles de Reynolds :

En utilisant les règles dites « règles de Reynolds Hinze (1975) qui sont les suivants:

$$\begin{aligned} \overline{\phi'} &= 0. \\ \overline{\phi} &= \overline{\phi}. \\ \overline{f\phi} &= \overline{f}\cdot\overline{\phi} \\ \overline{f + g} &= \overline{f} + \overline{g} \\ \overline{f\phi'} &= \overline{f}\cdot\overline{\phi'} = 0. \\ \overline{f\cdot\phi} &= \overline{f}\cdot\overline{\phi} + \overline{\phi'}\cdot\overline{f'} \\ \overline{\frac{\partial\phi}{\partial x}} &= \frac{\partial\overline{\phi}}{\partial x} \end{aligned} \tag{2.6}$$

### 2.3.2 Les tensions de Reynolds :

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(U_i + u'_i) + (U_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i + u'_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i}(P + p') + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial}{\partial x_i}(U_i + u'_i) \right) \tag{2.7}$$

On moyenne ensuite ces équations et après calcul, on retrouve l'équation de continuité et celle de chaque celle de Navier-Stokes moyenné.

### 2.3.3 Equation de continuité :(conservation de la masse)

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{2.8}$$

### 2.3.4 Equation de transport de quantité de mouvement :

$$\underbrace{\bar{U}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_i)}_{\text{Terme convectif}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{effet de la pression}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2}}_{\text{contrainte visqueuse}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{-\nu u'_i u'_j})}_{\text{contrainte de Reynolds}} \quad (2.9)$$

Les équations de Reynolds moyennées obtenues font apparaître un nombre d'inconnues Supplémentaire  $\overline{(u'_i u'_j)}$  d'où la nécessité d'un modèle de turbulence afin de fermer le système d'équation à résoudre.

## 2.4 Modèle de turbulence k-ε

Dans le code Fluent, il existe différents modèles de turbulence, qui se distinguent par un nombre d'équation de transport supplémentaires nécessaires pour fermer le système d'équations du problème à résoudre. Dans notre cas, on a utilisé le modèle k-ε standard qui est un modèle semi empirique basé sur le concept de Boussinesq reliant les contraintes de Reynolds au taux de déformation moyen :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (2.10)$$

$\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]$  : est le tenseur de déformation.

Où  $K = \frac{\overline{u_i'^2}}{2}$  représente l'énergie cinétique turbulente.

Par analogie avec la viscosité laminaire caractérisée par une vitesse (des molécules) et une distance (le libre parcours moyen), la viscosité turbulente, caractérisée par une vitesse  $\sqrt{k}$  et une distance ( $L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ ), est donnée par :

$$\nu_t = c_\mu \sqrt{k} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.11)$$

Avec  $C_\mu = 0.09$ , et  $\varepsilon$  le taux de dissipation.

$k$  et  $\varepsilon$  sont obtenus à partir de leur équation de transport présentée ci-dessous.

**a). Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente  $k$  :**

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu \frac{\mu_T}{\sigma_K} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (2.12)$$

**b). Equation de transport du taux de dissipation  $\varepsilon$  de l'énergie cinétique turbulent :**

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu \frac{\mu_T}{\sigma_K} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.13)$$

$\sigma_\varepsilon$  et  $\sigma_K$ , sont respectivement les nombre de Prandtl turbulents relatifs aux taux de dissipation et à l'énergie cinétique turbulent, et l'ensemble des autres coefficients est déterminé de façon empirique.

$C_{1\varepsilon}=1.44$ ,  $C_{2\varepsilon}=1.92$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ ,  $\sigma_K=1.0$ . Ces valeurs sont prises par défaut par Fluent.

Le terme de production  $G_k$  est donnée par :

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} = \rho \nu_t \left[ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad (2.14)$$

Les équations des paramètres du champ moyen et turbulent sont résumées dans les Tableaux suivant :

Equation	$\Phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement	$u_i$	$(\mu + \mu_t)$	$\left[ -\frac{\partial p}{\partial x_i} \right]$

**Tableau 2.1 : Equation des paramètres moyens**

Equation	$\Phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
<b>Energie cinétique turbulente</b>	<b>k</b>	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_K + \rho\varepsilon$
<b>Taux de dissipation</b>	$\varepsilon$	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_K) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$

**Tableau 2.2 : Equation des paramètres turbulents pour le modèle k- $\varepsilon$**

## 2.5 Détails sur la procédure de résolution

Les équations qui gouvernent l'écoulement sont des équations aux dérivés partielles non Linéaires qui n'ont pas de solution analytique d'où la nécessité de faire appel à une méthode de résolution numérique. Dans notre cas, Fluent été utilisé, incorporant la méthode des volumes finis, basée sur :

- ❖ Une génération du maillage : division du domaine physique en volumes de contrôles.
- ❖ Une discrétisation de différentes équations par intégration sur des volumes de contrôles permettant d'obtenir ainsi un système d'équations algébriques pour chaque variable dépendante du problème à résoudre.

Pour la résolution de ceci, on utilise l'algorithme SIMPLE qui suit les étapes suivantes :

- ❖ Mettre à jour des propriétés du fluide.
- ❖ Mettre à jour le champ de vitesse, c'est-à-dire la résolution des équations de transport de quantité de mouvement de u, v, w, en utilisant les valeurs courantes de pression.
- ❖ Corriger la pression si les vitesses trouvées dans l'étape précédente ne satisfont pas l'équation de continuité.
- ❖ Résoudre les équations de transport de k et de  $\varepsilon$  en prenant compte des dernières valeurs trouvées dans ce qui précède.
- ❖ Tester la convergence, si celle-ci est atteinte, on arrête le processus de calcul.

La discrétisation des équations régissant peut être illustrée simplement en considérant l'équation de transport d'une quantité scalaire, exprimée sous sa forme intégrale, en régime permanent par :

$$\iiint_V \text{div}(\rho\phi\vec{v}) dV = \iiint_V \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi) dV + \iiint_V S_\phi dV \quad (2.15)$$

Où  $\rho$  = masse volumique

$\vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$  est le vecteurs vitesse

$\Gamma =$  coefficient de diffusion de  $\phi$

$S_\phi =$  source de  $\phi$  par unité de volume

En utilisant le théorème de Green Ostrogradski, les intégrales sur le volume peuvent être réécrites sous forme d'intégrale sur la surface enveloppant le volume, et l'équation (2-8) deviendra alors :

$$\iint_S (\rho \Phi \vec{v}) \cdot \vec{n} ds = \iint_S (\Gamma_\phi \text{grad}\Phi) \cdot \vec{n} ds + \iiint_V S_\phi dV \quad (2.16)$$

Après intégration, l'équation (2-9) donne :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi (\nabla\phi)_n \vec{A}_f + \bar{S}_\phi V \quad (2.17)$$

Où  $N_{faces} =$  nombre de faces de la cellule.

$\phi_f =$  valeur de  $\phi$  évaluée à la face  $f$ .

$\rho_f \vec{v}_f \phi_f \vec{A}_f =$  débit massique à travers la face  $f$ .

$\vec{A}_f =$  surface de la face  $f$ .

$(\nabla\phi)_n =$  grandeur de  $\nabla\phi$  normale à la face  $f$ .

$\bar{S}_\phi =$  source évaluée au centre du volume  $V$ .

$V =$  volume de la cellule.

Les équations résolues par Fluent prennent la même forme générale que celle donnée ci-dessus et s'appliquent aux différentes mailles du volume de contrôle.

Le code Fluent stocke les valeurs discrètes de la grandeur scalaire  $\phi$  aux centres des cellules. Les valeurs de  $\phi_f$  sont exigées au niveau des faces pour les termes de convection de l'équation (2-9) et doivent être déterminées par interpolation à partir des valeurs du centre de la cellule. Ceci est accompli en utilisant le schéma décentré amont (upwind). « Upwinding » signifie que la valeur de la face  $\phi_f$  lorsque le nombre de Peclet est supérieur à 2 est dérivée des quantités dans la cellule en amont. Fluent permet donc de choisir entre plusieurs schémas : (upwind 1<sup>er</sup> ordre, upwind 2<sup>eme</sup> ordre, loi de puissance et (QUICK)). Dans le présent travail, le choix s'est porté sur schéma upwind second ordre dont les solutions sont physiquement réalistes.

# **CHAPITRE 3**

## **RESOLUTION PAR FLUENT**

# CHAPITRE 3

## RESOLUTION PAR FLUENT

### 3.1 Introduction

Dans ce qui suit, seront décrits la construction de la géométrie de chaque cas étudié, la génération de son maillage ainsi que l'incorporation des conditions aux limites telles qu'elles ont été élaborées dans le mailleur Gambit et le solveur Fluent.

### 3.2 GAMBIT

C'est un pré processeur intégré pour l'analyse en CFD (computation fluide Dynamics). Il est utilisé pour construire une géométrie et générer son maillage.

Les options de génération de maillage de GAMBIT offrent une flexibilité de choix. La géométrie peut être décomposé en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon GAMBIT génère automatique un maillage non structure adapté au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage du modèle étudié et l'incorporation des conditions aux limites.

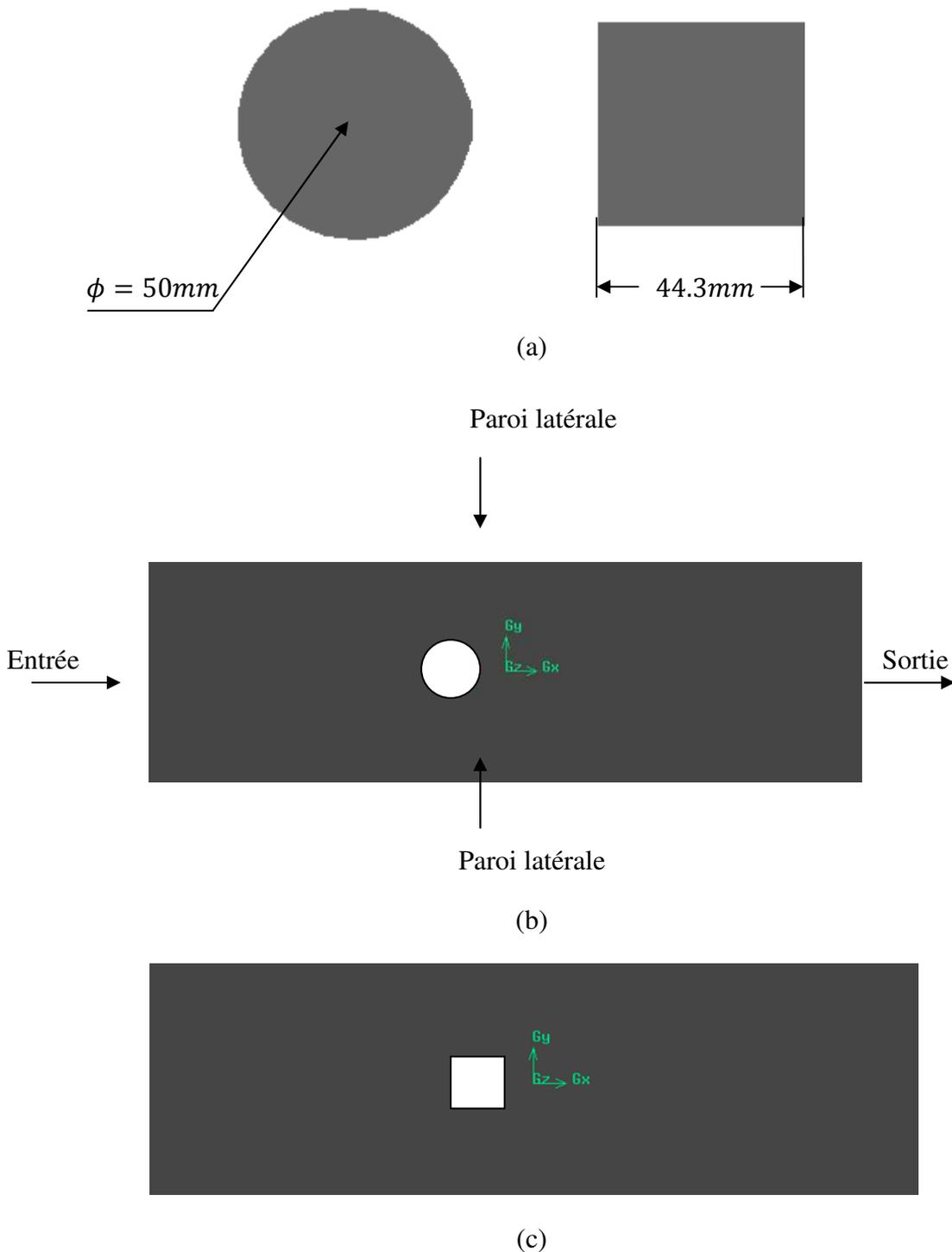
Dans le présent travail, GAMBIT offre cette possibilité de définir des obstacles cylindrique et carrée, créer un volume représentant le domaine d'étude et générer son maillage.

#### 3.2.1 Géométrie

Les deux configurations géométriques traitées sont présentées ci-dessous

### 3.2.1.1 Premier Cas

L'écoulement autour d'un obstacle cylindre et carré 2D, a été simulé à l'aide du code Fluent. Le domaine de calcul est une surface de dimension 300mmx1000mm avec une entrée, une sortie et deux cotés latéraux. Figure (3.1).



**Figure 3.1 obstacles carré et cylindrique 2D**

### 3.2.1.2 Deuxième cas :

Pour ce cas la simulation de l'écoulement tridimensionnel a été faite autour des obstacles cylindrique et carrée avec  $z=297\text{mm}$ , à l'intérieur d'une veine d'essai d'une soufflerie, voir Figures. (3.2), (3.3) et (3.4).

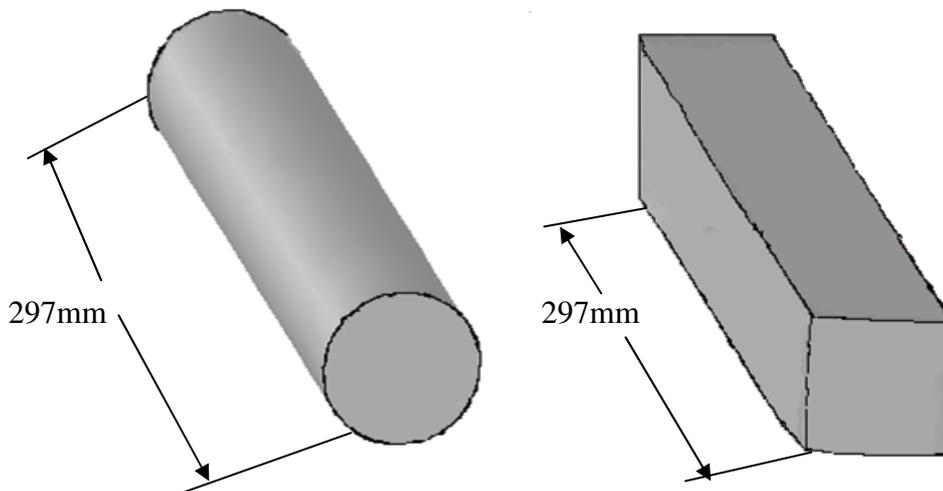


Figure 3.2 le cylindre et le carrée.

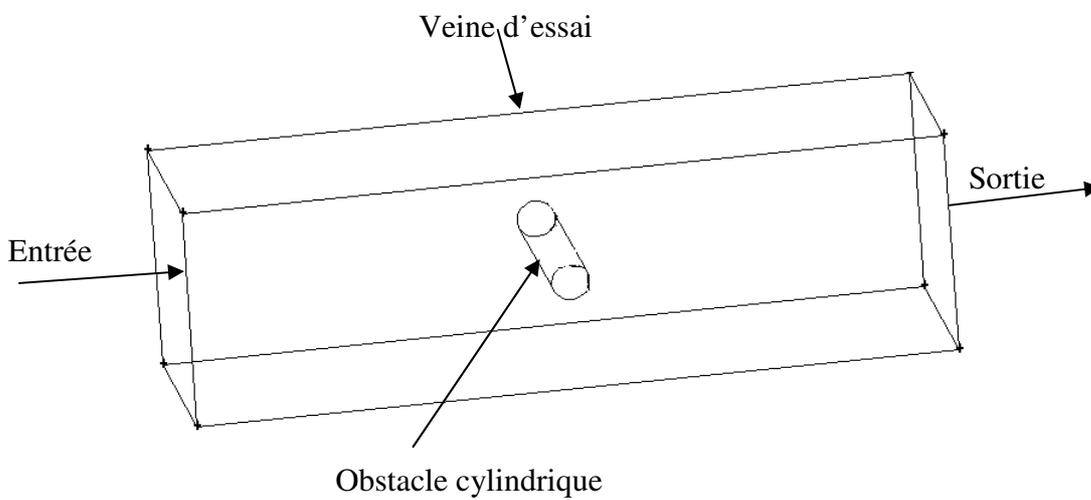
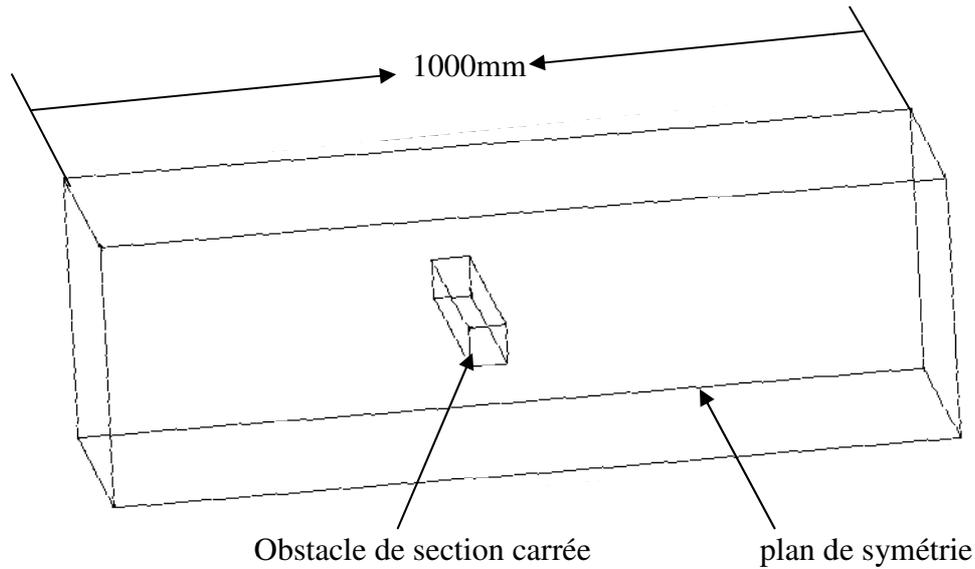


Figure 3.3 obstacle cylindrique dans la veine d'essai.



**Figure 3.4 obstacle carrée dans la veine d'essai.**

### 3.2.2 Maillage :

Avoir une meilleure précision des résultats par le solveur Fluent nécessite un maillage suffisamment raffiné de sorte que la solution soit indépendante du maillage. Un test de l'effet du maillage sur la solution a été effectué en utilisant différents nombre de cellules.

Il a été opté pour un maillage triangulaire et quadrilatéral respectivement dans le cas des obstacles cylindrique et carrée. Les nombres de cellules considérés figurent dans le tableau ci-dessous.

	Maillage quadrilatéral	Maillage triangulaire
Profil cylindrique 2D	/	806677 cellules
Profil cylindrique 3D	/	802740cellules
Profil carrée 2D	828024 cellules	/
Profil carrée 3D	880560 cellules	/

**Tableau 3.1 Nombres de cellules par cas.**

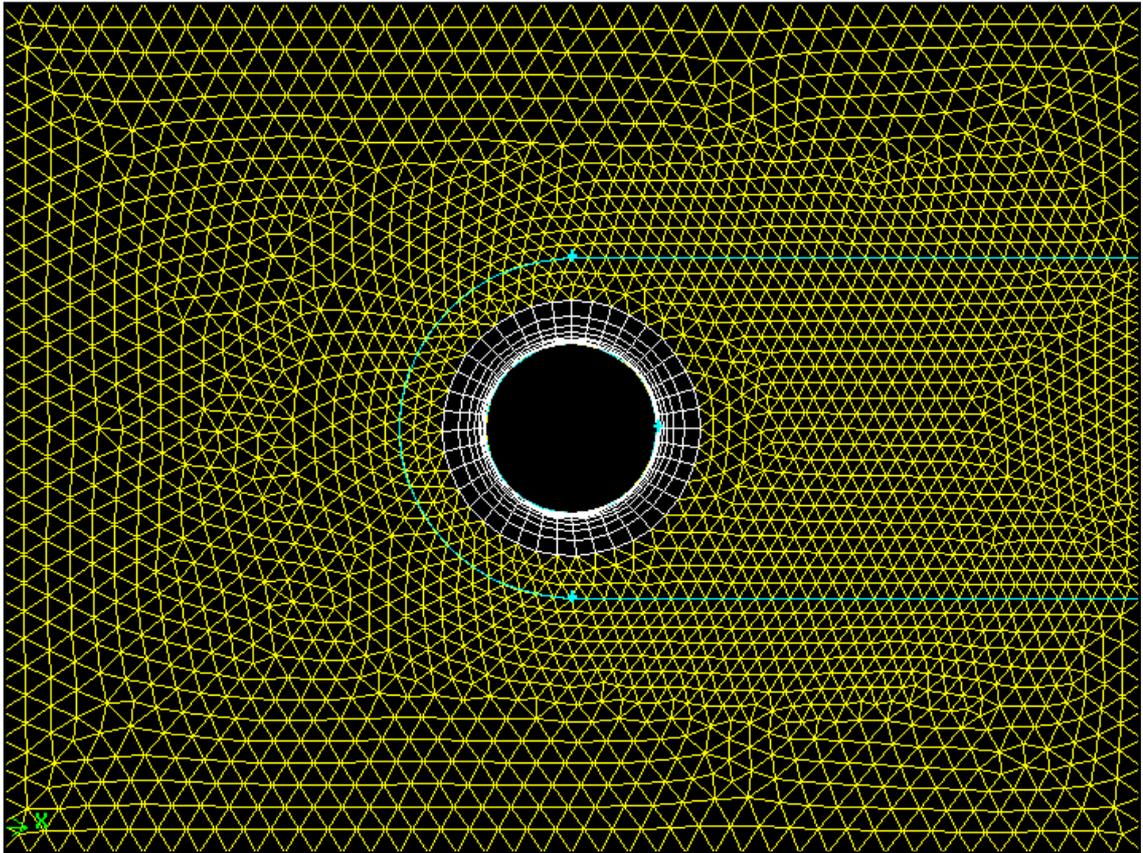


Figure 3.5 (a) Maillage triangulaire et quadrilatéral pour un obstacle cylindrique 2D.

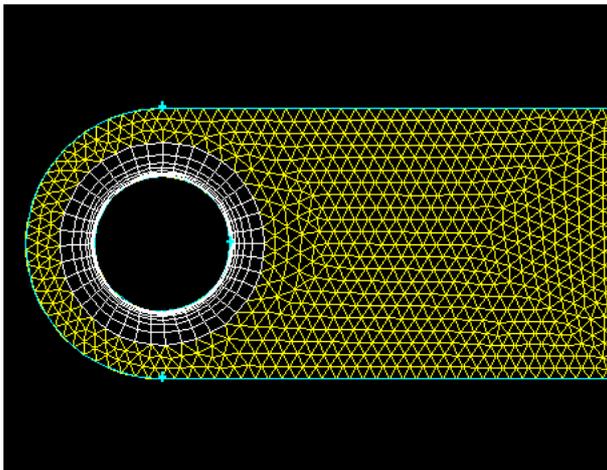


Figure 3.5 (b) Domaine de raffinement.

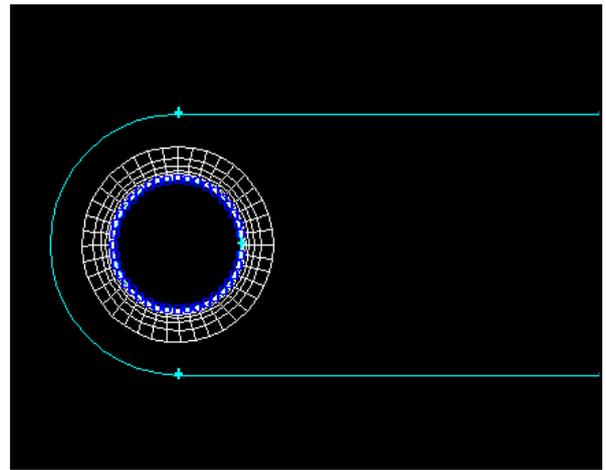


Figure 3.5 (c) Maillage près de paroi du cylindre.

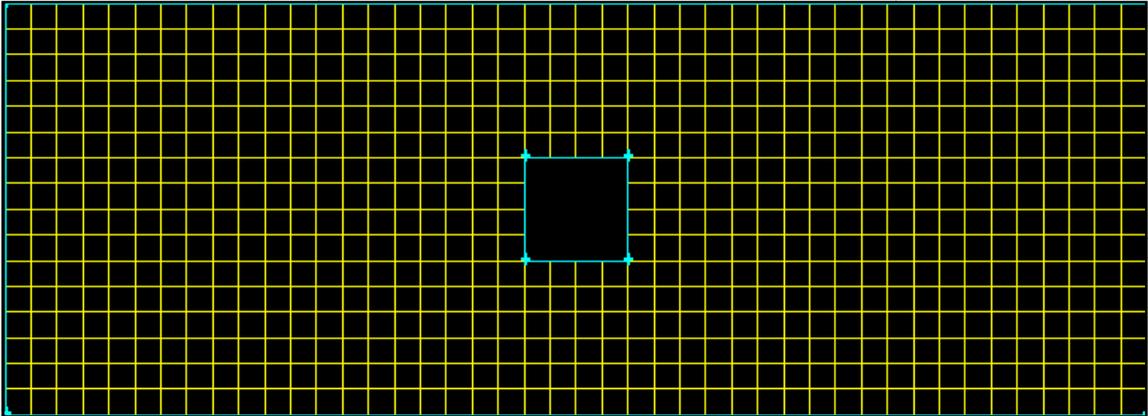


Figure 3.6 (a) Maillage quadrilatéral pour un obstacle caré 2D.

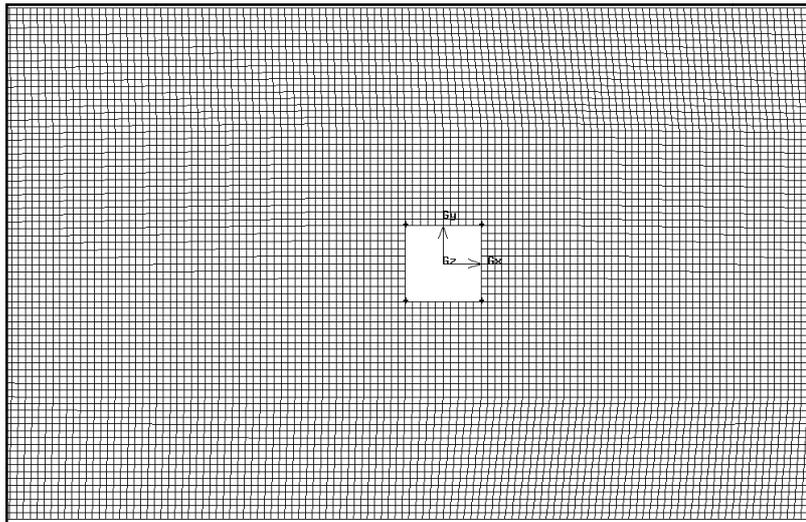


Figure 3.6 (b) Qualités de maillage.

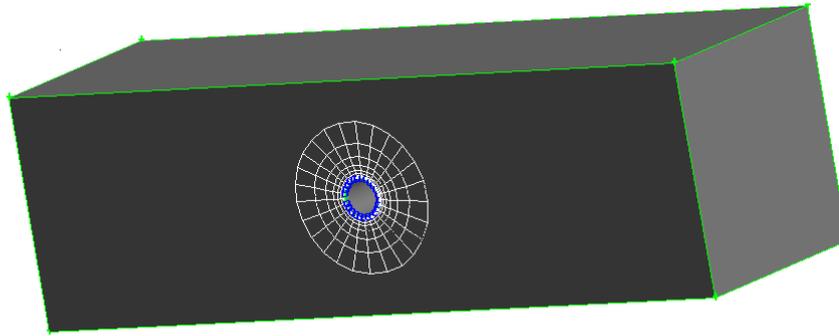
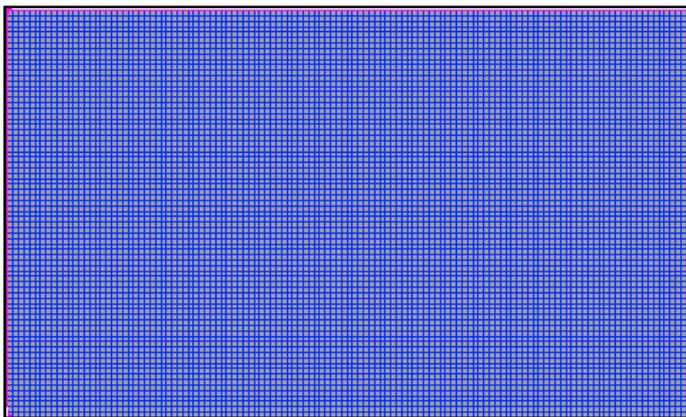
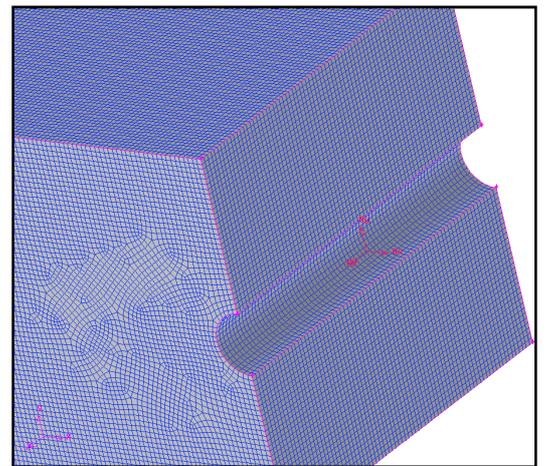


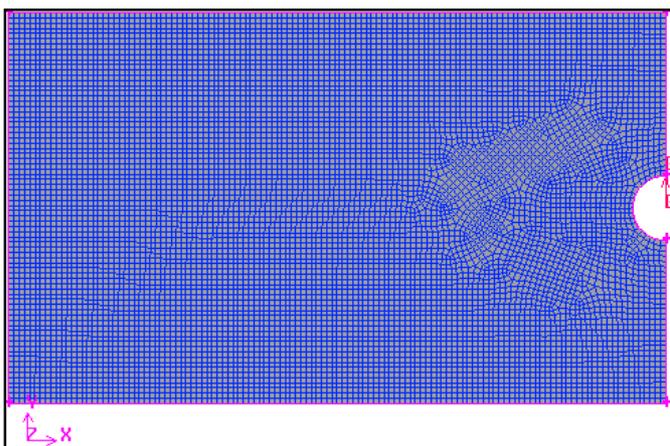
Figure 3.7 Maillage non structurés pour un obstacle cylindrique 3D.



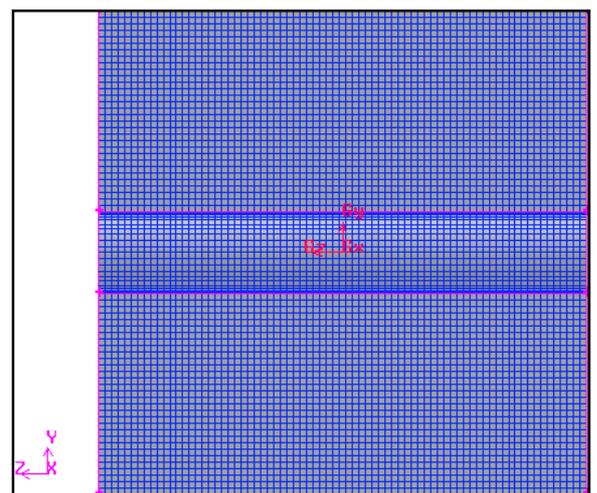
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 3.8 Maillage non structurés pour un obstacle cylindrique 3D (différent position).

### 3.2.3 Choix des types de frontières :

Les types de frontière entourant le domaine de chaque cas sont résumés dans le tableau suivant :

Géométrie Région	Obstacle 2D		Obstacle 3D	
	cylindre	carrée	cylindre	carrée
Entrée	Vitesse d'entrée	Vitesse d'entrée	Vitesse d'entrée	Vitesse d'entrée
Sortie	Flux sorteux	Flux sorteux	Flux sorteux	Flux sorteux
Paroi	Paroi	Paroi	Paroi	Paroi

Tableau 3.2 Types de frontières.

## 3.3 FLUENT

Le code Fluent est un programme de simulation numérique des écoulements de fluide compressible, incompressible, stationnaire ou instationnaire impliquant divers phénomènes physiques tels que le transfert de chaleur, la turbulence, les réactions chimiques, les écoulements dans les machines tournantes, moteurs thermiques, et ce pour des géométries industrielles très complexe.

Ce code permet aussi le raffinement du maillage en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus. Cette capacité est particulièrement utile surtout dans les régions à gradients importants comme les couches limites ou zone de mélange.

Enfin toutes les fonctions exigées pour calculer une solution et pour manifester les résultats sont accessibles par une interface pilotée par le menu.

### 3.3.1 Traitement près la paroi

C'est une condition de non glissement

#### 3.3.1.1 Champ moyen

Dans la couche logarithmique du profil de vitesse, la loi de paroi pour la vitesse moyenne est :

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln(E y^+)$$

Où :

$$U^+ = \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_\omega / \rho} \quad (3.1)$$

$$\text{et} \quad y^+ = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\kappa} \quad (3.2)$$

$\kappa$  : constante de Von karman (=0.42).

$E$  : constante empirique qui dépend de la rugosité de la paroi ( $E = 9.8$ ).

$U_p$  : vitesse moyenne du fluide au point p.

$k_p$  : énergie cinétique turbulente au point p.

$y_p$  : distance entre le point p et le paroi.

$\mu$  : viscosité dynamique du fluide.

La loi logarithmique est validée pour  $y^*$  variant de 30 à 300. Pour Fluent elle est appliquée pour  $y^+ > 11,225$ . Dans le cas contraire, c'est-à-dire à l'intérieur de la sous couche laminaire, une relation linéaire est utilisée :  $U^+ = y^+$ .

### 3.3.1.2 Champ turbulent

Pour le modèle k -  $\varepsilon$ , l'équation de l'énergie cinétique turbulente k est résolue dans tout le domaine, y compris les cellules des parois. La condition aux parois imposée est :  $\frac{\partial K}{\partial n} = 0$  où n est la coordonnée locale normale à la paroi.

La production de l'énergie cinétique turbulent et son taux de dissipation  $\varepsilon$  (qui représentent les termes source dans l'équation de k) au niveau des cellules des parois sont calculés sur la base de l'hypothèse de l'équilibre local qui exige l'égalité entre la production de k et son taux de dissipation dans les dites cellules.

Les équations permettant le calcul de la production de k et le taux de dissipation de  $\varepsilon$  sont respectivement :

$$G_K \approx \tau_\omega \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\tau_\omega}{k \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (3.3)$$

$$\text{et} \quad \varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \quad (3.4)$$

### 3.3.2 Choix des schémas de discrétisation

Les schémas de discrétisation utilisés dans le présent travail sont résumés comme suit :

pression	standard
Quantité de mouvement	Second ordre upwind
Couplage vitesse-pression	simple
Energie cinétique turbulente	Second ordre upwind
Taux de dissipation	Second ordre upwind

### 3.3.3 Sous relaxation

Lors de la résolution, le contrôle du changement du scalaire  $\Phi$  est nécessaire. La sous relaxation réduit justement ce changement pendant chaque itération. La nouvelle valeur dépend de la valeur précédente et de l'écart entre les deux :  $\Phi = \Phi_{\text{old}} + \alpha \Delta\Phi$

Dans le présent travail, les facteurs de sous relaxation sont :

Pression	Quantité de mouvement	Energie cinétique turbulente k	Taux de dissipation
0.3	0.7	0.8	0.8

# **CHAPITRE 4**

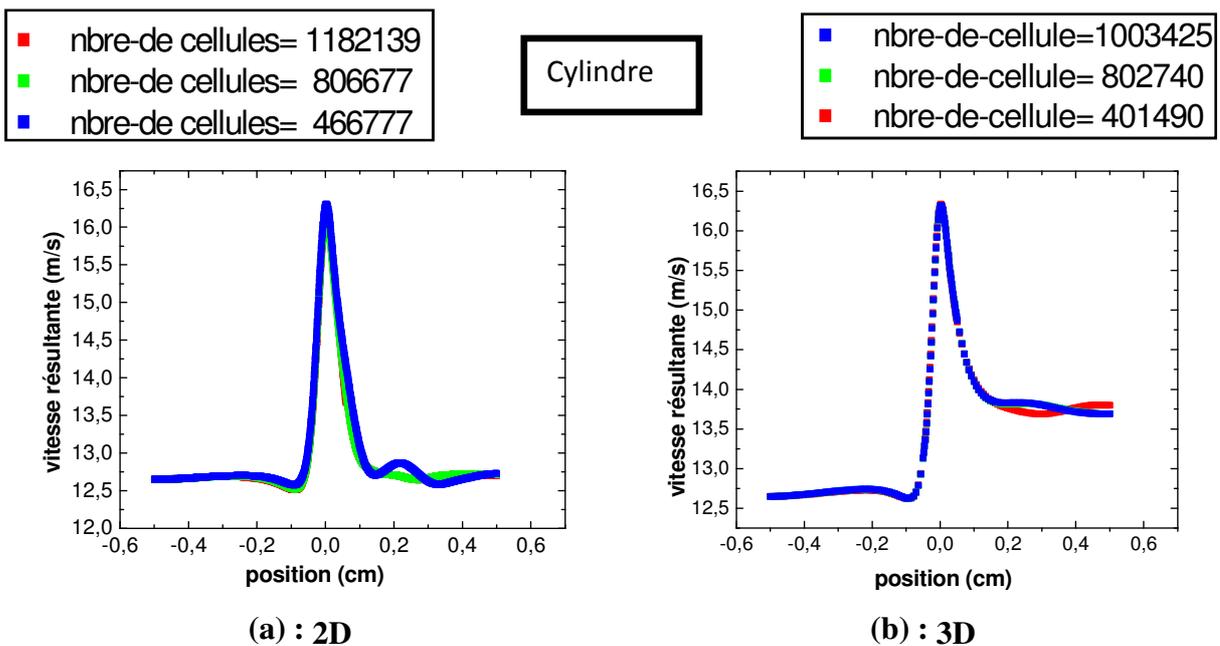
## **RESULTATS ET DISCUSSION**

# CHAPITRE 4 :

## RESULTATS ET DISCUSSION

### 4.1 Effet du maillage

Les figures (4.1- a, b, c et d) ci-dessous, montrent respectivement, les profils de la vitesse en des positions x différentes, ainsi que les profils de pression autour d'obstacles carré et cylindre ( $z=\text{constante}$ ) figures. (4.2- a, b). Les différentes courbes ont été obtenues avec des maillages triangulaires constitués de 1003425, 802740 et 401490 cellules en 3D ; 1182139, 806677 et 466777 cellules en 2D par rapport au cylindre, et des maillages quadrilatérales 1100700, 880560 et 464442 cellules en 3D ; 119207, 828024 et 467460 cellules en 2D par rapport au carrée. La différence n'est pas vraiment importante, pour le présent travail, l'étude a été accomplie pour un maillage composé de 802740 et 880560 cellules en 3D, 806677 et 828024 cellules en 2D.





(abscisses et ordonnées) des points permettant la construction des obstacles sont représentées dans le tableau (4.1).

Nous proposons que l'angle entre deux point sur la cylindre est  $10^\circ$ , et le pas entre deux point sur le carrée est :  $P = \tan 10^\circ = 0.0176 \text{ m}$ .

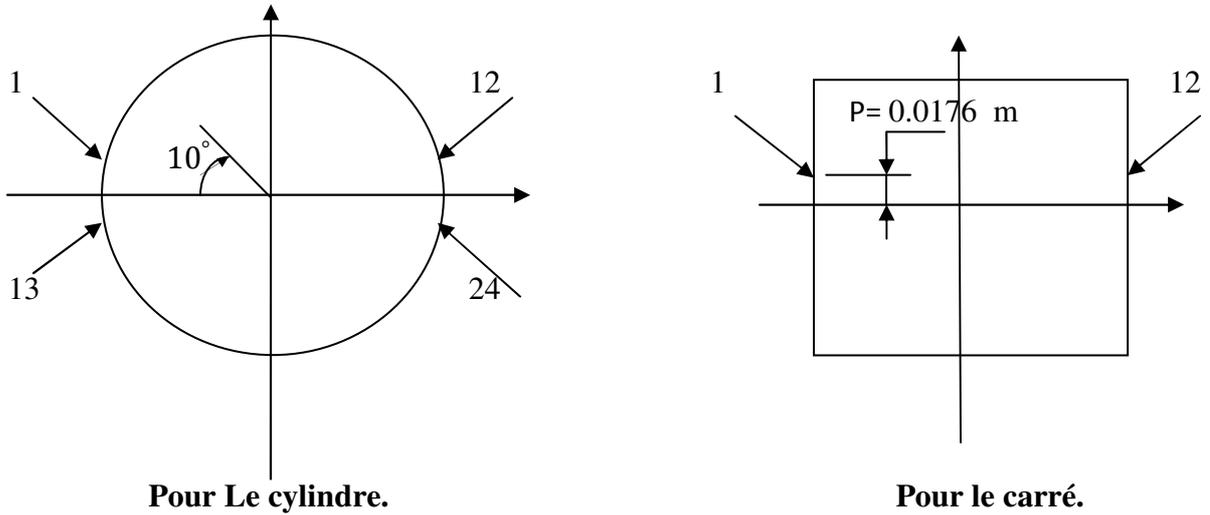


Figure 4. 3 : Les 24 prises de pression

Le tableau suivant rappelle les coordonnées cartésiennes (x, y) des obstacles cylindre et carrée pour le cas bidimensionnel.

Les coordonnées du cylindre		Les coordonnées du carrée	
x	y	x	y
-2.5	0	-2.22	0
-2.465	0.435	-2.22	0.395
-2.355	0.855	-2.22	0.805
-2.165	1.255	-2.22	1.285
-1.915	1.655	-2.22	1.865
-1.65	1.915	-1.865	2.22
-1.255	2.165	-1.285	2.22
-0.855	2.355	-0.805	2.22
-0.435	2.465	-0.395	2.22
0	2.5	0	2.22
0.435	2.465	0.395	2.22
0.855	2.355	0.805	2.22
1.255	2.165	1.285	2.22
1.655	1.915	1.865	2.22
1.915	1.655	2.22	1.865
2.165	1.255	2.22	1.285
2.355	0.855	2.22	0.805
2.465	0.435	2.22	0.395
2.5	0	2.22	0

Tableau 4. 1 : Les coordonnées des obstacles cylindrique et carrée.

#### 4.2.1.1 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre et d'un carrée

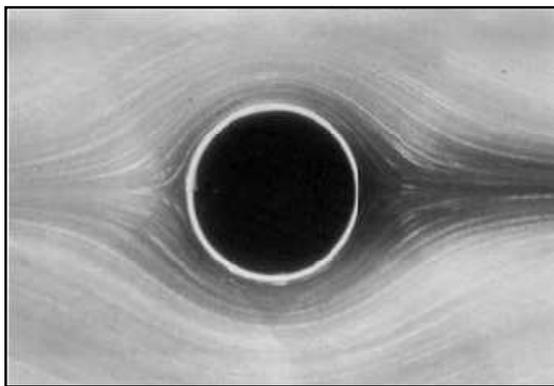
L'écoulement d'un fluide est considéré incompressible et obéit aux équations de Navier-Stokes. L'adimensionnalisation de ces équations avec une échelle de vitesse  $U_0$  et une échelle de longueur  $D$  implique que l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales. 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 est le moins turbulent possible. Dans ces conditions, l'écoulement autour du cylindre ou bien du carré dépend uniquement du nombre Reynolds défini comme :

$$R_e = \frac{U_0 \cdot D}{\nu} \quad (4.1)$$

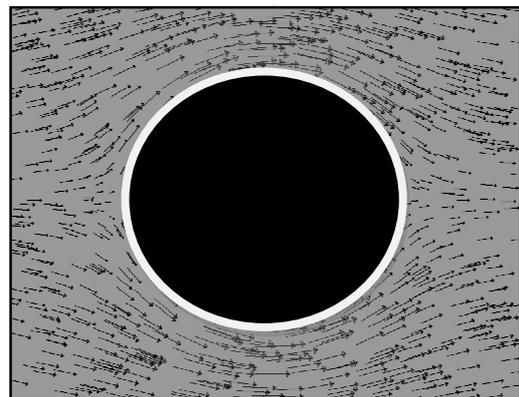
Où  $U_0$  est la vitesse en amont,  $D$  le diamètre du cylindre et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide considéré. Ce nombre adimensionnel caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

##### a) Ecoulement rampant :

Pour  $Re \leq 5$ , l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité étant prépondérantes, le fluide reste 'attaché' 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 du cylindre et de carrée figure (4.4 - a, b, c et d).

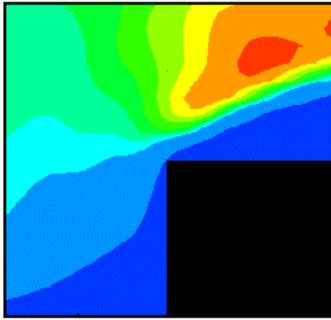


(a) Ecoulement réel visualisation (S. Taneda. [25]).

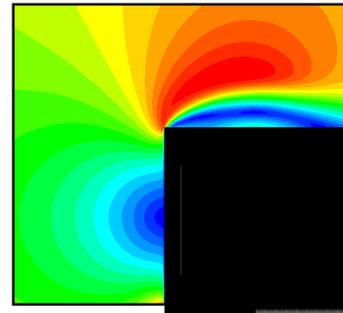


(b) Ecoulement numérique (Présent travail).

Pour le cylindre



(a) Résultat expérimental  
(D.Calluad et al [2]).



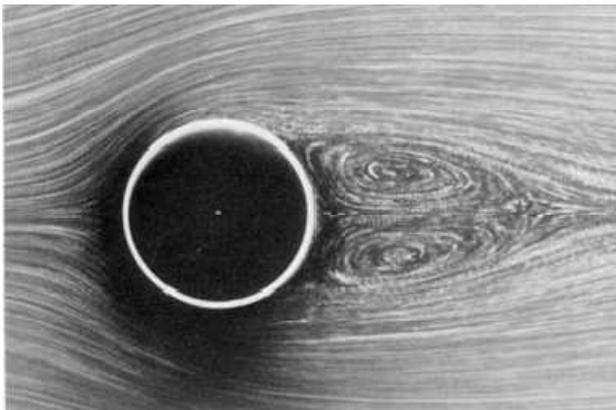
(b) Résultat numérique  
(Présent travail).

Pour le carrée

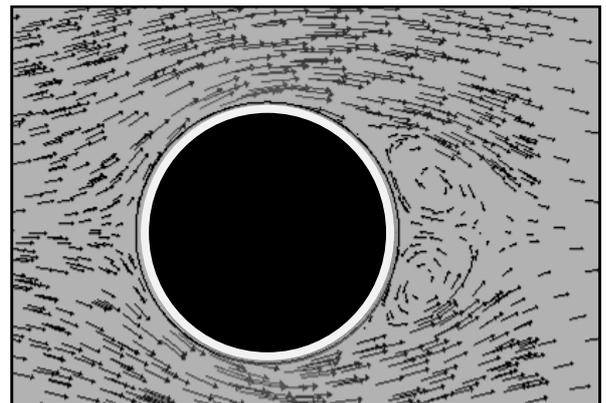
Figure 4. 2 : Ecoulement rampant

### b) Régime stationnaire décollé :

Pour  $5 \leq \text{Re} \leq 48$ , les forces d'inertie augmentent et empêchent la couche limite de rester attachée au cylindre et commence à favoriser une dépression dans la zone de sillage. Ainsi, on observe un décollement de chaque coté du cylindre. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. En aval du décollement, se forment deux lobes presque symétrique de recirculation contrarotatifs attachés au cylindre figure. (4.5- a, 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.

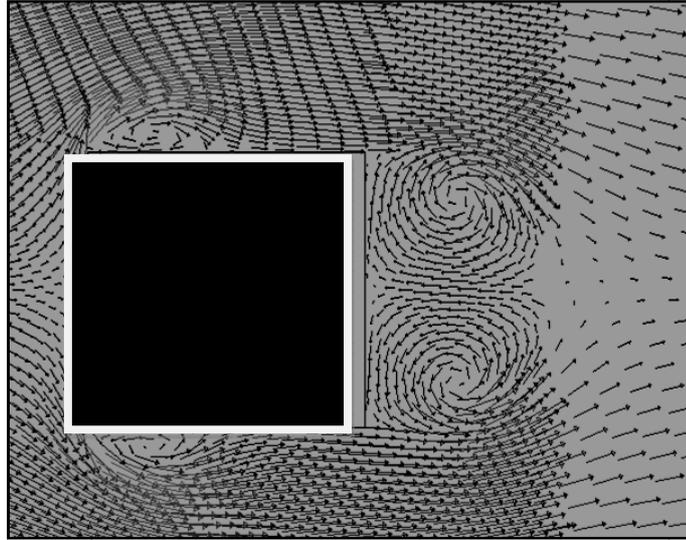


(a) Ecoulement réel visualisation  
(S.Taneda. [25]).



(b) : Ecoulement numérique  
(Présent travail).

Figure 4. 3 : Régime stationnaire décollé pour le cylindre



**Figure 4.4 : Ecoulement numérique (présent travail).**

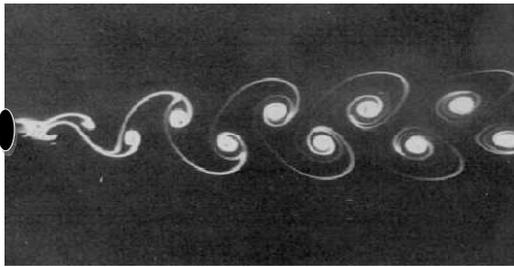
**c) Régime laminaire instationnaire :**

Pour  $48 \leq \mathbf{Re} \leq 180$ , 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 et du carré successivement et sont connectés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de von-Karman, le vecteurs et le champ de vitesse figure. (4.7 - a, b, c et d) pour le cylindre, figure. (4.8 - a, b, c et d) pour le carré. Cette instabilité absolue est de nature bidimensionnelle est caractérisée par une périodicité fortement prononcée. Ainsi le spectre temporel de la vitesse ou de la pression en un point de l'écoulement présente un pic important à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence adimensionnée par la vitesse de l'écoulement incident et le diamètre du cylindre définit le nombre de Strouhal  $S_t$ , qui définit la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire.

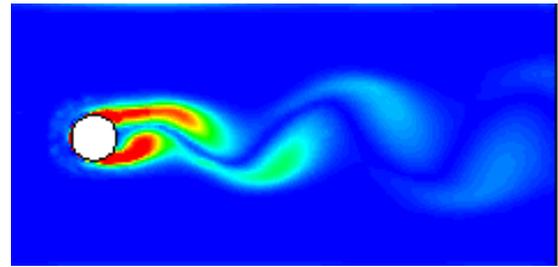
$$S_t = \frac{f_s \cdot D}{U} \quad (4.2)$$

Dans ce régime, cette fréquence adimensionnée augmente avec le nombre de Reynolds. On doit choisir un pas de temps qui soit une fraction assez fine de la période correspondante, soit pour un vingtième d'une période :

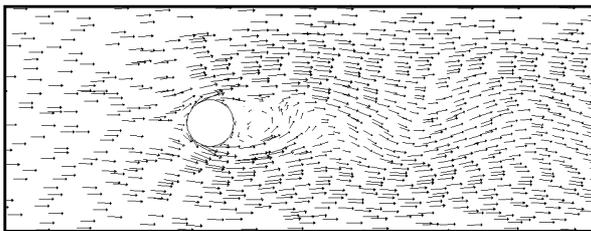
$$\Delta t = \frac{D}{20 S_t U} \quad (4.3)$$



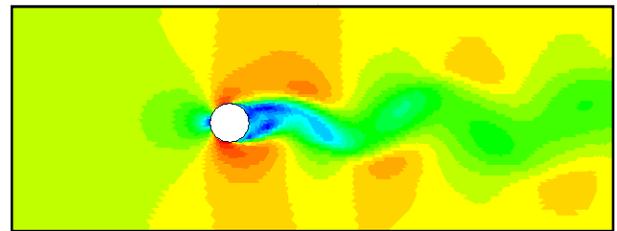
(a) Ecoulement réel visualisation (S.Taneda. [25])



(b) contours de la Vorticité moyenne (présent travail).

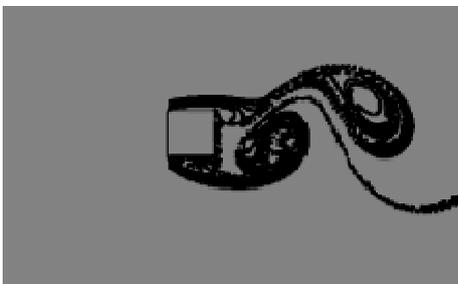


(c) : écoulement numérique des vecteurs de vitesse (présent travail).

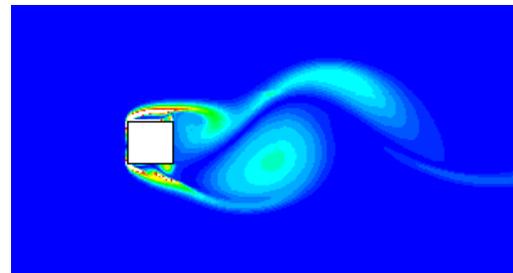


(d) : contours de champ vitesse (présent travail).

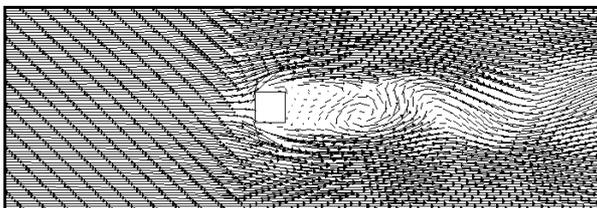
Figure 4. 5 : Régime laminaire instationnaire pour le cylindre



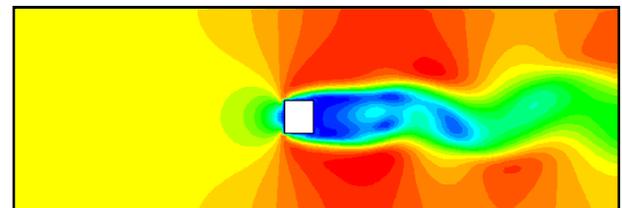
(a) : Modèles des lignes instantanées de stries (M. Cheng et al [9]).



(b) : contours de Vorticité moyenne (Présent travail).



(c) : Ecoulement numérique des vecteurs de vitesse (présent travail).



(d) : contours du champ de vitesse (présent travail).

Figure 4. 6 : Régime laminaire instationnaire pour le carrée

### **Allée Tourbillonnaire De Von-Karman (Présent Travail)**

Les figures (4-9.1- a, h) et les figures (4-9.2- a, h) montrent l'évolution temporelle des structures cohérentes de vortex de deux cas traités en aval du corps. Au temps  $t = 0.4$  s, on remarque un écoulement symétrique qui montre la présence de deux tourbillons fixes contrarotatifs et symétriques dans le sillage derrière l'obstacle. Par la suite, Il est remarquable de voir ce changement au fil du temps. Où on note un net changement de vortex qui se développe en visualisant l'allée tourbillonnaire de Von- karman avec un allongement de la zone de sillage. On assiste ainsi à l'apparition de paire de tourbillons alternés de signes opposés qui se détache derrière le cylindre.

En augmentant le pas de temps, les instabilités de l'écoulement croissent et l'écoulement prend une forme oscillatoire. Ainsi, la fluctuation dans le sillage est purement périodique montrant une augmentation de l'amplitude et une fréquence variable dans le régime laminaire et pour les deux applications considérées.

Il est à noter aussi, que la taille des structures tourbillonnaires de la section carrée est beaucoup plus grande que celle de la section cylindrique. On remarque aussi qu'il ya des gros tourbillons qui se développent et ils sont éjectés en alternance parfois vers la paroi supérieure et la paroi inférieure. On peut parler qu'il ya un roulement des tourbillons dans la zone de sillage et non un glissement.

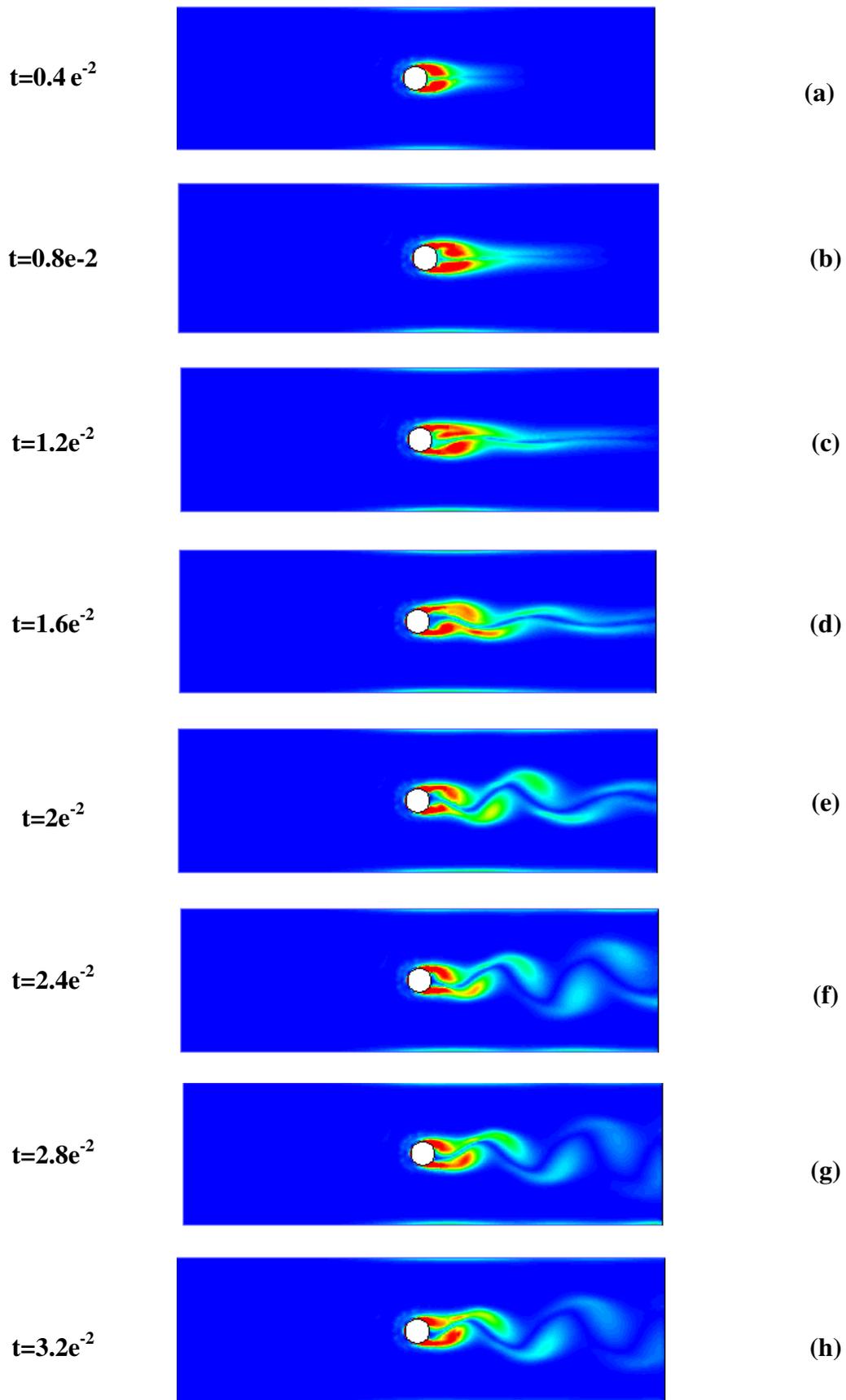


Figure 4. 7. 1 : L'allée tourbillonnaire de Von- karman (présent travail) cylindre.

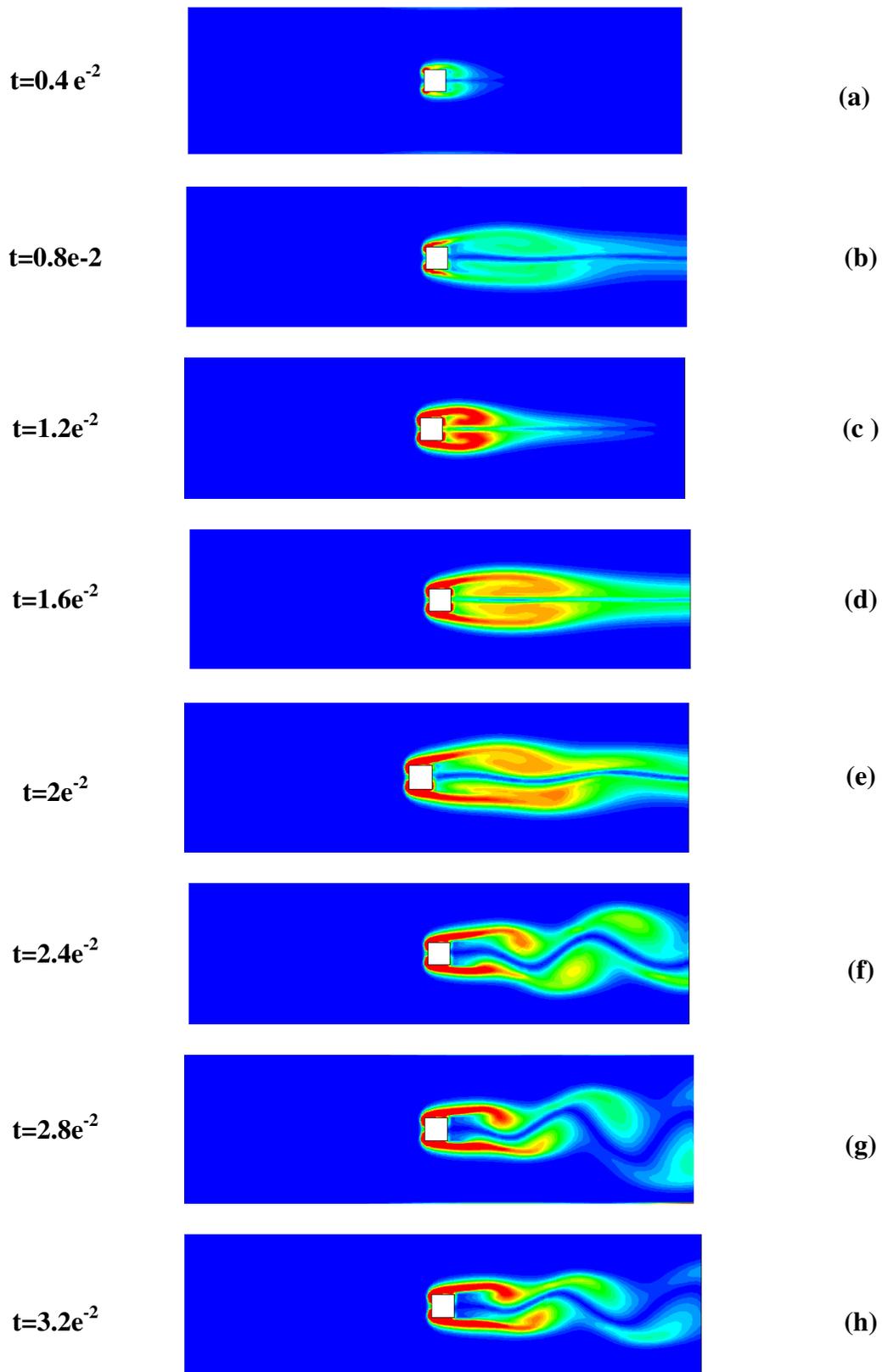


Figure 4. 9.2 : l'allée tourbillonnaire de Von- karman (présent travail) carrée.

#### 4.2.1.2 Champ de vitesse :

Les figures (4.10- a, b... f) montrent les contours ainsi que le champ de la grandeur de la vitesse et les lignes de courant autour de l'obstacle cylindre et l'obstacle carrée. A l'entrée, la vitesse est uniforme et égale à 0.038 m/s, comme condition aux limites.

Nous pouvons remarquer une accélération de la vitesse entre l'espace paroi-obstacle, ceci est dû à la diminution de la section du passage du fluide. Là, il ya une conversion d'énergie du fluide provoquant un coefficient de frottement important. Puis en aval de l'obstacle et selon le régime et le nombre de Reynolds apparaisse un écoulement particulier et entraînant à chaque fois un nouveau point de décollement du fluide avec évidence de changement de la zone de sillage. Nous pouvons noter aussi que le fluide se détache de l'obstacle en fonction du Nombre de Reynolds, exemple un angle proche de  $\theta=80^\circ$  pour l'obstacle cylindrique et un angle proche  $\theta=45^\circ$  pour l'obstacle carré.

#### 4.2.1.3 Champ de pression :

Les figures (4.11- a, b) montrent les contours de la pression statique dans le domaine d'étude. La légère chute de pression de l'entrée à la sortie due au frottement du fluide avec les parois de l'obstacle et de canal est mise en évidence.

Le ralentissement de l'écoulement en aval du cylindre induit un gradient de pression inverse. Ce dernier, produit un écoulement de retour qui dévie l'écoulement incident et cause, ainsi un décollement de chaque coté du cylindre. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus les points de décollements remontent vers le point d'arrêt amont. Les deux couches minces décollées de part et d'autre du cylindre se rejoignent à une certaine distance du point d'arrêt en aval du cylindre, sur l'axe de symétrie.

Dans la région amont à l'obstacle carré, le fluide vient heurter le profil. Il tente ainsi de le contourner en passant par ses côtés ou par dessus. Il apparaît une inversion du gradient de pression.

#### 4.2.1.4 Coefficient de frottement

La variation du coefficient de frottement autour des deux profils (cylindre et carré) est proportionnelle avec le gradient de vitesse. Voir figures (4.12- a, b et c).

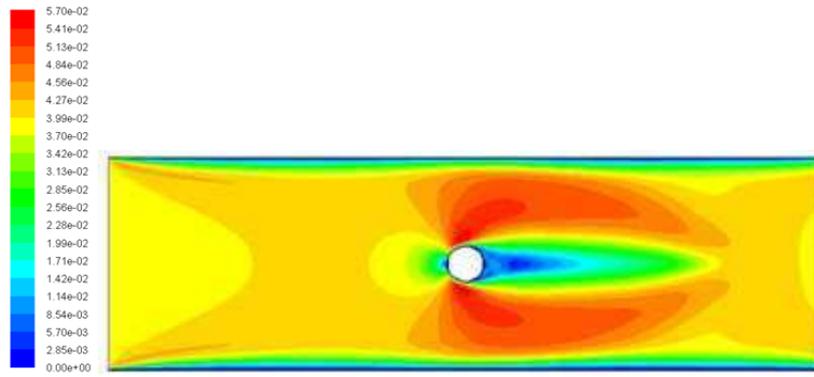


Figure 4.10 (a) : Contours de la grandeur de vitesse résultante (m/s) pour un obstacle cylindrique.

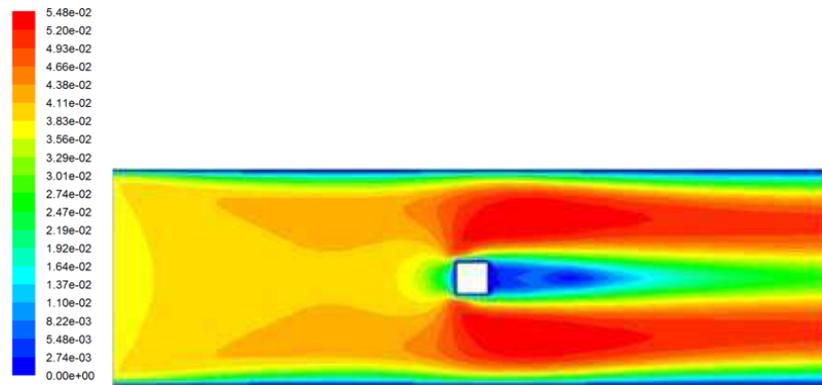


Figure 4.10 (b) : Contours de la grandeur de vitesse résultante (m/s) pour un obstacle carré.

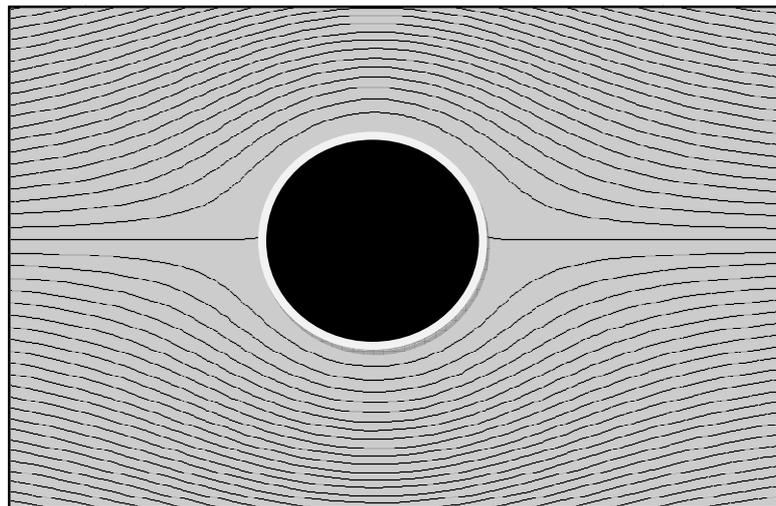


Figure 4.10 (c) : Les lignes des courants.

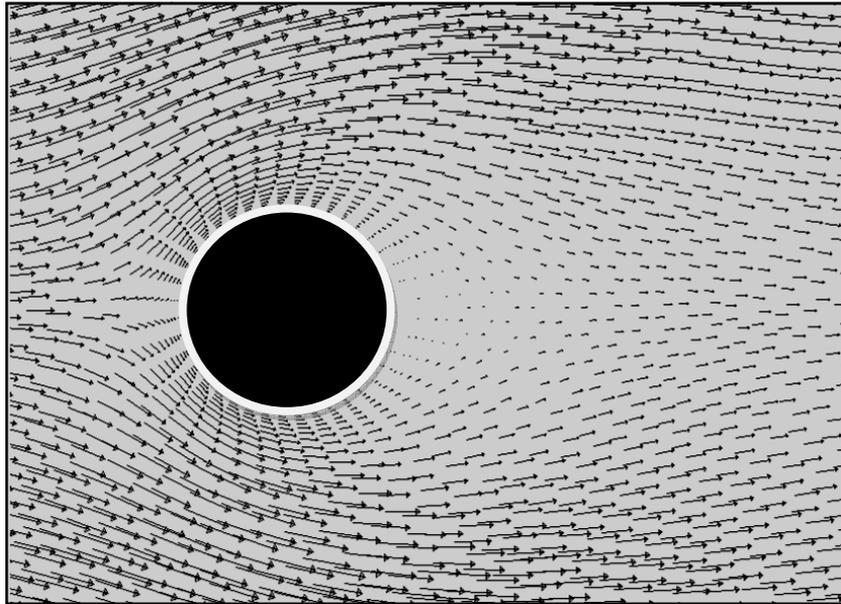


Figure 4.10 (d) : Vecteurs de vitesse pour un obstacle cylindrique.

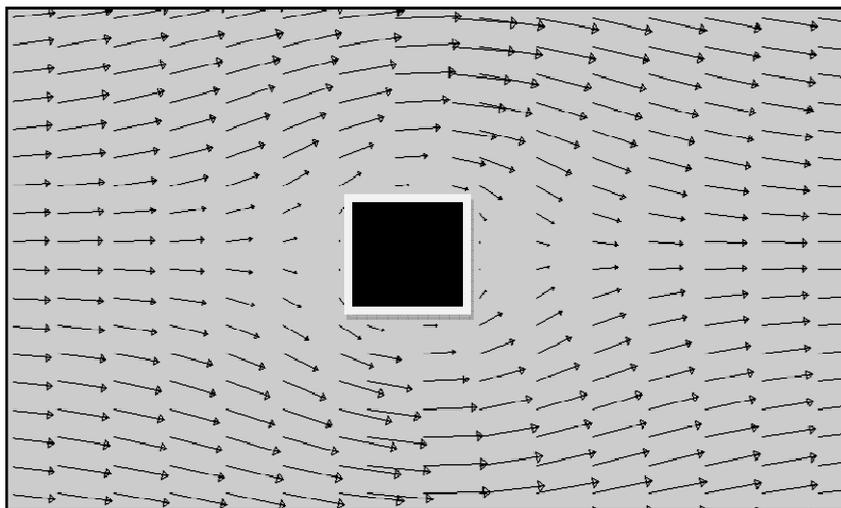


Figure 4.10 (e) : Vecteurs de vitesse pour un obstacle carrée.

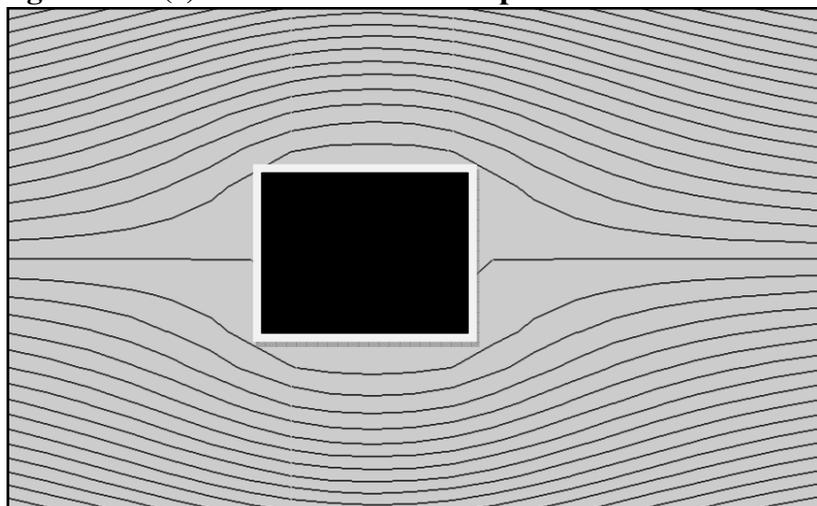
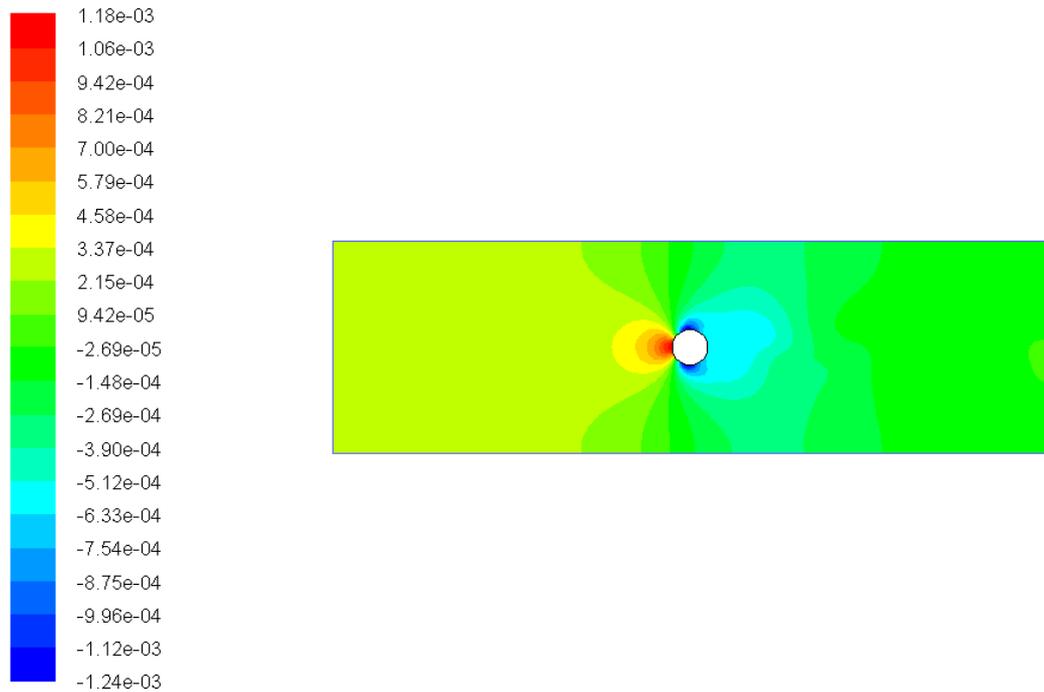
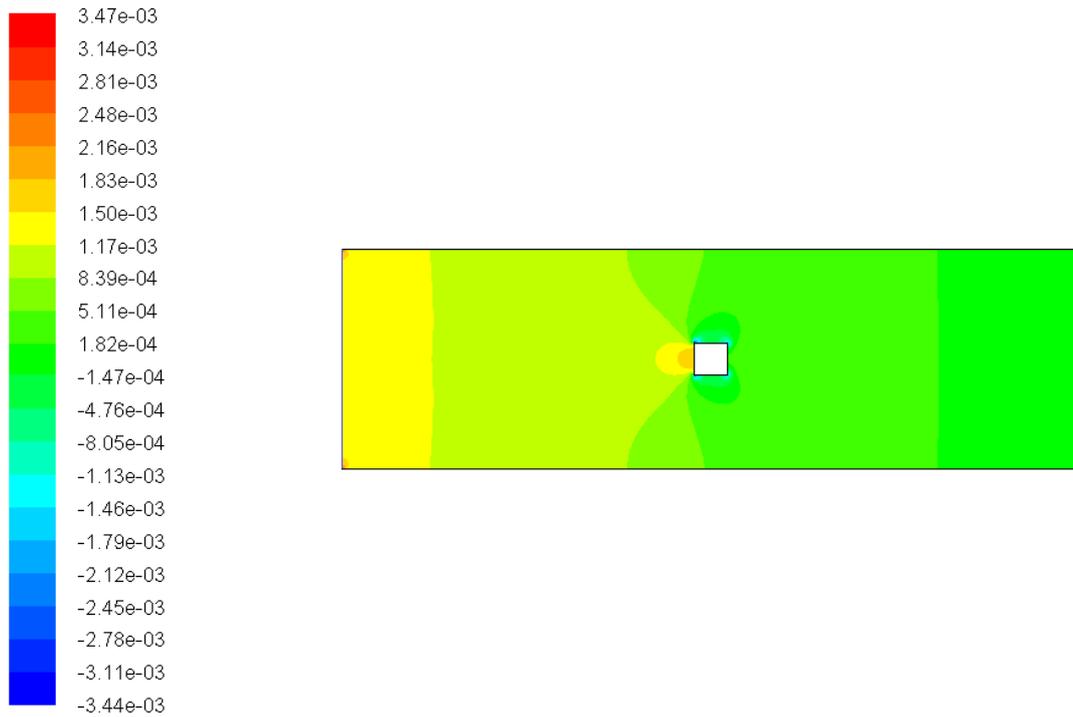


Figure 4.10 (f) : Les lignes de courants.



**Figure 4.11 (a) : Contours de pression statique (pascal) autour du cylindre.**



**Figure 4.11 (b) : Contours de pression statique (pascal) autour du carré.**

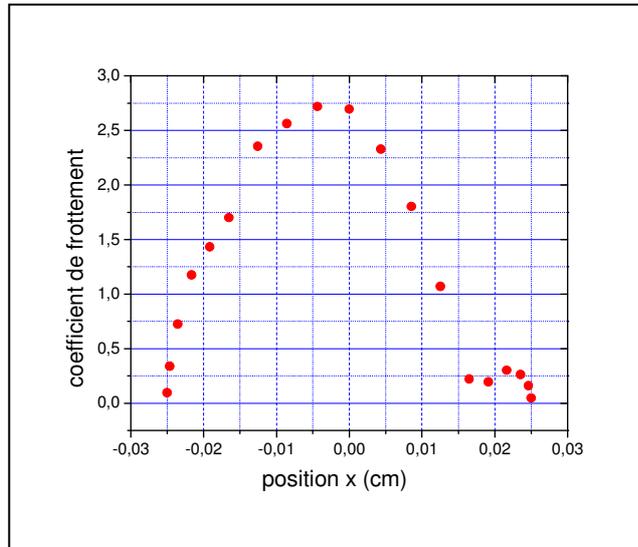


Figure 4.12 (a) : Coefficient de frottement autour du cylindre.

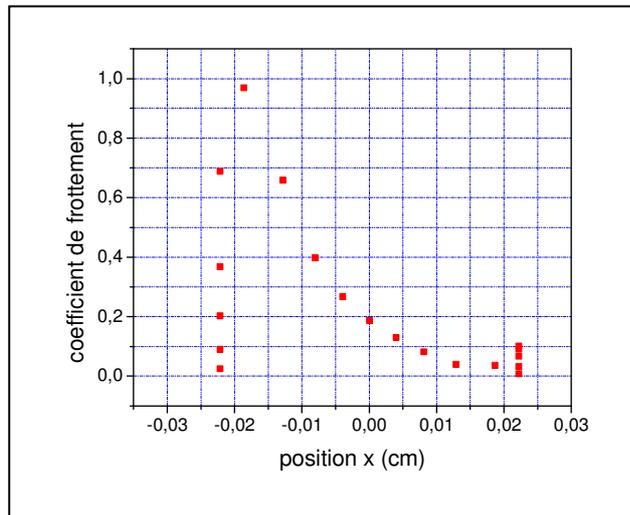


Figure 4.12 (b) : Coefficient de frottement autour de carrée.

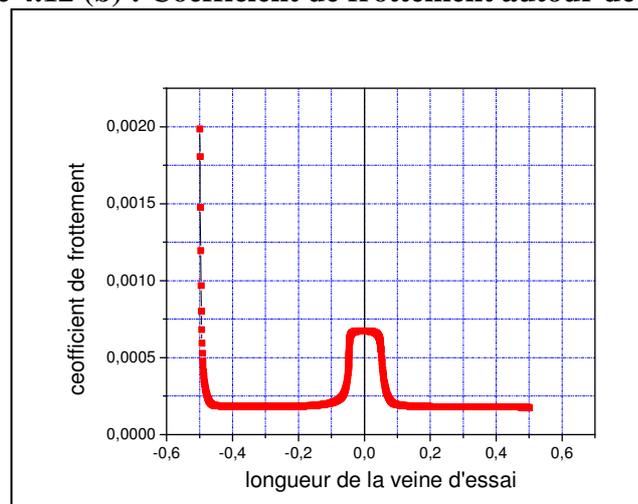


Figure 4.12 (c) Au niveau des parois pour les deux obstacles carrée et cylindrique.



## 4.2.2.2 Discussion

### 4.2.2.2.1 Champ de Vitesse :

Pour illustrer ces effets, plusieurs plans perpendiculaires à l'écoulement sont tracés sur les figures (4.14, 15, 16 et 4.17) représentant les résultats numériques des contours et des vecteurs de la vitesse.

Sur la figure. (4.14.a), nous remarquons que la vitesse par rapport à  $x$ , à l'entrée est uniforme, (la valeur est celle imposée à l'entrée). Un peu plus loin le fluide a légèrement accéléré au centre de la veine d'essai, conséquence directe de la formation de la couche limite sur les quatre parois de la veine d'essai (équation de continuité).

Sur la figure (4.14- b), à  $x = -25$  mm, nous remarquons que la vitesse s'annule au point d'arrêt, mais accélère sur les moitiés supérieure et inférieure du cylindre.

Pour  $x = 0$  mm, figure. (4.14-c) position de bord de fuite, on remarque que la vitesse est maximale et la couche limite continue à s'épaissir le long des parois de la veine d'essai. Pour  $x = 200$  mm figure. (4.14, d), et pour  $x = 499$  mm figure. (4.14, e), l'épaisseur du sillage est pratiquement constante.

Les figures (4.15) mettent en évidence le caractère tridimensionnel de l'écoulement, c'est-à-dire la variation en fonction de  $z$  de la vitesse. En effet, de la paroi vers le plan de symétrie, l'augmentation de la vitesse est clairement observée. Il est noté que le comportement de la vitesse sur le plan de symétrie est très similaire à celui du cas bidimensionnel.

Les figures (4.16) montrent des contours de la composante de vitesse suivant  $x$  dans des plans  $y = \text{cte}$ . Au niveau des parois supérieures et inférieures le comportement est presque identique. Par contre, juste en dessous et en dessous de l'obstacle les vitesses sont appréciablement différentes. Cela s'explique par l'accélération relativement importante sur l'obstacle. Il est remarqué aussi un léger freinage juste en amont de l'obstacle, du à la zone de stagnation près du point d'arrêt.

#### 4.2.2.2 Vecteurs de vitesse :

Les figures. (4.17- a, c) montrent les vecteurs de vitesse suivant x et la détermination de l'angle de séparation de fluide :  $\theta = 180^\circ - \ar \cos \left( \frac{2x}{D} \right)$  soit:  $\theta = 135^\circ$ .

#### 4.2.2.3 Profils de vitesse :

Dans ce qui suit, les résultats expérimentaux sont confrontés aux résultats numériques. La figure (4.18) compare les profils de vitesse numérique et expérimental dans différentes stations de la veine d'essai depuis l'entrée jusqu'à la sortie.

La concordance entre les résultats est très satisfaisante. En effet l'évolution de la couche limite le long des parois de la veine d'essai a été bien prédite. Aussi le développement du sillage en aval du cylindre a été correctement capté.

On peut noter aussi, la prédiction réaliste de l'accélération du fluide au niveau des sections réduites entre l'obstacle et les parois de la veine d'essai.

#### 4.2.2.4 Champ de pression :

La manière de résoudre le problème nous a fait penser à augmenter le nombre de passage. L'idée n'était pas tout à fait mauvaise, mais nous étions confrontés à la capacité de l'ordinateur. Les figures (4.19, 20 et 4.21) montrent les contours de pression dans différents plans. On note une faible perte de charge de l'entrée à la sortie due au frottement du fluide avec les parois de la veine d'essai et de l'obstacle, et une augmentation de la pression au point d'arrêt.

Le fluide subit une accélération plus forte au centre du cylindre, la dépression est moins importante aux coins qu'ailleurs du cylindre.

Il est à noter que la pression qui règne à l'intérieure de la veine d'essai est inférieure à la pression atmosphérique, étant donné que l'aspiration par le ventilateur se fait du côté de la sortie soufflerie. C'est ce qui explique les valeurs négatives obtenue, même au point d'arrêt.

#### 4.2.2.5 Profil de pression :

La figure (4.22) montre les distributions numérique et expérimentale de la pression autour du cylindre en 3D. On peut noter les présuppositions attendues d'une pression

maximale au point d'arrêt, nous remarquons aussi une dépression sur la moitié supérieure et la moitié inférieure du cylindre jusqu'à l'angle  $\theta=90^\circ$  et  $\theta=270^\circ$ . A partir de cet intervalle, on remarque que la pression reste pratiquement constante.

Là aussi, les valeurs numériques sont loin des valeurs expérimentales. Nous avons amélioré trois facteurs pour obtenir un bon résultat qui sont :

- le maillage, les conditions aux limites et la manière de résoudre le problème

#### 4.2.2.2.6 Coefficient de frottement :

La figure (4.23) montre la variation du coefficient de frottement au niveau du profil des parois de la veine d'essai. Sur les quatre parois de la veine d'essai, l'évolution du coefficient de frottement est pratiquement la même avec une augmentation relativement importante du côté de l'entrée par rapport à la sortie. Cela est dû au fait que la couche limite est plus mince à l'entrée. Au niveau des coins, près de l'entrée, le coefficient de frottement atteint des valeurs maximales, puisque l'intersection de deux parois engendre un cisaillement plus important, par contre au niveau du sillage le coefficient de frottement est faible étant donné que le gradient de vitesse diminue.

$$\frac{\partial U}{\partial y} < 0 \text{ ( au niveau du sillage)}$$

Il est à noter que le coefficient de frottement entre la paroi et le cylindre augmente avec le gradient de vitesse jusqu'à la sortie de la veine d'essai.

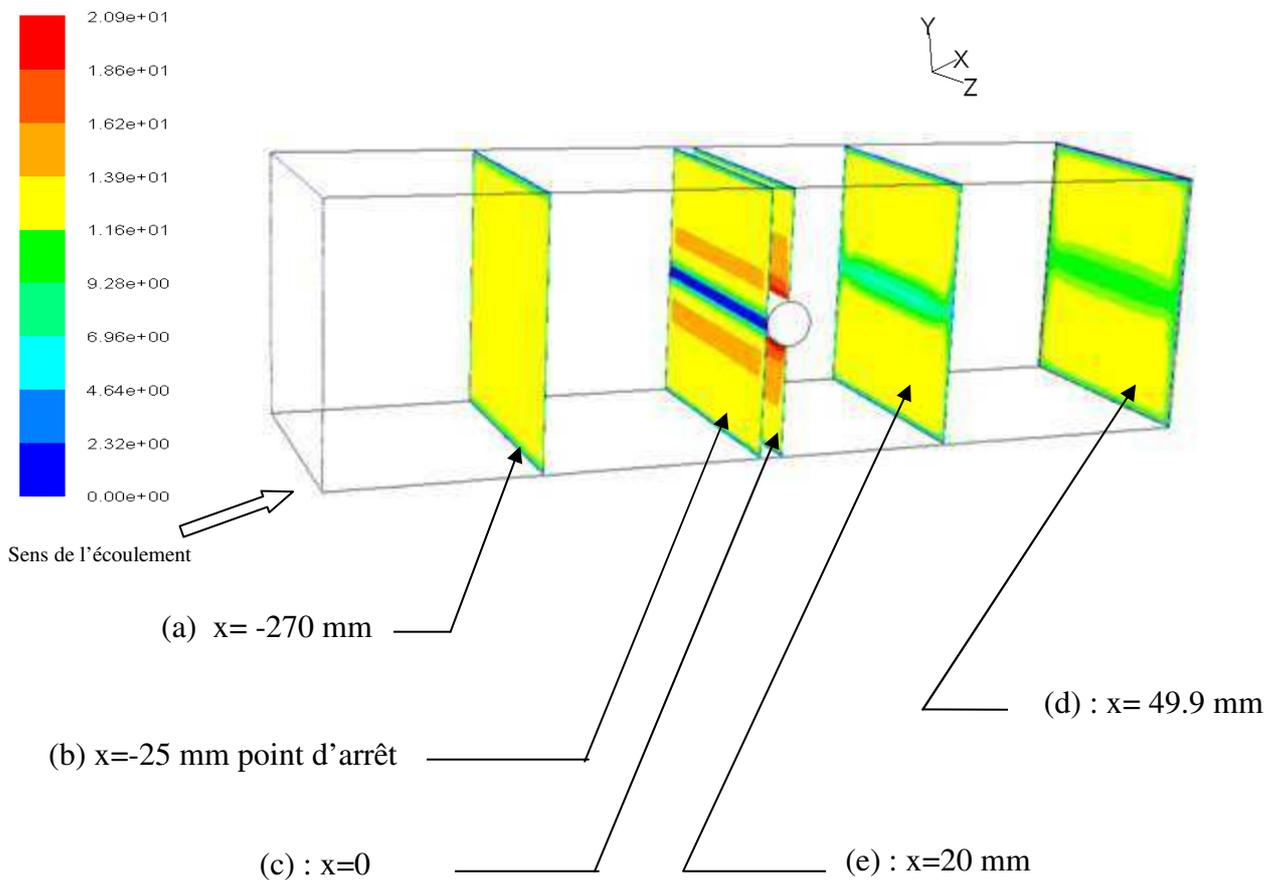
#### 4.2.2.2.7 Energie cinétique de turbulence :

Sur les figures (4.24 et 4.25) qui représente la variation du champ et le profil de l'énergie cinétique turbulente dans le domaine d'étude on note que :

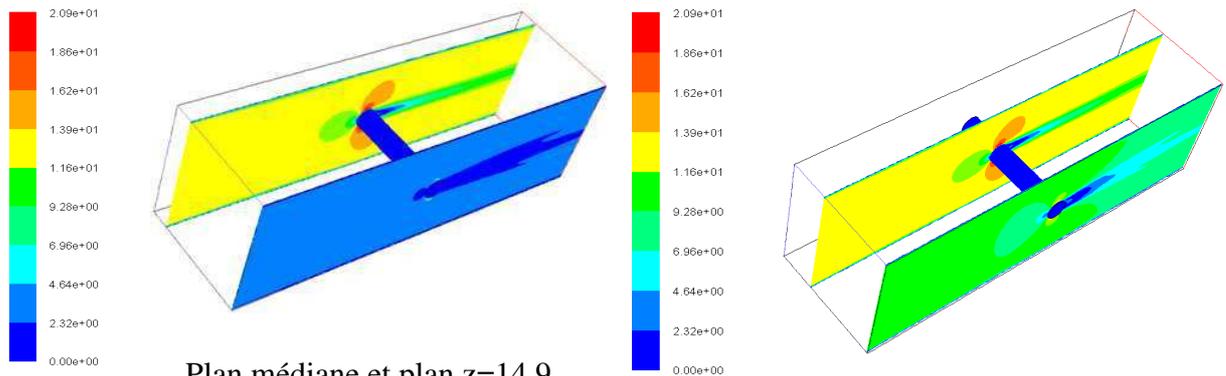
A l'entrée, l'énergie cinétique turbulente est simplement dissipée par l'effet de viscosité, donc il y a un équilibre entre le flux convectif et le taux de dissipation visqueuse

dans l'équation de transport de  $k$ , puisqu'il n'y a ni mécanisme de production (pas de gradient de vitesse), ni mécanisme de diffusion (pas de gradient de  $k$ ).

En effet là où les gradients de vitesse sont importants, une production de turbulence élevée est observée surtout au niveau des couches limites sur les parois de la veine d'essai. Cependant, dans le cas tridimensionnel, il ya l'effet de tridimensionnalité près des parois avant et arrière. Et à la sortie l'énergie cinétique est accentuée et il y a destruction de la turbulence car il n'y a ni mécanisme de production ni diffusion.

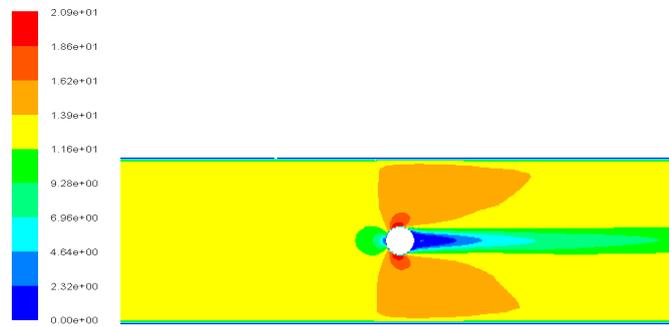


**Figure 4.14 : Contours de grandeur de vitesse (m/s) dans différents plans  $x=cte$ .**

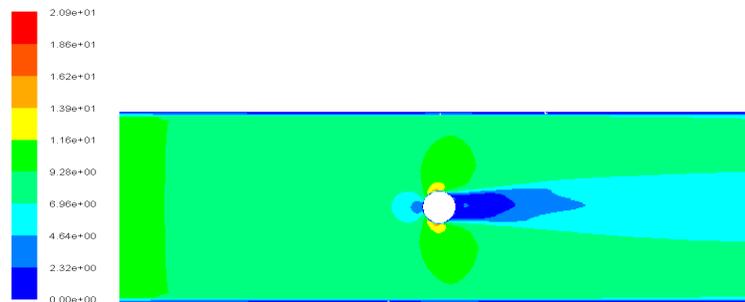


Plan médiane et plan z=14.9

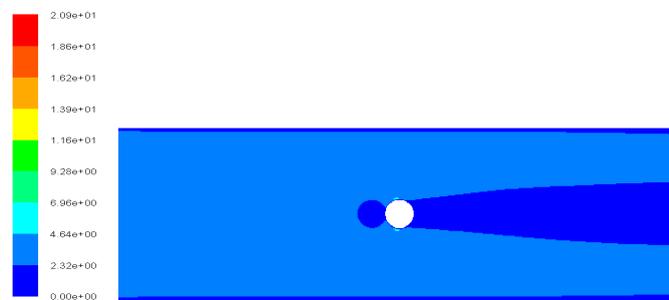
Plan médiane et plan z=14.7



Plan de médian

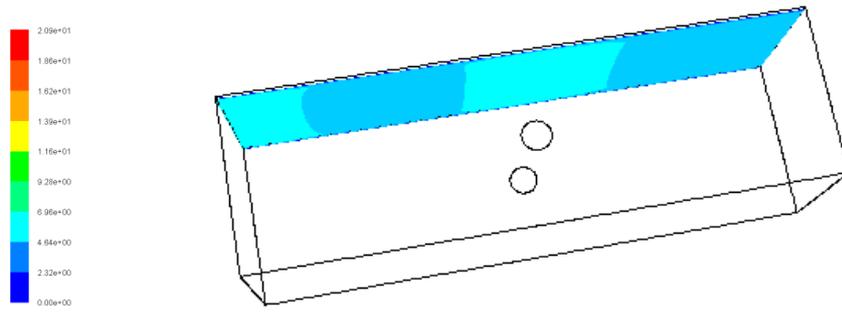


Z=14.7 mm

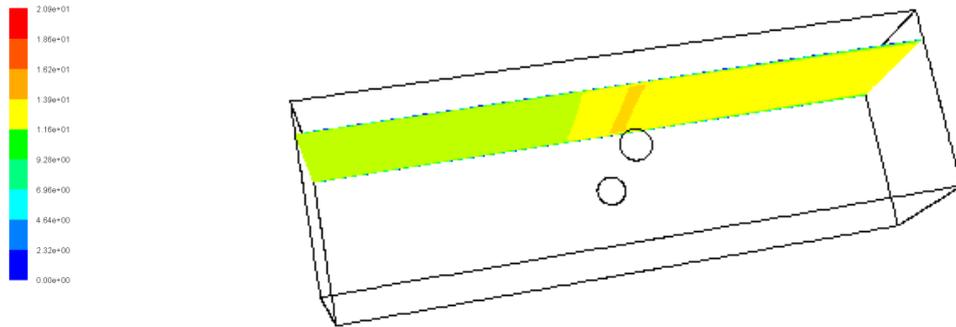


Z= 14.9 mm

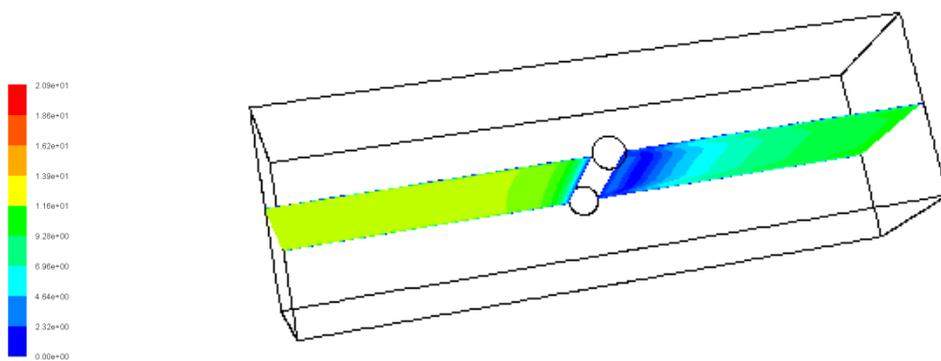
Figure 4-15 : Contours de la grandeur de vitesse (m/s) dans différents plans z= cte.



**Y=14.9 cm**



**Y=10 cm**



**Y=0**

**Figure 4-16 : Contours de la grandeur de vitesse (m/s) dans différents plans  $y=cste$ .**

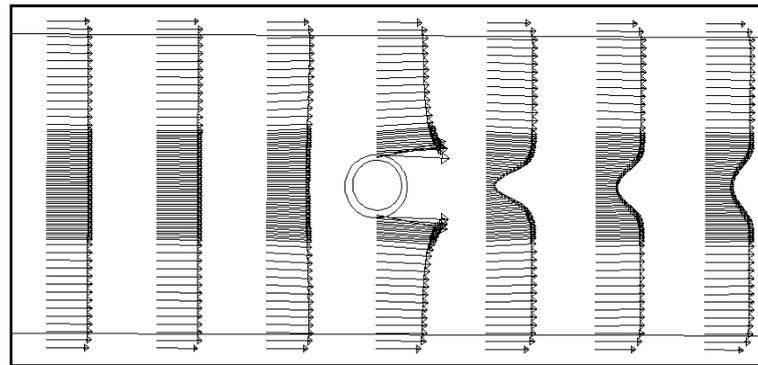


Figure 4.17 (a) : Les vecteurs vitesses pour ( $V=12.65\text{m/s}$   $Re=8700$ ).

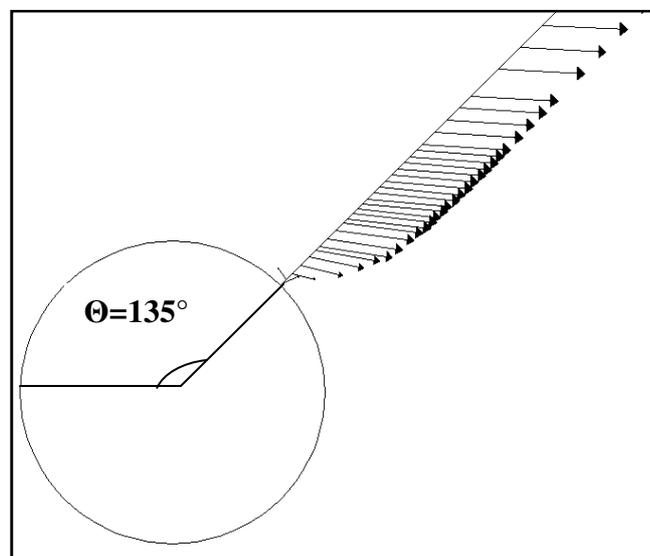


Figure 4.17 (b) : L'angle de séparation ( $\theta=135^\circ$ ).

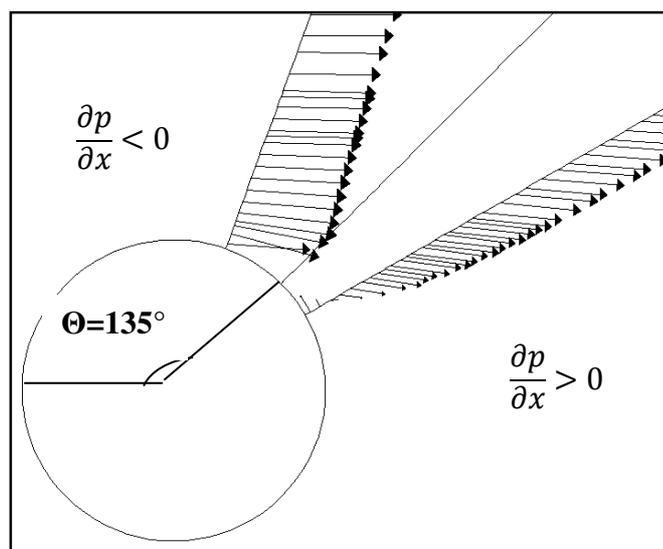


Figure 4.17 (c) : L'angle de séparation ( $\theta=135^\circ$ ) et différents gradients de pression.

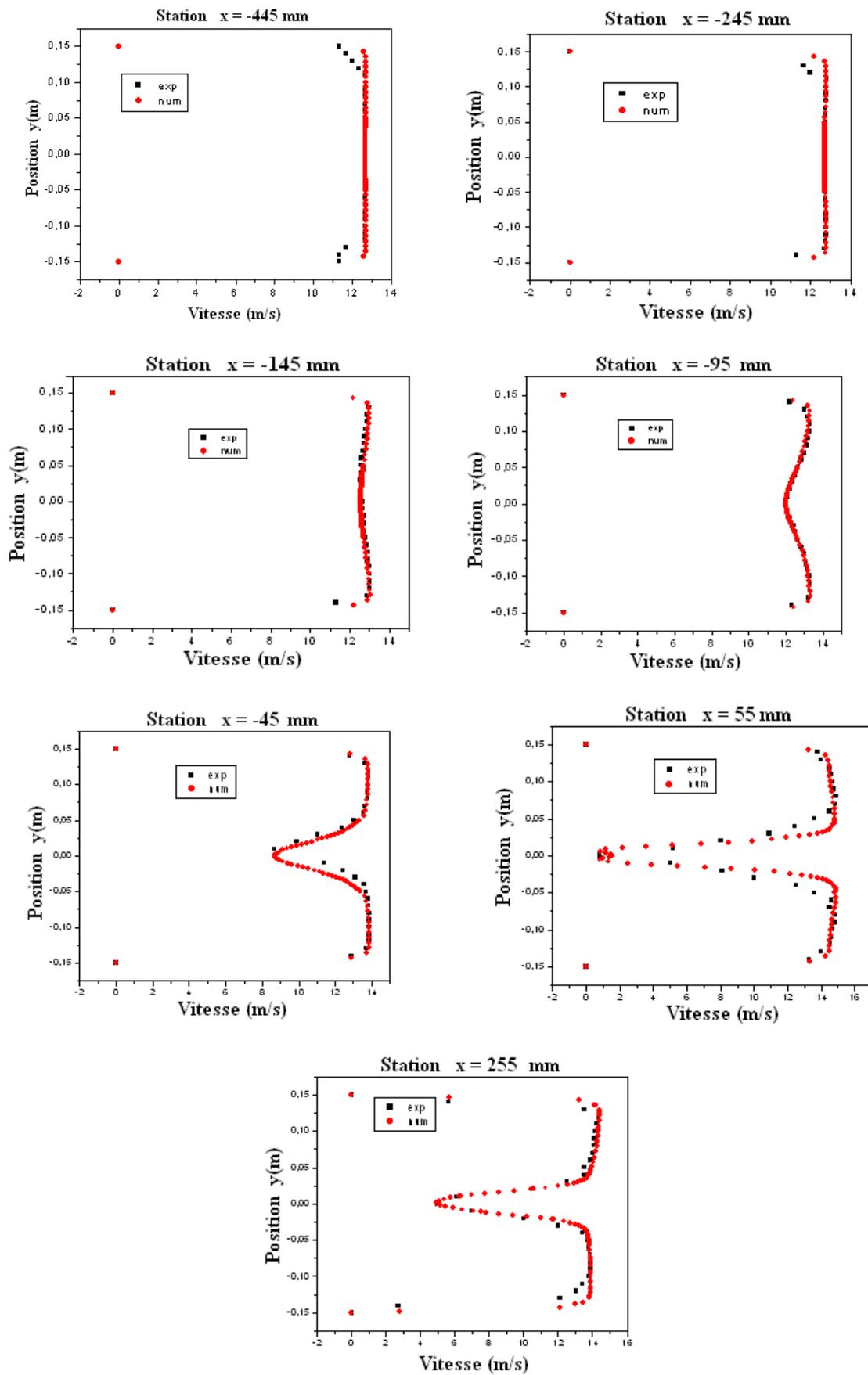
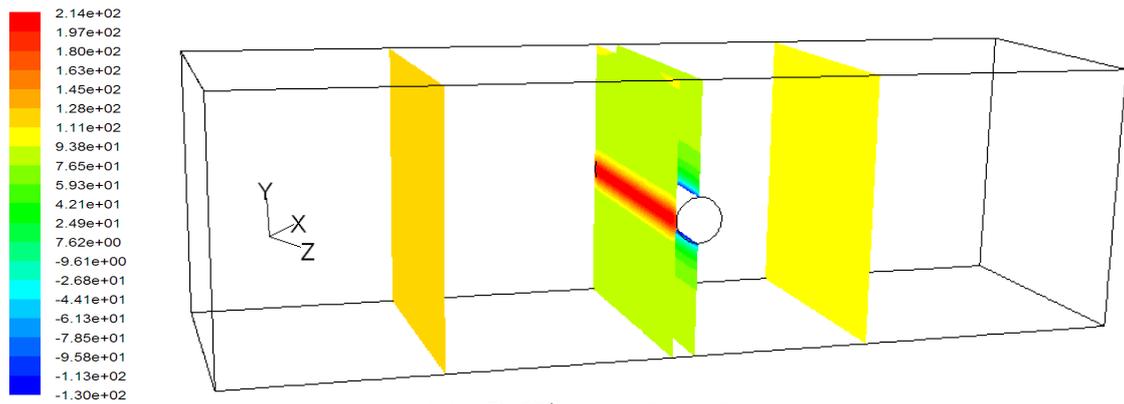
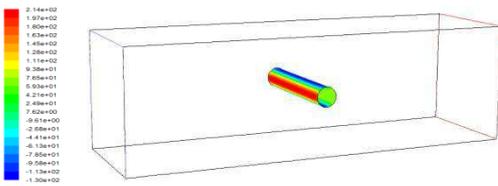


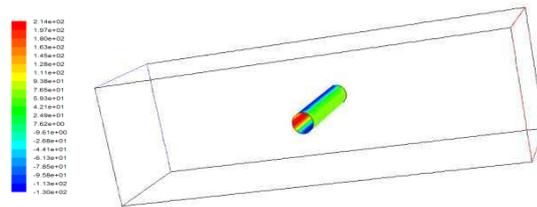
Figure 4.18 : Profils de vitesse expérimentale et numérique.



(a) : Différents plans de x.



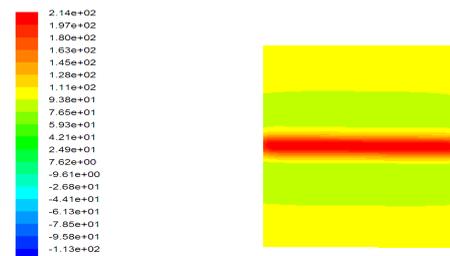
(b) : amont du cylindre en 3D.



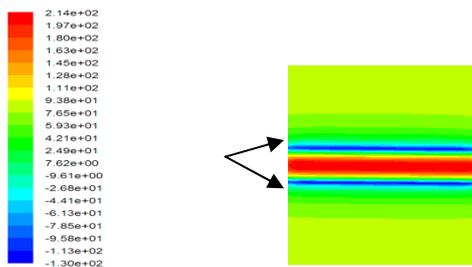
(c) : aval du cylindre en 3D.



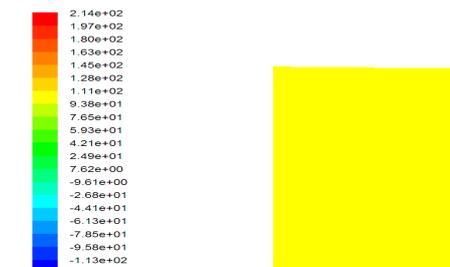
X = -499 mm



X=-25 mm point d'arrêt

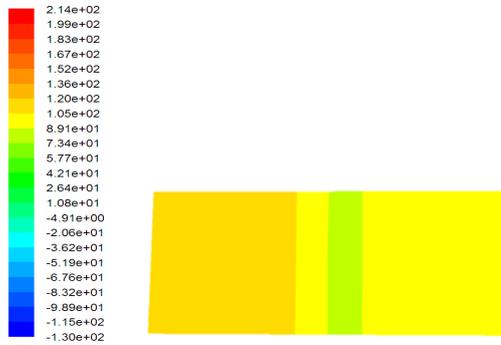
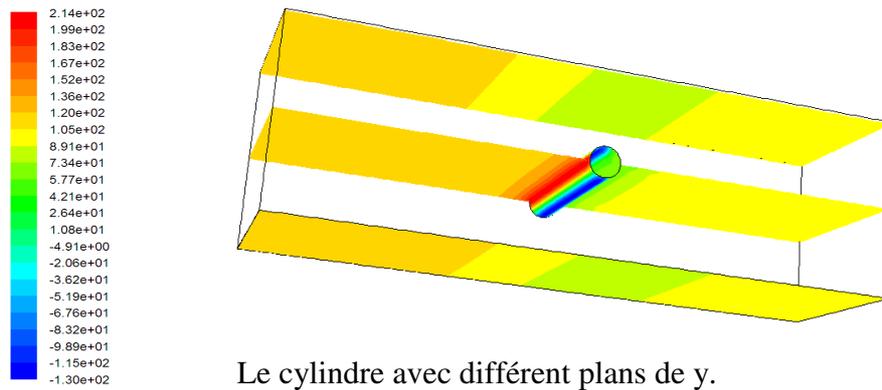


(y=24.65 mm, x=0.4355 mm) et (y=-25 mm, x=0.4355 mm) sont des points de détachement.

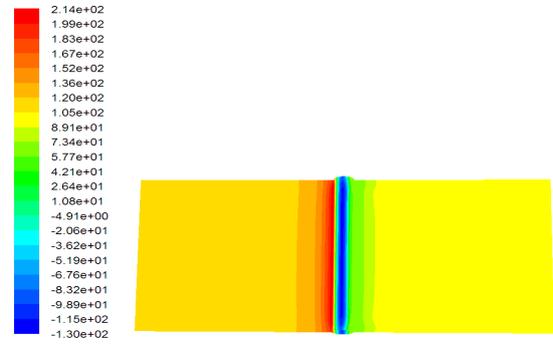


X = 499 mm

Figure 4.19 : Contours de pression (Pa) dans différents plans x= cte.



Y = 149 mm

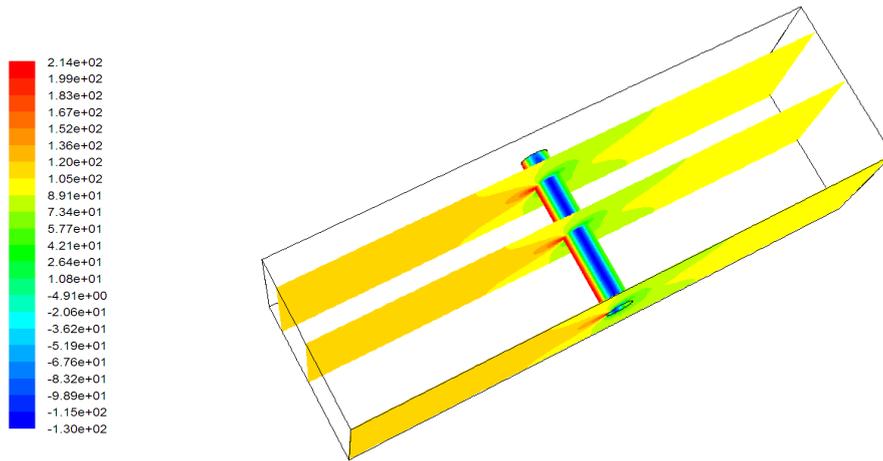


Y = 0 (plan de médian)

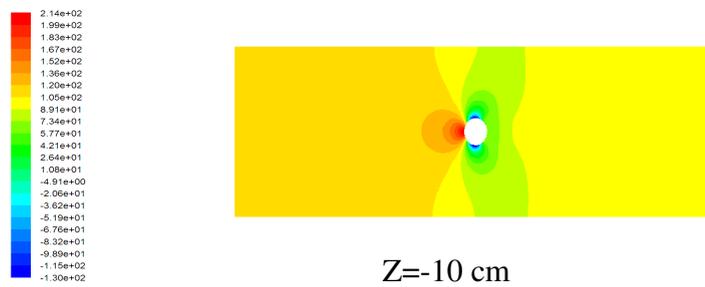


Y = 10 mm

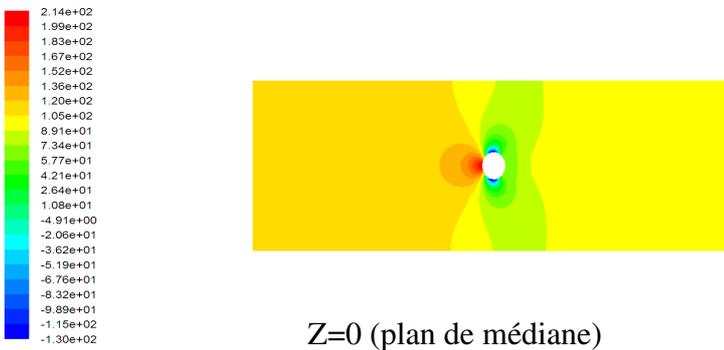
Figure (4.20) : Contours de pression (Pa) dans différents plans  $y = \text{cte}$ .



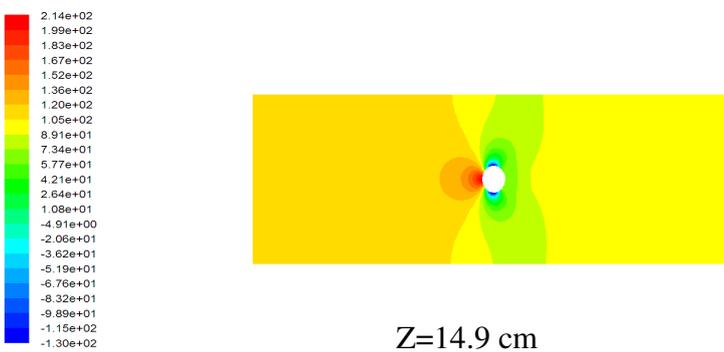
Le cylindre avec différent plan de Z.



Z=-10 cm

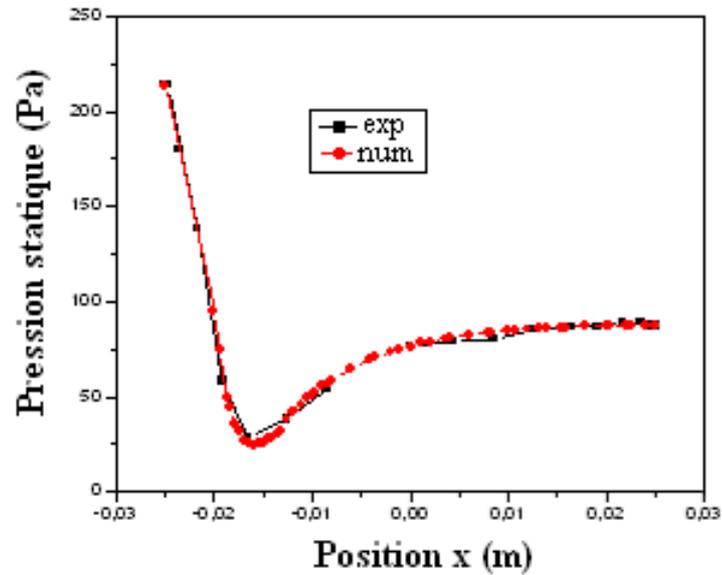


Z=0 (plan de médiane)



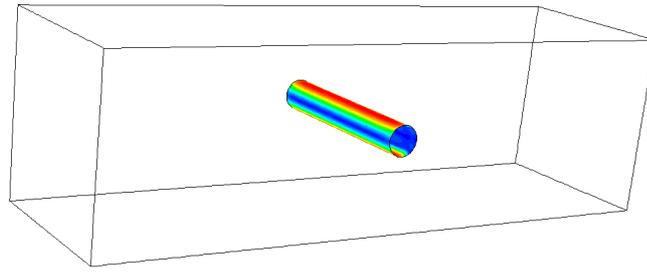
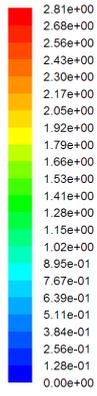
Z=14.9 cm

Figure 4.21 : Contours de pression (Pa) dans différents plans  $z = \text{cte.}$

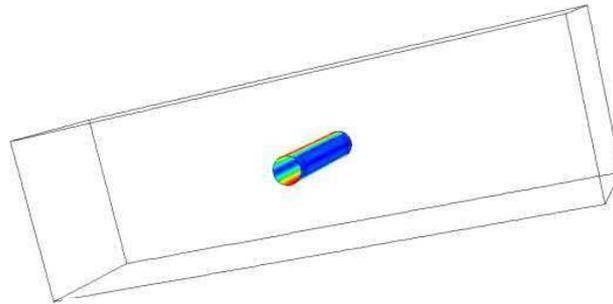
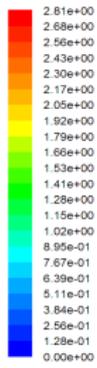


**Figure 4.22 : Distribution de la pression autour du cylindre.**

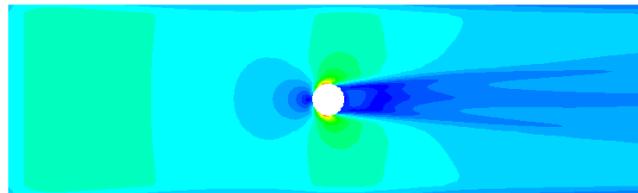
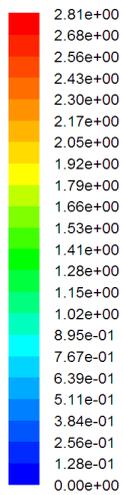
On remarque bien dans la figure-(4-22) que les deux courbes numérique et expérimentale se superposent parfaitement. La pression est maximale au point d'arrêt, puis elle chute jusqu'à une valeur minimale pour une position de ( $x = -0.017$  m). A cette position, la pression reprend son augmentation pour devenir après constante.



En amont du cylindre en 3D.

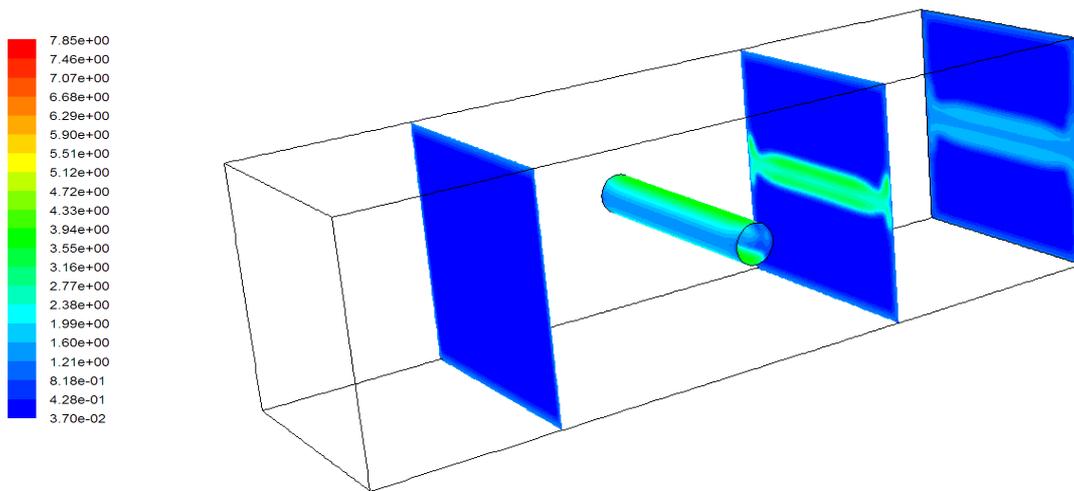


En aval du cylindre en 3D.

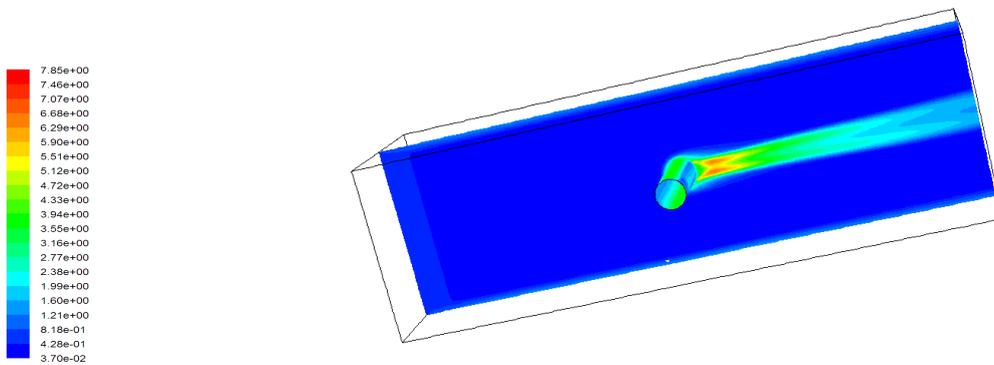


Sur la paroi en face.

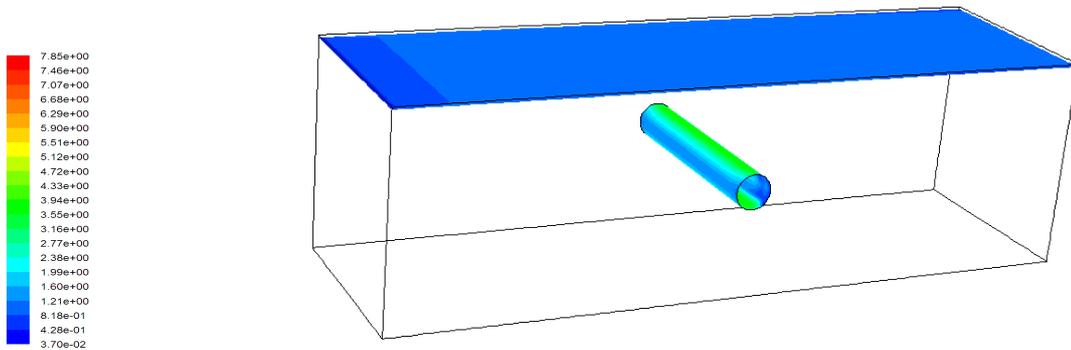
**Figure 4.23 : Contour du coefficient de frottement.**



Le cylindre avec différent plan de X.



plan de médiane



Z= 14.7 cm

Figure 4.24 : Energie cinétique turbulente ( $m^2/s^2$ ).

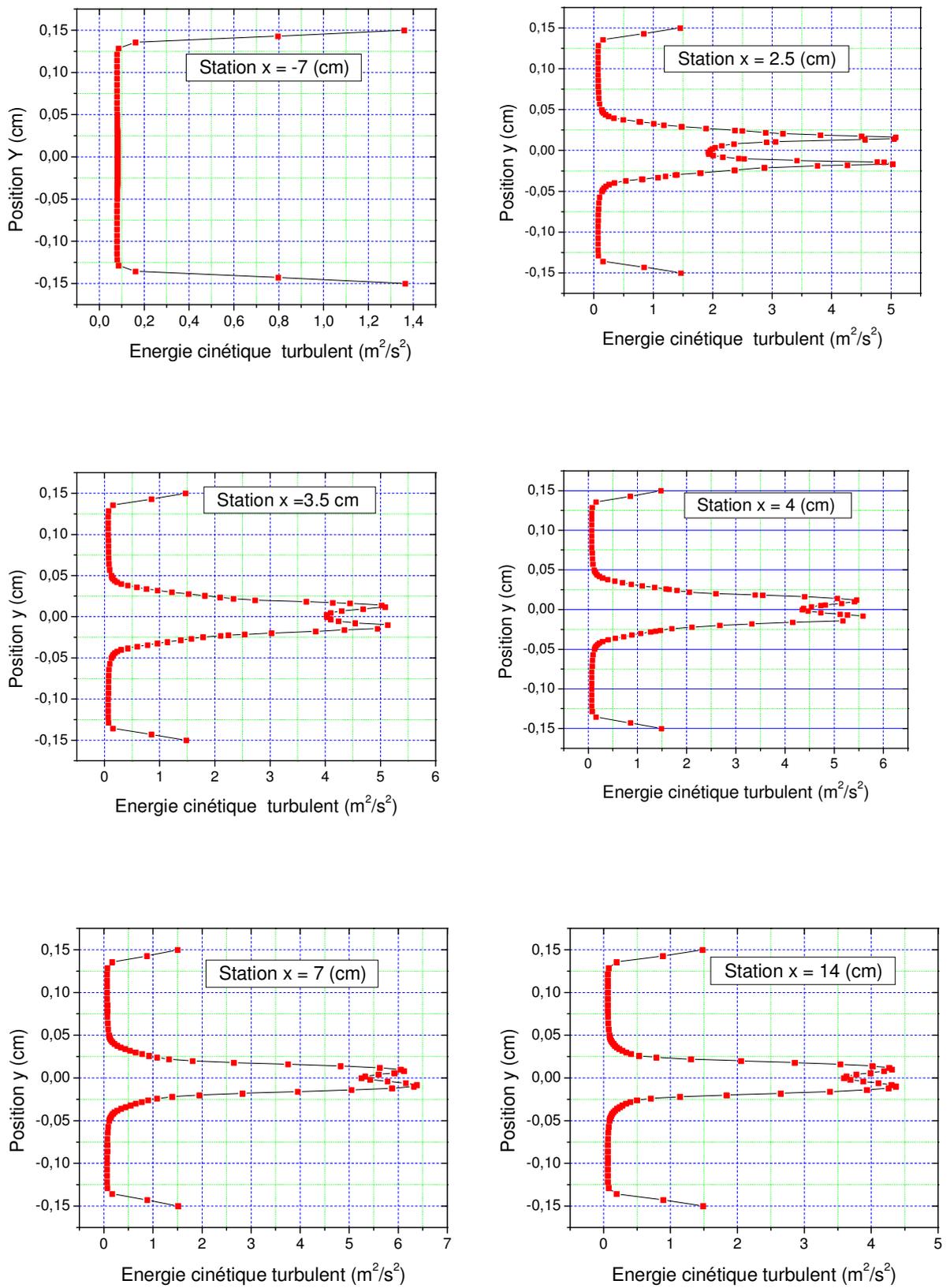


Figure 4.25 : Profils de l'énergie cinétique turbulent.

# CONCLUSION

L'étude des écoulements laminaires et turbulents autour des obstacles a été l'objectif du présent travail. La simulation numérique par Fluent a été adoptée pour un écoulement stationnaire et instationnaire d'un fluide newtonien et incompressible en régime laminaire et turbulent. En régime turbulent, nous avons appliqué le modèle k- $\epsilon$ .

Les différentes formes géométriques des obstacles retenues sont l'obstacle à section carrée et à section cylindrique. L'étude est faite en 2D dans le cas de la configuration carré et en 2D et 3D dans le cas du cylindre. Le raffinement de maillage a été appliqué pour bien capter efficacement la taille des tourbillons en aval des configurations étudiées.

L'étude de l'écoulement dans le cas de l'obstacle cylindrique, on a confronté la simulation numérique réalisée sur le logiciel Fluent et l'expérimental faite sur un banc d'essai. Cette dernière tâche expérimentale est accomplie au niveau du laboratoire d'Energétique Appliquée et de Pollution au département de Génie Mécanique. L'accord entre les deux résultats numérique et expérimental est satisfaisant.

Ce travail, nous permis de tirer de très riches observations pour différents nombre de Reynolds surtout en régime laminaire. A faible  $Re < 5$ , un écoulement rampant est examiné. Puis à partir de  $Re > 50$  l'instabilité commence à se manifester dans la zone de sillage dévoilant un écoulement oscillatoire avec des fréquences variables et des amplitudes progressives dans les deux géométries considérées. Ce phénomène d'écoulement est appelé aussi phénomène de l'allée tourbillonnaire de von-karman. Il a été constaté aussi des points de détachements sur le cylindre intimement liés aux nombres de Reynolds. Un résultat satisfaisant obtenu montrant l'évolution des profils de coefficient de frottement le long des génératrices du cylindre et carré.

Pour le régime turbulent, nous avons remarqué une production importante de l'énergie cinétique turbulente à partir de la moitié du cylindre en aval et dans la zone de sillage dû essentiellement aux forts gradients de vitesse.

Les mesures obtenues sur le banc d'essai des vitesses moyennes révèlent une concordance bonne concordance avec les résultats numériques pour le modèle K- $\epsilon$ .

Plusieurs travaux futurs, concernent la simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel, instationnaire et turbulent d'un fluide newtonien et incompressible autour d'un cylindre reste à faire. Il serait très intéressant de passer à d'autres modèles de turbulence par exemple LES (Large Eddy Simulation), comme perspective.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **G.Durand, J.E.Wesfried, P.Jenffer.** *Contrôle d'actif du sillage autour d'un cylindre oscillant.* Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de Paris (ESPCI), PMMH. 10 Rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France.2001.
- [2] **JD.Calluad, L.David, S. Rouvreau, P. Joulain.** *Ecoulement laminaire autour d'un cylindre de section carrée comparaison calculé expérimental* Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (UMR 6609-CNRS) Boulevard Pierre et Marie Curie Téléport 2, B.P. 30179 86960 FUTUROSCOPE Cedex. 2001.
- [3] **Y.H. Madani, M.Abidat.** *Etude numérique de l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible autour de corps profilés par une méthode combinée d'ordre  $O(h^2)$  et  $O(h^4)$ .* Séminaire international de Génie Mécanique. Sigma'02.E.N.S.E.T.Oran. 28 & 29AVRIL 2002.
- [4] **S.C. Luo, T. Chew, Y.T. Ng.** *Characteristics of square cylinder wake transition flows,* *Phys. Fluids, vol. 8, 2549-2559 , 2003.*
- [5] **N. Roquet, P. Saramito.** *An adaptive finite element method for Bingham fluid flows around a cylinder.* *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. VOL192 PP3317–3341.2003.*
- [6] **Q.Rong, L. G.Ya, L. Wei, W. Jian, Z. Xin.** *Study of vortex characteristics of the flow around a horizontal circular cylinder at various gap-ratios in the cross-flow.* *Journal of Hydrodynamics Ser.B, VOL18PP334-340 .2006*
- [7] **T.Nishino, G.T.Roberts, X.Zhang.** *Detached-eddy simulation of flow around a circular cylinder in ground effect.* The seventeenth international symposium on transport phenomena, Toyama, JAPAN. 2006.
- [8] **P.F. Zhang, J.J. Wang, L.X. Huang.** *Numerical simulation of flow around cylinder with an upstream rod in tandem at low Reynolds numbers.* *Applied Ocean Research Vol 28 PP183–192. 2006.*
- [9] **M. Cheng, D.S. Whyte, J. Lou.** *Numerical simulation of flow around a square cylinder in uniform-shear flow.* *Journal of Fluids and Structures VOL 23 PP 207–226.2007.*

- [10] **R. Belakroum, M. Khadja, H. Zibouche.** *Simulation numérique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire dans la zone de sillage d'un obstacle de section circulaire.* International Conférence on Energetics and pollution constantine .2007.
- [11] **F.Meddane, T.Yahiaoui, L.Adjlout.** *Influence du volet sur les performances du profil NACA 0021.* International Conférence on Energetics and pollution constantine .2007.
- [12] **D.J.Park, A.R.Green, Y.s.Lee, Y.C.Chen.** *Experimental studies on interactions between a freely propagating flame and single obstacles in a rectangular confinement.* Combustion and flame, volume 150, Issues 1-2, pages 27-39, July 2007.
- [13] **S. Pascal-Ribot, Y. Blanchet.** *Buffeting lift forces and local air–water flow aspects around a rigid cylinder.* International Journal of Multiphase Flow.VOL 33 PP 1237–1254.2007.
- [14] **C. Shu , N. Liu, Y.T. Chew.***A novel immersed boundary velocity correction–lattice Boltzmann method and its application to simulate flow past a circular cylinder.* Journal of Computational Physics. Vol 226 PP 1607–1622. 2008.
- [15] **I. Khabbouchi, M.S. Guellouz.** *Écoulement autour d'un cylindre circulaire proche d'une paroi : Effet de l'écoulement type jet.* Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir Rue Ibn El Jazzar 5019 Monastir, Tunisie. (2008).
- [16] **S. Cao, Y. Tamura.** *Flow around a circular cylinder in linear shear flows At subcritical Reynolds number.* Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics Vol 96 PP 1961–1973. 2008.
- [17] **M.S. Dhouaib, F. Aloui, S. Turki et S. Ben Nasrallah,** *Etude expérimentale et numérique des écoulements instationnaires derrière un barreau carré placé dans un milieu confiné, 1<sup>ère</sup> Conférence Internationale sur La Conversion et La maîtrise de L'Energie, CICME'08, 11-13, Avril 2008, Sousse –Tunisie.*
- [18] **E.Faghani, H.A.Ardakani, N.S.Vaghefi, S.A.Niaki, and B.Farhanich.** *Numerical investigation of flow and heat transfer characteristics from an impinging jet on circular*

*cylinder*. School of Mechanical Engineering Sharif University of Technology, Tehran, Iran. School of Mechanical Engineering King College London, London, England. 2009.

[19] **K. Lam, L. Zou.** *Experimental study and large eddy simulation for the turbulent flow around four cylinders in an in-line square configuration.* International Journal of Heat and Fluid Flow. Vol 30 PP 276–285, 2009.

[20] **N.Mahir.** *Three-dimensional flow around a square cylinder near a wall.* Ocean Engineering. Vol 36 PP 357–367. 2009.

[21] **L. Bruno , D. Fransos, N. Coste, A.Bosco.** *3D flow around a rectangular cylinder: A computational study.* Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2009.

[22] **M.M.Ouestati, M.Ben Salah, F.Aloui, S.Ben Nasrallah.** *Numerical simulation of flow around obstacle with stream function-vorticity formulation of Navier-Stokes equations.* 2<sup>nd</sup> International Conference on Energy Conversion and Conservation. 2010.

[23] **Fluent 6.0 Documentation.** User's Guide. Tutorial Guide. Fluent, inc 2001

[24] **Gambit 2.0 Documentation.** User's Guide. Modeling Guide. Tutorial Guide. Fluent, inc 2001

[25] **Bulletin technique.** Soufflerie subsonique a aspiration. EA 103. Deltalab.

[26] **M.Van.Dkye.** An Album of Fluid M