RÉPUBLIQUE ALGERIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

Université Dr. Yahia Fares de Médéa

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département du Génie de la Matière

Mémoire

Pour l'obtention du diplôme de Master En Génie Mécanique

Option : Énergétique et Thermique des Systèmes

Thème :

Étude expérimentale et numérique d'un écoulement de l'air autour d'un obstacle cylindrique

Proposé et dirigé par :

Dr ALLICHE MOUNIR

Mr REBHI Redha

Réalisé par :

Mr RAHMANI Abd El Aziz

Mr HADJADJ Djamel

Promotion 2015/2016

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

À mes chers parents.

À mon frère et mes sœurs.

À toute la famille RAHMANI.

Et tous mes amis.

RAHMANI Abd El Aziz

Je dédie ce modeste travail :

À mes chers parents.

À mes frères et mes sœurs.

À toute la famille HADJADJ.

Et tous mes amis.

HADJADJ Djamel

Remerciements

Un grand merci au bon Dieu de nous avoir guidés vers le bon chemin de la lumière et du savoir.

Nous tenons à remercier vivement notre encadreur, Dr ALLICHE Mounir pour son suivi, son assistance, sa confiance, ses encouragements, sa patience et son soutien favorable pour l'aboutissement de ce travail.

On remercie vivement Monsieur REBHI Redha pour toute l'aide et l'assistance qu'il nous a données lors de l'élaboration de ce travail, ses conseils précieux le long de notre formation. Nous tenons aussi à lui exprimer nos profonds respects.

Nous remercions le présidant et les membres du jury qu'ils d'avoir accepté d'examiner ce travail.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE ……...……1

CHAPITRE 1 : SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE ……..……4

CHAPITRE 2 : DESCRIPTION GÉNÉRALE

2.1 GÉNÉRALITES ……...……13

2.1.1 Écoulement autour d'un cylindre …… ……..……..13

2.1.1.1 Le coefficient de traînée (C_D) ……..14

2.1.1.2 Le coefficient de portance (C_L) ……..… ……...….15

2.1.1.3 Le coefficient de pression (C_p) ……..…..……15

2.2 Définitions ……..15

2.2.1 Le fluide ……...…..…….15

2.2.2 Le nombre de Reynolds …… ……..16

2.2.3 Le nombre de Strouhal …….……..……...…….17

2.2.4 Différents régimes d'écoulements ……..……...……17

2.2.5 Le fluide compressible et incompressible ……..…...…….20

2.2.6 Le nombre de Mach ……...…….20

2.2.7 Viscosité …….21

2.2.8 Le décollement ……..….22

2.2.9 Couches limites et de cisaillement ……...……..23

2.2.10 Passage d'un régime à l'autre ……...……...……23

2.2.11 La turbulence ……24

2.2.12 La compressibilité …….……...……..……..24

2.2.13 Traitement de la paroi ……...…..…….25

2.2.14 L'approche de *y*+ ……...……..27

2.2.14.1 Faible nombre de Reynolds ……..……..28

2.2.14.2 Nombre Reynolds élevé …….……28

CHAPITRE 3 : MODÉLISATION DE LA TURBULENCE

3.1 Equations de transport ……...…….30

3.1.1 Equation de continuité ……..…….30

3.1.2 Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes) …….……30

3.2 Décomposition statique ……..30

3.2.1 Règles de Reynolds ……...31

3.2.2 Les tensions de Reynolds ……31

3.3 Equation de continuité :(conservation de la masse) ……..…….32

3.3.1 Equation de transport de quantité de mouvement …….…….32

3.4 Modèle de turbulence …….32

3.5 Le modèle k-ε …….32

3.5. 1 Le modèle k-ε standard …….33

3.5.2 Le modèle k-ε RNG ……..…….34

3.5.3 Le modèle k-ε réalisable ……..……..35

3.5.4 Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k-ε …….……..35

3.5.5 Effet de force de volume sur la turbulence dans les modèles k-ε ……..37

3.5.6 Effet de compressibilité sur la turbulence pour les modèles k-ε ……38

3.5.7 Traitement de la région proche de la paroi ……..38

3.6. Le modèle k-ω ……40

3.6.1 Le modèle k-ω standard ……..40

3.6.2 Le modèle k-ω SST (Shear-Stress Transport) ……44

3.6.3 Traitement de la région proche de la paroi ……47

3.7 Modèle de contrainte de Reynolds(RSM) ……..……..……..49

CHAPITRE 4 : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

4.1 La soufflerie ……..……59

4.1.1 Types de souffleries aérodynamiques ……..……59

4.1.2 Soufflerie subsonique TQ AF 100 ……59

4.1.2.1 Description ……60

4.1.2.2 Spécifications techniques requises ……..……60

4.2 Maquette ……..……..62

4.3 Mesures de répartition de pression statique à la paroi ……62

4.3.1 Description du dispositif ……..…..62

4.3.2 Chaîne d'acquisition de données ……63

4.3.3 Configuration de l'installation ……..……..64

4.4 Protocol de TP ……65

4.5 Résultats expérimentaux ……..….68

4.5.1 La pression ……..…68

4.5.2 La trainée et la portance ……..……70

CHAPITRE 5 : ÉTUDE NUMÉRIQUE

5.1 La mécanique des fluides numérique (MFN) ……..……..74

5.1.1 Méthode de travail ……..……..74

5.1.2 Applications de la CFD ……..75

5.1.3 Méthodes de discrétisation ……..……..75

5.1.3.1 Méthode des différences finies ……..75

5.1.3.2 Méthode des volumes finis ……76

5.1.3.3 Méthode des éléments finis ……76

5.1.4 Principe de la méthode des volumes finis ……76

5.2 ANSYS In ……76

5.2.1 Principaux produits ……76

5.2.2 Les Types d'ansys ……77

5.3 ANSYS CFX ……77

5.4 Environnements logiciels ……77

5.5 Mettre en place une simulation à l'aide d'ANSYS CFX-14.0 se fait en 4 étapes : ICEM, CFX-pre, CFX-solve et CFX-post. ……78

5.5.1 ANSYS ICEM ……79

5.5.2 CFX-pre ……79

5.5.3 CFX-solve ……81

CHAPITRE 6 : RÉSULTAT ET DISCUSSION

6.1. Configuration géométrique ……85

6.1.1. Conditions limites à l'entrée ……86

6.2. Maillage utilisée ……86

6.3. Résultats et discussions ……91

Conclusion ……120

Reference ……121

Résumé :

Ce travail de mémoire de PFE a pour but d'étudier le comportement aérodynamique de l'écoulement du fluide (Air) autour d'un obstacle cylindrique vu leurs larges applications industrielles dans plusieurs domaines.

Pour avoir plus d'information sur le phénomène de l'écoulement incompressible autour d'un obstacle cylindrique bidimensionnel avec un régime d'écoulement laminaire et turbulent sans transfert de chaleur, l'étude a été entamé par une simulation numérique en utilisant le code de calcul commercial ANSYS CFX v14 avec les deux modèles de la turbulence $k-\varepsilon$ et $SST\ k-\omega$.

Cette étude, nous a conduit à s'intéresser de déterminer les champs dynamiques de la vitesse, de la pression, du coefficient de pression dans les deux modèles de turbulence employés.

L'étude expérimentale a été aussi réalisée au niveau de laboratoire de recherche LMP2M (laboratoire de recherche physique et modélisation mathématique) à l'Université de Médéa sur une soufflerie de régime subsonique. Ce travail expérimental a été fait dans le but d'établir une confrontation des résultats expérimentaux et numériques. L'accord entre les résultats numériques et expérimentaux s'avère satisfaisant et le développement d'une zone de recirculation derrière l'obstacle a été capté par la présente simulation.

Mots clés : ANSYS CFX, cylindre, laminaire, turbulence, subsonique, incompressible, soufflerie.

Abstract:

This work aims to study the aerodynamic behavior of the fluid flow around the cylindrical obstacle because of their industrial applications in several areas. For more information on flow phenomena of the incompressible flow around a two-dimensional cylindrical obstacle with a mode of laminar flow and turbulent without heat transfer. The study was started by a numerical simulation using the commercial computer code ANSYS CFXv14 with the two models for turbulent flow $k-\varepsilon$ and $SST\ k-\omega$. This study, led us to be interested of given the dynamic fields velocity, pressure, pressure coefficient in the two models of turbulence employed. The experimental study was also carried out on the level of research laboratory LMP2M (physical research laboratory and mathematical modeling) at University of Medea on a subsonic wind tunnel. This experimental job was done to make a confrontation of the experimental and numerical results. The agreement between the numerical and experimental results proves to be satisfactory and the development of a zone of recirculation behind the obstacle was collected by present simulation.

Key words: ANSYS CFX, cylinder, laminar, turbulence, subsonic, incompressible, wind tunnel

الملخص:

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

هذه الدراسة أدت بنا إلى التركيز حول مجالات حيوية من السرعات، مجال الضغط ومعاملات الضغط ولكل من هذه الأنظمة الصفائحية والمضطربة. الدراسة التجريبية أجريت في مختبر البحث LMP2M بجامعة الدكتور يحي فارس بالمدية على جهاز نفق الرياح الخارقة للصوت. وقد تم هذا العمل التجريبي للمقارنة بين النتائج التجريبية والتعددية المتحصل عليها بالمحاكاة العددية مع استخدام نموذج الاضطراب $k-\varepsilon$ و $sst\ k-\omega$ باستعمال رمز البرمجة ANSYS CFX. التطابق بين النتائج التجريبية والعددية مرضي.

في النهاية أسفرت النتائج مشجعة التي تم الحصول عليها من خلال كل الدراسات، والمراقبة بالمحاكاة الرقمية كل من حقول ومسارات السرعة والضغط.

كلمات المفاتيح: ANSYS CFX، رقائقي، الاضطراب، الخارقة للصوت، غير مضغوطة، نفق الرياح.

Nomenclature

Paramètre	Description	Unités
C_D	Le coefficient de traînée	
C_L	Le coefficient de portance	
Cp	Coefficient de pression	
Re	Nombre de Reynolds	
S_t	Nombre de Strouhal	
M_a	le nombre de Mach	
$y+$	Ordonnée adimensionnée à la paroi	
$C_{1\varepsilon}$,$C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$	Constantes	
δ_k,δ_ε	Le nombre de Prandtl turbulent pour k et ε	
S_K,S_ε	Terme source	
Γ_kEt Γ_ω	Coefficients de diffusion effective de$k$ et ω	
Y_kEt Y_ω	Les dissipations de k et ω dues à la turbulence	
$\phi_{ij,1}$	Le terme du pression-tension lent, aussi connu comme le terme de retour à l'isotropie	
$\phi_{ij,2}$	Le terme du pression-tension rapide	
$\phi_{ij,\omega}$	Le terme de la réflexion de paroi	
K	Energie cinétique turbulente par unité de masse	m^2/s^2
ε	Dissipation tourbillonnaire de turbulence	m^2/s^2
ρ	Masse volumique du fluide	kg/m^3
ν	Viscosité cinématique du fluide	m^2/s
S	Surface	m^2
V	vitesse	m/s
L , D	Dimension caractéristique	M
μ	viscosité dynamique du fluide	Pa·s ou kg/m·s
P	Pression	Pa
P_∞	Pression statique	Pa
P'	fluctuation de pression	N⁄m^2

Rs	constant spécifique du gas	J/kg·K
τ	Tenseur de contraintes	Kg/ m^2
χ	La compressibilité	Pa^{-1}.
U_i (i=1, 2,3)	Composante la vitesse instantanée suivant la direction i	m/s
$\overline{U_\iota}$ (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
$\overline{u'_\iota u'_\jmath}$	Tension de Reynolds	m^2/s^2

LISTE DES FIGURES

2.1 : Écoulement sur un cylindre ……...……...…...……13

2.2 : Forces sur un cylindre ……..……...……...…….…..14

2.3 : Classification des fluids …….…...…16

2.4 : Écoulement rampant non décollé pour Re < 5 ……..…….…..18

2.5 : Écoulement stationnaire décollé pour 5 < Re < 49 ……..……18

2.6 : Écoulement laminaire instationnaire bidimensionnel pour 49 < Re < 300 ……..……19

2.7 : Régime sous-critique ……19

2.8 : Régime critique …….19

2.9 : Force de viscosité agissant dans un fluide ……21

2.10 : Écoulement turbulent permet de repousser le point de décollement vers l'arrière de l'objet

……...……22

2.11 : Comportement de la couche limite près de la zone de séparation …….……...….23

2.12 : Phénomène induits par la transition naturelle …….……24

2.13 : Ecoulement laminaire …….……26

4.1 : La Soufflerie subsonique TQ AF 100 ……...…60

4.2 : Soufflerie subsonique TQ AF 100 ……61

4.3 : position de prise sur l'obstacle …….62

4.4 : le boitier ……...……63

4.5 : Chaine d'acquisition de données ……...…63

4.6 : L''installation de soufflerie dans le laboratoire ……65

4.7 : placement de l'obstacle sur la veine d'essai ……..…...65

4.8 : placement de l'obstacle sur la veine d'essai ……..…66

4.9 : Branchement du fil USB ……...……...……66

4.10 : connexion de l'ordinateur au banc d'essai ……....……67

4.11 : l'interface de programme VDAS ……..…….….67

4.12 : l'interface de table goniométre …….…….…….68

4.13 : Coefficient pression réel et idéal autour de cylindre en fonction d'angle d'incidence ……...……70

4.14 : Coefficient de trainée autour de cylindre en fonction d'angle d'incidence ……...…....72

4.15 : Coefficient de portance autour de cylindre en fonction d'angle d'incidence …….72

5.1 : Les modules principaux du CFX-14.0 ……..……...78

5.2 : Interface graphique de module ICEM CFX …….……79

5.3 : Interface graphique du module CFX-Pre ……..**.....**…...80

5.4 : Interface graphique du module CFX-Solver ……...……...…….81

5.5 : Organigramme de mise en œuvre d'un calcul (source : documentation CFX) ……....82

5.6 : Interface graphique du module CFX-Post ……...……83

6.1 : Géométrie ……...……..……85

6.2 : géométrie du problème et conditions aux limites **.** ……...…85

6.3 : Représentation 2D du maillage **.**……87

6.4 : La topologie du maillage …….……...……..……88

6.5 : Distribution des maillages a) grossier, b) moyen et c) dense …….…….....…89

6.6 : Évolution de sur les modèle de turbulence

a) **k-ε** , b) ***SST k−ω***……..……...…….……90

6.7 : Courbes de convergence pour le maillage raffiné avec modèle de turbulence k-ε……...91

6.8 : Effet du maillage sur le profil de coefficient de pression *Cp* pour modèle de turbulence k-ε ……...…….……92

6.9 : Profile de vitesse et de pression. Station 1 ……..……..…..93

6.10 : Profile de vitesse et de pression. Station 2 ……..…..…94

6.11 : Profile de vitesse et de pression. Station 3 ……..……...…95

6.12 : Profile de vitesse et de pression. Station 4 ……..……..……96

6.13 : Lignes de courant (modèle $k-\varepsilon$) ……..97

6.14 : Contour de vitesse (modèle $k-\varepsilon$) ……97

6.15 : Contour de pression (modèle $k-\varepsilon$) ……...98

6.16 : Lignes de courant (modèle $SST\ k-\omega$) ……98

6.17 : Contour de vitesse (modèle $SST\ k-\omega$) ……..……..99

6.18 : Contour de pression (modèle $SST\ k-\omega$) ……...…..…99

6.19 : Distribution de coefficient de pression en fonction de l'angle θ pour k-epsilon et SST k-omega ……...……100

6.20 : Profile de vitesse et de pression. Ligne 1 ……..……102

6.21 : Profile de vitesse et de pression. Ligne 2 ……...……..…102

6.22 : Profile de vitesse et de pression. Ligne 3 ……...……..…103

6.23 : Profile de vitesse et de pression. Ligne 4 ……..…104

6.24 : Distribution de coefficients de traînée et de portance en fonction de l'angle θ pour k-epsilon ,expérimentale et numérique ……..105

6.25 : Les lignes de courant ($\mathrm{Re}=40$)……...……106

6.26 : Contour de vitesse ($\mathrm{Re}=40$) ……..…107

6.27 : Contour de pression ($\mathrm{Re}=40$) ……107

6.28 : Les lignes de courant ($\mathrm{Re}=100$) ……107

6.29 : Contour de vitesse ($\mathrm{Re}=100$) ……108

6.30 : Contour de pression ($\mathrm{Re}=100$) ……..……..…108

6.31 : Les lignes de courant ($\mathrm{Re}=1000$) ……..……..…109

6.32 : Contour de vitesse ($\mathrm{Re}=1000$) ……..……..…109

6.33 : Contour de pression ($\mathrm{Re} = 1000$) ……...……109

6.34 : Les lignes de courant ($\mathrm{Re} = 5 \times 10^5$) ……..……110

6.35 : Contour de vitesse ($\mathrm{Re} = 5 \times 10^5$) ……..…111

6.36 : Contour de pression ($\mathrm{Re} = 5 \times 10^5$) ……....…111

6.37 : Les lignes de courant ($\mathrm{Re} = 5 \times 10^6$) ……..…112

6.38 : Contour de vitesse ($\mathrm{Re} = 5 \times 10^6$) ……..112

6.39 : Contour de pression ($\mathrm{Re} = 5 \times 10^6$) …….....…112

6.40 : Distribution de coefficient de pression en fonction de l'angle θ pour les différents nombre de Rynolds ...……..113

6.41 : Distribution de coefficient de pression en fonction de nombre de Reynolds pour les différents l'angle θ (θ = 0°, 60°, 90°, 120°, 180°)…….……..114

6.42 : Contour de vitesses pour dix instants
(t=$1e^{-2}$, $1.9e^{-2}$, $2.8e^{-2}$, $3.7e^{-2}$, $4.6e^{-2}$, $5.5e^{-2}$, $6.4e^{-2}$, $7.3e^{-2}$, $8.2e^{-2}$, $9.1e^{-2}$)...……117

6.43 : Contour de pressions pour dix instants
(t=$1e^{-2}$, $1.9e^{-2}$, $2.8e^{-2}$, $3.7e^{-2}$, $4.6e^{-2}$, $5.5e^{-2}$, $6.4e^{-2}$, $7.3e^{-2}$, $8.2e^{-2}$, $9.1e^{-2}$)...……119

LISTE DES TABLEAUX

4.1 : Position de prise de pression ……....62

4.2 : Résultat de coefficient de pression expérimentale et idéal ……....……69

4.3 : Résultat de coefficient de trainée et de portance expérimentale ……..…71

6.1 : Coordonnées des stations …….……....91

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les écoulements de fluides en présence d'obstacles sont largement utilisés dans l'industrie, et leurs applications sont extrêmement variées. On peut les rencontrer dans le cas des problèmes d'environnement liés à la dispersion des polluants à travers les agglomérations ainsi que les effets du vent sur les bâtiments, la ventilation des tunnels routiers, les ailettes de refroidissement des engins thermiques, les chicanes des échangeurs de chaleur ou des capteurs solaires, les canalisations urbaines, les turbomachines et turboreacteurs,… etc.

L'étude de l'écoulement autour d'obstacle peut se faire suivant deux approches :
L'approche numérique où on simule l'écoulement en s'appuyant sur un modèle mathématique ; et l'approche expérimentale où on doit acquérir des mesures sur banc d'essai.

- L'approche numérique consiste à discrétiser l'équation gouvernante de l'écoulement par une méthode numérique en utilisant différente formulations.
- L'approche expérimentale peut être traitée suivant deux aspects, l'aspect qualitatif où on utilise les techniques de visualisation pour analyser les différentes structures tourbillonnaires naissantes au sein de l'écoulement. Le deuxième aspect est l'aspect quantitatif où les zones de recirculation en aval de l'obstacle sont quantifiées en fonction des paramètres dynamiques de l'écoulement tels que le nombre de Reynolds.

Beaucoup de travaux de recherches ont été réalisés pour modéliser l'écoulement autour des obstacles. Pour cela, plusieurs expériences dans le domaine ont été réalisées et confrontées aux méthodes numériques. Pour cette dernière approche, 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 étudié numériquement et expérimentalement les phénomènes de l'écoulement laminaire stationnaire bidimensionnel, du fluide incompressible et sans transfert de chaleur autour d'un cylindre fixe. La simulation numérique a été faite à l'aide du code de calcul ANSYS CFX. Ce code de calcul trouve de plus en plus de place dans différents domaines d'industrie.

Ce travail rentre dans le cadre d'un mémoire de Mastère, dont le plan se compose en six chapitres et une conclusion :

- Le premier chapitre est une synthèse bibliographique.
- Le second chapitre comporte des descriptions générales.
- Le troisième chapitre nous exposons les équations mathématiques qui gouvernent le phénomène physique à étudier et les modèles de turbulence.
- Le quatrième chapitre est une étude expérimentale d'un écoulement autour d'un cylindre à section circulaire dans une chambre de tranquillisation d'une soufflerie.
- Le cinquième chapitre est une présentation du code de calcul ANSYS CFX.
- Dans le sixième chapitre nous exposons les résultats de l'étude numérique et une comparaison entre ces derniers et l'étude expérimentale.
- Finalement, on clôture notre travail par une conclusion générale.

CHAPITRE 1

SYNTHÈSE 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 travaux antérieurs qui se résument comme suit :

Un travail a été effectué par CFD **Benchmark Challenge (canada) (1999) [1]** concernant un écoulement turbulent autour d'un cylindre carré proximité d'un mur solide. Le nombre de Reynolds au-delà de 22000. Ila été montré que si l'obstacle est suffisamment loin du mur, l'écoulement dans le sillage est devenu périodique. Ainsi que le décollement du tourbillon de Von karman est parfaitement illustré. Par contre, si le cube n'est pas loin du mur, l'écoulement dans le sillage reste stationnaire.

M. Breuer et al. (2000) [2] ont réalisé des calculs sur un écoulement laminaire autour d'un cylindre carré. Ces calculs sont basés sur deux méthodes : Lattice-Boltzmann (LBA) et la méthode des volumes finis(FVM). Le nombre de Reynolds est environ de 0.5 à 300.Le rapport de blocage est de 1/8. Les résultats des deux méthodes ont été évalués et comparés en détail. Les profils de vitesse, les longueurs de la recirculation et le nombre de Strouhal ont été étudiés. Ils ont constaté que malgré le manque des données précises et détaillées dans la littérature sur l'écoulement laminaire autour d'un cylindre carré, mais un excellent accord entre les calculs de LBA et FVM a été trouvé pour la longueur de recirculation pour Re inférieure à 60.

L. David et al. (2001) [3] 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 grand que celle observé par l'expérience.

Damien Calluaud et al(2001) [4] ont travaillé sur un écoulement laminaire autour d'un cylindre carré. L'écoulement en régime établi autour d'un cylindre carré disposé sur une plaque plane est examiné par des visualisations des mesures par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) et des simulations numériques pour un nombre de Reynolds de 1000.Ils ont

constatés dans ce travail que l'existence d'un horseshoe vortex, la présence de tourbillons d'axes verticaux et horizontaux montrent la complexité de cet écoulement. Dans la région amont, le fluide vient heurter le profil. Il tente aussi de le contourner en passant par ces cotés ou par-dessus. Sur la région au-dessus du cube, l'écoulement résulte de l'interaction de deux écoulements (le fluide qui est dévié par la face amont au-dessus du profil est accéléré et décolle sur la largeur du cube). Les calculs leur fait apparaître un system stationnaire de quatre tourbillons à l'amont de l'obstacle plus confiné. Cela engendre une formation des tourbillons verticaux lâchés au-dessus du cube plus grande que par l'expérience.

J. Kim, H. Hangan (2001) [5] ont réalisé une recherche de LES (Large Eddy Simulation) sur la formation du couche de cisaillement autour d'un cylindre carré. Dans ce travail, l'écoulement est stationnaire avec un nombre de Reynolds à environ de 22000. Le modèle LES est employé pour montrer la couche turbulente de cisaillement formée dans le décollement de l'écoulement au coin de l'amont de cylindre, ainsi que la distribution de la pression sur la surface. Les lignes de courant tracés par LES illustrant les zones de recirculations sont généralement en bon accord avec des mesures unidimensionnelles de Laser Doppler Vélocimétrie (LDV) effectuées par Lyn et al.

A.K. Saha, G.Biswas, K.Muralidhar. (2002) [6] ont réalisé une étude tridimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre carré à petits nombres de Reynolds (entre150 et 500). Ils ont trouvé que les vortex secondaires (Mode A) sont apparus sur une gamme de Reynolds entre 175 et 240. Pour un nombre de Reynolds environ de 250, des vortex secondaires de Mode-B sont illustrés, ceux-ci sont principalement de petites tailles. Les résultats obtenus pour le cylindre carré sont en bon accord avec les modes tridimensionnels de la transition qui sont bien connus dans le sillage d'un cylindre circulaire. Les calculs numériques de la présente étude prouvent que les valeurs du nombre de Strouhal et le coefficient de trainée sont étroitement associées avec l'évolution du nombre de Reynolds et reflètent la structure spatiale du sillage.

T. Chew et al. (2003) [7] 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.

P. Saramito et al. (2003) [8] 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.

Yi Jiang et al (2003) [9] ont mené un travail concernant l'écoulement turbulent autour d'un cylindre carré placé à proximité d'un mur solide. L'étude consiste à comparer les résultats de simulation et d'expérimentation pour les configurations : S/D=1 (cas périodique) et S/D=0.25 (cas stationnaire) tel que S c'est la distance entre le cylindre et le mur solide, D est le diamètre du cylindre. L'intensité de turbulence est d'environ 1. Le nombre de Reynolds est dans le gamme de 10000 à 100000.Ils ont constatés que la formation des tourbillons est liée à la séparation de l'écoulement au bord d'attaque qui donne lieu à la naissance des contraintes de cisaillement sur chacune des faces latérales du cylindre ,et ils ont montré que si le cylindre est placée près du mur ; le détachement tourbillonnaire peut être complètement supprimée.

Wang Neng-Chao et al (2003) [10] ont effectué une simulation bidimensionnelle(lattice-BGK) d'un écoulement autour d'un cylindre carré avec un facteur de blocage B=1/8. Ils ont constaté que le décollement du tourbillon derrière le cylindre induit la périodicité de l'écoulement . Ils ont observé que cette périodicité sera perdue pour un nombre de Reynolds Re supérieur à 300. Les comparaisons quantitatives avec d'autres méthodes prouvent que le modèle utilisé donne des résultats plus précis.

Charles-henri Bruneau , Iraj Mortazavi (2004) [11] ont effectué une étude numérique consiste au control passif de l'écoulement autour d'un cylindre carré dans les milieux poreux .Ils ont utilisé la méthode de pénalisation procédé. Cette méthode est employée pour créer des milieux poreux intermédiaires entre les solides et les fluides afin de modifier le comportement de la couche limite. Cette étude a pour but d'éliminer l'inconvénient concernant la faible transition à la turbulence établie par la simulation numérique directe (DNS). Cette étude est réalisée pour illustrer la perméabilité de la couche poreuse. Les résultats numériques révèlent la capacité des milieux poreux à la fois de régulariser l'écoulement et de réduire les forces de trainée jusqu'au 30%.

W. Jian et al. (2006) [12] 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. a 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.

X.Zhang et al. (2006) [13] 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 d'espace G=h/d plus petit que la DES.

L.X. Huang et al. (2006) [14] 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.

D.S. Whyte et al. (2007) [15] ont simulé un écoulement de cisaillement linéaire incompressible bidimensionnel au-dessus d'un tube carré. Ils ont montré l'effet du taux de cisaillement τ 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 τ cause un décollement de tourbillon alternatif suivi d'une intensité inégale, alors que pour un Re > 50 et une grande valeur de, 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 τ augmente.

Y. Blanchet et al. (2007) [16] 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.

Christophe Brun, Sandrine Aubrun (2007) [17] ont mené une étude expérimentale et numérique des structures de Kelvin-Helmholtz se développant dans les couches cisaillées autour d'un cylindre à section carré. Le nombre de Reynolds est compris entre 500 et 20000. Dans ce projet, l'utilisation delà simulation des grandes échelles de la turbulence (SGE) à

nombre de Reynolds intermédiaire et de l'Anémométrie Laser Doppler (LDA) à nombre de Reynolds élevé permet de caractériser les structures cohérentes présentes dans les couches cisaillées du cylindre. Au-delà de Re=1000, la signature des structures de type Von Karman(VK) et Kelvin-Helmholtz (KH) est présente simultanément dans le signal de vitesse.

N. Liu et al. (2008) [18] 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 Immergée 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.

M.S. Guellouz et al. (2008) [19] 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'espacement 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) [20] Ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement autours d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds sous-critique. On le 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.

F. Aloui et al. (2008) [21] Une étude expérimentale et numérique menée dans une conduite horizontale rectangulaire au milieu de la quelle est placé un cylindre carrée de hauteur h =0.01m et de largeur l = 0.02m, 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 résultas 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 inférieur à 15%.

K. Lam -L. Zou (2009) [22] 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) [23] 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 des 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.

D. Fransos et al. (2009) [24] 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.

J.Hines, G.P.Thompson , F.S.Lien (2009) [25] ont mené une étude d'un écoulement turbulent au-dessus d'un cylindre carré avec des mouvements prescrites et autonomes . Le cylindre carré est simulé dans trois configurations : 1) : stationnaire, 2) : subissant le mouvement vertical prescrite, et3) : subissant le mouvement vertical autonome. Les résultats pour le mouvement vertical prescrite du cylindre, régi par des équations des mouvements sinusoïdales, sont comparés à ceux de la littérature est un accord substantiel est réalisé. Afin de simuler le

mouvement autonome, un modèle de vibration est mis en application fournissant l'application directe de la contrainte de cisaillement et de pression autour du cylindre carré.

Z. Liu (2010) [26] a réalisé une étude numérique d'un écoulement autour d'un cylindre carré. Cette étude s'intéresse à la surface d'admission du domaine. Pour surmonter un tel problème, il a proposé que L'état de la surface d'admission soit variable dans le temps. Pour cela, il a utilisé le modèle ARMA (Auto Regressive Moving Average). On outre, l'intensité de turbulence sera considérée à l'admission du domaine comme condition aux limites. Il a constaté comme résultat que les forces agissant sur le cylindre sont directement liées à la structure d'écoulement et à la formation des vortex au bord d'attaque. Ces vortex agissent l'un sur l'autre et restent attachés avec l'obstacle.

Sushanta .D et al(2011) [27] ont effectué une recherche expérimentale sur l'écoulement en aval **d'un** cylindre carré sous un angle d'incidence. Afin de visualiser l'écoulement, ils ont utilisé la méthode de PIV (Particules Images de Vitesse). Le nombre de Reynolds a été pris au-delà de 410. Les angles d'orientations prises sont : 0 ; 22,5 ; 30 ; et 45 respectivement. Ils ont montré dans ce travail que la forme et la taille de la bulle de recyclage en aval du cylindre, sont principalement en fonction des angles d'orientations. Ils ont observé un minimum sur le coefficient de trainée et un maximum sur le nombre de Strouhal à un angle d'orientation de 22,5**.**

Farhoud,et al (2012) [28] ont étudié numériquement l'écoulement instationnaire laminaire autour d'un cylindre circulaire . Ils ne concluent que l'écoulement derrière cylindre circulaire simulé par logiciel Fluent. Les paramètres d'écoulement tels que le coefficient de portance, le nombre de Strouhal, angle de séparation et de la pression et les contours de vitesse sont examinés dans le présent document. Le nombre de Strouhal et coefficient de trainée de cylindre circulaire Re = 150 sont 0.187225 et 1.3192723 respectivement. Et aussi, ils ont été montrés que les paramètres de l'écoulement dans 0 et 180 degrés ont au moins un changement dans la période de temps de vortex et aussi il a été montré que l'amplitude de l'oscillation du coefficient de portance est supérieure à celui du coefficient de trainée est deux fois plus que celle du coefficient de portance.

Jessica Sjah et al (2013) [29] ont modélisé l'écoulement de 2D visqueux autour d'un cylindre fixe par la méthode ASPHODEL. Ils ont conclu que les valeurs des coefficients de trainée due à la seule contribution de la pression (C_{Dp}), coefficient de portance (maximum C_{Lmax} ou valeur efficaceC_{Lrms}) due à la seule contribution de la pression, de pression moyenne autour d'un cylindre (C_p) et le nombre de Strouhal (S_t) issu de coefficient de portance sont donnés. ASPHODEL donne respectivement pour C_{Dp} un écart relatif avec des études antérieures de 12%, 7% et 8.6% pour R_e= 40, 100 et 1000. ASPHODEL donne respectivement pour C_{Lrms} et C_{Lmax} un écart relatif égal à 5.5% et 1.5% pour R_e=100 et 1000 par rapport à une étude antérieure. PourS_t, les écarts relatifs sont au maximum de 8% pour R_e=100, mais peuvent atteindre 15% pour R_e=1000. L'étude d'écoulement visqueux autour d'un cylindre carré est apportée pour tester la capacité d'ASPHODEL à traiter des géométries complexes. Les écarts trouvés sont du même ordre de grandeur qu'obtenu pour le cylindre circulaire.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION GÉNÉRALE

2.1 GÉNÉRALITES

2.1.1 Écoulement autour d'un cylindre

Il s'agit ici d'étudier le comportement d'un écoulement visqueux autour d'un obstacle, non profilé et pour une gamme de nombre de Reynolds. Le choix d'un cylindre circulaire comme obstacle de l'écoulement, s'explique par le fait que ces configurations sont présentes dans de nombreux problèmes industriels. Il est donc utile d'étudier les caractéristiques pour avancer dans la compréhension actuelle de la physique de tels écoulements et tenter de répondre au mieux aux besoins des industriels.

Dans ce chapitre, l'écoulement incompressible autour d'un cylindre circulaire est étudié. Il a déjà fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques qui ont toutes mises en évidence l'existence de différents régimes de l'écoulement autour du cylindre. En effet, lorsque le fluide rencontre l'obstacle, ses propriétés vont être modifiées et l'écoulement va adopter différents comportements suivant la valeur du nombre de Reynolds (nombre adimensionnel défini dans la section 2.2.2) qui le caractérise.

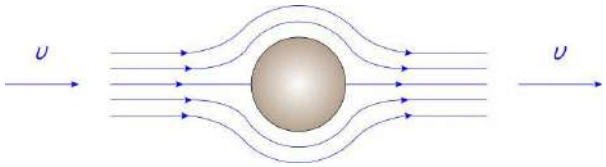


Figure 2.1 : Écoulement sur un cylindre

Du point de vue phénoménologique, quand un corps se déplace dans un fluide au repos ou de façon équivalente, lorsqu'un fluide s'écoule autour d'un corps solide, il en résulte une force sur le corps. Comme le montre la figure 2.2, la projection de cette force dans le sens perpendiculaire à l'écoulement est appelé le support (F_L), et comme une composante parallèle à l'écoulement libre est appelée traînée (F_D) peut être calculées par les expressions :

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho U^2 S \qquad F_L = C_L \frac{1}{2} \rho U^2 S \qquad (2.1)$$

Où la masse volumique du fluide, la surface de projection, le coefficient de traînéeC_D, et le coefficient de portanceC_L. La force de traînée a toujours le même sens de l'écoulement, ce qui empêche la pénétration de liquide corporel.

Dans la dynamique des fluides, les corps peuvent être classés selon leur forme géométrique, aussi brutale et aérodynamique. Les corps non profilés produisent un coefficient de traînée,

qui est essentiellement due à la séparation prématurée de la couche limite, ce qui conduit à la formation d'un nombre relativement grand tapis roulant. Les formes aérodynamiques au lieu de retarder le décollement de la couche limite, ce qui réduit le coefficient de traînée et produisant souvent un fort coefficient de portance, comme il se produit sur les ailes d'un avion.

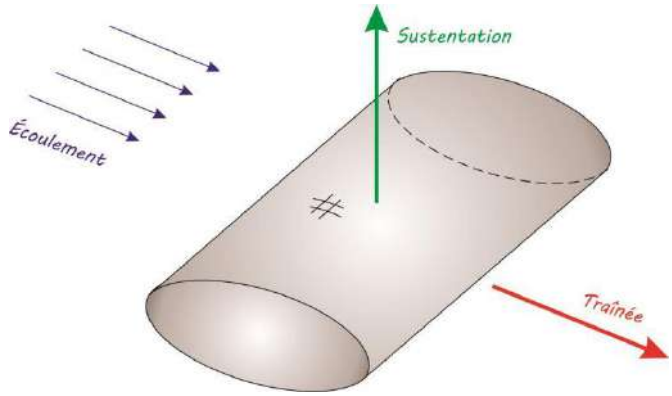


Figure 2.2 : Forces sur un cylindre

2.1.1.1 Le coefficient de traînée (C_D)

Le C_D désigne le coefficient de traînée d'un corps, en mécanique des fluides, en aérodynamique ou en hydrodynamique. Il permet de quantifier la force de résistance d'une surface. C'est le rapport entre la force de traînée F_D et le produit de la pression dynamique q par la surface de référence S du modèle , Où la pression dynamique est donnée par :

$$q = \frac{1}{2}.\rho.V^2 \qquad (2.2)$$

Avec ρ masse volumique du fluide et V la vitesse du mobile par rapport au fluide.

$$C_D = \frac{F_D}{q*S} \qquad (2.3)$$

2.1.1.2 Le coefficient de portance (C_L)

Le C_L désigne le coefficient de portance d'un corps C'est un nombre sans dimension qui quantifie la capacité de portance d'une surface. La portance n'est pas obligatoirement verticale (opposée à la gravité) ; elle est perpendiculaire à la vitesse. C'est le rapport entre la force de

portance F_L et le produit de la pression dynamique $\boldsymbol{q}$ par la surface de référence $\boldsymbol{S}$ du mobile, Où la pression dynamique est donnée par :

$$q = \frac{1}{2}.\rho.V^2 \qquad (2.4)$$

Avec ρ masse volumique du fluide et V la vitesse du mobile par rapport au fluide.

$$C_L = \frac{F_L}{q*S} \qquad (2.5)$$

2.1.3 Le coefficient de pression (C_p)

Le C_p est un paramètre pour l'étude de l'écoulement des fluides incompressibles tels que l'eau, ainsi que l'écoulement à vitesse réduite des fluides compressibles, tels que l'air. La relation entre le coefficient adimensionnel et le nombre de dimensions est :

$$C_p = \frac{p-p_\infty}{q_\infty} \qquad (2.6)$$

Avec :

$q_\infty = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2$|La pression dynamique et p_∞=1atm.

2.2 Quelques Définitions

2.2.1 Le fluide

On appelle fluide un corps susceptible de s'écouler facilement. il doit donc être déformable d'une manière continue sous l'action d'une contrainte de cisaillement aussi petite qu'elle soit ; c'est-à-dire qu'il n'a pas de forme propre. L'état fluide englobe donc principalement deux états physiques : l'état gazeux et l'état liquide. On considère deux types de fluides. Dans les cas des fluides Newtoniens, il y'a une relation linéaire entre le module ou la norme de la contrainte de cisaillement appliquée et le taux de déformation qui en résulte ; c'est à dire que le coefficient $\boldsymbol{\mu}$ est constant. Dans le cas des fluides non Newtoniens, cette relation n'est plus linéaire. [30]

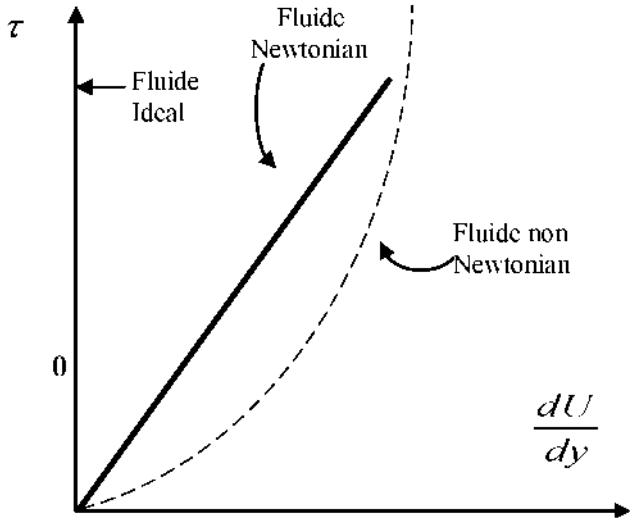


Figure 2.3 : Classification des fluides

2.2.2 Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds (Re) est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides. Il a été mis en évidence en 1883 par Osborne Reynolds. Il caractérise un écoulement, en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent). On le définit de la manière suivante : [31]

$$R_e = \frac{VL}{v} \tag{2.7}$$

Avec :

- *V*, vitesse caractéristique du fluide [m/s]
- *L*, dimension caractéristique [m]
- *v*, viscosité cinématique du fluide [m^2/s]

$$v = \frac{\mu}{\rho} \tag{2.8}$$

Avec :

- ρ, masse volumique du fluide [kg/m^3]
- μ, viscosité dynamique du fluide [Pa·s ou kg/(m·s) ou poiseuille Pl]

D'où la formulation classique :

$$R_e = \frac{\rho VL}{\mu} \tag{2.9}$$

Ainsi, on peut voir si il est laminaire, en transition ou turbulent à travers du sillage en formation.

- Le régime laminaire : lorsque la vitesse d'écoulement est faible, le fluide se déplace par lames concentriques qui glissent les unes contre les autres, sans lui être mélangées.
- Le régime turbulent : lorsque la vitesse d'écoulement du fluide est importante les molécules de la partie axiale se mélangent avec celles de la partie périphérique, il existe des tourbillons.

2.2.3 Le nombre de Strouhal

Ce nombre adimensionnel porte le nom de Vincent Strouhal, physicien tchèque. Physiquement, il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité. Si $St \ll 1$, l'écoulement est dit quasi stationnaire. [32]

$$S_t = \frac{fD}{V} \qquad (2.10)$$

Avec :

- f- fréquence d'émission des tourbillons ;
- D- longueur caractéristique (diamètre du fil dans les expériences de Strouhal) ;
- V - vitesse de l'écoulement non perturbé.

2.2.4 Différents régimes d'écoulements

Cette sous-partie présente une brève description et une visualisation des principaux comportements de l'écoulement autour du cylindre que l'on peut observer suivant la valeur du nombre de Reynolds. [33]

- **Cas 1)** Pour Re < 5, les lignes de courant que l'on constate sur la figure 2.4 sont symétriques entre l'amont et l'aval du cylindre. L'écoulement est dit laminaire et les forces sur le cylindre sont principalement d'origine visqueuse.

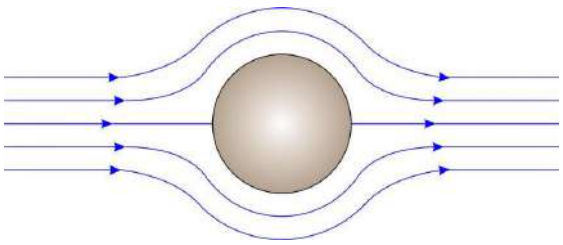


Figure 2.4 : Écoulement rampant non décollé pour Re < 5

- **Cas 2)** Pour 5 < Re < 49, les forces d'inerties augmentent, ce qui provoque un détachement de la couche limite en arrière de l'obstacle. Ainsi une zone de recirculation stable se forme en aval du cylindre. Elle est constituée de tourbillons symétriques fixes qui restent attachés à l'obstacle, le point de décollement se déplaçant en amont lorsque le nombre de Reynolds croît. L'écoulement est dit stationnaire décollé, il est représenté par la figure 2.5.

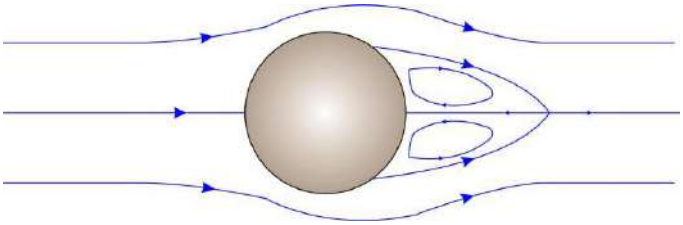


Figure 2.5 : Écoulement stationnaire décollé pour 5 < Re < 49

- ***Cas 3*** Pour 49 < Re < 300, l'écoulement laminaire devient instationnaire, asymétrique d'amont en aval et une allée de tourbillons alternées se forme en arrière du cylindre, appelée allée de Von Karman que l'on peut observer sur la figure 2.6. Les tourbillons sont lâchés de manière périodique et sont convectés dans le sillage.

La fréquence de détachement est caractérisée par le nombre de Strouhal adimensionnel :

$$St = \frac{fD}{V} \qquad (2.11)$$

Où D est le diamètre du cylindre, f est la fréquence d'émission des tourbillons et V est la vitesse moyenne du fluide loin en aval du cylindre. Cette grandeur est fonction du nombre de Reynolds, puisqu'elle augmente lorsque le nombre de Reynolds croît. En effet, St = 0.1 pour Re = 49 et le nombre de Strouhal atteint la valeur 0.2 lorsque Re = 300, ce qui marque le début du régime sous-critique.

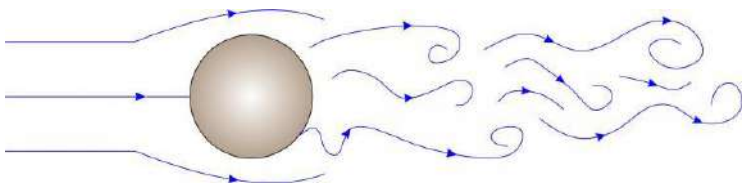


Figure 2.6 : Écoulement laminaire instationnaire bidimensionnel pour 49 < Re < 300

- ***Cas 4)*** Pour 300 < Re < 3×10^5, l'écoulement en aval du cylindre devient totalement turbulent bien que la couche limite en amont du point de détachement soit toujours laminaire. En effet, les tourbillons se détachent du cylindre au-delà de la couche limite

et se comportent ensuite de manière chaotique dans le sillage. Il s'agit du régime sous-critique visualisable sur la figure 2.7.

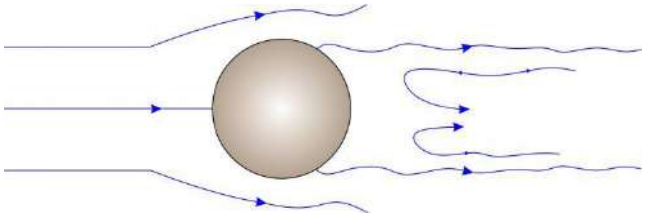


Figure 2.7 : Régime sous-critique

- **Cas 5)** Pour Re > 3×10^5, le régime critique est atteint. La couche limite reste laminaire d'un côté du cylindre. De l'autre côté, elle est complètement turbulente et se détache plus loin en aval de l'obstacle, ce qui réduit la zone de recirculation et se traduit par une diminution brutale du coefficient de trainée. En aval du cylindre, l'écoulement est turbulent comme représenté sur la figure2.8 et le nombre de Strouhal jusque-là égal à 0.2, subit une variation brusque pour Re = 3.5×10^5, sa valeur atteignant 0.45.

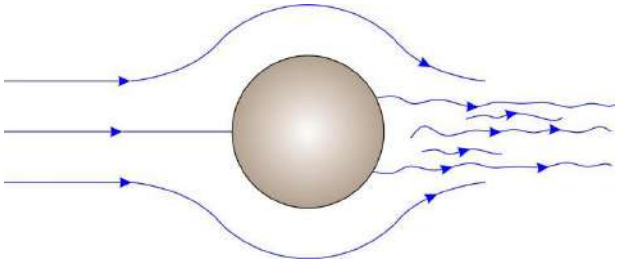


Figure 2.8 : Régime critique

- **Cas 6)** Pour Re > 10^6, la couche limite est turbulente au décollement sur les deux extrémités du cylindre, on parle alors de régime super-critique, et elle devient entièrement turbulente pour Re > 2×10^6.

2.2.5 Le fluide compressible et incompressible

Un fluide est appelé compressible si les changements de la densité du fluide ont des effets significatifs sur l'ensemble de la solution. Dans le cas contraire, il s'agit d'un fluide incompressible et les changements de densité sont ignorés. Afin de savoir si le fluide est compressible ou incompressible, on calcule le nombre de Mach. Approximativement, les effets de la compression peuvent être ignorés pour les nombres de Mach en dessous de 0,3. [30]

2.2.6 Le nombre de Mach

Le nombre de Mach est un nombre sans dimension, noté Ma, qui exprime le rapport de la vitesse locale d'un fluide à la vitesse du son dans ce même fluide. La vitesse du son dans un gaz variant avec sa nature et sa température, le nombre de Mach ne correspond pas à une vitesse fixe, il dépend des conditions locales.

Il est nommé en l'honneur du physicien et philosophe autrichien Ernst Mach. Aux températures habituelles et dans l'air, la vitesse du son vaut environ 340 $m \cdot s^1$ ou 1 224 $km \cdot h^{-1}$. Le nombre de Mach mesure le rapport entre les forces liées au mouvement et la compressibilité du fluide. [34]

$$M_a = \frac{V}{a} \qquad (2.12)$$

Où :

- M_a- est le nombre de Mach.
- V - est la vitesse de l'objet (par rapport à son environnement).
- a - est la vitesse de propagation ou célérité du son dans l'environnement considéré. Elle représente la vitesse de propagation de tout ébranlement produit dans le milieu.

La vitesse du son dans l'air, considéré comme un gaz parfait, s'exprime par :

$$a = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \qquad (2.13)$$

p étant la pression et ρ la masse volumique.

Avec :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \qquad (2.14)$$

γ étant le coefficient de compressibilité, C_p et C_v étant les capacités thermiques massiques isobare et isochore. Ce nombre ne dépend que du nombre d'atomes dans la molécule et vaut 1,4 pour l'air.

L'équation d'état permet de la réécrire en fonction de la constante spécifique du gaz Rs (287 J·kg-1·K-1 pour l'air) et de la température T en kelvins :

$$a = \sqrt{\gamma R_s T} \qquad (2.15)$$

Elle ne dépend donc que de la température.

2.2.7 Viscosité :

La viscosité c'est la propriété du fluide qui lui permet de résister aux contraintes de cisaillement. Une façon de définir la viscosité dynamique est de considérer deux couches d'un fluide notées abcd et a'b'c'd', la couche abcd étant animée d'une vitesse relative à a'b'c'd' notée dv et dirigée suivant x. Sous l'effet de la viscosité, une force F s'exerce sur la couche a'b'c'd' séparée de dz. [35]

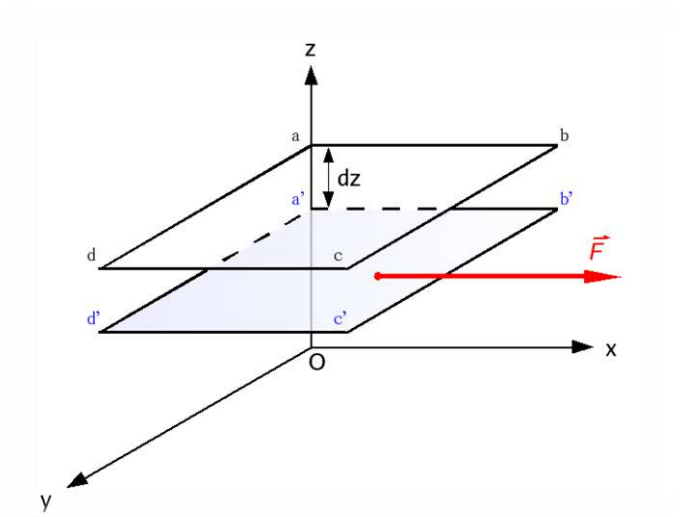


Figure 2.9 : Force de viscosité agissant dans un fluide

- La force de cisaillement est donnée par :

$$F = \mu S \frac{dU}{dz} \qquad (2.16)$$

Le facteur de proportionnalité μ est appelé la viscosité absolue ou viscosité dynamique du fluide.

- La contrainte de cisaillement est donnée par :

$$\tau_0 = \frac{F}{S} = \mu \frac{dU}{dz} \qquad (2.17)$$

Le rapport $\frac{dU}{dz}$ est appelé le taux de déformation angulaire du fluide.

L'équation (2.17) est appelée la loi de Newton de la viscosité. Tirons de (2.17) μ, nous obtenons:

$$\mu = \frac{\tau_0}{\frac{dU}{dz}} \qquad (2.18)$$

2.2.8 Le décollement :

Le phénomène de décollement intervient lorsque l'écoulement du fluide a lieu en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire lorsque la pression augmente dans le sens de l'écoulement.

Au point de décollement, la contrainte pariétale s'annule

$$\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y}\Big|_{y=0} = 0 \qquad (2.19)$$

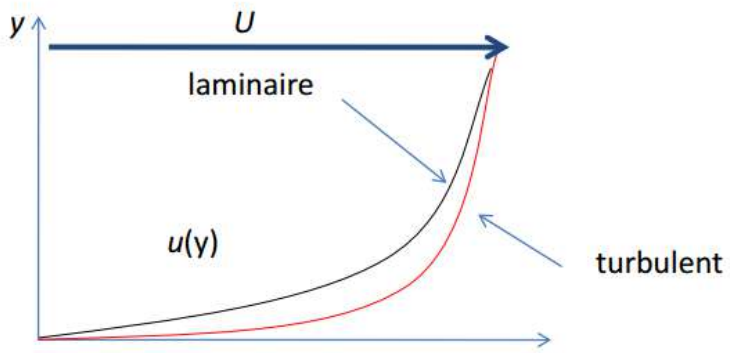


Figure 2.10 : Écoulement turbulent permet de repousser le point de décollement vers l'arrière de l'objet

2.2.9 Couches limites et de cisaillement :

Lorsque le fluide visqueux est en mouvement sur la paroi d'un cylindre circulaire, la différence de vitesse entre les particules fluides et solides en contact est nulle : le fluide adhère à la paroi.

La contrainte de cisaillement à la paroi notée $(\tau|paroi)$ est définie, dans le cas laminaire, par :

$$\tau|_{paroi} = \mu \frac{\partial u}{\partial y|_{paroi}} \qquad (2.19)$$

Où υ est le champ de vitesses du fluide, μ et la viscosité dynamique comme définie dans la section 2.2.7 et y est la coordonnée d'espace repérant la position du fluide (visible sur la Figure 2.11). La contrainte de cisaillement peut prendre des valeurs assez grandes puisque la viscosité dynamique μ, est généralement très petite près de la paroi :

$$\mu \ll 1$$

En dehors de cette couche limite, les forces de frottement sont sans effet notable et le fluide peut être considéré comme un fluide parfait.

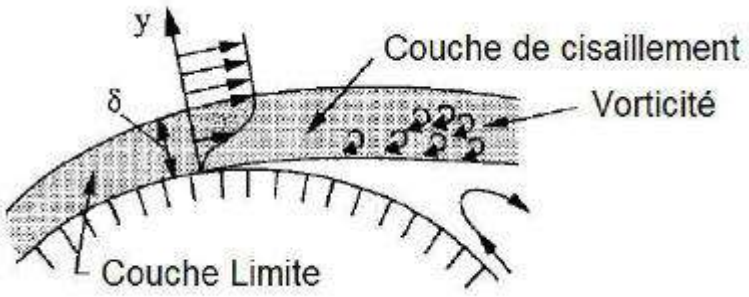


Figure 2.11 : Comportement de la couche limite près de la zone de séparation

Pour un nombre de Reynolds Re > 39, la couche limite d'épaisseur δ sur la figure 2.3, se sépare de la paroi du cylindre en un point appelé point de détachement en raison d'un gradient de pression défavorable opposé au sens de l'écoulement. Une couche de cisaillement se forme, d'énergie cinétique insuffisante pour aller plus en aval du cylindre où la pression y est plus importante. Elle engendre par la suite la formation de tourbillons de recirculation qui sont convectés dans le sillage, lorsqu'ils atteignent une taille suffisante. [33]

2.2.10 Passage d'un régime à 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 figure2.12. La transition naturelle se produit habituellement avec de petites perturbations de l'écoulement libre. [36]

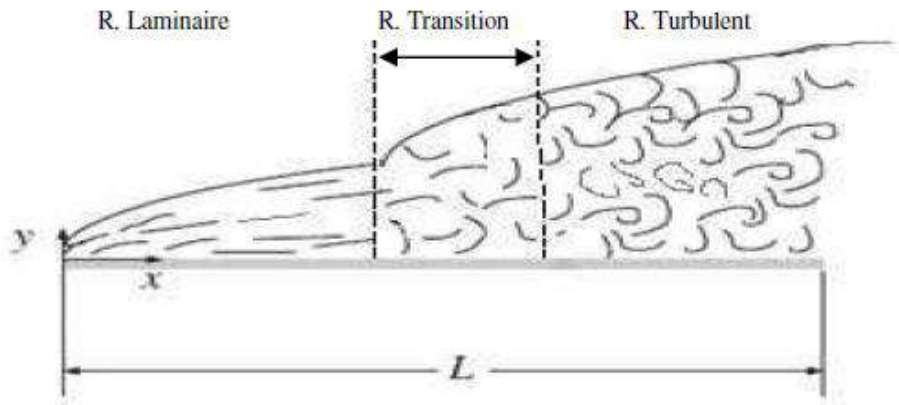


Figure 2.12. Phénomène induits par la transition naturelle

2.2.11 La turbulence :

La turbulence est une propriété d'un écoulement, non du fluide utilisé. Il n'existe pas de véritable définition de la turbulence car il est difficile de définir la turbulence par des critères simples. On la caractérise par ses propriétés.

En effet, la turbulence apparaît lorsque la source d'énergie qui met le fluide en mouvement est suffisamment intense devant les effets visqueux que le fluide oppose pour se déplacer. Une possibilité consiste à qualifier un écoulement de turbulent dès que le champ de vitesse présente un caractère chaotique (absence de toute périodicité) dans l'espace ou le temps. Mais il existe des écoulements "déterministes" qui présentent des caractères chaotiques, comme ceux dans les turbomachines. Le caractère aléatoire de l'écoulement n'est qu'une des facettes de la turbulence. Il impose de traiter les écoulements turbulents par des méthodes statistiques. Quand l'écoulement est turbulent, les grandeurs physiques macroscopiques (vitesse, pression) varient de façon rapide et aléatoire. [37]

2.2.12 La compressibilité :

C'est une caractéristique d'un corps, définissant sa variation relative de volume sous l'effet d'une pression appliquée. C'est une valeur très grande pour les gaz, faible pour les liquides et très faible pour les solides usuels. Elle se définit comme : [38]

$$x = -\frac{1}{V}\frac{dV}{dP} \qquad (2.19)$$

Où V est le volume du corps et P la pression appliquée (en Pa). La compressibilité χ s'exprime donc en Pa^{-1}.

2.2.13 Traitement de la paroi :

Les développements de champ d'écoulement dans rue de canyon urbain sont complexes à cause de séparation de l'écoulement, le rattachement et la recirculation résultants du bâtiment obstruant le vent. Pour obtenir des résultats significatifs et numériques précises, il est important prendre en compte les forts gradients des variables de champ d'écoulement. Le traitement de la zone de paroi est très important pour la simulation numérique d'un écoulement turbulent.

La présence d'une condition de non glissement provoque la formation d'un cisaillement dont les propriétés sont déterminantes pour la justesse de la prédiction. En effet, les forces de frottement pariétal sont fonctions des gradients de vitesse dans la couche limites et la prédiction

de la séparation passe par la simulation de cette région critique. Deux méthodes sont couramment utilisées pour prendre en compte cette région critique de l'écoulement. La première approche consiste à résoudre les équations de Navier-Stockes jusqu'à la paroi solide sur laquelle la condition limites est appliquée. L'autre alternative pouvant être envisagée est d'arrêter le calcul à une certaine distance de la frontière et d'utiliser une loi de paroi pour faire le lien entre la région calculée et le mur. Dans ce cas, la loi de paroi ne sert pas à résoudre l'écoulement mais plutôt à calculer les conditions limites appropriées devant s'appliquer au premier nœud. On exprime la distance à la paroi par la variable adimensionnelle y^+.

L'approche y^+ fournit des conseils dans le choix d'une configuration appropriée de la grille et modèle de turbulence dans des investigations de CFD sur des écoulements turbulents liés par mur.

ANSYS CFX propose deux approches de modélisation des régions proches de la paroi. Dans la première approche consiste à ne pas résoudre l'écoulement dans les régions de la sous couche et visqueuse couche tampon et d'appliquer des fonctions empiriques dites fonction de paroi. Cependant, l'utilisation de ces fonctions exige la modification et l'adaptation des modèles de turbulence pour tenir compte de la présence des parois dans l'écoulement. Dans la deuxième approche, les modèles de turbulence sont adaptés afin de résoudre toutes les sous- couche y compris la sous-couche visqueuse, cette approche appelée modélisation proche de la paroi nécessite un maillage très raffiné près des parois. Ces deux approches sont illustrées schématiquement sur la figure 2.13.

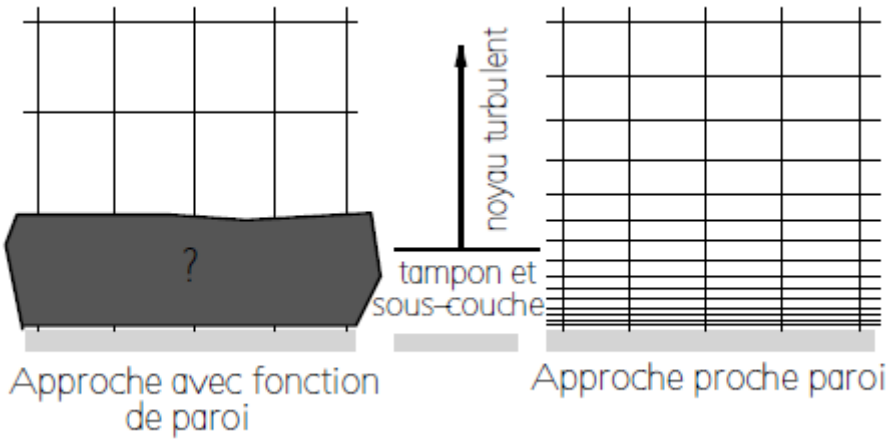


Figure 2.13 : Ecoulement laminaire

La valeur de y^+ est une distance non-dimensionnelle semblable à un nombre de Reynolds local. Dans le cadre de CFD, il est utilisé pour décrire comment grossière ou fine un maillage. Il

détermine si les influences dans les cellules de la paroi adjacent sont laminaire, transitoire ou turbulent, donc indiquer la partie de la couche limite turbulente qui est résolu par ANSYS CFX. Il est décrit comme :

$$U^+ = \frac{U}{U_*}, \qquad y^+ = \frac{U.y}{\nu} \qquad (2.20)$$

Où $U_* = \sqrt{|\tau_\omega|}/\rho$ est la vitesse de frottement, τ_ω étant le cisaillement pariétal. Comme on peut le voir à la Figure 2.13, il existe différentes zone qui sont représentées par différentes fonctions ou lois de paroi. Dans la sous-couche visqueuse $0<y^+<5$, l'écoulement y est laminaire et la viscosité moléculaire joue un rôle important. Il supposé que la contrainte de cisaillement est constantes et environ égale à la contrainte τ_ω, soit :

$$\tau(y) = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \cong \tau_\omega \qquad (2.21)$$

On déduire donc que dans cette zone

$$U^+ = y^+ \qquad (2.22)$$

La zone intermédiaire ($5 < y^+ < 30$), dans cette couche dite zone tampon, les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence sont d'égale importance. On définit une fonction qui assure la continuité entre les lois de la sous couche visqueuse et la région à la loi logarithmique qui s'écrit :

$$U^+ = \frac{U_t}{U_*} = \frac{1}{k} ln y^+ - C_1 \qquad (2.23)$$

La couche pleinement turbulente ($y^+ > 30$), c'est la zone éloignée de la paroi dans laquelle l'écoulement est conditionné par la vitesse maximale et il est peu influencé par les effets de la viscosité moléculaire. L'écoulement suit une loi la logarithmique de la forme :

$$U^+ = \frac{1}{k} ln y^+ + C_2 \qquad (2.24)$$

Avec **k** la constante de Von Karman, C_1 et C_2 sont des constantes d'intégration, selon Graf et Altinakar (1991) **k** = 0.41, *C1* = 3,05 et C_2 = 5.5.

Les calculs faits avec le modèle de turbulence k-ε standard utilisent généralement l'approche de la loi de paroi puisque, les résultats obtenus avec ce modèle ne sont pas satisfaisant à proximité d'un mur. En k-ε, le premier point de calcul de maillage doit donc être situé au-dessus de $y^+=30$,

Un avantage de cette technique est qu'elle ne nécessite pas un maillage très raffiné près des parois solides car lorsque le nombre de Reynolds est grand, la couche limite qui se forme près des murs est très mince et sa résolution requiert un grand nombre de cellules de calculs. Ce problème ne se pose pas si on utilise la loi de paroi mais désavantage de cette méthode est son inapplicabilité dans les régions d'écoulements séparés, dans les recirculations et surtout près des points de décollement et de rattachement puisque les conditions ayant servi à la formulation de la loi de paroi ne sont pas respectées, comme le font remarquer Ferziger et Peric. [37]

2.2.14 L'approche de *y+* :

Les principaux résultats et conclusion basées sur l'approche de ***y+*** dans la détermination de la configuration du maillage le plus approprié et le modèle de turbulence correspondant sont discutés et présentés dans cette section. Cela comprend la discussion sur le traitement proche de la paroi pour toute étude générique de gestion des flux turbulent sur des surfaces rugueuses sans gradients de pression. L'approche *y+* n'est pas connue a priori et nécessite que quelques maillages soient d'abord construits suivie par des simulations à l'aide de modèle de turbulence (dans la plupart des cas, le modèle de turbulence k-ε standard est jugée suffisant). Une fois que la solution a convergé, la valeur de *y+* est calculée et la résolution de la grille est accessible pour voir s'il est approprié en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement principal. Le choix du modèle de turbulence et de traitement proche de la paroi à appliquer et alors décide. [37]

2.2.14.1 Faible nombre de Reynolds :

Pour un écoulement de faible nombre de Reynolds, seulement l'approche *y+* résoudre soit la sous-couche visqueuse ou couche tampon est physiquement viable que la résolution dans la région de loi log. La résolution de la sous-couche visqueuse pour (c'est-à-dire $y+<5$) dans ce cas est considéré comme un meilleur choix, car la paroi *y+* résoudre dans la couche tampon est rejetée parce que ni les fonctions de paroi ni la modélisation proche de paroi explique exactement. Les fonctions de la paroi ne devraient pas bien performer dans la sous-couche visqueuse, car ils sont formulés principalement pour la région de la loi log. [37]

2.2.14.2 Nombre Reynolds élevé :

Pour un écoulement de nombre de Reynolds élevé, une configuration de maille avec une approche de ($y+>30$ pour le modèle k-ε et $y+<2$ pour le modèle SST k-ω) la résolution de la région de la loi log est suffisamment précise de supporte un couter un cout de calcul plus faible

plutôt que de travailler tout le chemin dans la sous-couche visqueuse. On observe que pour des problèmes de fluide avec des structures d'écoulement turbulent complexes, par exemple les séparations et les bulles de recirculation, les modèles de turbulence RANS les plus stables sont capable de prédire l'écoulement dans une mesure acceptable. Cependant, les différentes régions de flux ont des meilleurs modèles pour leur prévision de flux. SST k-ω prédit le mieux la région avec des forts gradients, tels que la séparation et la recirculation, suivie par k-ε. [37]

CHAPITRE 3

MODÉLISATION DE LA TURBULENCE

Dans ce chapitre, on se limite aux équations valables pour un fluide (air) à masse volumique constante incompressible.

Afin, d'expliciter clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésiens.

* coordonnées (x, y, z). * vitesse (u_1, u_2, u_3).

3.1 Equations de transport : [36]

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

3.1.1 Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \qquad (3.1)$$

3.1.2 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 xi (i =1, 2, 3) sont :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial Ui}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial Ui}{\partial x_j}\right) \qquad (3.2)$$

$\frac{\partial U_i}{\partial t}$ → *Instationnaire*

$U_j \frac{\partial Ui}{\partial x_j}$ → *Convectif*

$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial Ui}{\partial x_j}$ → *force d'inertie*

$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i}$ → *Pression*

$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial Ui}{\partial x_j}\right)$ → *Terme visqueux*

$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial Ui}{\partial x_j}\right)$ → *force appliquées*

3.2 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 :

$U_i = \bar{U}_i + \dot{u}_i$, $\overline{u'} = 0$, $P = \bar{P} + \dot{p}$, $\overline{p'} = 0$

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

$$f = \bar{f} + \dot{f}$$

$\bar{f}$ est la partie moyenne (d'ensemble), $\dot{f}$ Est la partie fluctuante

Remarque : la partie fluctuante est centrée $\bar{\dot{f}} = 0$.

3.2.1 Règles de Reynolds :

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

$\bar{\dot{\phi}} = 0$.

$\bar{\bar{\phi}} = \bar{\phi}$.

$\overline{f\bar{\phi}} = \bar{f}.\bar{\phi}$

$\overline{f+g} = \bar{f} + \bar{g}$

$\overline{f\dot{\phi}} = \bar{f}.\bar{\dot{\phi}} = 0$.

$\overline{f.\phi} = \bar{f}.\bar{\phi} + \bar{\phi}.\bar{f}$

$\overline{\frac{\partial \phi}{\partial x}} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x}$

3.2.2 Les tensions de Reynolds :

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(U_i + u') + (U_j + u'_j)\frac{\partial}{\partial x_j}(U_i + u'_i) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_i}(P + p') + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(v\frac{\partial}{\partial x_i}(U_i + u'_i)\right) \qquad (3.3)$$

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

3.3 Equation de continuité :(conservation de la masse)

$$\frac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_i} = 0 \qquad (3.4)$$

3.3.1 Equation de transport de quantité de mouvement :

$$\overline{U_J}\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{U_\iota}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 \overline{U_\iota}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{-vu_\iota' u_J'}\right) \qquad (3.5)$$

$\overline{U_J}\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{U_\iota}) \rightarrow$ *Terme convectif*

$\frac{\partial p}{\partial x_i} \rightarrow$ *Effet de la pression*

$v\frac{\partial^2 \overline{U_\iota}}{\partial x_j^2} \rightarrow$ *contrainte visqueuse*

$\left(\overline{-vu_\iota' u_J'}\right) \rightarrow$ *contrainte da Reynolds*

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

3.4 Modèle de turbulence [39] :

Le code de calcul ANSYS CFX propose plusieurs méthodes de fermeture basées sur l'approche statistique :

- ♦ Le modèle k-ε et ses variantes
- ♦ Le modèle de turbulence k–ω
- ♦ Le modèle des contraintes de Reynolds (RSM)

On s'intéresse à ces trois modèles de turbulence, puisque ANSYS CFX propose d'autres modèles tel que(LES, Spart-Allmars,…)

3.5 Le modèle k-ε :

Le modèle k-ε est le plus simple des modèles complets dits à deux équations. Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente (loin des parois). Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq , on peut distinguer :

3.5. 1 Le modèle k-ε standard [40] :

C'est un modèle semi empirique. Deux équations de transport sont utilisées : une pour l'énergie cinétique de turbulence k obtenue à partir d'une équation exacte et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε obtenue par résonance physique.

- **Equations de transport :**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\mathrm{k}.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\varepsilon.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}\,\rho\frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (3.7)$$

G_K: Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse

G_b: La génération de k due au décollement et des forces de volume

Y_M: La contribution de la dilatation fluctuante dans La turbulence compressible pour (ε)

$C_{1\varepsilon}$,$C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$: Constante

S_K,S_ε: Terme source

δ_k,δ_ε: Le nombre de Prandtl turbulent pour k et ε

- **Modélisation de la viscosité turbulente :**

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.8)$$

- **Les constantes du modèle :**

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques. Cela constitue une faiblesse de ce modèle, bien que les auteurs admettent le plus souvent les mêmes valeurs.

Les valeurs utilisées par défaut dans le code ANSYS CFX sont :

$C_{1\varepsilon}$ =1,44 , $C_{2\varepsilon}$ =1,92 , δ_k=1 , δ_ε=1,3 , C_μ=0,09

3.5.2 Le modèle k-ε RNG [39] :

Basée sur une technique mathématique appelée renormalisation (d'où l'acronyme RNG : Re-Normalization Group), cette variante se caractérise en pratique, dans l'équation en ε, par un coefficient $C\varepsilon 2$ dépendant de k/ε, donc variable. Ceci permet d'amortir la turbulence dans les régions à fort taux de déformation (turbulence surévaluée par le modèle standard).

La qualité des résultats est améliorée pour l'écoulement en aval d'une marche, les zones de décollement – recollement et les écoulements tourbillonnaires.

- **Equations de transport :**

Il a les mêmes équations de transport que le modèle standard :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho . k.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho . k.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}^{*}\,\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (3.10)$$

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

$$C_{2\varepsilon}^{*} = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - {}^{\eta}/_{\eta_0}\right)}{1+\beta\eta^3} \quad (3.11)$$

α_k Et $\alpha_\varepsilon$le nombre de Prandtl inverse effective pour k et ε

- **Modélisation de la viscosité effective :**

$$\mathrm{D}\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) = 1.72\frac{\hat{u}}{\sqrt{\hat{u}-1+C_v}}d\hat{u} \quad (3.12)$$

Où :

$$\hat{u} = {}^{\mu_{eff}}/_{\mu} \quad , \quad C_v \simeq 100$$

(3.12) valable pour les faibles Reynolds, dans le cas des grand Reynolds nous donne

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.13)$$

$$C_\mu = 0{,}0845, dans\ la\ théorie\ RNG$$

- **La modification de RNG pour le tourbillonnement :**

$$\mu_t = \mu_{t0}\, \mathrm{f}\left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon}\right) \quad (3.14)$$

μ_{t0}: La valeur de la viscosité turbulente calculée sans giration.

Ω : Nombre caractéristique de giration.

α_s: Constante de giration, par défaut égal à 0.05.

- **Calcul nombre de de Prandtl effectif inverse :**

α_k ,α_ε: Sont calculé à partir, de la formule suivante :

$$\left|\frac{\alpha-1{,}3929}{\alpha_0-1{,}3929}\right|^{0{,}6312}\left|\frac{\alpha-2{,}3929}{\alpha_0-2{,}3929}\right|^{0{,}3679}=\frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \qquad (3.15)$$

Où :

α_0=1 Dans le cas d'un Reynolds très élevé : $\frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} << 1, \quad et \quad \sigma_k, \sigma_\varepsilon = 1{,}393$

- **Calcul du termeR_ε dans l'équation de ε:**

La différence importante qui se trouve entre le RNG et le modèle standard se trouve dans le terme additionnel à l'équation de ε donné par :

$$R_\varepsilon=\frac{C_\mu\rho\eta^3\left(1-{\eta}/{\eta_0}\right)}{1+\beta\eta^3}\frac{k^2}{\varepsilon} \qquad (3.16)$$

Où : $\eta = {Sk}/{\varepsilon}$, $\eta_0 = 4{,}38$, $\beta = 0.012$

- **Les constantes du modèle :**

Ils sont données par :

$$C_{1\varepsilon} = 1{,}42 \quad , \quad C_{2\varepsilon} = 1{,}68$$

3.5.3 Le modèle k-ε réalisable [39] **:**

Le concept de « réalisabilité » introduit par Lumley signifie que le modèle doit respecter des situations asymptotiques. Par exemple, k et **ε** ne doivent jamais être négatifs. Ce modèle paraît bien adapté aux jets circulaires, couches limites avec fort gradient de pression adverse, écoulements à forte courbure et écoulements tourbillonnaires.

- **Equation de transport :**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\mathrm{k}.U_j)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M+$$

S_k (3.17)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho.\varepsilon.U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k+\sqrt{v\epsilon}} + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}C_{3\varepsilon}G_b + S_\varepsilon \quad (3.18)$$

Où : $C_1 = max\left[0.43, \frac{\eta}{\eta+5}\right]$, $\eta = S\frac{k}{\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\frac{v}{u}\right|$

Où v est le composant de la parallèle de la vitesse de l'écoulement au vecteur gravitationnel, et u est le composant de la vitesse de l'écoulement perpendiculaire au vecteur gravitationnel.

- **Modélisation de la viscosité turbulente :**

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.19)$$

La différence entre les trois modèles se trouve dans le terme de C_μ qui est donné par :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s\frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (3.20)$$

Où : $U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \widetilde{\Omega}_{ij}\widetilde{\Omega}_{ij}}$ (3.21)

Et $\widetilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ij}w_k$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{\iota J}} - \varepsilon_{ij}w_k \quad (3.22)$$

Où $\overline{\Omega_{\iota J}}$ est le tenseur de coefficient de rotation obtenu a partir de la vitesse angulaire w_k Les constantes A_0et A_s sont donné par :

A_0=4.04 , A_s=$\sqrt{6}\cos\phi$

Où : $\phi = \frac{1}{3}cos^{-1}(\sqrt{6}W)$, W=$\frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}}$, $\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$, $S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)$

- **Les constantes du modèle :**

$$C_{1\varepsilon} = 1{,}44 \quad , \quad C_{2\varepsilon} = 1{,}9 \quad , \quad \sigma_k = 1 \quad , \quad \sigma_\varepsilon = 1{,}2$$

3.5.4 Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k-ε :

Le terme $G_k$représente la production de l'énergie cinétique turbulente, est modelé identiquement pour les modèles (k-ε) standard, RNG et le modèles réalisables. De l'équation exacte pour le transport de k, ce terme peut être défini comme :

$$G_k = -\rho\overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_\jmath}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \qquad (3.23)$$

Pour évaluer G_k d'une manière logique avec l'hypothèse de Boussinesq :

$$G_k = \mu_t . S^2 \qquad (3.24)$$

Où S est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini comme :

$$S=\sqrt{S_{ij}S_{ij}} \qquad (3.25)$$

3.5.5 Effet de force de volume sur la turbulence dans les modèles k-ε :

La génération de la turbulence due aux forces de pression est donnée par :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{P_{r_t}}\frac{\partial T}{\partial x_i} \qquad (3.26)$$

P_{r_t}: est le coefficient de Prandtl turbulent pour l'énergie.

g_i: Est le composant du vecteur gravitationnel dans la direction j .

Dans les deux modèles réalisable et standard le coefficient de Prandtl turbulent est donné par défaut par : P_{r_t} =0.85

Pour le modèle RNG : $P_{r_t} = {}^1\!/_\alpha$ ou α est donné par (3.15) mais $\alpha_0 = {}^1\!/_{P_r} = {}^k\!/_{\mu C_p}$

Et $\beta = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p$ représente le coefficient de dilatation thermique.

Pour le cas d'un gaz parfait :

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho P_{r_t}}\frac{\partial \rho}{\partial x_i} \qquad (3.27)$$

3.5.6 Effet de compressibilité sur la turbulence pour les modèles k-ε :

Pour les écoulements ayant un nombre de Mach important, la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appel (dissipation de la dilatation), lequel est négligé normalement dans le modelage de écoulements incompressibles .

Négliger la dissipation de la dilatation manque de prédire la baisse observée dans le taux qui s'étend avec un nombre de Mach croissant pour les mélanges compressibles et les autres couches de cisaillement libres. Pour expliquer ces effets dans les modèles k-ε dans ANSYS

CFX, le terme de la dissipation de la dilatation,Y_M, est inclus dans l'équation k. Ce terme est modelé d'après une proposition par Sarkar [41] :

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \qquad (3.28)$$

Ou M_t est le nombre de Mach turbulent, défini par :

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad , \quad a = \sqrt{\gamma RT} \qquad (3.29)\ (3.30)$$

a: Représente la célérité de son

3.5.7 Traitement de la région proche de la paroi [39] :

Proche des parois, les effets visqueux ne peuvent plus être négligés et la modélisation basée sur un nombre de Reynolds turbulent n'est plus valable. Pour pallier à cette difficulté, on utilise des « lois de paroi » (Standard Wall Function), qui sont des modèles d'intégration connectant les conditions à la paroi et près de la paroi. Ces lois sont fondées sur l'approche proposée par Launder et Spalding (1974). Nous ne nous intéressons pas au détail de la couche limite, mais à l'effet global de la présence d'une paroi sur l'écoulement. La modélisation de l'écoulement en proche paroi s'appuie sur celle des écoulements turbulents pariétaux cisaillés simples. Afin d'exprimer les différentes lois de répartition de la vitesse dans les différentes zones, On définit les paramètres adimensionnels suivants :

$$y^+ = \frac{\rho y u_\tau}{\mu} \quad ; \quad u^+ = \frac{\bar{U}}{u_\tau} \qquad (3.31)\ (3.32)$$

Avec :

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{1/2} \qquad (3.33)$$

Où τ_w est la tension de cisaillement à la paroi.

Une analyse temporelle multi-échelle permet de décomposer en trois couches distinctes la couche limite turbulente proche d'une paroi lisse :

♦ Une première couche où la viscosité du fluide domine la viscosité turbulente et est appelée sous couche visqueuse. Dans cette zone le profil de vitesse est linéaire et s'écrit :

$$y^+ = u^+$$

La sous couche visqueuse s'étendant jusqu'à une épaisseur de y^+= 5.

♦ Une couche intermédiaire où la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sont équivalentes, appelée zone tampon.

♦ Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et :

$$u^+ = \frac{1}{k} ln(Ey^+) \qquad (3.34)$$

E et k (constante de Von Karman) ont des valeurs fixes qui sont égales à : E = 0,9 et k=0,40. Cette couche externe est supposée commencer pour y^+ > 30. L'option « Standard Wall Function » est disponible lorsqu'on utilise le modèle k-ε ou RSM, mais ne peut être utilisée avec le modèle k-ω (ANSYS CFX). Avec le modèle k-ε standard, les contraintes de Reynolds à la paroi sont calculées en supposant l'existence d'un profil de vitesse entre la paroi et la première cellule proche de la paroi (ANSYS CFX). Ce profil est modélisé par des lois semblables à celles que nous avons détaillées précédemment . Elles s'écrivent :

$$u^* = y^* \qquad pour \;\; y^* < 11.225$$

$$u^* = \frac{1}{k} ln(Ey^*) \qquad pour \;\; y^* < 11.225$$

Les expressions de y^*et u^*sont :

$$y^* = \frac{y_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \rho}{\mu} \quad \text{Et} \quad u^* = \frac{\overline{U_p} C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \rho}{\tau_w}$$

$\overline{U_p}$Représente la vitesse moyenne du fluide au point P, situé à la distance y_p par rapport aux parois. k_pEst l'énergie cinétique turbulente au point P. Son taux de dissipation $\varepsilon_p$est calculé comme suit :

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \qquad (3.35)$$

3.6. Le modèle k-ω [39] :

Concurrent du modèle k-ε, le modèle k-ω fait appel aux mêmes idées directrices, mai remplace l'équation en ε par un bilan de vorticité turbulente.

ANSYS CFX propose deux modèles :

- Le modèle k-ω standard.

- Le modèle k-ω SSt.

3.6.1 Le modèle k-ω standard :

Le modèle k–ω standard proposé par ANSYS CFX est fondé sur le modèle de Wilcox (1998) . Sa structure est proche de celle du modèle k-ε.

Ce modèle fait intervenir deux équations de transport : une pour l'énergie cinétique turbulente k et l'autre pour le taux de dissipation spécifique ω.

Le taux de dissipation spécifique est défini par :

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \tag{3.36}$$

Wilcox propose une forme d'une hypothèse sur la longueur de mélange ou :

$$\ell_m = \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{\overline{\omega^2}}} \tag{3.37}$$

D'où :

$$\mu_t = k/\sqrt{\overline{\omega^2}} \tag{3.38}$$

Et :

$$\varepsilon = C_\mu k\sqrt{\overline{\omega^2}} \tag{3.39}$$

- **Equation de transport :**

L'énergie cinétique turbulente,k, et le taux de la dissipation spécifique, ω, sont obtenus à partir des équations du transport suivantes:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\, k.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k - Y_k + S_k \tag{3.40}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho.\omega.U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \tag{3.41}$$

Avec :

G_k: Production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse moyenne

G_ω: Production deω

Γ_kEt Γ_ω : coefficients de diffusion de$k$ et ω

Y_kEt Y_ω : les dissipations de k et ωdues à la turbulence

S_k etS_ω : Les termes sources.

- **Modélisation de la diffusivité effective :**

Les diffusivités effectives pour le modèle k-ω sont donnés par :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (3.42)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (3.43)$$

$\sigma_k \; et \; \sigma_\omega$Sont les nombres de Prandtl pour k et ω respectivement, et μ_t la viscosité turbulente.

- **Modélisation de la viscosité turbulente :**

La viscosité turbulente est estimée comme suit :

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.44)$$

α^*: Est un coefficient qui tient compte des variations de la viscosité turbulente. Pour de faibles nombres de Reynolds, α^*est défini de la façon suivante :

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + R_{e_t}/R_k}{1 + R_{e_t}/R_k} \right) \quad (3.45)$$

Où : $R_{e_t} = \frac{\rho k}{\mu \omega}$, $R_k = 6$, $\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$, $\beta_i = 0.072$

Pour le cas des nombres de Reynolds très important : $\alpha_0^* = \alpha_\infty^* = 1$

- **Modélisation de la production de turbulence :**

a)-Production de k :

Le terme G_k représente la production d'énergie cinétique turbulente. A partir de l'équation exacte pour le transport de k , ce terme peut être défini comme :

$$G_k = -\rho \overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_\iota} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.46)$$

Pour évaluer G_k dans une manière logique avec l'hypothèse de Boussinesq :

$$G_k = \mu_t . S^2 \quad (3.47)$$

Où S est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini de la même façon qu'au le modèle k-ε

b)-Production de ω :

La production de $\boldsymbol{\omega}$ est donné par :

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k^2 \qquad (3.48)$$

Le coefficient α est donné par :

$$\alpha^* = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*}\left(\frac{\alpha_0 + R_{e_t}/R_\omega}{1 + R_{e_t}/R_\omega}\right)^2 \qquad (3.49)$$

Où

R_ω= 2.95

R_{e_t}: Défini précédemment par la même façon.

- **Modélisation de la dissipation de turbulence :**

a)-Dissipation de *k* :

La dissipation de k est donnée par :

$$Y_k = \rho\beta^*.f_{\beta^*}.k.\omega^2 \qquad (3.50)$$

Où :

$$f_{\beta^*} = \begin{Bmatrix} 1 & si & x_k \le 0 \\ \frac{1+680x_k^2}{1+400x_k^2} & si & x_k > 0 \end{Bmatrix}^2 \qquad (3.51)$$

Où :

$$x_k \equiv \frac{1}{\omega^2}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}^2 \qquad (3.52)$$

Et $$\beta^* = \beta_i^*[1 + \zeta^* F(M_t)]^2 \qquad (3.53)$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^*\left(\frac{4/15 + \left(R_{e_t}/R_\beta\right)^4}{1 + \left(R_{e_t}/R_\beta\right)^4}\right)^2 \qquad (3.54)$$

$$\zeta^* = 1.5$$

$$R_\beta = 8$$

$$\beta_{\infty}^{*} = 0.09$$

F(M_t) est une fonction de compressibilité.

b)-Dissipation de ω :

$$Y_{\omega} = \rho.\beta.f_{\beta}.\omega^{22} \qquad (3.55)$$

Où :

$$\beta = \beta_i\left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i}\zeta^* F(M_t)\right]^2 \qquad (3.56)$$

$$f_{\beta} = \frac{1+70x_{\omega}}{1+80x_{\omega}}^2 \qquad (3.57)$$

Avec

$$x_{\omega} = \left|\frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_{\infty}^{*}\omega)^3}\right|^2 \qquad (3.58)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)^2 \qquad (3.59)$$

- **Correction de compressibilité :**

La fonction F(M_t) est donnée par :

$$\mathrm{F}(M_t) = \begin{Bmatrix} 0 & si \quad M_t \le M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & si \quad M_t > M_{t0} \end{Bmatrix}^2 \qquad (3.60)$$

Où : $$M_t^2 \equiv \frac{2k}{a^2}^2 \qquad (3.61)$$

$$M_{t0} = 0.25 \quad , \quad a = \sqrt{\gamma RT}$$

Noter que pour des nombre de Reynolds très importants : $\beta_i^* = \beta_{\infty}^*$ et pour des formes incompressible : $\beta^* = \beta_i^*$.

- **Les constantes du modèle k-ω standard :**

$\alpha_{\infty}^{*} = 1$, $\alpha_{\infty} = 0.52$, $\alpha_0 = \frac{1}{9}$, $\beta_{\infty}^{*} = 0.09$, $\beta_i = 0.072$, $R_{\beta} = 8$

$R_{\omega} = 2.95$, $R_k = 6$, $\zeta^* = 1.5$, $M_{t0} = 0.25$, $\sigma_k = 2$, $\sigma_{\omega} = 2$

3.6.2 Le modèle SST k-ω (Shear-Stress Transport) [39] :

Le modèle SST ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes été développé efficacement par Menter [42], il est dérivé du modèle k -ω Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle k -ω dans la région proche de la paroi avec le modèle k -ε et toutes ses caractéristiques citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi.

- **Equation de transport :**

Le modèle k-ω SST a une forme semblable au modèle k-ω standard :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\, k.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k - Y_k + S_k^2 \qquad (3.62)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho.\omega.U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + G_\omega - Y_\omega + D_w + S_w^2 \qquad (3.63)$$

Où

G_k: représente la génération d'énergie cinétique turbulente par les gradients de la vitesse moyenne

G_ω: représente la génération de ω.

Γ_kEt Γ_ω : coefficients de diffusion effective de$k$ et ω.

Y_kEt Y_ω : les dissipations de k et ωdues à la turbulence.

S_k etS_ω : Les termes sources.

D_w: représente le terme de la diffusion croisée, calculé comme décrit au-dessous.

- **Modélisation de la diffusivité effective :**

Les diffusivités effectives pour le modèle SST sont donnés par :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}^2 \qquad (3.64)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \qquad (3.65)$$

Où :

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2}}^2 \qquad (3.66)$$

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1}+(1-F_1)/\sigma_{\omega,2}}^2 \quad (3.67)$$

σk et σω sont les nombres de Prandtl pour k et ω respectivement, et μ_t la viscosité turbulente.

- **Modélisation de la viscosité turbulente :**

La viscosité turbulente est estimée comme suit :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega}\frac{1}{max\left[\frac{1}{a^{*\prime}}\frac{\Omega F_2}{a1w}\right]}^2 \quad (3.68)$$

$$\Omega \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}^2 \quad (3.69)$$

Ω_{ij}: est le tenseur moyen de taux-de-rotation.

Où les fonctions F1 et F2, sont donnés par :

$$\mathrm{F1} = \tanh(\phi_1^4)^2 \quad (3.70)$$

$$\phi_1 = min\left[max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y};\frac{500\mu}{\rho y^2\omega}\right),\frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2}D_\omega^+ y^2}\right]^2 \quad (3.71)$$

$$D_\omega^+ = max\left[2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega,2}}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j};10^{-20}\right]^2 \quad (3.72)$$

$$\mathrm{F2} = \tanh(\phi_2^2)^2 \quad (3.73)$$

$$\phi_2 = max\left[2\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y};\frac{500\mu}{\rho y^2\omega}\right]^2 \quad (3.74)$$

y: est la distance à la surface suivante.

D_ω^+: est la portion positive du terme de la diffusion croisée.

- **Modélisation de la production de turbulence :**

a)-Production de k :

Elle est définie par la même façon que celle du modèle standard.

b)-Production de ω :

Le terme $G_\omega$représente la production de $\boldsymbol{\omega}$ est donnée par :

$$G_\omega = \frac{\alpha}{v_t} G_k^2 \qquad (3.75)$$

Notez que cette formulation est en désaccord avec le modèle k-ω standard. La différence entre les deux modèles existe aussi dans la manière d' évaluation du terme α_∞ Dans le modèle k-ω standard, α_∞ est défini comme une constante, pour le modèle SST elle est donnée par :

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1)\alpha_{\infty,2} \qquad (3.76)$$

Où :

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,1}\sqrt{\beta_\infty^*}} \qquad (3.77)$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,2}\sqrt{\beta_\infty^*}} \qquad (3.78)$$

Et

$$k = 0.41 \quad , \quad \beta_{i,1} = 0.075 \quad , \quad \beta_{i,2} = 0.0828$$

- **Modélisation de la dissipation de turbulence :**

a)-Dissipation de k :

Le terme Y_k représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, et est défini d'une manière semblable comme celle du modèle k-ω standard, La différence est dans le chemin que le terme f_{β^*} est évalué. Dans le modèle k-ω standard, f_{β^*} est défini comme une fonction.

f_{β^*} Est pour le modèle k-ω SST, un constant égal à 1. Donc :

$$Y_k = \rho\beta^* k\omega \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3.79)$$

b)-Dissipation de ω :

Le termeY_ω représente la dissipation de ω, et est défini dans une manière semblable qu'au le modèle k-ω standard, La différence est dans le chemin que les termes $\beta_i \; et \; f_\beta$sont évalués.

Dans le modèle k-ω standard, β_i est défini comme une constante (0.072) ;$f_\beta$est pour le modèle k-ω SST, un constant égal à 1. Donc :

$$Y_{\mathrm{k}} = \rho\beta\omega^2 \qquad (3.80)$$

Et :

$$\beta_i = F_1\beta_{i,1} + (1 - F_1)\beta_{i,2} \qquad (3.81)$$

Avec :

$$\beta_{i,1} = 0.075 \quad , \quad \beta_{i,2} = 0.0828$$

Le modèle k-ω SST est basé sur les deux modèles standard k-ε et k-ω, pour utiliser ces deux modèles ensemble, le modèle k-ε standard est transformé aux équations basées sur k et ω par l'introduction d'un terme de diffusion croisée donner par :

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{\omega,2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \qquad (3.82)$$

- **Les constantes du modèle k-ω SST :**

$\sigma_{k,1} = 1.176$, $\sigma_{\omega,1} = 2$, $\sigma_{k,2} = 1$, $\sigma_{\omega,2} = 1.168$

$\beta_{i,1} = 0.075$, $\beta_{i,2} = 0.0828$, $\alpha_1 = 0.31$

Toutes les constantes supplémentaires du modèle SST

$\alpha_\infty^*, \alpha_\infty, \alpha_0, \beta_\infty^*, R_\beta, R_w, R_k, \zeta^* et M_{t0}$ Ont les mêmes valeurs que celle dans le modèle k-ω standard

3.6.3 Traitement de la région proche de la paroi [39] :

Le traitement de la région proche de la paroi pour l'équation k dans les modèles k-ω (Standard et SST) est traité de la même façon comme l'équation de k qui est traité avec les modèles k-ε. Cela veut dire que toute condition de limite pour les parois correspondront a des mailles fonctionnent avec l'approche de la fonction des parois, pendant que pour les mailles fines, les propriétés des bas nombre de Reynolds a la limite seront appliquées.

Dans ANSYS CFX, la valeur de ω est spécifiée comme suit :

$$\omega_w = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu}\omega^+ \qquad (3.83)$$

La valeur asymptotique de ω^+ dans la sous-couche laminaire est donnée par :

$$\omega^+ = min\left(\omega_w^+, \frac{6}{\beta_\infty^*(y^+)^2}\right) \quad (3.84)$$

Où :

$$\omega_w^+ = \begin{Bmatrix} \left(\frac{50}{k_s^+}\right)^2 & k_s^+ < 25 \\ \left(\frac{100}{k_s^+}\right) & k_s^+ \geq 25 \end{Bmatrix} \quad (3.85)$$

$$k_s^+ = max\left(1, \frac{\rho k_s u^*}{\mu}\right) \quad (3.86)$$

k_sEst la hauteur de la rugosité

Dans les régions logarithmique (turbulente), la valeur de ω^+ est donnée par :

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+} \quad (3.87)$$

Où les valeurs de ω dans la cellule de parois sont :

$$\omega = \frac{u^*}{\sqrt{\beta_\infty^*} ky} \quad (3.88)$$

Notez que dans le cas d'une cellule de paroi qui est placée dans une région plus clair, ANSYS CFX mélangera entre les valeurs de sous-couche logarithmique et laminaire.

Remarque :

L'avantage du modèle k-ω par rapport au modèle k-ε réside au niveau de la prise en compte des effets dus à la turbulence des écoulements à faible nombre de Reynolds. Il est utilisable pour les écoulements compressibles et permet de prendre en compte les transferts pariétaux.

Le modèle de Wilcox est applicable pour les écoulements en charge, les écoulements à surface libre caractérisés par de fortes contraintes de cisaillement, les jets et les écoulements autour d'un obstacle (phénomène de sillage), la diffusion d'un polluant dissous.

3.7 Modèle de contrainte de Reynolds(RSM) :

Le modèle des contraintes de Reynolds (Reynolds Stress Model) ou bien (RSM) est un modèle de fermeture du second ordre.

Dans certains cas (couches limites courbes, écoulements tourbillonnants, écoulements en rotation), l'approximation fondée sur l'hypothèse de Boussinesq pour représenter les tensions de Reynolds n'est plus applicable (Versteeg et Malalasekera, 1995).

Des équations de transport sont alors établies pour les contraintes cinématiques de Reynolds, dont l'expression est la suivante :

$$R_{ij} = \overline{\grave{u_\iota}\grave{u_j}} \tag{3.89}$$

Ces équations s'écrivent sous la forme générale suivante :

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \pi_{ij} + \omega_{ij} \tag{3.90}$$

La signification physique de l'équation (IV.85) est la suivante :

La dérivée particulaire de R_{ij} (Taux de variation de R_{ij}+ Transport de R_{ij} par convection) = Taux de production de R_{ij} + Transport de R_{ij} par diffusion –Taux de dissipation de R_{ij}+ Transport de R_{ij}dû aux interactions turbulentes Pression / Contraintes + Transport de R_{ij} dû au mouvement de rotation. Nous avons alors six nouvelles équations différentielles aux dérivés partielles, c'est à dire une équation de transport pour chacune des six contraintes de Reynolds. Les variables Sont :

$$\overline{\grave{u_1}^2}, \overline{\grave{u_2}^2}, \overline{\grave{u_3}^2}, \overline{\grave{u_1}\grave{u_2}}, \overline{\grave{u_1}\grave{u_3}}, \overline{\grave{u_2}\grave{u_3}} car\left(\overline{\grave{u_1}\grave{u_2}} = \overline{\grave{u_2}\grave{u_1}}\ ,\ \overline{\grave{u_1}\grave{u_3}} = \overline{\grave{u_3}\grave{u_1}}\ ,\ \overline{\grave{u_2}\grave{u_3}} = \overline{\grave{u_3}\grave{u_2}}\right)$$

Le terme de production est donné par :

$$P_{ij} = -\left(R_{im}\frac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_m} + R_{jm}\frac{\partial \overline{U_\iota}}{\partial x_m}\right) \tag{3.91}$$

Le terme de transport par diffusion est donné par :

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m}\left(\frac{v_t}{\sigma_k}\frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m}\right) \tag{3.92}$$

Les interactions turbulentes Pression / Contraintes représentées par le terme π_{ij} sont les plus délicates mais aussi les plus importantes à modéliser. Elles sont dues aux fluctuations de pression. Le terme modélisant ces interactions a pour effet de rendre les

contraintes normales de Reynolds (i = j) isotropes et de réduire les contraintes de cisaillement de Reynolds (i ≠ j).

L'expression de ce terme est la suivante :

$$\pi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k}\left(R_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}\right) - C_2\left(R_{ij} - \frac{2}{3}P\delta_{ij}\right) \qquad (3.93)$$

Avec : $C_1 = 1.8$, $C_1 = 0.6$, $P = \frac{2}{3}P_{kk}$

$$k = \frac{1}{2}\left(: \overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}\right) \qquad (3.94)$$

Des corrections supplémentaires sont nécessaires pour prendre en compte l'effet de la paroi. Les effets de paroi augmentent l'anisotropie des contraintes normales de Reynolds.

Le transport dû au mouvement de rotation est donné par :

$$\Omega_{ij} = -2W_k\left(R_{jm}e_{ikm} + R_{im}e_{jkm}\right) \qquad (3.95)$$

W_k Étant le vecteur – rotation.

Ce modèle est potentiellement le plus général et le plus complet des modèles de turbulence classique. Les calculs sont satisfaisants pour beaucoup d'écoulements simples et d'autres plus complexes incluant les jets avec impact, les tunnels asymétriques, les écoulements en conduit circulaire et non circulaire et les écoulements courbes. Mais, il est très coûteux en moyens informatiques.

- **Equation de transport :**

Les équations du transport exactes pour le transport du contraintes de Reynolds, $\rho\overline{u_\iota' u_j'}$, peuvent être écrites comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\overline{u_\iota' u_j'}\right) + \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho u_k\overline{u_\iota' u_j'}\right) = -\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\overline{u_\iota' u_j' u_k'} + \overline{P\left(\delta_{kj}u_\iota' + \delta_{\iota k}u_j'\right)}\right] + \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{u_\iota' u_j'}\right) - \rho\left(\overline{u_\iota' u_k'}\frac{\partial u_j'}{\partial x_k} + \overline{u_j' u_k'}\frac{\partial u_\iota'}{\partial x_k}\right) - \rho\beta\left(g_i\overline{u_j'\theta} + g_i\overline{u_\iota'\theta}\right) + \overline{P\left(\frac{\partial u_\iota'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_\iota}\right)} - 2\mu\overline{\frac{\partial u_\iota'}{\partial x_k}\frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} - 2\rho\Omega_k\left(\overline{u_j' u_m'}\varepsilon_{ikm} + \overline{u_\iota' u_m'}\varepsilon_{jkm}\right) + S\right] \qquad (3.96)$$

Avec :

$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\overline{u_\iota' u_j'}\right) \rightarrow Terme\ temporel$

$C_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho u_k \overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_J}\right) \quad \rightarrow Convection$

$D_{T,ij} == -\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_J \grave{u}_k} + \overline{P\left(\delta_{kJ}\grave{u}_\iota + \delta_{\iota k}\grave{u}_J\right)}\right]$ → La diffusion turbulente

$D_{L,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_J}\right)\right. \quad \rightarrow La\ diffusion\ moléculaire$

$P_{ij} = -\rho\left(\overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_k}\frac{\partial \grave{u}_j}{\partial x_k} + \overline{\grave{u}_J \grave{u}_k}\frac{\partial \grave{u}_i}{\partial x_k}\right)$ →La production par contrainte

$G_{ij} = -\rho\beta\left(g_i\overline{\grave{u}_J\theta} + g_i\overline{\grave{u}_\iota\theta}\right)$ → La production par force de volume

$\phi_{ij} = \overline{P\left(\frac{\partial \grave{u}_\iota}{\partial x_J} + \frac{\partial \grave{u}_J}{\partial x_\iota}\right)}$ →Tension de pression

$\varepsilon_{ij} = -2\mu\overline{\frac{\partial \grave{u}_\iota}{\partial x_k}\frac{\partial \grave{u}_J}{\partial x_k}}$ → La dissipation

$F_{ij} = -2\rho\Omega_k\left(\overline{\grave{u}_J \grave{u_m}}\varepsilon_{ikm} + \overline{\grave{u}_\iota \grave{u_m}}\varepsilon_{jkm}\right)$ → Production par système de rotation

Des plusieurs termes dans ces équations exactes, C_{ij}; $D_{L,ij}$; P_{ij} et F_{ij}n'exigez pas une modélisation. Par contre $D_{T,ij}$; G_{ij}; ϕ_{ij} et ε_{ij} doivent être modelé pour assurer la fermeture des équations.

- **Modélisation du transport diffusif turbulent :**

$\boldsymbol{D_{T,ij}}$ Peut être modelisé par le modèle de gradient-diffusion généralisé de Daly et

Harlow:

$$D_{T,ij} = C_s\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho\frac{k\overline{\grave{u}_k\grave{u}_l}}{\varepsilon}\frac{\partial\overline{\grave{u}_\iota\grave{u}_J}}{\partial x_l}\right) \qquad (3.97)$$

Cependant, cette équation peut engendrer une instabilité numérique, donc elle a été simplifiée dans ANSYS CFX pour utiliser une diffusivité turbulente scalaire comme suit :

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial\overline{\grave{u}_\iota\grave{u}_J}}{\partial x_k}\right) \qquad (3.98)$$

Lien et Leschziner donne une valeur de σ_k = 0.82 en appliquant le modèle de gradientdiffusion généralisé, où on a par contre dans le modèle k-ε (standard et RNG) σ_k= 1

- **Modélisation du terme du Pression-tension :**

Les trois modèles RSM ont été dérivé de la modélisation du terme de pression tension, ANSYS CFX propose les modèles suivants :

-RSM 01 : Modèle du Pression-tension linéaire (Linear Pressure-Strain Model)

-RSM 02 : Modèle du Pression-tension du second ordre (Quadratic Pressure-Strain Model)

-RSM 03 : Modèle de contrainte-oméga du faible-Reynolds (Low-Re Stress-Omega Model)

- **Modèle du Pression-tension linéaire (Linear Pressure-Strain Model) :**

Par défaut dans ANSYS CFX, le terme du pression-tension, $\boldsymbol{\phi_{ij}}$ dans l'équation de transport exacte est modelé d'après les propositions par Gibson et Launder , Fu et al , et Launder.

L'approche classique à modéliser $\boldsymbol{\phi_{ij}}$ en utilisant la décomposition suivante :

$\phi_{ij,1}$: est le terme du pression-tension lent, aussi connu comme le terme de retour a

L'isotropie.

$\phi_{ij,2}$*: est* appelé le terme du pression-tension rapide,

$\phi_{ij,\omega}$: est le terme de la réflexion de paroi.

Le terme du pression-tension lent, est modélisé comme :

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3}\delta_{ij}k\right] \qquad (3.99)$$

Avec $C_1 = 1.8$

Le terme du pression-tension rapide, est modelé comme :

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2\left[\left(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}(P + G - C)\right] \qquad (3.100)$$

Où :

$$C_2 = 0.60 \quad , \quad P = \frac{1}{2}P_{kk} \quad , \quad G = \frac{1}{2}G_{kk} \quad , \quad C = \frac{1}{2}C_{kk}$$

$(P_{ij}\ ,\ F_{ij}\ ,G_{ij}\ ,C_{ij})$Sont définies dans l'équation de transport .

Le terme de la réflexion de parois, est responsable pour la redistribution des contraintes normales proche de la paroi. Il a tendance à mouiller la contrainte normal perpendiculaire au paroi, Ce terme est modelé comme :

$$\phi_{ij,\omega} = \grave{C}_1\rho\frac{\varepsilon}{k}\left(\overline{\grave{u_k}\grave{u_m}}n_k n_m\delta_{ij} - \frac{3}{2}\overline{\grave{u_i}\grave{u_k}}n_j n_k + \frac{3}{2}\overline{\grave{u_j}\grave{u_k}}n_i n_k\right)\frac{k^{3/2}}{C_l\varepsilon d} + \grave{C}_2\left(\phi_{km,2}n_k n_m\delta_{ij} - \frac{3}{2}\phi_{ik,2}n_j n_k + \frac{3}{2}\phi_{jk,2}n_i n_k\right)\frac{k^{3/2}}{C_l\varepsilon d} \qquad (3.101)$$

Où :

$$\grave{C}_1 = 0.5 \quad , \quad \grave{C}_2 = 0.3$$

Le n_k est le l'unité de composant normal du x_k au paroi, d est la distance normale a la paroi, et $C_l = C_\mu^{3/4}/k$ Ou C_μ= 0.09 et k est la constante de Von Karman égal 0.4187.Le terme de la réflexion de parois est inclus par défaut dans le modèle de contrainte de Reynolds.

- **Modèle du Pression-tension du second ordre (Quadratic Pressure-Strain Model) :**

Un modèle du pression-tension facultatif proposé par Speziale, Sarkar,et Gatski est fourni dans ANSYS CFX, Ce modèle a été démontré pour donner la performance supérieure dans une gamme d'écoulement cisaillé de base, Cette exactitude améliorée devrait être intéressante pour les écoulements complexes ,en particulier ceux avec courbure d'écoulement naturel. Le modèle du pression-tension du second ordre peut être sélectionné comme une option dans le panneau *Modèle visqueux*.Ce modèle est écrit comme suit :

$$\phi_{ij} = -(C_1\rho\varepsilon + C_1^*P)b_{ij} + C_2\rho\varepsilon\left(b_{ik}b_{kj} - \frac{1}{3}b_{mn}b_{mn}\delta_{ij}\right) + \left(C_3 - C_3^*\sqrt{b_{ij}b_{ij}}\right)\rho k S_{ij} + C_4\rho k\left(b_{ik}S_{jk} + b_{jk}S_{ik} - \frac{2}{3}b_{mn}S_{mn}\delta_{ij}\right) + C_5\rho k\left(b_{ik}\Omega_{jk} + b_{jk}\Omega_{ik}\right) \qquad (3.102)$$

b_{ij}: Est le tenseur de l'anisotropie des contraintes de Reynolds défini comme :

$$b_{ij} = -\left(\frac{-\rho\overline{\grave{u_i}\grave{u_j}} + \frac{2}{3}\rho\mathrm{k}\delta_{ij}}{2\rho\mathrm{k}}\right) \qquad (3.103)$$

Le taux de la tension moyen, S_{ij} , est défini comme :

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \qquad (3.104)$$

Le tenseur de la taux-de-rotation moyen, Ω_{ij}, est défini par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad (3.105)$$

Les constantes sont :

$$C_1 = 3.4 \quad , \quad C_1^* = 1.8 \quad , \quad C_2 = 4.2 \quad , \quad C_3 = 0.8 \quad , \quad C_3^* = 1.3 \quad , \quad C_4 = 1.25 \quad , \quad C_5 = 0.4$$

Le modèle du pression-tension du second degré n'exige pas qu'une correction explique l'effet de la réflexion de paroi pour obtenir une solution satisfaisante dans la région logarithmique d'une couche de limite turbulente.

- **Modèle de contrainte-oméga du faible-Reynolds (Low-Re Stress-Omega Model) :**

Le modèle de contrainte-oméga de faible-Reynolds est un modèle de contrainte de transport qui est basé sur les équations d'oméga et le modèle LRR[96], Ce modèle est idéal pour modeler des écoulements sur des surfaces courbées et des écoulements tourbillonnaire s. Les coefficients de la fermeture sont identiques au modèle k-ω, cependant, il y a des coefficients de fermeture supplémentaires, C_1 et C_2, défini dans la section Constantes de modèle. Le modèle de contrainte-oméga de bas-Reynolds ressemble au modèle k-ω dû à ses prédictions excellentes pour une grande gamme des écoulements turbulent. En outre, la modification de faible Reynolds et les conditions aux limites pour les surfaces rugueuses est semblable au modèle k-ω.

- **Rappelle sur le modèle LRR :**

Ce modèle linéaire de Launder et al. (1975) a été ajusté par l'expérience de Champagne et al. (1970) et sur la décroissance de turbulence de grille isotrope. Ce modèle est donné par :

a)-Terme de retour à l'isotropie :

Le terme de retour à l'isotropie est modélisé suivant les travaux de Rotta (1951) :

$$\pi_{ij}^1 - \varepsilon_{ij} = -2C_1\varepsilon b_{ij} \qquad (3.106)$$

b)-Terme rapide :

La partie rapide est modélisée de façon linéaire par rapport au tenseur d'anisotropie des tensions :

$$\pi_{ij}^2 = \frac{4}{5}kS_{ij} + \frac{18C_1^{LRR}+12}{11}k\left(b_{mi}S_{mj} + b_{mj}S_{mi} - \frac{2}{3}b_{mn}S_{mn}\delta_{ij}\right) + \frac{14C_2^{LRR}+20}{11}k\left(b_{mi}\Omega_{mj} + b_{mj}\Omega_{mi}\right)$$

Avec : $C_1^{LRR} = 1.5$, $C_2^{LRR} = 0.4$ néamoin, Taulbee (1992) préconise les valeurs :

$$C_1^{LRR} = 1.8 \quad , \quad C_2^{LRR} = 5/9$$

L'approche classique dans le Modèle de contrainte-oméga du faible-Reynolds à modeler ϕ_{ij} en utilise la décomposition suivante :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} \qquad (3.107)$$

D'où,

$$\phi_{ij} = -(C_1\rho\varepsilon + C_1^*P)b_{ij} + C_2\rho\varepsilon\left(b_{ik}b_{kj} - \frac{1}{3}b_{mn}b_{mn}\delta_{ij}\right) + \left(C_3 - C_3^*\sqrt{b_{ij}b_{ij}}\right)\rho kS_{ij} + C_4\rho k\left(b_{ik}S_{jk} + b_{jk}S_{ik} - \frac{2}{3}b_{mn}S_{mn}\delta_{ij}\right) + C_5\rho k\left(b_{ik}\Omega_{jk} + b_{jk}\Omega_{ik}\right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3.108)$$

Ou b_{ij} est le tenseur de l'anisotropie de contraintes de Reynolds défini comme :

$$b_{ij} = -\left(\frac{-\rho\overline{u_\iota u_j} + \frac{2}{3}\rho\mathrm{k}\delta_{ij}}{2\rho\mathrm{k}}\right) \qquad (3.109)$$

Le taux de la tension moyen, S_{ij} , est défini comme :

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \qquad (3.110)$$

Le tenseur de la taux-de-rotation moyen, Ω_{ij}, est défini par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad (3.111)$$

Les constantes sont :

$$C_1 = 3.4 \quad , \quad C_1^* = 1.8 \quad , \quad C_2 = 4.2 \quad , \quad C_3 = 0.8 \quad , \quad C_3^* = 1.3 \quad ,$$

$$C_4 = 1.25 \quad , \quad C_5 = 0.4$$

c)-Les constantes de modèle :

$$\alpha_\infty^* = 1 \ , \alpha_\infty = 0.52 \ , \ \alpha_0 = \frac{1}{9} \ , \ \beta_\infty^* = 0.09 \ , \ \beta_i = 0.072 \ , \ R_\beta = 8 \ ,$$
$$R_\omega = 2.95 \quad R_k = 6 \ , \ \zeta^* = 1.5 \ , \ M_{t0} = 0.25 \ ,$$
$$\sigma_k = 2 \ , \ \sigma_\omega = 2 \ , \ C_1 = 1.8 \ , \ C_2 = 0.52$$

- **Effets de force de volume sur la turbulence :**

Les termes de la production dû au force de volume est modelé comme suit :

$$G_{ij} = \beta \frac{\mu_t}{P_{r_t}} \left(g_i \frac{\partial T}{\partial x_j} + g_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \qquad (3.112)$$

Où P_{r_t} Est le nombre de Prandtl turbulents pour l'énergie, avec une valeur à défaut de 0,85.Et pour un gaz idéal :

$$G_{ij} = \frac{\mu_t}{\rho P_{r_t}} \left(g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) \qquad (3.113)$$

- **Modalisation de l'énergie cinétique turbulente :**

En général, quand l'énergie cinétique turbulente est exigée pour modéliser un terme spécifique, il est obtenu en prenant la trace du tenseur de contrainte de Reynolds :

$$k = \frac{1}{2} \overline{\grave{u}_\iota \grave{u}_\iota} \qquad (3.114)$$

Une option est disponible dans ANSYS CFX pour résoudre une équation du transport pour l'énergie cinétique turbulente pour obtenir des conditions aux limites pour la contrainte de Reynolds. L'équation suivante est utilisée :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho . k . u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2}(P_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2) + S_k \qquad (3.115)$$

Avec $\sigma_k = 0.82$

- **Modélisation du taux de la dissipation :**

Le tenseur de la dissipation, ε_{ij} est modeliser comme :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\delta_{ij}(\rho\varepsilon + Y_M) \quad (3.116)$$

$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2$: est un terme supplémentaire (dissipation de la dilatation) du modèle de Sarkar.

Le nombre de Mach turbulent dans ce terme est définie par :

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (3.117)$$

Où :

$a = \sqrt{\gamma RT}$: est la vitesse de son. Cette modification de la compressibilité entre toujours en vigueur quand la forme de la loi du gaz idéal compressible est utilisée.

Le taux de la dissipation scalaire, est calculé avec une équation du transport semblable à celle utilisée dans le modèle k-epsilon standard :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho.\,\varepsilon.U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{\varepsilon 3}G_b) - C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (IV.114)$$

- **Modélisation de la viscosité turbulente :**

La viscosité turbulente, est calculée de la même façon que dans le modèles k-epsilon :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.118)$$

Où $C_\mu = 0.09$

- **Traitement de la région proche de la paroi :**

Le traitement se fait par la même méthode du modèle k-ω. Voir la partie (3.6.3)

CHAPITRE 4

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Ce chapitre constitue une présentation des outils expérimentaux ayant permis la réalisation de cette étude ; les instruments et les maquettes testées pour effectuer une étude expérimentale d'un écoulement d'air autour d'un obstacle à section circulaire.

4.1 La soufflerie :

Une soufflerie est une installation d'essais utilisée en aérodynamique pour étudier les effets d'un écoulement d'air sur un corps, généralement un modèle de dimension réduite par rapport au réel.

On peut effectuer dans une soufflerie des mesures d'efforts et des visualisations d'écoulement le plus souvent impossibles à faire dans les conditions réelles de déplacement.

Une soufflerie désigne aussi un simulateur de chute libre. Dans ce cas l'écoulement d'air est dirigé vers le haut.

4.1.1 Types de souffleries aérodynamiques :

En fonction des besoins de vitesse et de Reynolds, les caractéristiques physiques de l'écoulement peuvent être modifiées :

- Soufflerie classique, atmosphérique,
- Soufflerie pressurisée (4 à 10 bars ou plus) ; le nombre de Reynolds augmente avec la masse volumique de l'air
- Soufflerie cryogénique
- Soufflerie dite à rafale, caractérisée par un temps de fonctionnement limité (de l'ordre de la minute)
- Soufflerie à arc, caractérisée par un temps de fonctionnement très court (quelques secondes) permettant de simuler des conditions extrêmes telles que l'échauffement causé par une rentrée dans l'atmosphère.

4.1.2 Soufflerie subsonique TQ AF 100 :

Nous avons une soufflerie subsonique (AF100) qui été installé au niveau du laboratoire de recherche LMP2M, équipe des mécanique des fluides, au niveau pôle universitaire de Médéa.



Figure 4.1 : La Soufflerie subsonique TQ AF 100

4.1.2.1 Description :

C'est une Soufflerie subsonique pédagogique (Vmax=36m/s) à aspiration et à circuit ouvert possédant une veine d'essai de section 305 mm x 305 mm et 600 mm de long. Possibilité de raccorder l'instrumentation à un système d'acquisition de données. [43]

4.1.2.2 Spécifications techniques requises :

- Soufflerie avec fonctionnement en circuit ouvert montée sur châssis métallique équipé de roulettes pivotantes et bloquantes.

- Construction en acier peint,

- L'air sera aspiré au travers d'un convergent qui devra permettre d'accélérer l'air de façon linéaire avant d'entrer dans la veine d'essai, puis passera au travers d'une grille avant de passer dans un diffuseur et un ventilateur axial à vitesse variable puis un silencieux avant de retourner à l'atmosphère.

- Un châssis séparé incluant les modules de contrôle et de mesure permettra de régler la vitesse du ventilateur axial à l'aide d'un potentiomètre et ainsi la vitesse de l'air dans la veine d'essai

- Bouton marche, arrêt, arrêt d'urgences

- Rapport de contraction 9 :1

- Vitesse dans la veine : 0 à 36 m/s

- 2 manomètres de pression

-Veine d'essai de section carrée totalement transparente avec les deux côtés démontables, châssis aluminium, équipée de systèmes de traversée de paroi avec deux tubes Pitot (un avec une direction et l'autre avec deux directions) qui pourront se placer en amont et en aval des modèles.

- Le plancher et les côtés possèderont des perçages afin de positionner des modèles. Dimension de la veine : 305 mm x 305 x 600 mm. Le plancher et les côtés possèderont des perçages afin de positionner des modèles.

- Rapporteur et support pour les modèles afin de régler avec précision l'angle du modèle.

- Dimensions (soufflerie montée) : 3700 x 1065 x 1900 mm.

- Possibilité de raccorder l'instrumentation à un système d'acquisition de données (optionnel).

- Fourni avec manuel d'utilisation et de travaux pratiques.

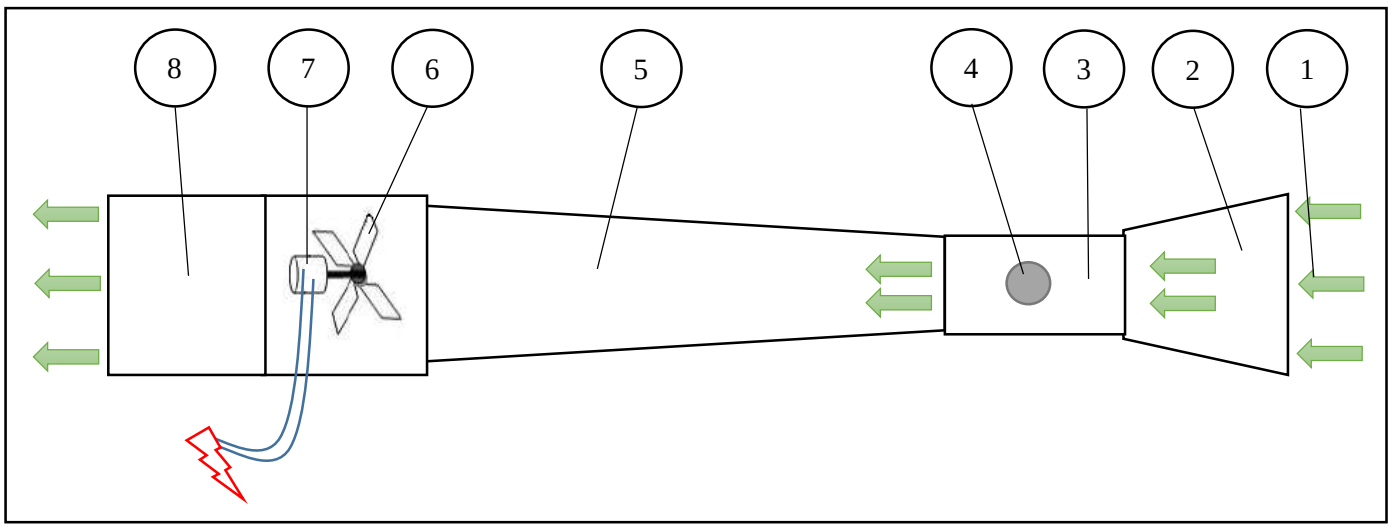


Figure 4.2 : Soufflerie subsonique TQ AF 100

1. l'air

2. Arrivée d'air ou collecteur, prenant l'air soit à l'extérieur, Convergent servant à accélérer l'air vers la veine d'essais.

3. veine d'essais avec les équipements de mesure. La section de la veine est 305 x305x600 mm3

4. L'obstacle a section circulaire.

5. Diffuseur ou divergent ; l'air y est progressivement ralenti en élargissant la section avec une conicité faible (environ 2° pour chaque paroi).

6. Ventilateur ; la section de la veine est circulaire au niveau des pales.

7. Moteur électrique permettent d'alimenter le système

8. Sortie d'air (silencieuse).

4.2 Maquette :

Notre modèle est un objet creux de forme cylindrique à section circulaire, réalisé par l'assemblage de deux couvercles en acier et un cylindre creux. Cette façon d'accouplage facilite le perçage de petits trous qui constituent la prise de pression statique et de relier aisément à l'intérieur de l'obstacle, le tube à sonde de lecture de pression statique.

Sur une perceuse établie et après un traçage de position du trou, ce dernier est percé sur le milieu de la maquette avec un foret de diamètre 3 mm, (Figure 4.3). Le trou est situé au milieu de l'obstacle.

X (mm)	Y (mm)	Z (mm)
30.4	0	109.5

Tableau 4.1 : Position de prise de pression

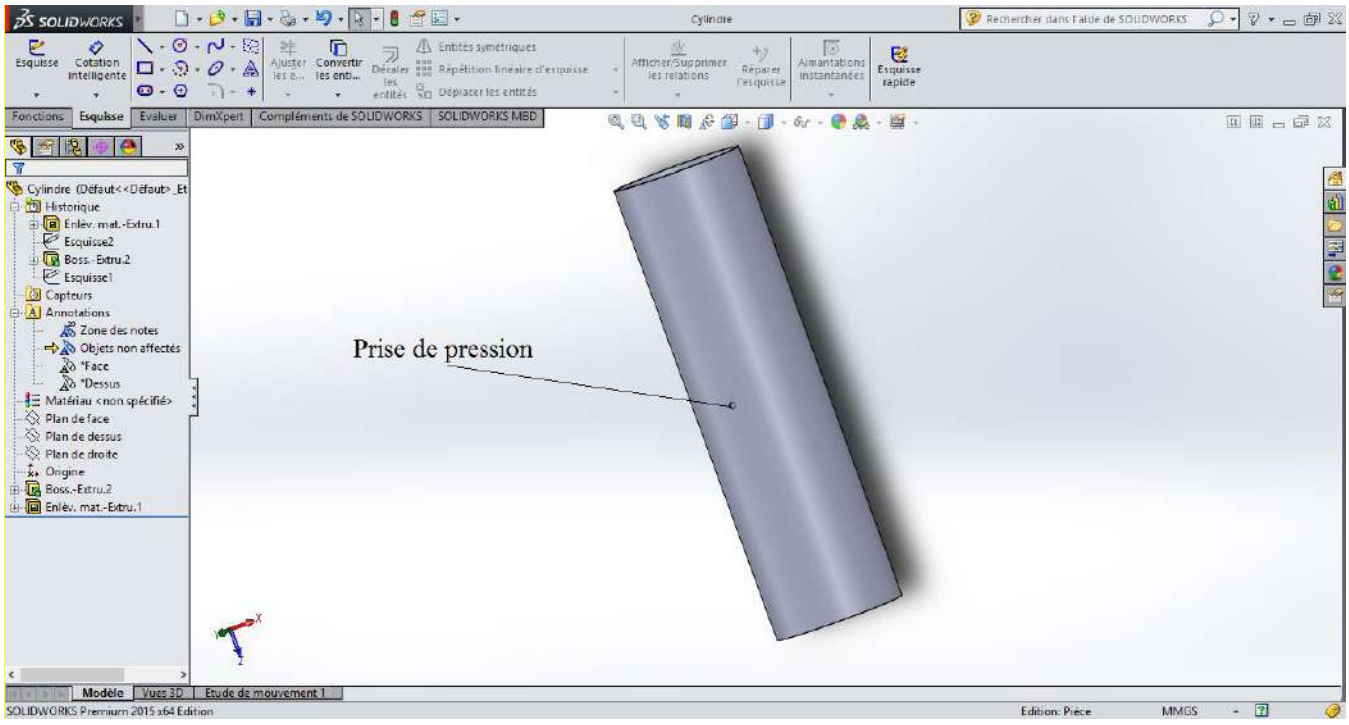


Figure 4.3 : position de prise sur l'obstacle

La buse, de diamètre 3.1 mm faite en cuivre, est insérée avec un ajustement forcé dans le trou de l'obstacle. Le tuyau de mesure de pression statique à un diamètre intérieur 2.8mm.Il est relié à la buse

4.3 Mesures de répartition de pression statique à la paroi :

4.3.1 Description du dispositif :

La prise de pression statique est reliée, par l'intermédiaire de tube en Tygon, à un boitier conditionneur possédant de capteur de pression (Fig.4.4).



Figure 4.4 : Le boitier

Ce boitier convertit la pression en tension électrique. Ce système offre une mesure de pression moyenne tout autour du profil. L'information électrique est ensuite transmise à une carte d'acquisition d'un convertisseur analogique numérique. Cette carte transforme le signal analogique provenant du capteur en un signal numérique qui peut être traité par informatique.

L'acquisition et le traitement des données sont effectués par un programme sous Test point. Celui-ci offre une possibilité de programmation qui nous permet d'avoir directement accès aux données qui nous intéressent, ici les coefficients de pression, trainée et portance.

4.3.2 Chaîne d'acquisition de données :

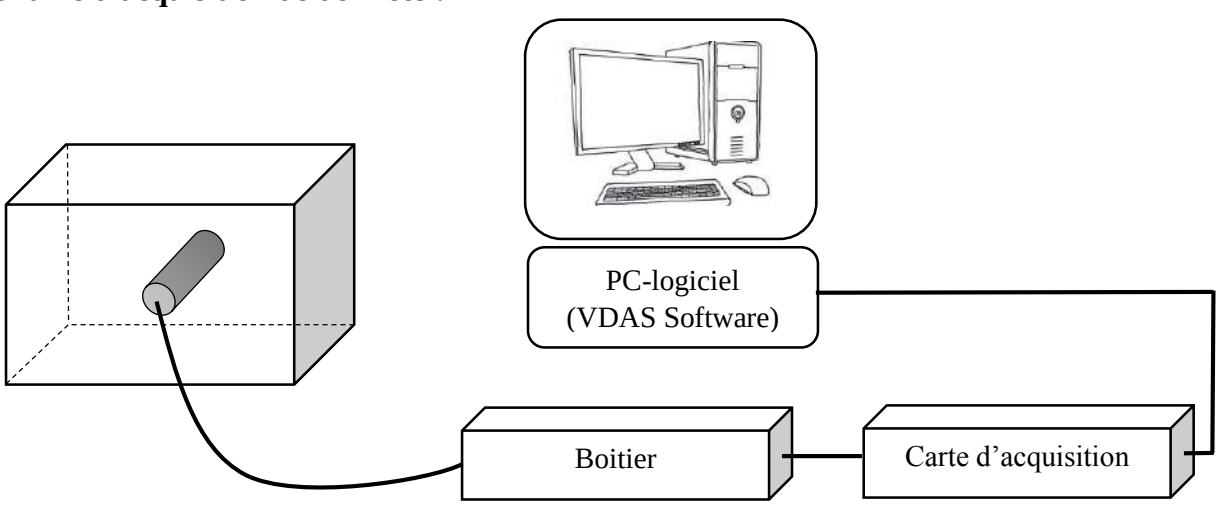


Figure 4.5 : Chaine d'acquisition de données

La majeure partie de la chaîne d'acquisition de données est présentée sur le schéma précédent. Le programme d'acquisition est fait dans le programme VDAS. Toutes les mesures, que ce soit pour l'étalonnage ou lors des essais, sont faites de la même façon en utilisant les mêmes instruments. Le déroulement de chaque expérimentation se fait selon la procédure suivante :

4.3.3 Configuration de l'installation :

1. Mise sous tension de tous les instruments et stabilisation de l'écoulement dans la soufflerie (durée : environ 10 à 15 minutes).

2. Arrêt de la soufflerie pour la mise à zéro des capteurs de pression, force de portance, trainée, et le moment.

3. Mesure des paramètres de l'expérimentation : les mesures se font avec des multimètres et un sélecteur universel, elles ne se font pas simultanément. De plus, le branchement du capteur amène un temps de réponse variable. Pour chaque point de mesure (une prise pariétale) le capteur en fonction est testé plusieurs fois, si nécessaire. Un point d'acquisition demande en moyenne 50 secondes comprenant un délai de stabilisation de 10 minutes. La durée totale de l'expérimentation est très importante non seulement sur le plan pratique mais aussi au niveau de la précision des résultats, car la température dans la soufflerie varie avec le temps.

4. On a répété l'expérience 18 fois. On fait pivoter le cylindre à un angle de 10 degrés avec chaque expérience.

5. Avant d'arrêter la soufflerie, une vérification de l'ajustement des débits est effectuée (toutes les vérifications ont toujours démontré une bonne stabilité de cet ajustement).

Avant de procéder au calcul des coefficients aérodynamiques, les mesures sont transformées en coefficients sans dimension CL et CD. La vitesse de référence est déduite de la différence entre les pressions à l'entrée et à la sortie du convergent. L'incertitude sur cette référence provient principalement de trois sources :

1. Incertitude de la balance :

2. Incertitude de l'angle d'incidence : 0.02°.

3. Incertitude sur la validité de cette référence : Lorsque le cylindre est dans la section d'essais et génère de la portance, elle influence l'ensemble de l'écoulement (balance, tube de Pitot). Il demeure une incertitude difficile à chiffrer. Pour le moment cette incertitude est supposée nulle mais il se pourrait qu'elle soit la plus grande source. Donc l'incertitude sur les mesures de la pression dynamique est estimée approximativement à 33.5%. Cette pression dynamique est aussi corrigée pour les effets de compressibilité (~0.5%).

4- Un calibrage de la soufflerie doit être effectué avant chaque expérience, cela peut être exécuté.

4.4 Protocol de TP :

1. L'installation de la soufflerie

Il faut respecter au minimum les distances présenté à la figure 4.6

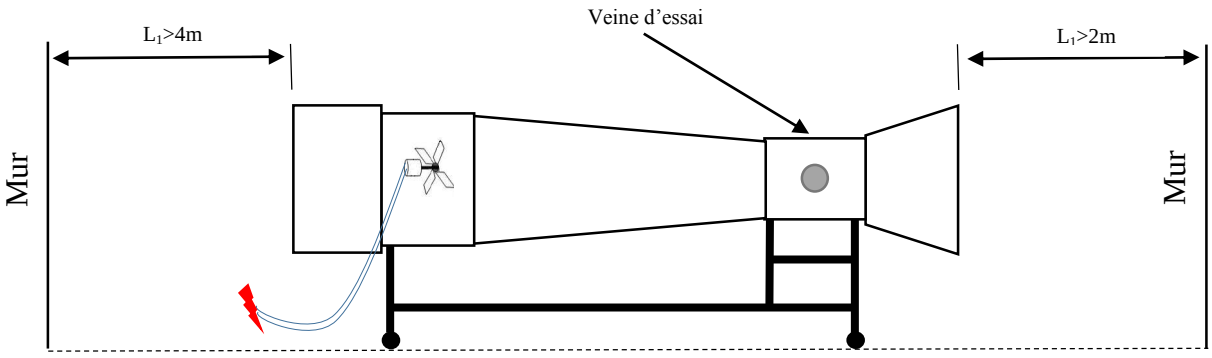


Figure 4.6 : L''installation de soufflerie dans le laboratoire.

2. Placement de l'obstacle dans la veine

Pour placer l'obstacle sur la veine il faut suivre les étapes suivantes :

- Démonter la paroi droite de la veine d'essai, on desserre les huit vis.
- Placer la maquette horizontalement au milieu de la veine d'essai.
- Ajuster l'obstacle et faire sortir le petit tuyau à travers le trou situé à la paroi droite de la veine d'essai.
- Ensuite fermer la veine d'essai en plaçant la paroi et fixer les vis de serrage.

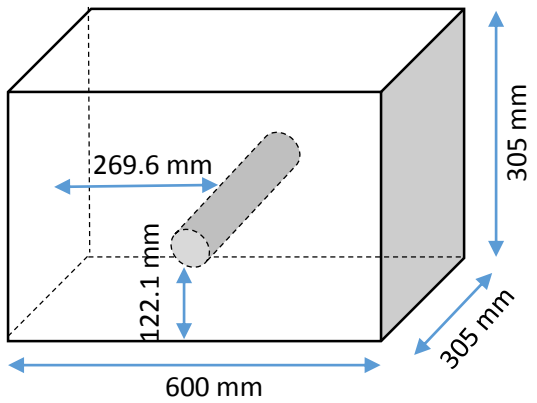


Figure 4.7 : placement de l'obstacle sur la veine d'essai



Figure 4.8 : placement de l'obstacle sur la veine d'essai

3. Brancher le tube de pression au tableau de mesure (boitier)
4. Brancher le fil USB de soufflerie à une ordinateur qui été déjà installer le programme VDAS

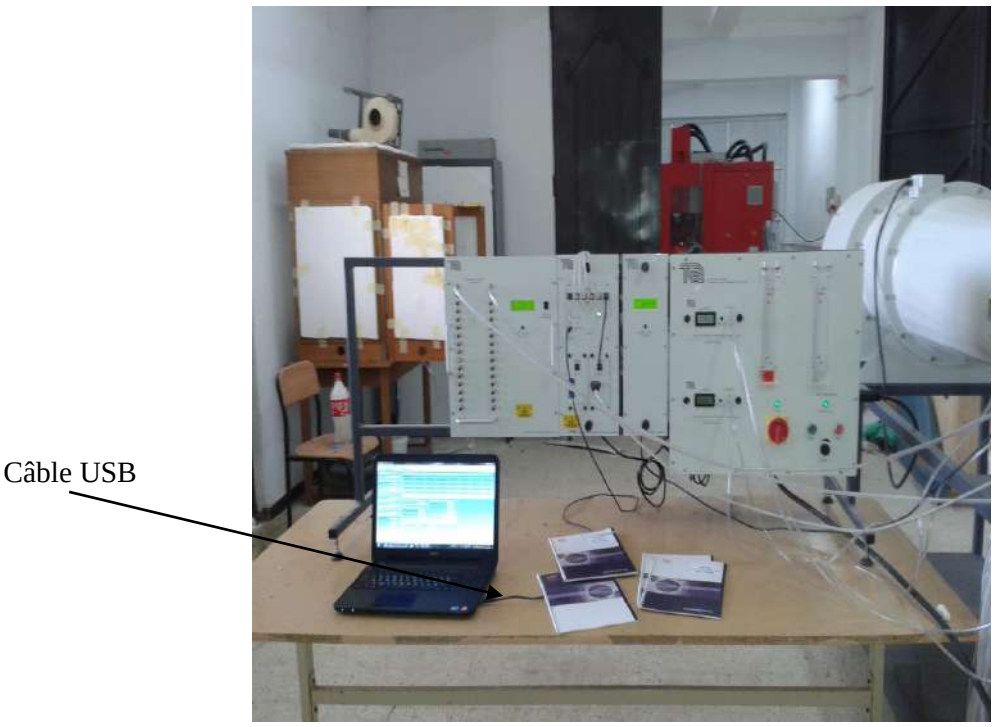


Figure 4.9 : Branchement du fil USB

5. Connecter le programme VDAS avec la soufflerie, augmenter graduellement la vitesse de L'écoulement et patienter pour la stabilisation de l'écoulement dans la soufflerie (durée : environ10 à 15 minutes). faire varier la vitesse d'écoulement et lire les données (résultats) e/s sur l'écran de l'ordinateur.

   Note : attention, ne pas augmenter ou diminuer la vitesse brusquement, cela peut causer des inconvénients et le mauvais fonctionnement de la soufflerie.

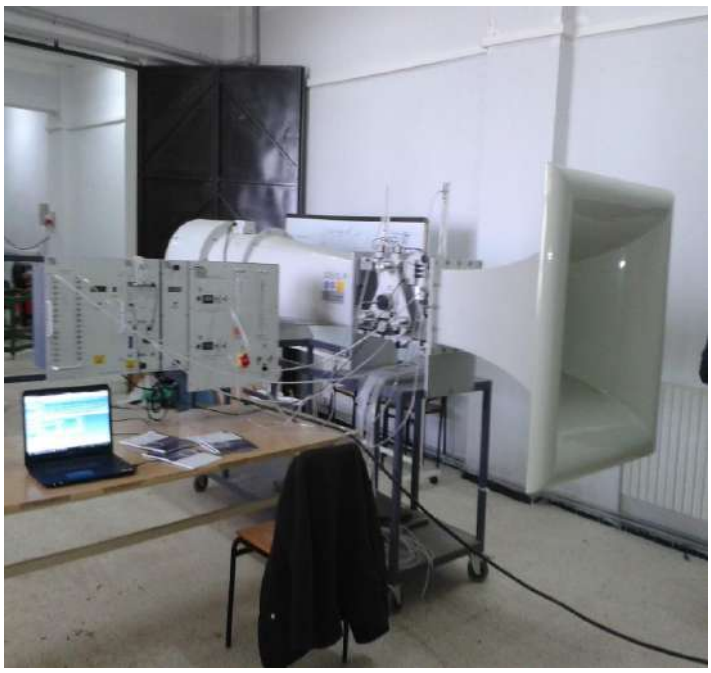


Figure 4.10 : connexion de l'ordinateur au banc d'essai

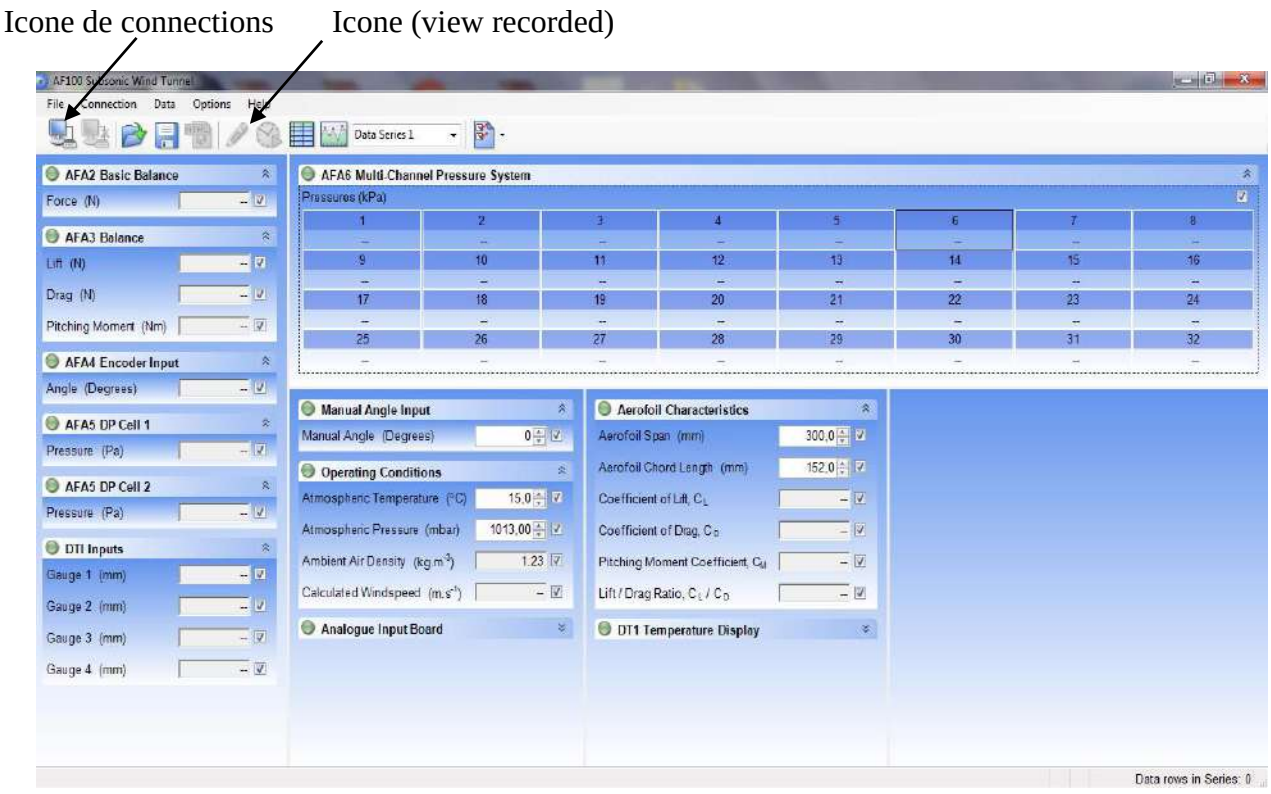


Figure 4.11 : l'interface de programme VDAS

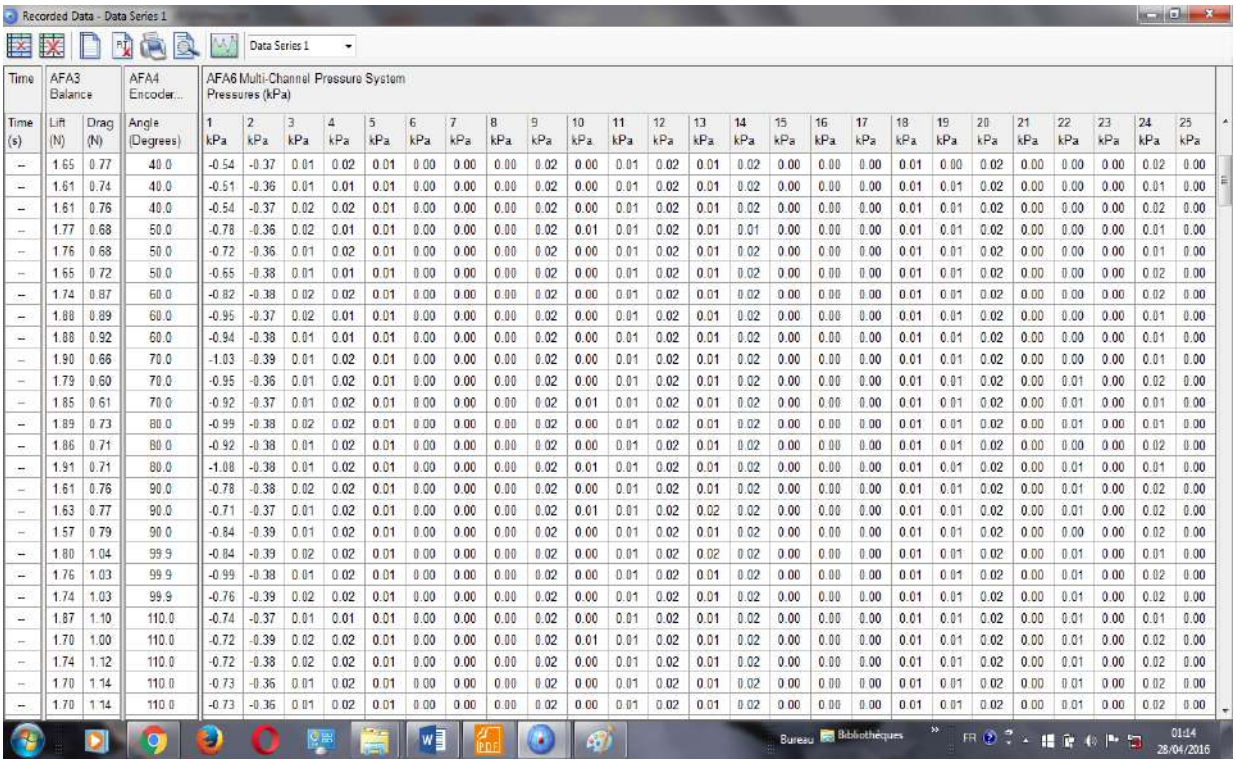


Figure 4.12 : l'interface de table d'acquisition

6. A la fin des essais, on baisse la vitesse progressivement jusqu'à la vitesse zéro, on déconnecte l'ordinateur de la soufflerie en de débranchant le câble USB, après on peut arrêter la soufflerie par le bouton rouge arrêt.

4.5 Résultats expérimentaux :

Dans ce chapitre, on présentera les résultats expérimentaux obtenus après des essais pour un écoulement d'air (considéré un gaz parfait, à caractère bidimensionnel et subsonique) autour d'un obstacle a section circulaire. Ce dernier est placé dans une veine d'essai d'une soufflerie subsonique TQAF100.

4.5.1 La pression :

Densité d'air

$$\rho = \frac{P_a}{RT_a} \qquad (4.1)$$

Coefficient de pression réel

$$C_p = \frac{P - P\infty}{\frac{1}{2}\rho V^2} \qquad (4.2)$$

Fluide idéal théorie

$$\rho = p\infty + \frac{1}{2}\rho V^2 - 2\rho V^2 sin^2\theta \qquad (4.3)$$

Coefficient de pression idéal

$$C_p = 1 - 4sin^2\theta \qquad (4.5)$$

Avec :

P_a = pression atmosphérique

T_a = Température ambiant

R = Constante universelle des gaz

P = Pression mesurée

$P\infty$ = Pression statique

Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Vitesse de la soufflerie		$\mathbf{25\ m.s^{-1}}$			
pression atmosphérique		1035 mbar			
Température ambiant		$15\ °C$			
Densité d'air		1.23 kg/m^3			
Angle (◦)	P (KPa)	P∞ (KPa)	P-P∞ (KPa)	Cp réel	Cp idéal
0	0	-35	35	0,92562	1
10	-1	-35	34	0,899174	0,879
20	-13	-35	22	0,581818	0,532
30	-34	-39	5	0,132231	0
40	-49	-34	-15	-0,39669	-0,653
50	-72	-34	-38	-1,00496	-1,347
60	-91	-33	-58	-1,53388	-2
70	-106	-34	-72	-1,90413	-2,532
80	-116	-38	-78	-2,06281	-2,879
90	-115	-37	-78	-2,06281	-3
100	-101	-36	-65	-1,71901	-2,879
110	-80	-38	-42	-1,11074	-2,532
120	-67	-36	-31	-0,81983	-2
130	-67	-35	-32	-0,84628	-1,347
140	-67	-36	-31	-0,81983	-0,653
150	-67	-36	-31	-0,81983	0
160	-67	-36	-31	-0,81983	0,532
170	-71	-34	-37	-0,97851	0,879
180	-79	-37	-42	-1,11074	1

Tableau 4.2 : Résultats des coefficients de pression expérimentale et idéal

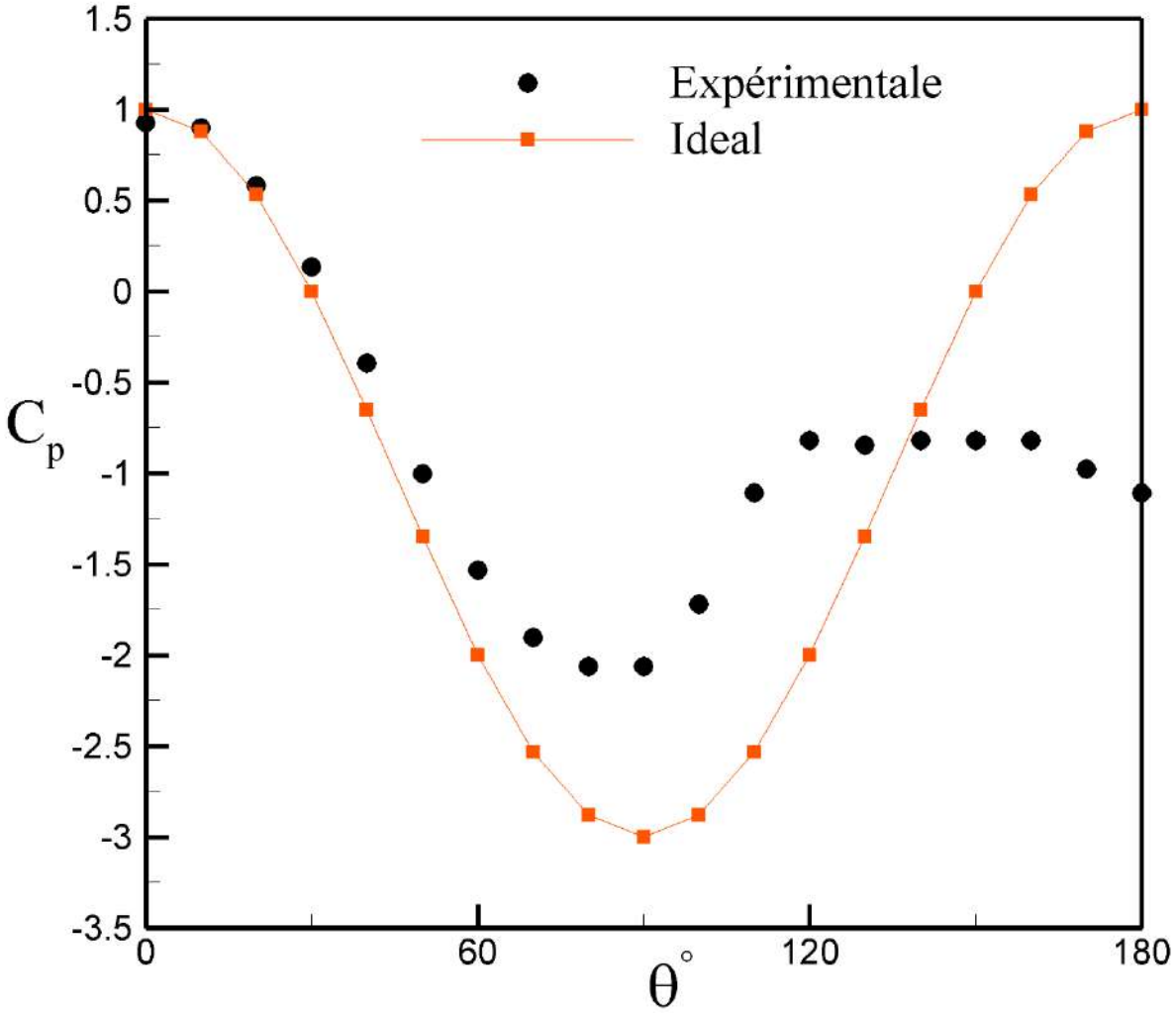


Figure 4.13 : Coefficient pression réel et idéal autour de cylindre en fonction d'angle d'incidence

4.5.2 La trainée et la portance :

Coefficient de trainée **(C_D)**

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho V^2 * S} \qquad (4.6)$$

Avec :

F_D = La force de trainée mesurée

S =La surface de référence du mobile

$q = \frac{1}{2}\rho V^2$ = La pression dynamique

Coefficient de portance **(C_L)**

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho V^2 * S} \qquad (4.7)$$

Avec :

F_L = La force de portance mesurée

S =La surface de référence du mobile

$q = \frac{1}{2}\rho V^2$ = La pression dynamique

Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Vitesse de la soufflerie		$25\ m.s^{-1}$		
pression atmosphérique		1035 mbar		
Température ambiant		15 °C		
Densité d'air		1.23 kg/m^3		
Angle(◦)	FD(N)	FL(N)	CD	CL
0	2	0,03	1,82271089	0,027340663
10	2,41	0,33	2,196366623	0,300747297
20	2,39	0,53	2,178139514	0,483018386
30	2,39	0,53	2,178139514	0,483018386
40	2,17	0,66	1,977641316	0,601494594
50	2,19	0,75	1,995868425	0,683516584
60	2,3	0,92	2,096117524	0,838447009
70	2,33	0,9	2,123458187	0,820219901
80	2,22	0,56	2,023209088	0,510359049
90	2,84	0,55	2,588249464	0,501245495
100	2,43	0,41	2,214593732	0,373655732
110	1,47	0,55	1,339692504	0,501245495
120	2,51	0,43	2,287502167	0,391882841
130	2,14	0,67	1,950300653	0,610608148
140	1,73	0,78	1,57664492	0,710857247
150	1,97	0,94	1,795370227	0,856674118
160	2,58	0,8	2,351297048	0,729084356
170	2,49	1,02	2,269275058	0,929582554
180	2,66	0,71	2,424205484	0,647062366

Tableau 4.3 : Résultats des coefficients de trainée et de portance expérimentale

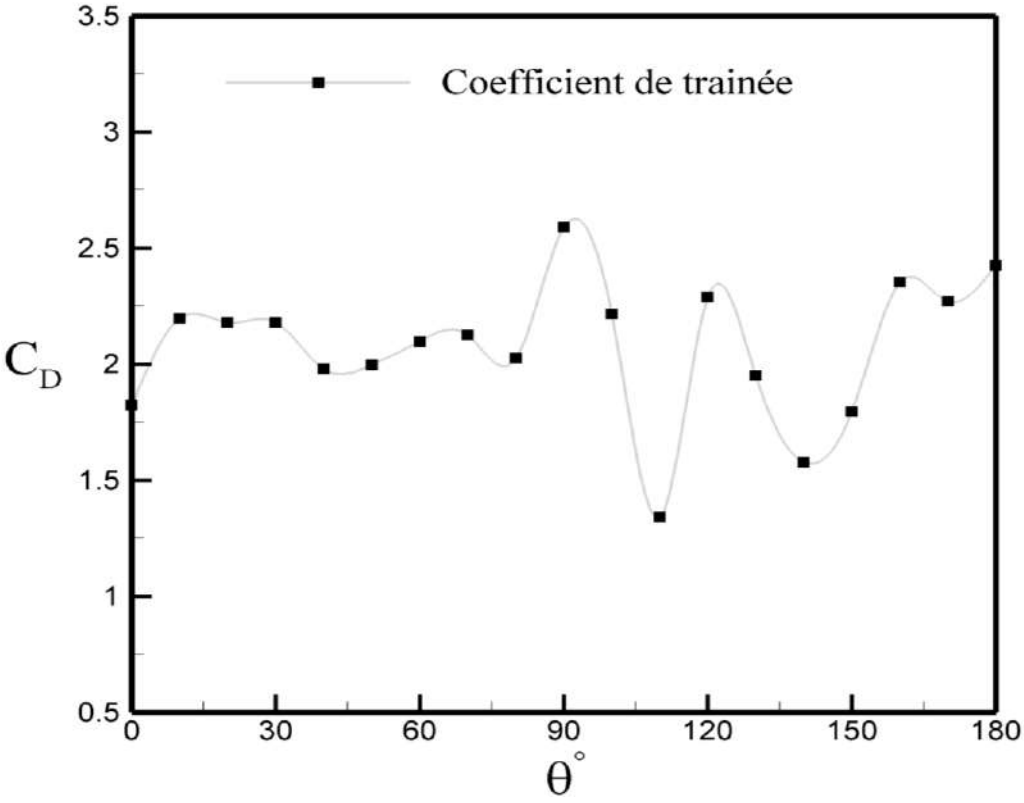


Figure 4.14 : Coefficient de trainée autour de cylindre en fonction d'angle d'incidence

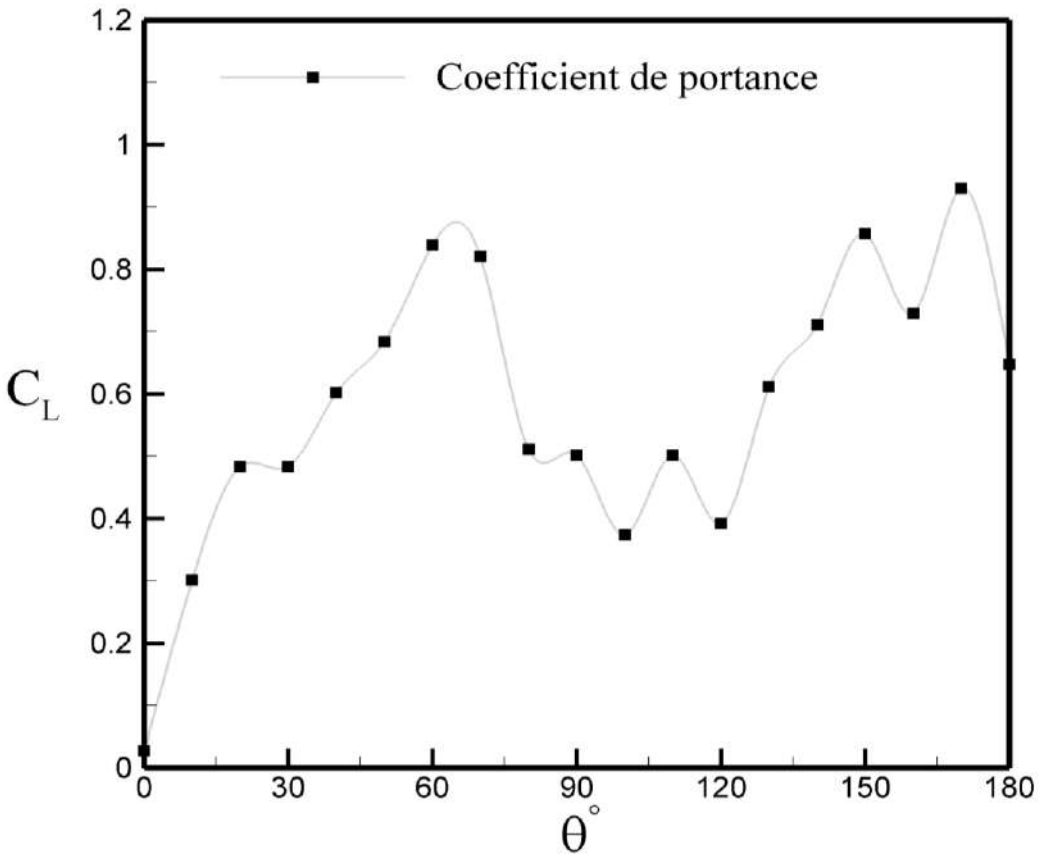


Figure4.15 : Coefficient de portance autour de cylindre en fonction d'angle d'incidence

CHAPITRE 5

ÉTUDE NUMÉRIQUE

La simulation numérique des écoulements et du transfert de chaleur et de masse est devenue un outil indispensable et privilégié dans plusieurs disciplines telles que l'aéronautique, les turbomachines et l'industrie automobile.

L'étude scientifique d'un phénomène physique passe par la formulation d'une ou plusieurs lois sous forme d'équation mathématique aux dérivées partielles. La résolution de ces équations se fait par des méthodes numériques telles que la méthode des volumes finis, la méthode des différences finis et la méthode des éléments finis.

5.1 La mécanique des fluides numérique (MFN) :

Plus souvent désignée par le terme anglais computational fluid dynamics (CFD), consiste à étudier les mouvements d'un fluide, ou leurs effets, par la résolution numérique des équations régissant le fluide. En fonction des approximations choisies, qui sont en général le résultat d'un compromis en termes de besoins de représentation physique par rapport aux ressources de calcul ou de modélisation disponibles, les équations résolues peuvent être les équations d'Euler, les équations de Navier-Stokes, etc.

Le CFD permet de construire un prototype virtuel d'un produit ou d'un process. Afin de simuler des conditions de fonctionnement réel, l'approche CFD est un complément aux techniques expérimentales et autre modélisations pour obtenir une description précise des problèmes d'écoulements de fluides. Ce procédé complexe, à l'origine excessivement coûteux, était réservé aux bureaux d'ingénierie des hautes technologies, comme l'industrie aéronautique.

Aujourd'hui, les coûts, les temps de calcul se sont considérablement réduits et la CFD est devenue un outil performant au service de toutes les industries qui manipulent des fluides ou rencontrent des mouvements de fluide dans leurs projets ou process.

5.1.1 Méthode de travail :

Pour des écoulements simples tels que l'écoulement stationnaire dans un tube circulaire ou celui de la couche limite sur une plaque plane, les équations de Navier Stokes sont directement intégrées et résolues par méthode analytique. Il s'agit de Méthodes Locales.

Dans le cas général, une méthode de discrétisation est appliquée pour l'approximation des équations différentielles. Ces dernières sont remplacées par des d'équations algébriques qui sont résolues par méthode numérique. Un maillage est généré dans un domaine d'étude qui entoure l'obstacle considéré (aile, avion, voiture, hélice, ...) ou un domaine délimité par le contenant du fluide. Les équations algébriques sont résolues pour chaque nœud du maillage. Le

plus souvent, une méthode itérative est appliquée. Les calculs sont exécutés à l'aide d'un code CFD.

En pratique, les simulations CFD s'effectuent en trois étapes :

pre-processing, solver et post processing.

Au cours de la première étape, «pre-processing», on construit la géométrie et on définit le domaine d'étude. Le maillage est ensuite généré à l'intérieur de ce domaine. Ensuite, on spécifie les propriétés physiques du fluide et on choisit les modèles à appliquer l'algorithme de calcul, les méthodes d'interpolation et autres schémas.

La deuxième étape, «Solver», c'est la phase de calcul, ou de résolution des équations algébriques.

La troisième et dernière étape, «post-processing», c'est la phase de traitement et d'interprétation des résultats.

Avec la CFD, on peut faire plus de simulations avec la possibilité de faire varier à moindre coût plus de paramètres et simuler différentes configurations. Mais des résultats expérimentaux sont nécessaires pour valider les calculs CFD.

5.1.2 Applications de la CFD :

Elles sont très nombreuses. On peut citer celles de :

* L'aérodynamique.
* De la médecine : circulation du sang.
* L'hydrodynamique.
* Des turbomachines.
* Du génie électrique pour le refroidissement des machines et autres micro – circuits électroniques.
* Du bâtiment : chauffage/ventilation ou action du vent sur les structures.
* Etc,

5.1.3 Méthodes de discrétisation :

5.1.3.1 Méthode des différences finies :

La méthode des différences finies a une importance historique et est simple à programmer. Elle n'est actuellement utilisée que dans quelques codes spécialisés.

5.1.3.2 Méthode des volumes finis :

La méthode des volumes finis est une approche commune utilisée dans les codes MFN. Les équations qui régissent le fluide sont résolues sur des volumes de contrôle discret.

5.1.3.3 Méthode des éléments finis :

La méthode des éléments finis (MEF) est utilisée dans l'analyse structurale des solides, mais est également applicable aux fluides. Cependant, la formulation à éléments finis nécessite des soins particuliers pour assurer une solution conservative.

5.1.4 Principe de la méthode des volumes finis :

La méthode des volumes finis intégré, sur des volumes élémentaires de forme simple, les équations écrites sous forme de loi de conservation. Elle fournit ainsi de manière naturelle des approximations discrètes conservatives et est donc particulièrement bien adaptée aux équations de la mécanique des fluides : équation de conservation de la masse, équation de conservation de la quantité de mouvement, équation de conservation de l'énergie.

Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires sont des rectangles (ou des parallélépipèdes rectangle en 3dimensions). Cependant la méthode des volumes finis permet d'utiliser des volumes élémentaire de forme quelconque, donc de traiter des géométries complexes, ce qui est un avantage sur les différences finis.

5.2 ANSYS,In :

ANSYS, In c'est un éditeur de logiciels spécialisé en simulation numérique. L'entreprise a son siège à Canonsburg en Pennsylvanie aux États-Unis. Ses produits majeurs sont des logiciels qui mettent en œuvre la méthode des éléments finis, afin de résoudre des modèles préalablement discrétisés. La société possède de nombreuses filiales à travers le monde, notamment en Europe et en Asie.

5.2.1 Principaux produits

ANSYS Structural : Ce produit permet d'effectuer des simulations mécaniques en calcul de structures. Ses principales capacités sont :

* l'analyse statique
* l'analyse modale
* l'analyse harmonique (réponse forcée)

* l'analyse temporelle

* la gestion de différentes situations non-linéaires (contact, plasticité matériaux, grands déplacements ou grandes déformation).

5.2.2 Les Modules d'ANSYS :

* ANSYS Mechanical.
* ANSYS CFX et Fluent.
* ANSYS AUTODYN et ANSYS LS-DYNA.
* ANSYS Electromagnetics et Ansoft.
* ANSYS Multiphysics.

Dans le présent travail, on a utilisé le code ANSYS CFX, qui utilise comme plateforme la méthode des volumes finis.

5.3 ANSYS CFX :

ANSYS CFX est un outil de dynamique des fluides (CFD) très performant qui fournit rapidement des résultats fiables et précis pour un large éventail d'applications CFD et multi physiques. ANSYS CFX est reconnu pour sa précision, sa robustesse et sa rapidité exceptionnelle pour les machines tournantes (pompes, ventilateurs, compresseurs, turbines à gaz et hydrauliques).

ANSYS CFX est un logiciel de CFD généraliste extrêmement performant, utilisé pour résoudre une large variété de problèmes d'écoulement fluide depuis plus de 20 ans. Grâce à son solveur avancé, moderne et parallélisé, les utilisateurs obtiennent rapidement des solutions fiables et robustes. Le vaste choix de modèles physiques proposé permet de représenter la quasi-totalité des phénomènes d'écoulement fluide. Le solveur tout comme les modèles physiques, sont accessibles via un environnement utilisateur graphique moderne, intuitif, flexible, personnalisable et automatisable (fichiers de session, scripts, générateur d'expression…).

5.4 Environnements logiciels :

Deux environnements logiciels permettent de mettre en œuvre le code ANSYS:

- **ANSYS classic** : Chronologiquement, c'est la première solution logicielle développée par le constructeur. Elle est destinée à la construction de modèles éléments finis à la géométrie simple, facilement constructible à l'aide d'opérations basiques. À partir de cet environnement, l'utilisateur construit directement un modèle éléments finis en utilisant

le langage de script APDL (*ANSYS Parametric Design Language*). ANSYS classic est donc destiné à des utilisateurs compétents dans le domaine de la simulation numérique.

- **ANSYS Workbench** : Cette plate-forme propose une approche différente dans la construction d'un modèle en ré-utilisant le code ANSYS initial. Elle est particulièrement adaptée au traitement de cas à la géométrie complexe (nombreux corps de pièces) et aux utilisateurs non confirmés dans le domaine du calcul. Dans cet environnement, l'utilisateur travaille essentiellement sur une géométrie et non plus sur le modèle lui-même. La plateforme est donc chargée de convertir les requêtes entrées par l'utilisateur en code ANSYS avant de lancer la résolution.

5.5 Mettre en place une simulation à l'aide d'ANSYS CFX-14.0 se fait en 4 étapes : ICEM, CFX-pre, CFX-solve et CFX-post.

Chaque module a une utilisation bien spécifique (figure 5.1)

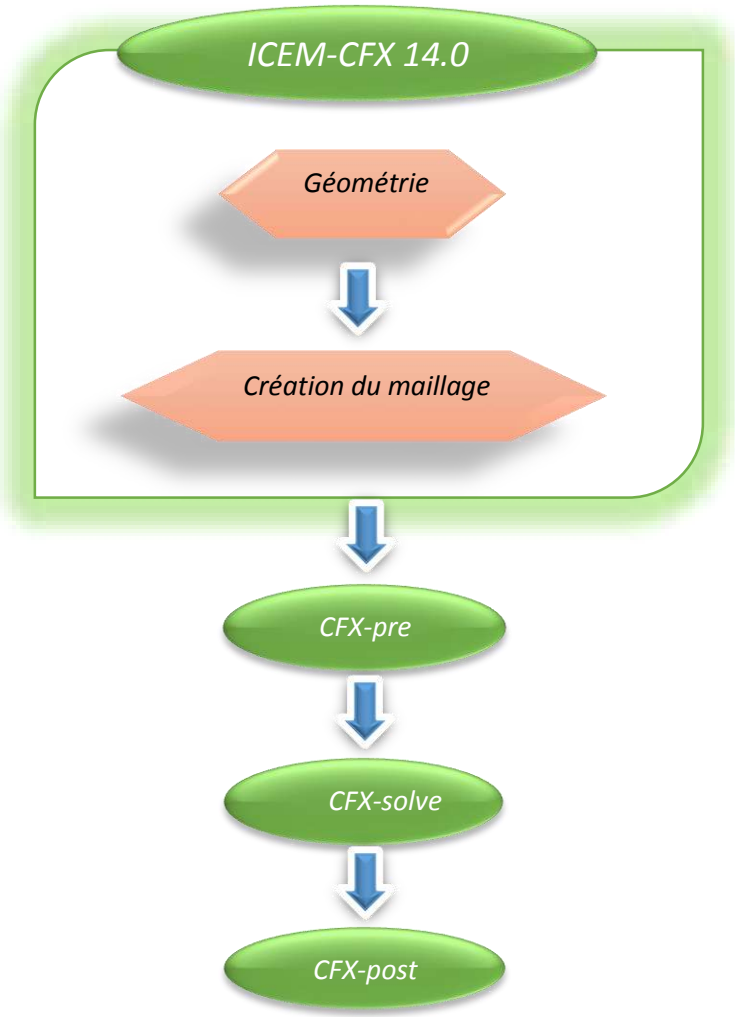


Figure 5.1 : Les modules principaux du CFX-14.0

5.5.1 ANSYS ICEM :

Le module ICEM permet d'établir la géométrie du système étudié. Il est utilisé comme un logiciel de CAO traditionnel : la géométrie est construite à partir de points, de courbes, de surfaces et de volume (figure 5.2). C'est également ce module qui permet de générer un maillage s'appuyant sur la géométrie. L'utilisateur fixe alors les paramètres de maille qu'il souhaite obtenir sur les courbes, les surfaces et dans les volumes. Le module permet de générer des mailles tétraédriques, hexaédriques et prismatiques. Une fois le maillage effectué , ICEM créé un fichier portant l'extension «.msh », qui regroupe les informations relatives au maillage, exploitable par CFX-pre.

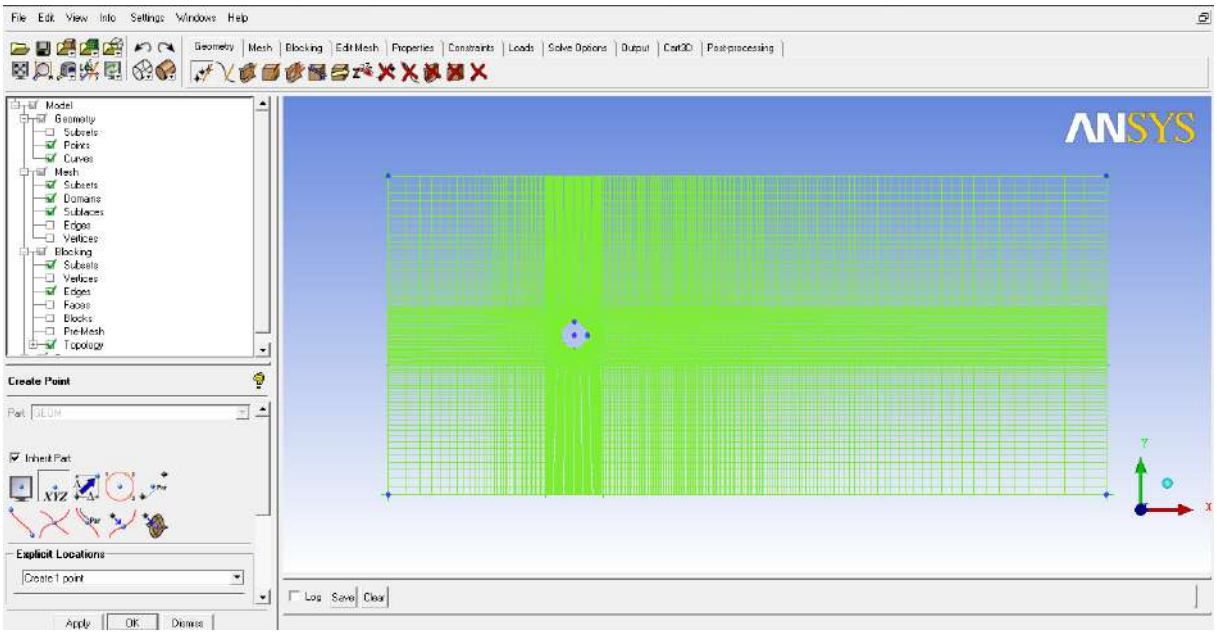


Figure 5.2 : Interface graphique de module ICEM CFX

5.5.2 CFX-pre :

Le module CFX-pre (figure 5.3) permet quant à lui de définir les conditions aux limites et initiales du système, ainsi que les équations à résoudre, le type de résolution (régime permanent ou transitoire), les paramètres du solver, parmi lesquels: le pas de temps, le nombre d'itération, le critère de convergence ainsi que la nature des fluides (ou solides) en présence.

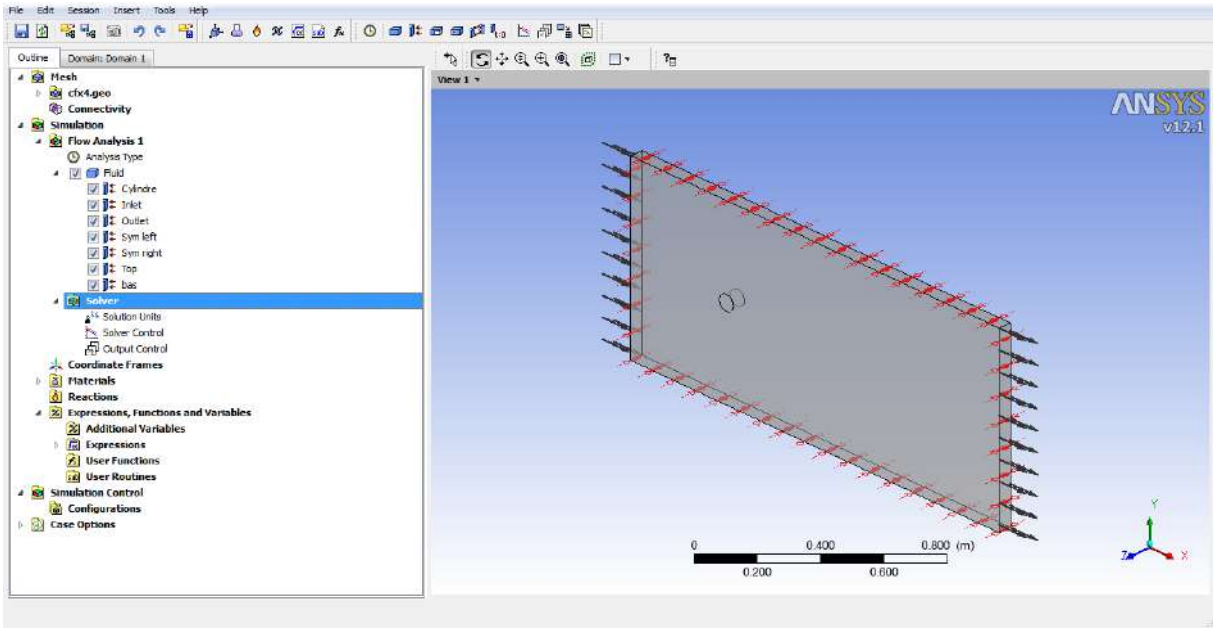


Figure 5.3 : Interface graphique du module CFX-Pre

- Les conditions aux limites sont de 5 types : INLET, OUTLET, OPENING, WALL et SYMMETRY.

Les conditions de type INLET sont utilisées dans le cas d'un écoulement entrant à l'intérieur du domaine.

Les conditions de type OUTLET sont quant à elles utilisées dans le cas d'un écoulement sortant à l'extérieur du domaine.

La condition OPENING est utilisée dans le cas d'une méconnaissance de la nature entrante ou sortante de l'écoulement.

La condition aux limites de type WALL est attribuée aux parois imperméables à l'écoulement.

- Enfin, si l'écoulement présente un plan de symétrie, il est possible d'attribuer la condition SYMMETRY à ce plan.

Une fois tous les paramètres définis, CFX-pre génère un fichier «.def» qui contient toutes les informations relatives au maillage, aux conditions aux limites et initiales, ainsi que tous les autres paramètres introduit dans CFX-pre. C'est ce fichier qui va être à la base de travail du solver.

5.5.3 CFX-solve :

Le module CFX-solve (figure 5.4) est le module qui effectue les calculs. Il est basé sur l'intégration des équations de Navier Stockes dans chaque maille et dispo de modèles additionnels pour prendre en compte la turbulence, le rayonnement thermique. L'organigramme de mise en œuvre d'un calcul est présenté dans la(figure 5.5).

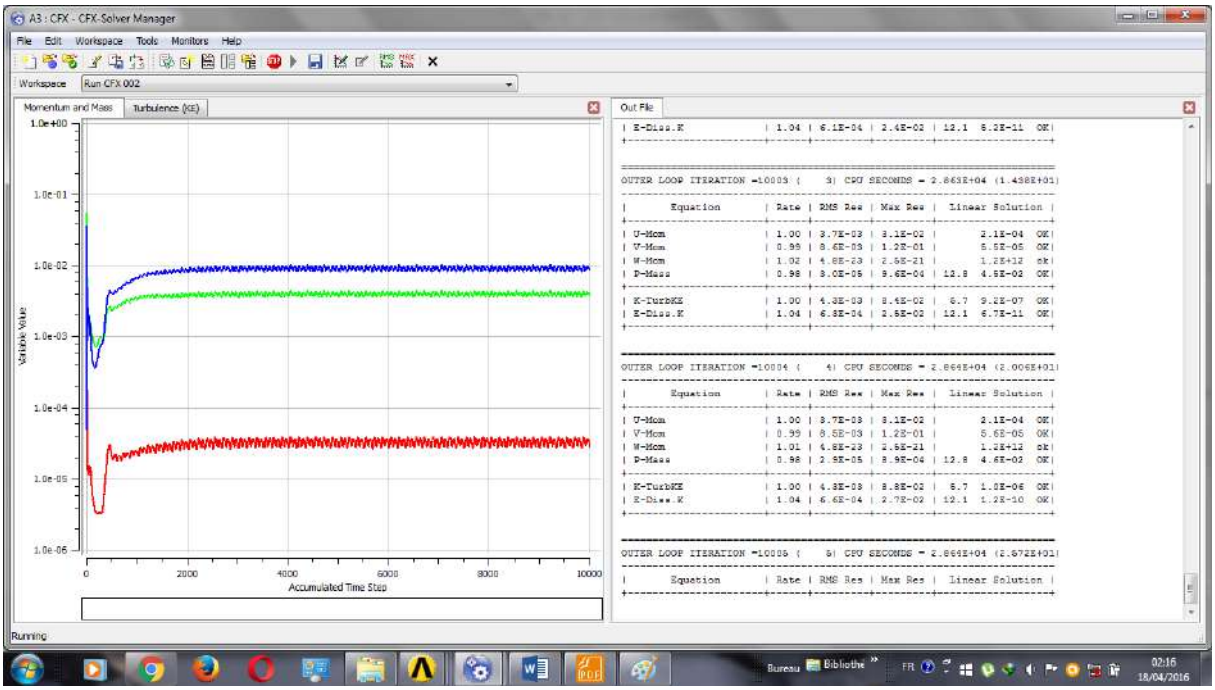


Figure 5.4 : Interface graphique du module CFX-Solver

Dans le cas d'une résolution en régime permanent, le calcul se poursuit jusqu'à ce que, soit le nombre maximal d'itération demandé par l'utilisateur est atteint, soit la solution satisfait au critère de convergence. Dans le cas d'une résolution en régime transitoire, le calcul prend fin lorsque la durée de résolution du phénomène étudiée est atteinte.

- A la fin de son calcul, CFX-solve génère deux types de fichiers:

-Un fichier «. out» lisible par un éditeur de texte. Ce fichier résume le déroulement du calcul. Il contient, entre autres, les informations du .def, ainsi que le bilan masse du système

-Un fichier «.res» qui contient l'ensemble des résultats. Ce fichier est directement exploitable par CFX-post.

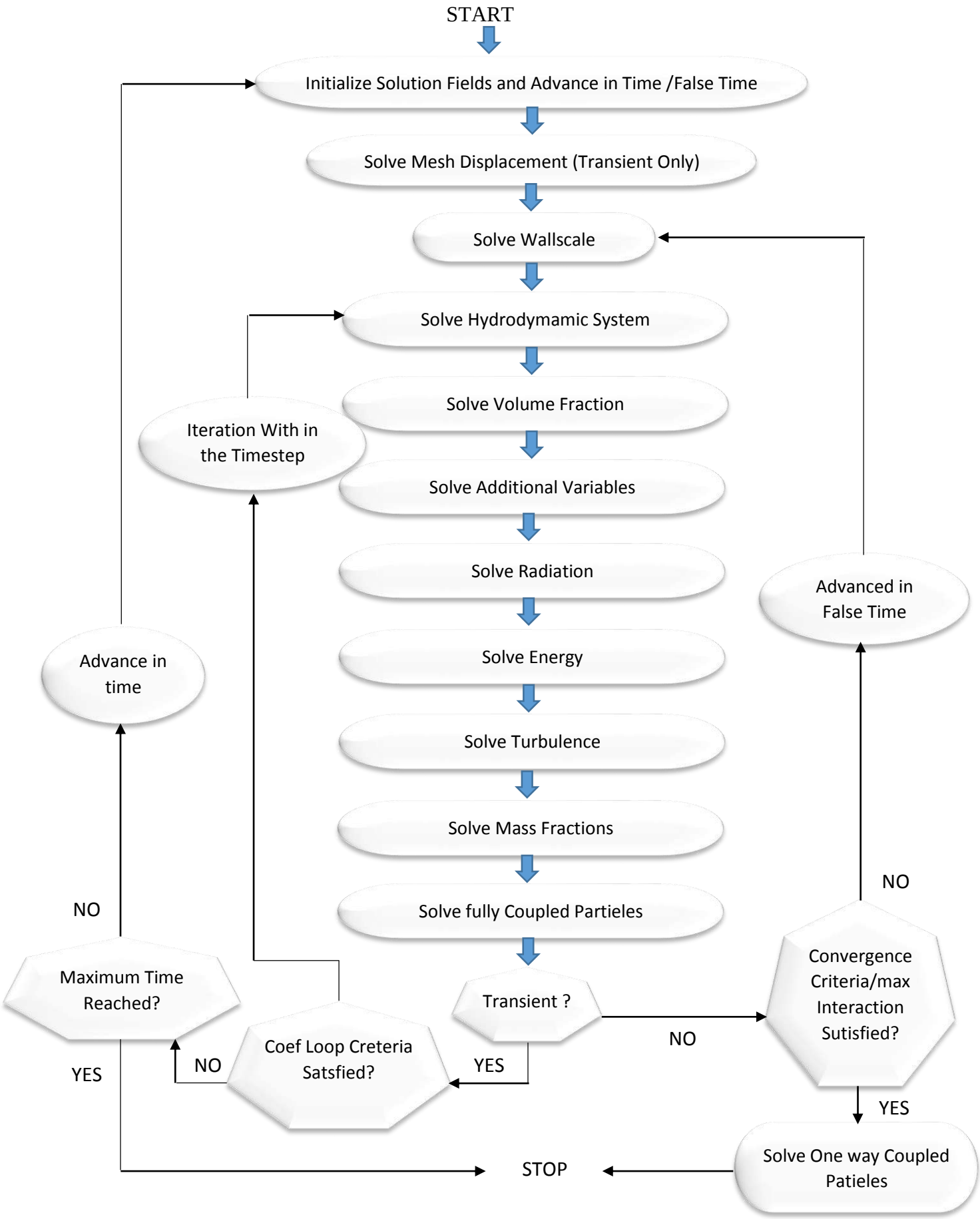


Figure 5.5 : Organigramme de mise en œuvre d'un calcul (source : documentation CFX)

5.5.4 CFX-post :

Le module CFX-post (figure 5.6.) est un outil graphique permettant le traitement et la visualisation des résultats. Il permet d'appliquer des textures sur la géométrie, de visualiser des contours, des iso-surfaces, des lignes de courant, des champs de vitesses. Il permet également l'exportation des résultats sous forme numérique, comme par exemple la valeur des différentes variables sur chaque nœud, sous forme photographique et même sous forme d'animation.

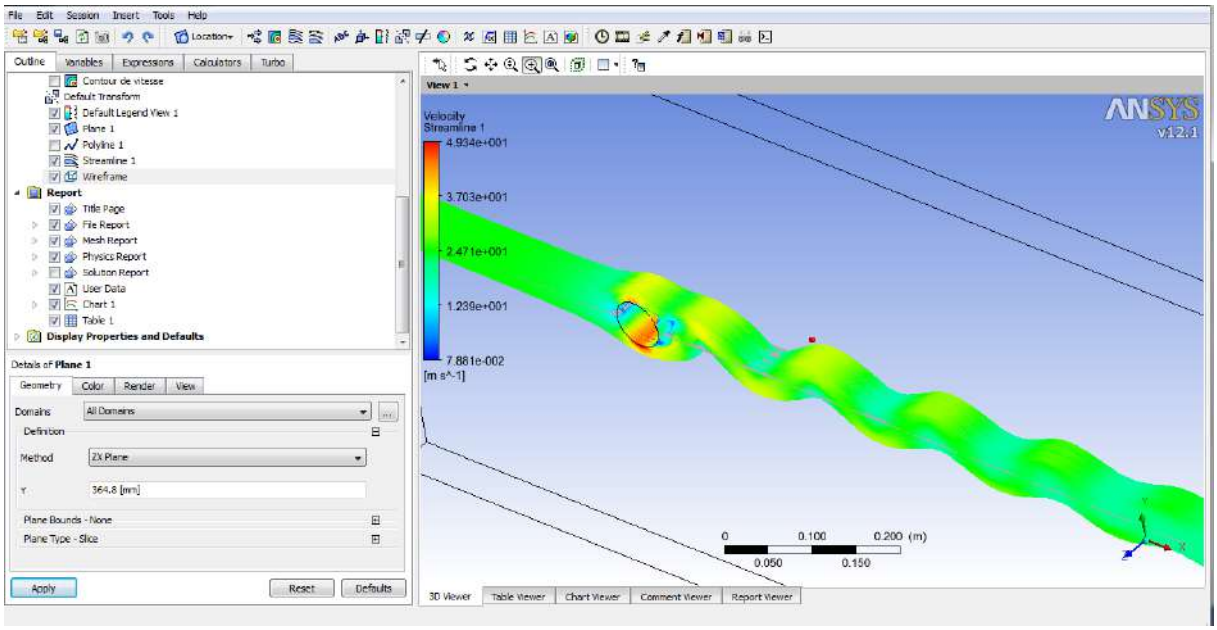


Figure 5.6 : Interface graphique du module CFX-Post.

CHAPITRE 6

RÉSULTAT ET DISCUSSION

Dans cette partie, on présente les résultats des simulations numériques de l'écoulement d'air autour d'un obstacle à section circulaire selon la configuration ci-dessous. On a fait des simulations numérique en utilisant le modèle de turbulence $\boldsymbol{k-\varepsilon}$ et $\boldsymbol{SST\ k-\omega}$ et des autres simulations pour différent nombres de Rynolds, avec les coefficients donnés au chapitre03.

On présente aussi un tutoriel sur le logiciel Tecplot (Annexe A) qui nous a permis de bien présenter les résultats obtenus en utilisant ANSYS CFX.

6.1. Configuration géométrique :

La configuration géométrique traitée est présentée ci-dessous avec une épaisseur de 50mm **(e = 50 mm) ;** H = 60.8mm

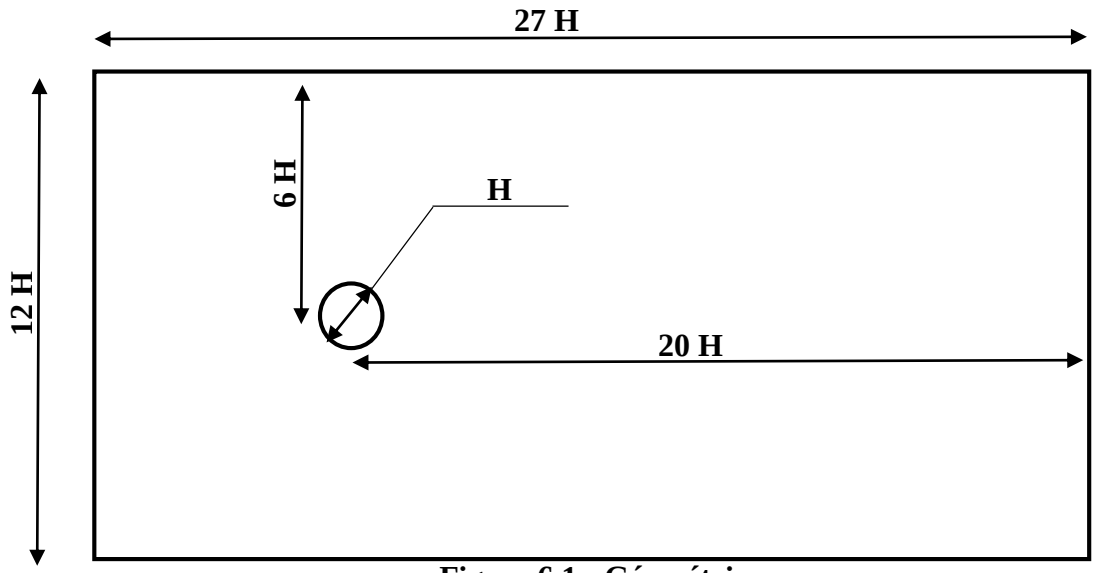


Figure 6.1 : Géométrie

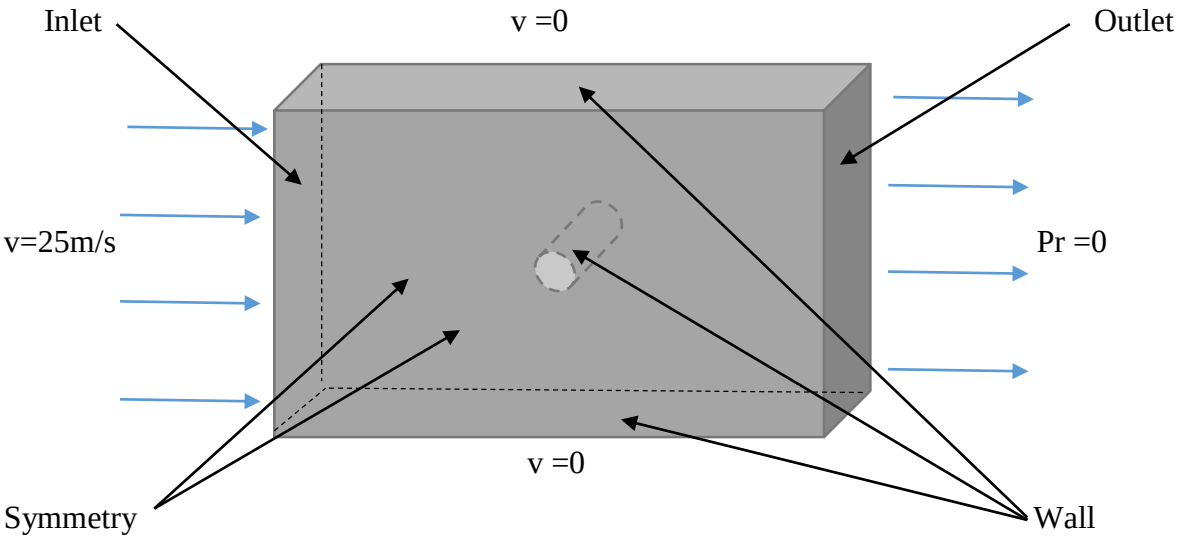


Figure 6.2 : Géométrie du problème et conditions aux limites.

6.1.1. Conditions limites à l'entrée :

A l'entrée de domaine, située à un profil de vitesse pleinement développé est imposé. Celui-ci est extrait directement du calcul préalable d'une conduite de hauteur 12H et de 27H de longueur, ce qui est suffisamment long pour permettre au profil de vitesse de se développer, d'autant plus qu'une approximation d'un profil de vitesse turbulent était imposée en entrée. L'utilisation d'un calcul préalable pour obtenir les conditions d'entrée permet d'éviter d'avoir à utiliser pour chaque simulation un domaine long en amont de la géométrie et réduit ainsi la puissance et le temps de calcul requis à l'obtention d'une solution.

A l'aval, la condition spécifiée est une sortir de pression statique dont la valeur moyenne relative est de $\overline{P_{stat}} = 0\ Pa$. Cette condition limite ne permet pas au fluide de pénétrer dans le domaine en cas de recirculation dans le plan de sortie et, conséquemment, aucune spéciation ne doit être faite relativement aux quantités turbulentes dans ce plan puisqu'elles sont alors calculées par le solveur. Ce type de condition limite est tout à fait indiqué puisque le plan de sortie est situé loin à l'aval de la géométrie et qu'aucune recirculation n'est attendue à cette position.

À moins d'indication contraire, les modèles de turbulence privilégié pour les tests de cette étude sont $k-\varepsilon$ et SST $k-\omega$ en raison de son présumées aptitude à calculer les zones de recirculation.

6.2. Maillage utilisée :

La presque totalité des maillages crées pour cette étude sont fait d'éléments structurés uniformes puisqu'il est alors plus facile de contrôler la position des nœuds ainsi que les relations d'expansion entre les éléments voisins.

Lors du calcul de la résolution, le logiciel ANSYS CFX effectue la résolution des équations du problème par la méthode des volumes finis. Préalablement au calcul, le domaine physique continu doit être subdivisé en volume de contrôle discret par la création d'un maillage. Le principe de base de la méthode des volumes finis implique l'intégration des équations sur chacun des éléments discrets définies par ce maillage. Dans CFX, les nœuds de celui-ci définissent les points de calcul est c'est là que l'information sur la solution stockée. Les volumes finis essentielles à la méthode sont quant à eux construits autour des nœuds comme le présent la Figure 6.3.

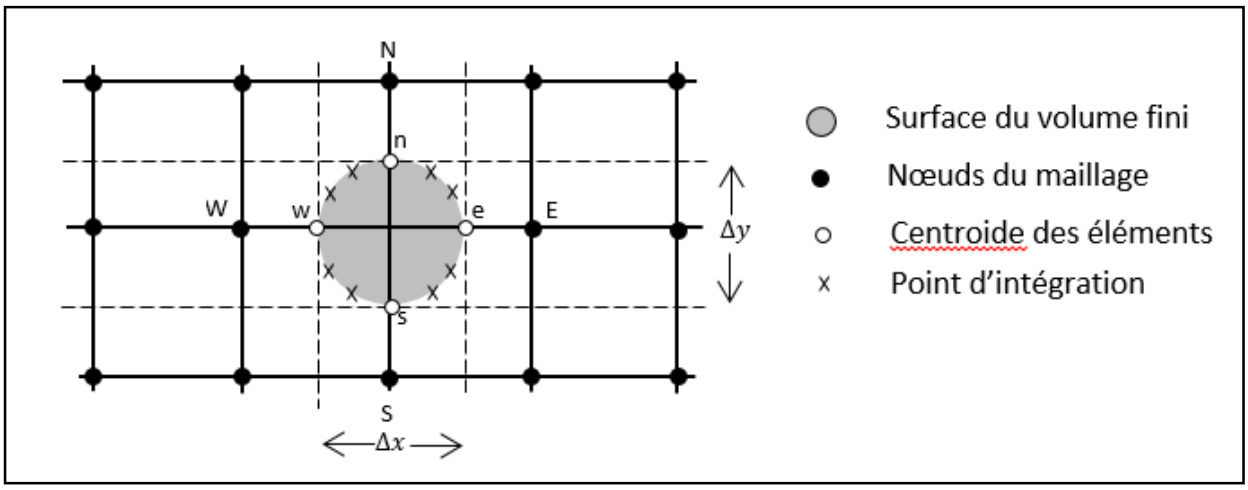


Figure 6.3 : Représentation 2D du maillage.

La méthode des volumes finis utilise comme point de départ la forme intégrale de l'équation générale de conservation d'une quantité ϕ quelconque, donnée par la relation suivant :

$$\int_S \rho\phi v .ndS = \int_S \Gamma\nabla\phi.nds + \int_V q_\phi dV \qquad (6.1)$$

Dans laquelle Γ est le coefficient de diffusion de la quantité ϕ à transporter et q_ϕ est un terme source. Toutes les équations de conservation ont globalement la même forme mais pour arrive à l'équation 6.1, les intégrales de volume des termes convectifs et diffusifs s'appliquant sur le volume ont été transformées en intégrales de surface à l'aide du théorème de la divergence de Gauss. Toute l'information sur la solution est stockées au centre des volumes finis et la valeur de ϕ n'est pas conséquent pas connue sur les surfaces complètes, ce qui empêche de faire les intégrales de surface directement. La solution doit alors être évaluée à différents points d'intégration (intégration points) et les intégrales sont approximées par une somme de la valeur de ϕ à ces points. Dans la méthode de volumes finis, la résolution du système d'équations se fait de façon itérative. Un algorithme de calcul est donc utilisé de façon répétée pour calculer différentes solutions de façon à minimiser l'erreur retrouvée entre celles-ci et le logiciel approche donc graduellement la solution recherchée. Certaines inexactitudes sont associées à cette méthode et il est important de savoir les différencier. D'abord, puisqu'il est en pratique impossible d'atteindre une erreur strictement nulle, un critère d'arrêt doit être fixé. Ce critère de convergence détermine à quel niveau doivent être amenées les erreurs résiduelles pour que la solution soit jugée acceptable. Une légère erreur est donc intrinsèque à cette méthode de résolution.

En plus de critère de convergence, un facteur supplémentaire important à considérer est l'indépendance de maillage. En effet, la Figure 6.3 illustre la discrétisation spatiale qui doit être faite pour diviser le domaine de calcul. Or, cette division de l'espace n'est encadrée par aucune règle particulière. Pour représenter parfaitement la physique réelle-qui est continue, un nombre infini de point de calcul serait idéal. Évidemment, des raisons pratiques obligent à utiliser un nombre fini d'éléments et leur nombre est souvent basé sur la puissance des processeurs disponibles, le temps disponible pour réaliser le calcul ou la précision recherchée. Toutefois, des résultats de calcul fiables doivent être indépendants de la discrétisation, c'est-à-dire qu'un raffinement du maillage ne doit pas altérer la physique calculée par le logiciel. L'indépendance de maillage n'annule par contre pas l'erreur implicite au critère de convergence mentionnée précédemment.

Finalement, une erreur peut aussi être attribuée à la méthode de modélisation de la turbulence. La turbulence doit être approximée par des modèles. Ceux-ci ne sont pas parfaits et il en résulte donc certaines inexactitudes supplémentaires.

La figure 6.4 montre la topologie du maillage qui consiste de 8 blocs de maillage structurés uniformes. Le pre-precesseur ICEM associé a ANSYS est utilisé pour la construction du domaine de calcul et de génération de maillage. Une attention particuliére à été accordée à la protection, en particulier le traitement à pres de la paroi. Parce que l'adaptation de la grille, il est une étape importante dans la validation du modèle pour la future analyse. Dans tous les cas le choix de la configuration du maillage, en ce qui concerne le modèle de turbulence choisi, est fondée la valeur de la distance non dimensionnelle à partir de la paroi y^+ calculé en utilisant Eq. (1.3).



Figure 6.4 : La topologie du maillage

Un raffinement du maillage au voisinage des parois solides a été considéré pour une simulation précise des effets de paroi. Pour démontrer la sensitivité de la solution à la taille du

maillage, trois maillages ont été considérés ; à savoir un maillage grossier de 6.22×10^4 nœuds, maillage moyen de 1.952×10^5 nœuds et un maillage fin de 4.11×10^5.

La grille a été ajustée à plusieurs fois basée sur la valeur de y^+ des cellules proche de la paroi jusqu'à ce que les valeurs de y^+ étaient dans la gamme de limitation. Après le premier nœud près de la paroi, le maillage est raffiné pour capturer le gradient élevé de vitesse, la pression et la quantité de turbulence dans le voisinage de la paroi. Pour le modèle de turbulencek – ε, une étude de l'indépendance de la grille a été réalisée pour chercher la maille qui permet un compromis entre la précision souhaitée et le cout de la solution dans le temps et la mémoire. Les trois mailles testées sont illustrés dans la Figure 6.5.

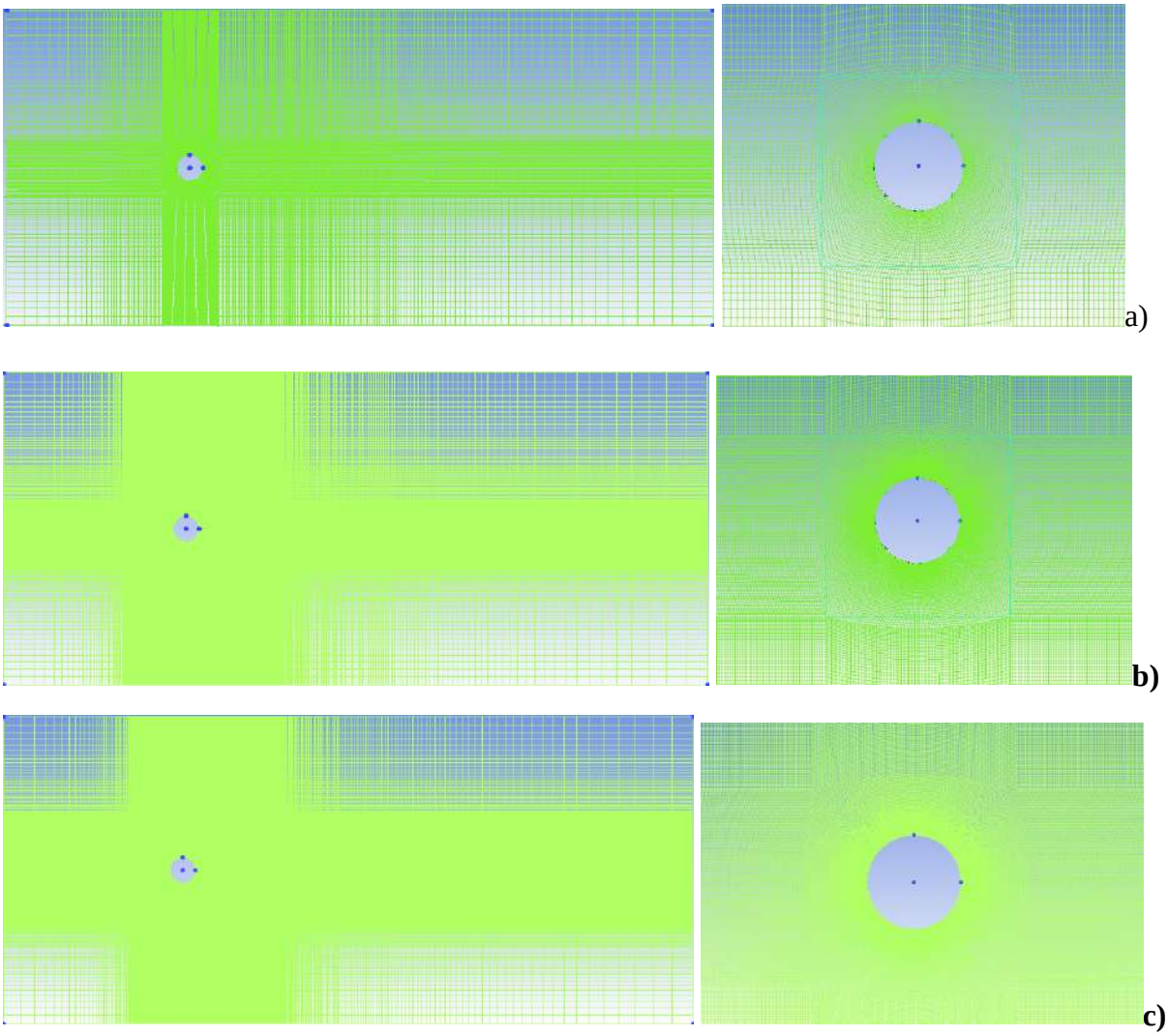
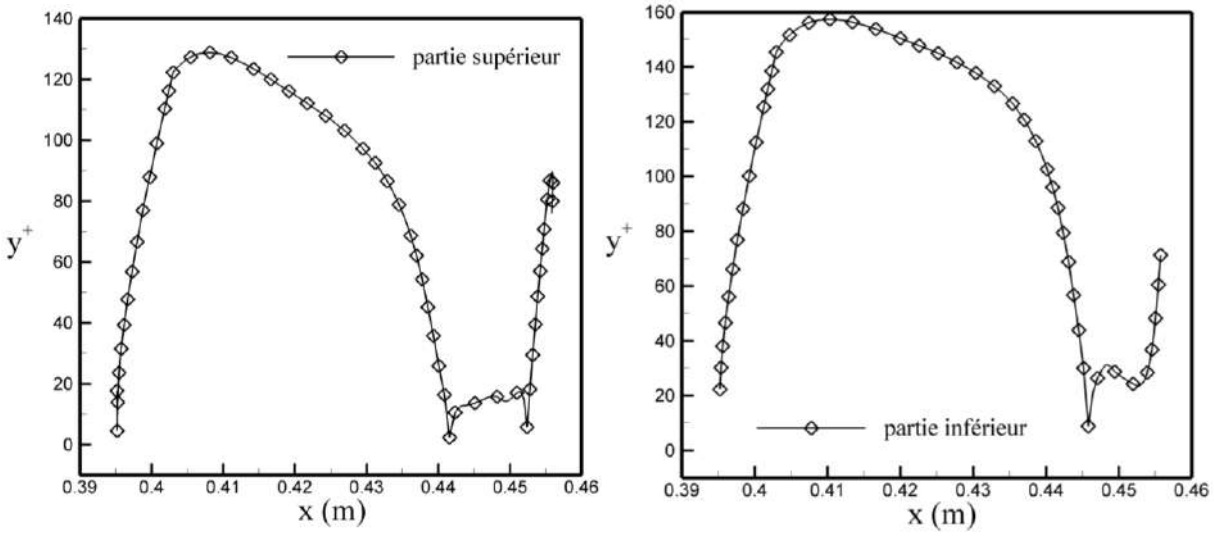


Figure 6.5 : Distribution des maillages a) grossier, b) moyen et c) dense

Pour le modèle de turbulence qui est utilisé des fonctions de la paroi (**k-ε** et ***SST k−ω***), la première cellule est placée dans le turbulent (région de loi log) juste après de la couche tampon qui satisfont à la condition de $y^+ > 30$ pour le **k-ε** et $y^+ < 2$ pour le ***SST k−ω***.

L'évolution de y^+ près de la paroi obtenue par le modèle **k-ε** et ***SST k−ω*** autour de l'obstacle pour le maillage considérée est présenté graphiquement dans la Figure 6.6. La forte baisse de y^+ est attendue en raison de la présence de l'obstacle dans le sens de l'écoulement.

a)



b)

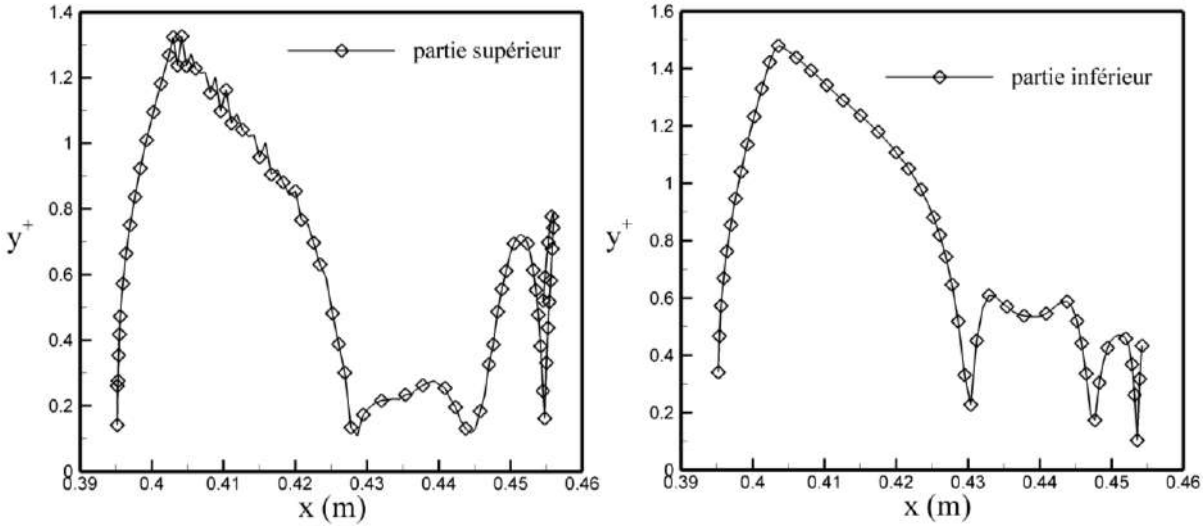


Figure 6.6. Évolution de y^+ sur les modèle de turbulence

a) k-ε , b) *SST k−ω*

L'analyse des tests de convergence portant le maillage devait permettre d'identifier quelques situations peuvent nuire à la convergence des calculs d'écoulement autour d'un obstacle. Néanmoins, malgré les discrétisations désavantageuses, toutes les simulations on peut être amenées de façon très régulière à des résidus RMS de 1×10^{-5} pour toutes les différentes équations. Une courbe de convergence typique est montrée à la Figure 6.7 pour que le lecteur puisse juger lui-même de la régularité de la convergence. Tous calculs sont effectués dans les conditions de régime permanent (steady state).

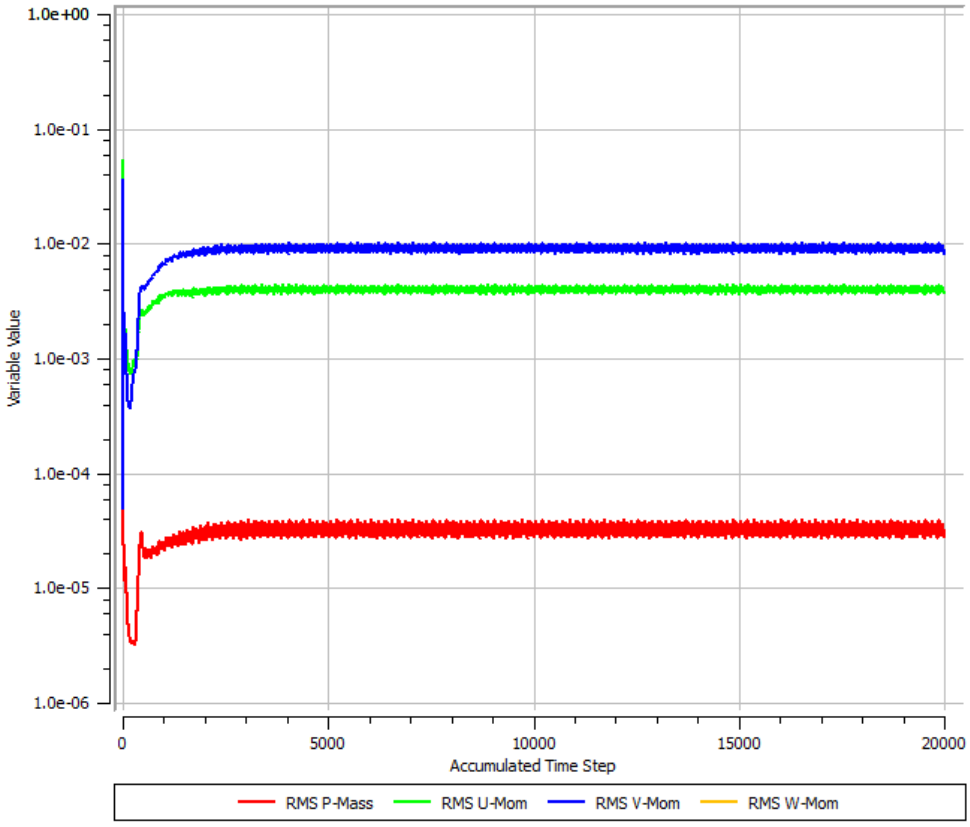


Figure 6.7 : Courbes de convergence pour le maillage raffiné avec modèle de turbulence k-ε

6.3. Résultats et discussions :

	X (m)	Y (m)	Z (m)
Station 1	**0.1**	**0**	**0.025**
	0.1	**0.7296**	
Station 2	**0.4256**	**0**	
	0.4256	**0.7296**	
Station 3	**0.7512**	**0**	
	0.7512	**0.7296**	
Station 4	**1.4024**	**0**	
	1.4024	**0.7296**	

Tableau 6.1 : Coordonnées des stations

La comparaison entre les résultats obtenus avec un maillage grossier, moyen et dense, en utilisant le modèle de turbulence k-ε, est indiquée à la Figure 6.8. On peut montrer que, en termes de profils de coefficient de pression d'écoulement, la convergence de la solution a été atteinte et la solution devient dépend de la taille du maillage. On peut constater que le maillage grossier donne des résultats plus proche a l'expérimentale (résultats de chapitre 04) et plus rapide dans la simulation. Pour être plus préludent et plus précis, on a choisi le maillage grossier pour les simulations. En outre raffinement de maillage ont été testés et ne se présente pas par souci de conclusion.

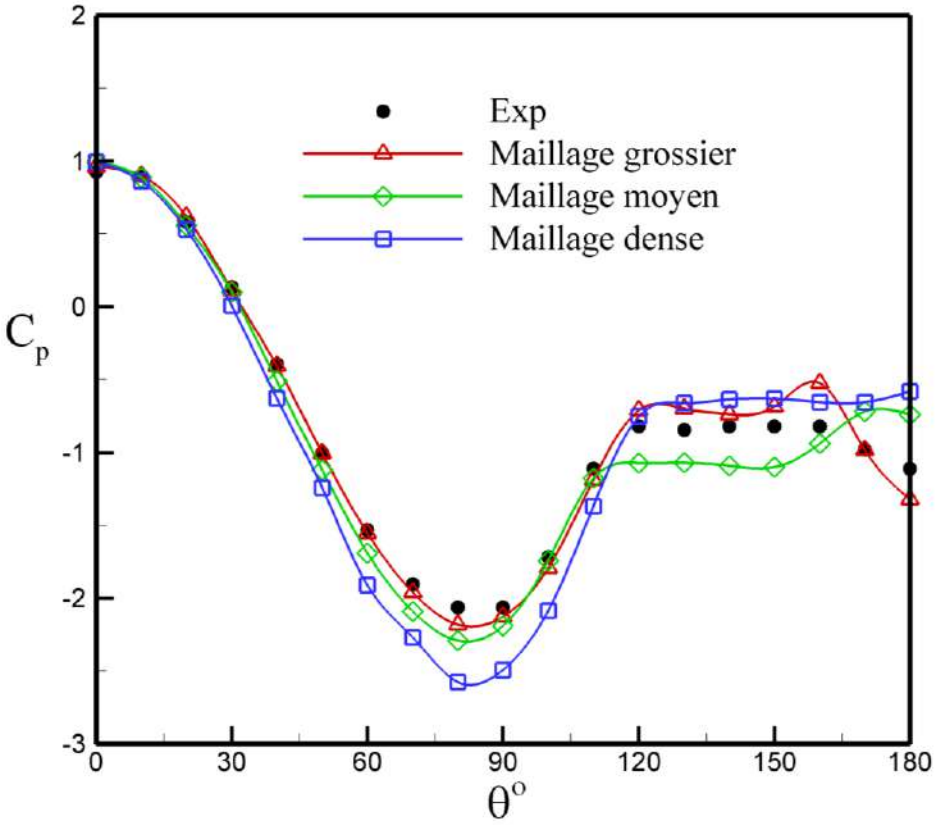
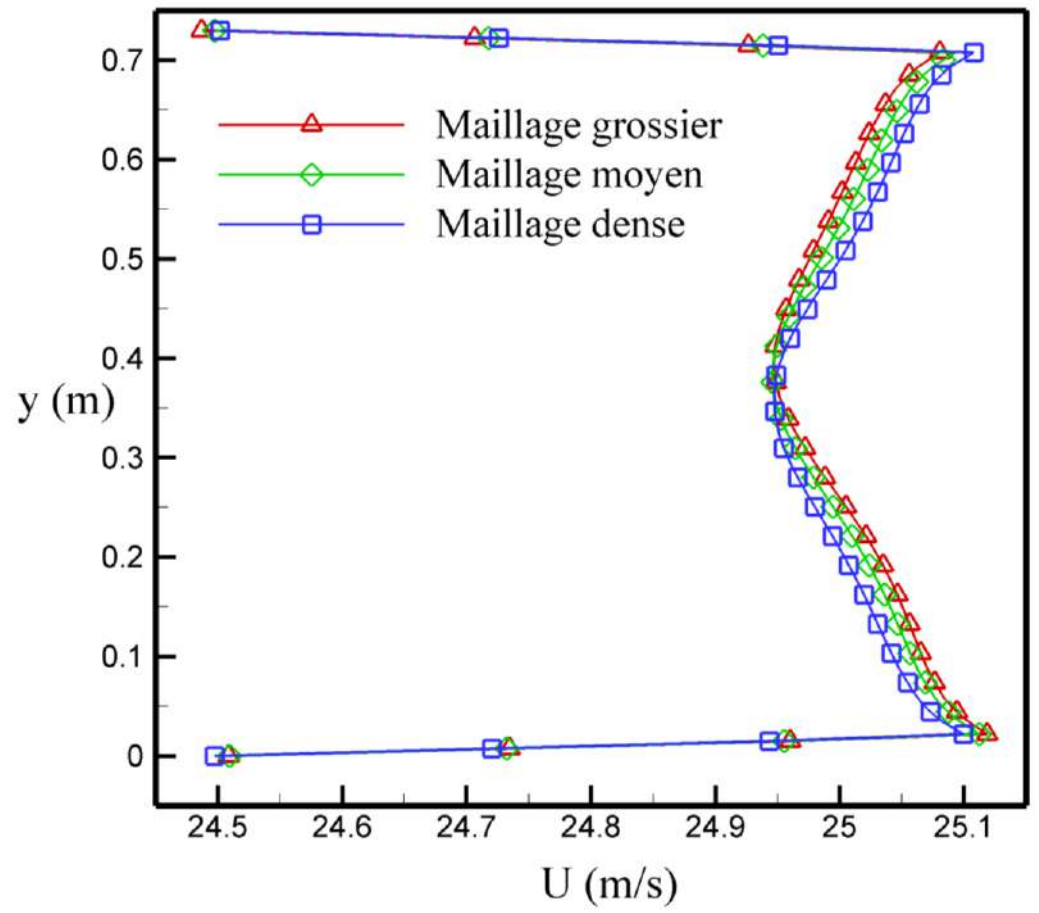


Figure 6.8 : Effet du maillage sur le profil de coefficient de pression *Cp* pour modèle de turbulence k-ε

Les figures (6.9, 6.10, 6.11, 6.12) montrent les profils de la vitesse *u* et de la pression *p* dans les différentes stations (Tableau 6.1) de la conduite sont obtenus avec le modèle de turbulence k-ε pour les trois maillages (grossier, moyen et dense). En amont et au milieu de l'obstacle (stations 1, 2) on remarque que les composants de la vitesse et de la pression sont plus proches entre eux. En aval de l'obstacle (stations 3, 4) les composants de la vitesse et de la pression sont plus proche entre eux à cotée des parois de conduite, des légères déviations au milieu de conduite, comme s'attendre cette région correspond à un vortex de recirculation qui conduit un flux horizontale.



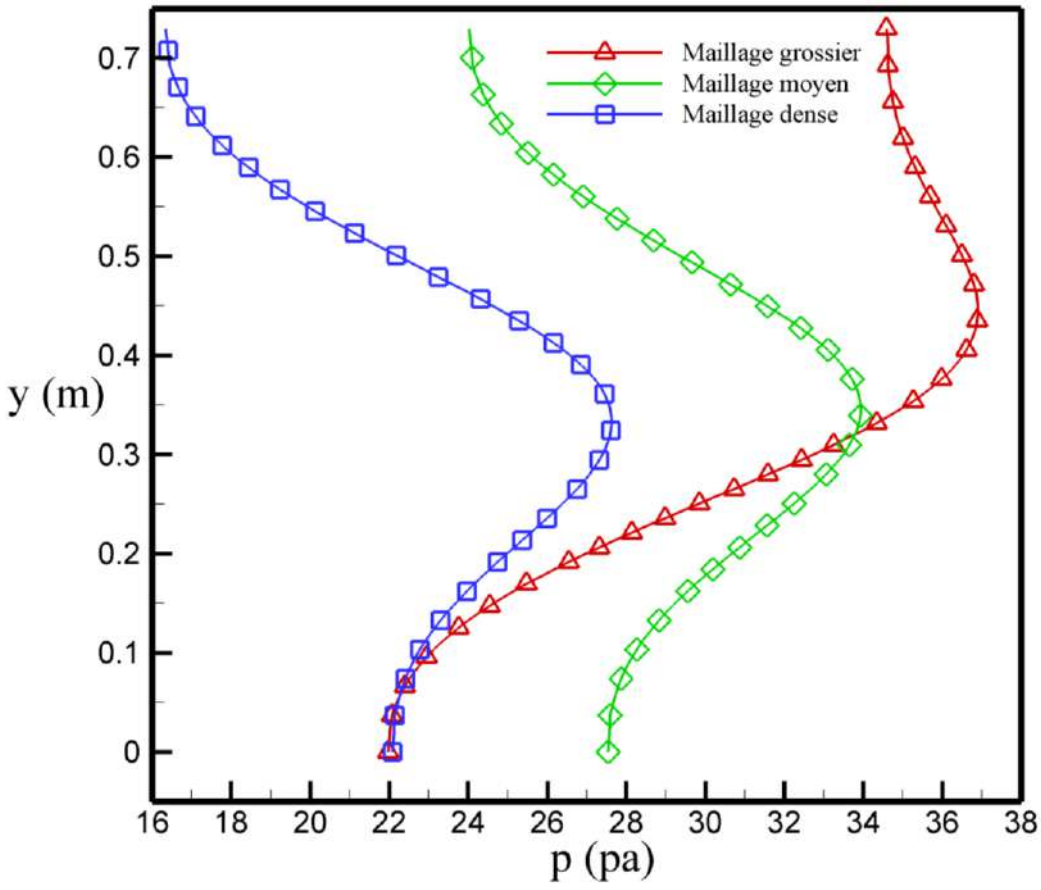


Figure 6.9 : Profile de vitesse et de pression. Station 1(x=0.1m)

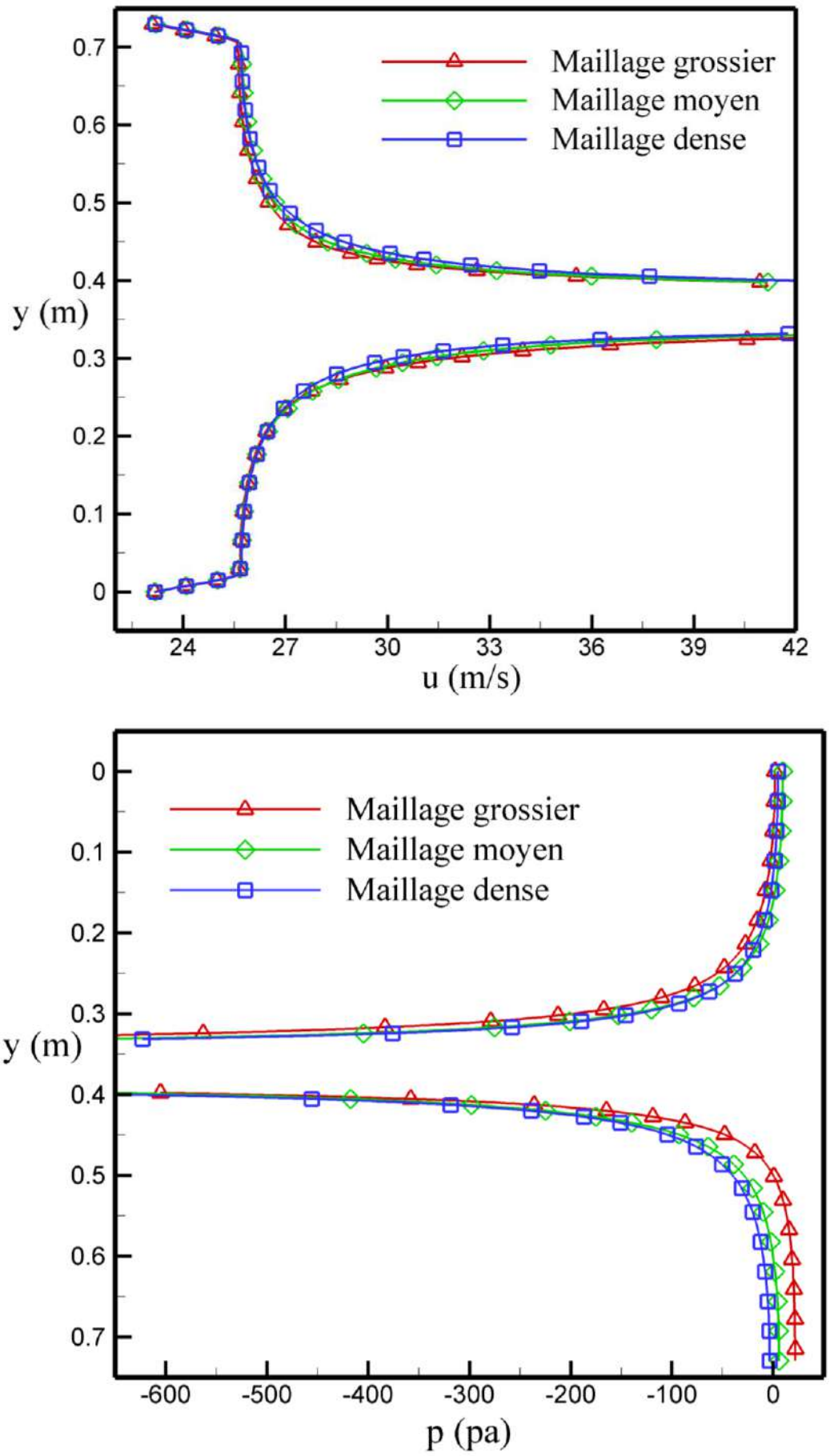


Figure 6.10 : Profile de vitesse et de pression. Station 2(x=0.4256 m)

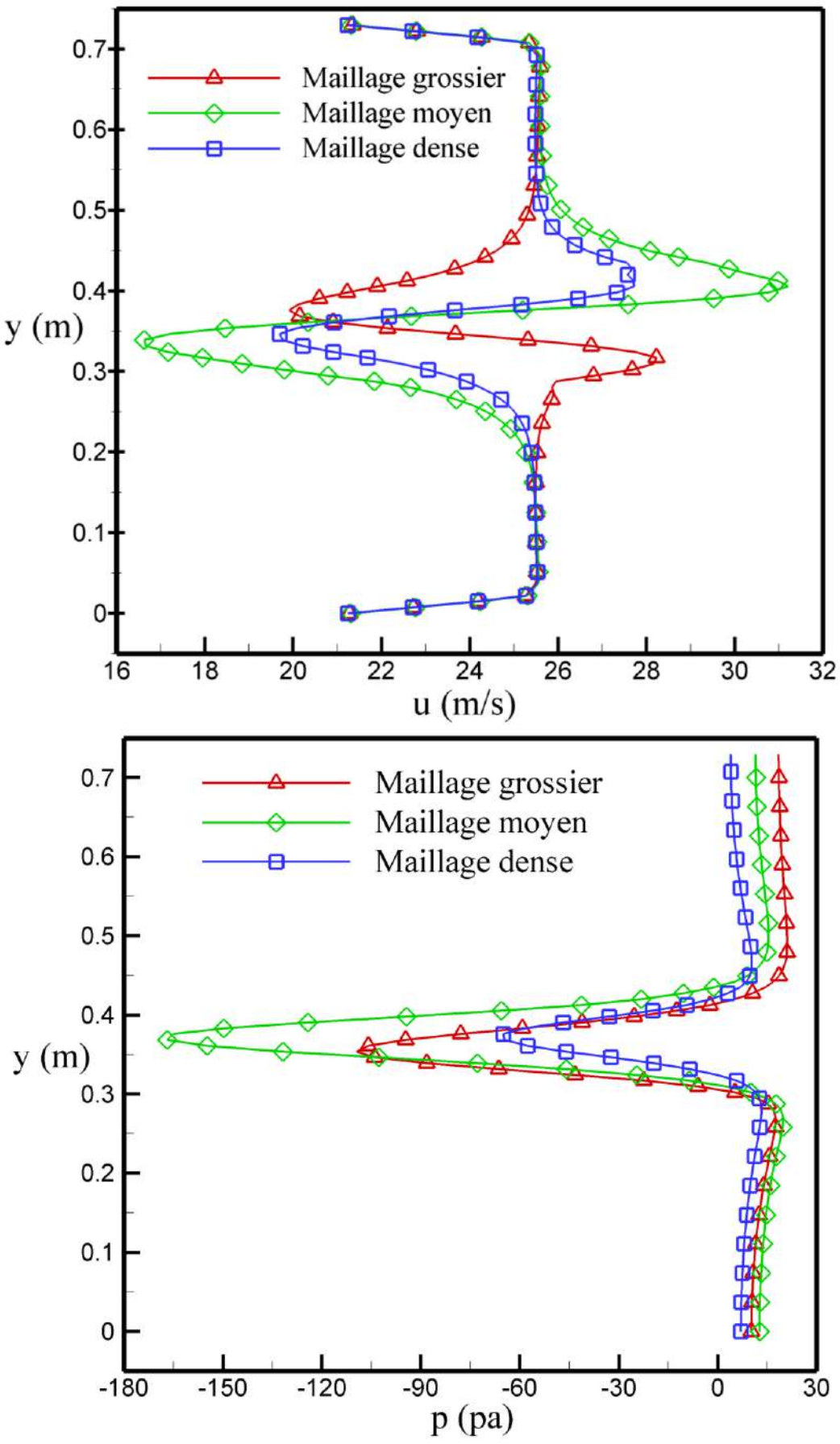


Figure 6.11 : Profile de vitesse et de pression. Station 3 (x=0.7512 m)

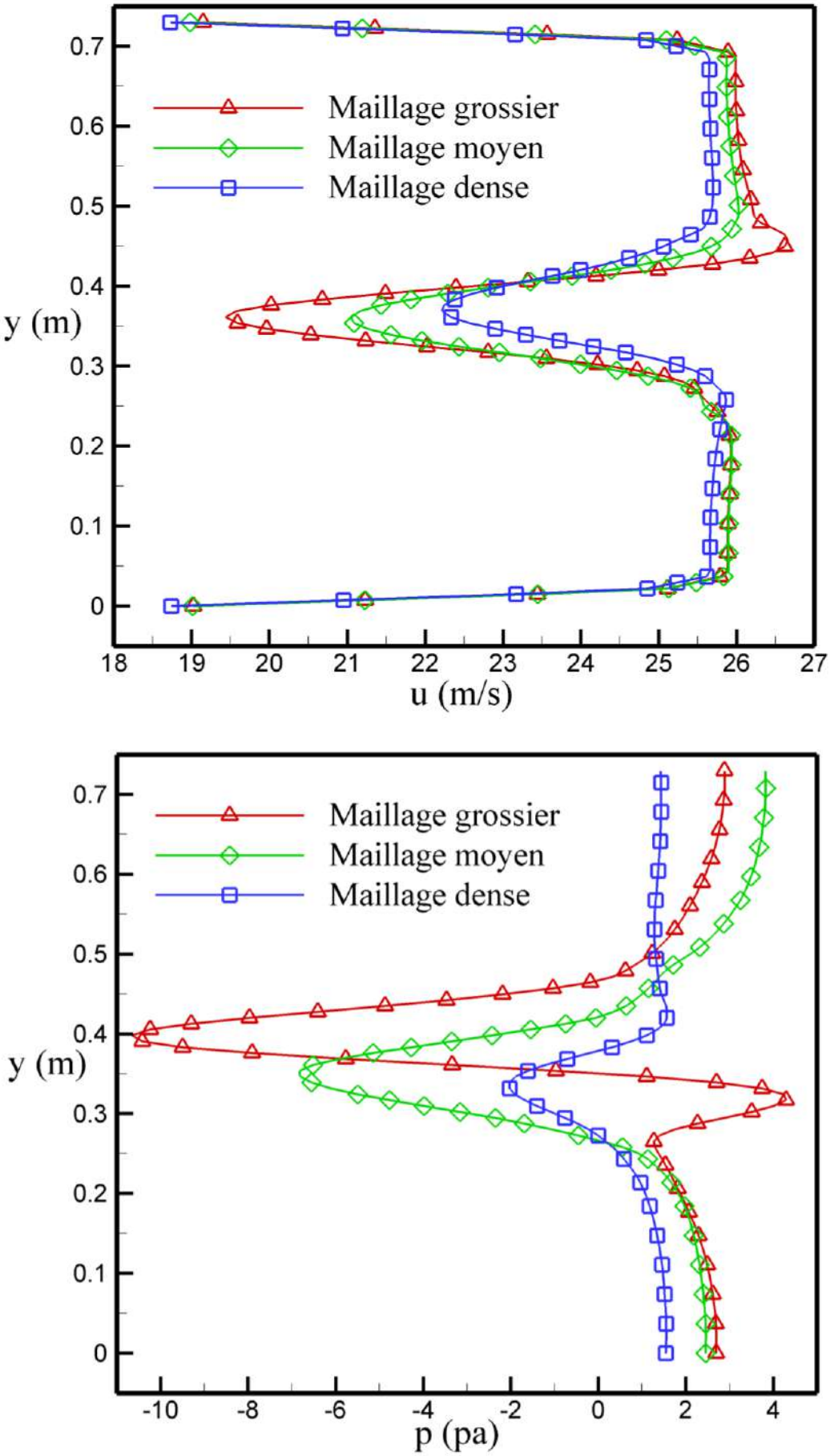


Figure 6.12 : Profile de vitesse et de pression. Station 4 (x=1.4024 m)

Pour le maillage grossier et pour les deux modèles de turbulence $\boldsymbol{k-\varepsilon}$ et $\boldsymbol{SST\ k-\omega}$ .On a présenté les lignes de courant, les contours de vitesse et de pression. Et on a étudié :

a- La distribution du coefficient de pression autour du cylindre.
b- La distribution de vitesse et de pression pour les différentes stations de tableau 6.1.

Pour le modèle $\boldsymbol{k-\varepsilon}$:

Les figures (6.13, 6.14) montrent les lignes de courant et le contour de vitesse autour de l'obstacle pour le modèle de turbulence $k-\varepsilon$. À l'entrée, la vitesse est uniforme et égale à 25m/s, comme condition aux limites.

Nous pouvons remarquer une augmentation de la vitesse entre l'espace paroi-obstacle, ceci est dû à la diminution de la section du passage du fluide. On remarque qu'il y a des gros tourbillons qui se développent et ils sont éjectés en alternance parfois vers la paroi supérieure et la paroi inférieure. On peut dire qu'il y a un roulement des tourbillons dans la zone de sillage et non un glissement.

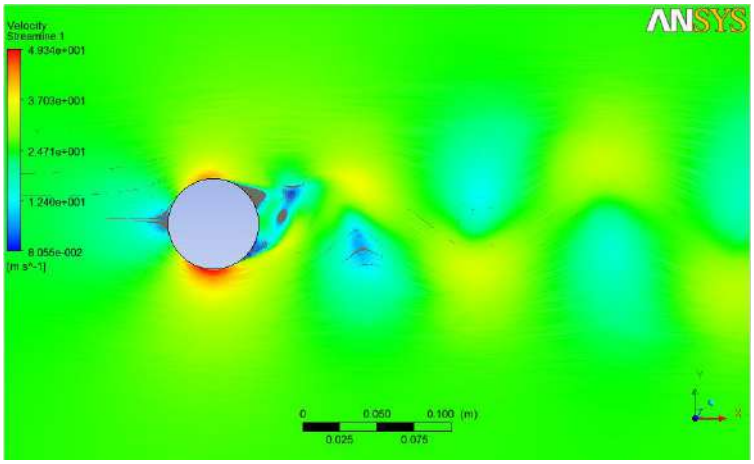


Figure 6.13 : Lignes de courant (modèle $\boldsymbol{k-\varepsilon}$)

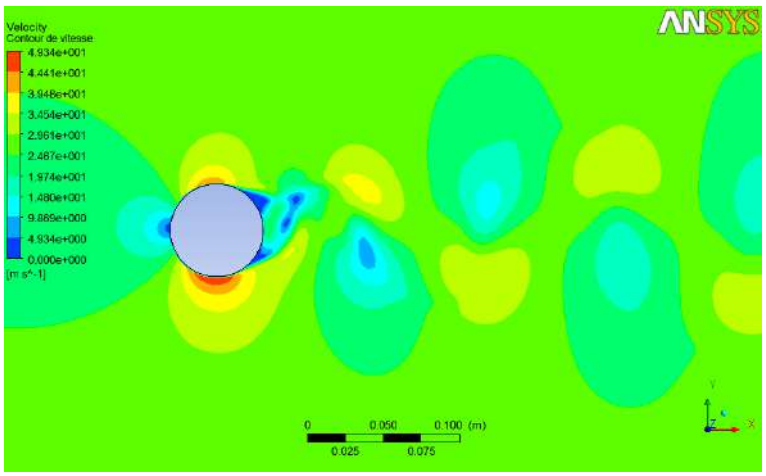


Figure 6.14 : Contour de vitesse (modèle $\boldsymbol{k-\varepsilon}$)

La figure (6.15) montre le contour de pression pour le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ 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 cylindre.

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 côté du cylindre. Plus les points de décollements remontent vers le point d'arrêt amont, plus 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.

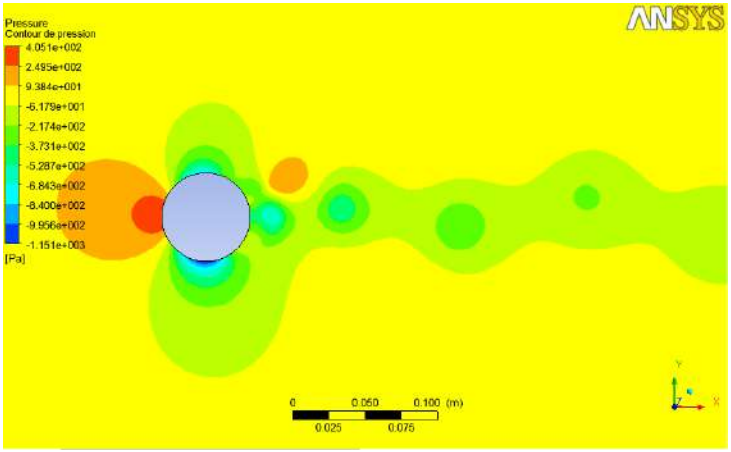


Figure 6.15 : Contour de pression (modèle $k-\varepsilon$)

Pour le modèle *SST* $k-\omega$:

Les figures (6.16, 6.17) montrent les lignes de courant et le contour de vitesse autour d'obstacle pour le modèle de turbulence *SST* $k-\omega$.On peut tirer les mêmes remarques que les figures (6.13, 6.14) qui concerne le modèle de turbulence $k-\varepsilon$. Sauf que les vortex de recirculation sont petits par rapport à ce dernier.

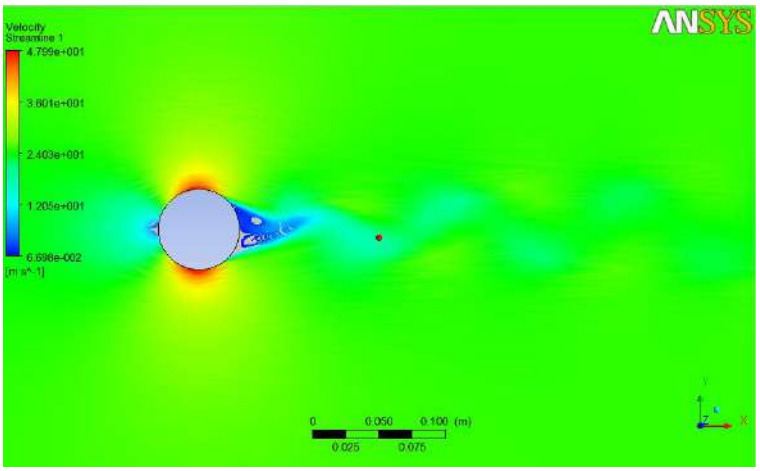


Figure 6.16 : Lignes de courant (modèle *SST* $k-\omega$)

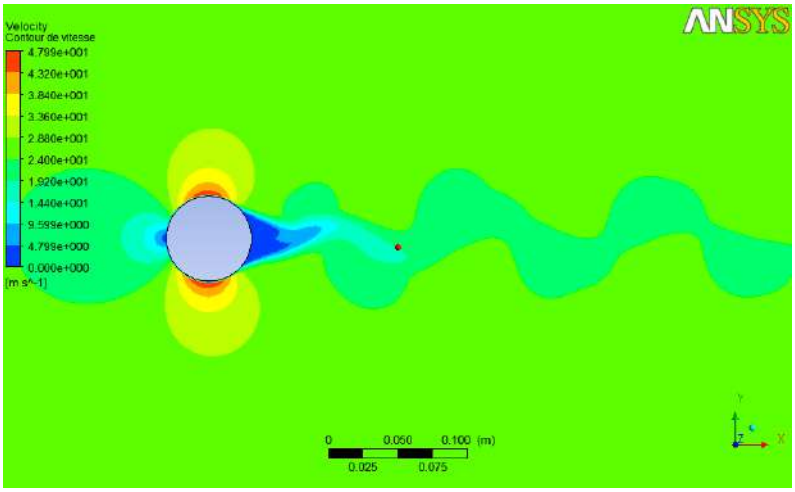


Figure 6.17 : Contour de vitesse (modèle *SST* $k-\omega$)

La figure (6.18) montre le contour de pression pour le modèle de turbulence $sst\ k-\omega$ dans le domaine d'étude. On remarque l'augmentation de pression au point de contact, une diminution au chaque cotée du cylindre et une pression constant en aval de ce dernier.

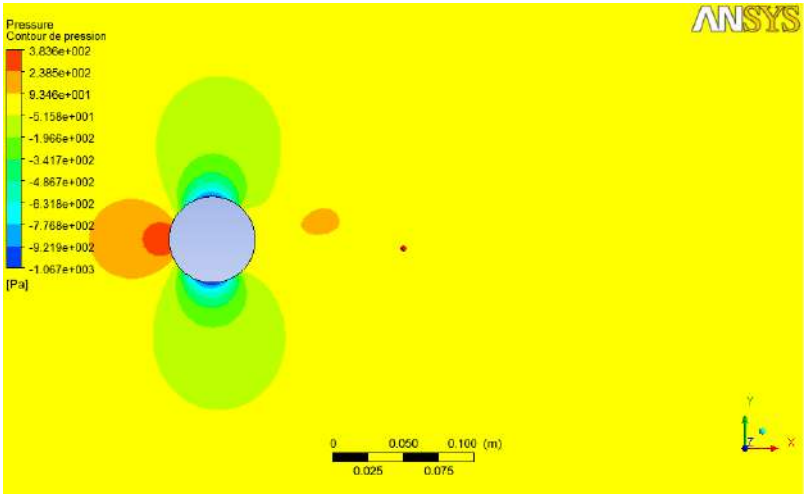


Figure 6.18 : Contour de pression (modèle *SST* $k-\omega$)

a- <u>La distribution du coefficient de pression autour de l'obstacle :</u>

La comparaison entre les résultats de coefficient de pression obtenus avec un maillage grossier, en utilisant les deux modèles de turbulence k-ε et SST $k-\omega$ est indiquée à la Figure 6.19. On peut montrer que, en termes de profils de coefficient de pression d'écoulement, la convergence de la solution a été atteinte et la solution devient indépendante de la taille du maillage. On peut constater que le modèle de turbulence k-ε donne des résultats plus proche a l'expérimentale (résultats de chapitre 04). Pour être plus préludent et plus précis, on a choisi le modèle de turbulence k-ε pour les simulations.

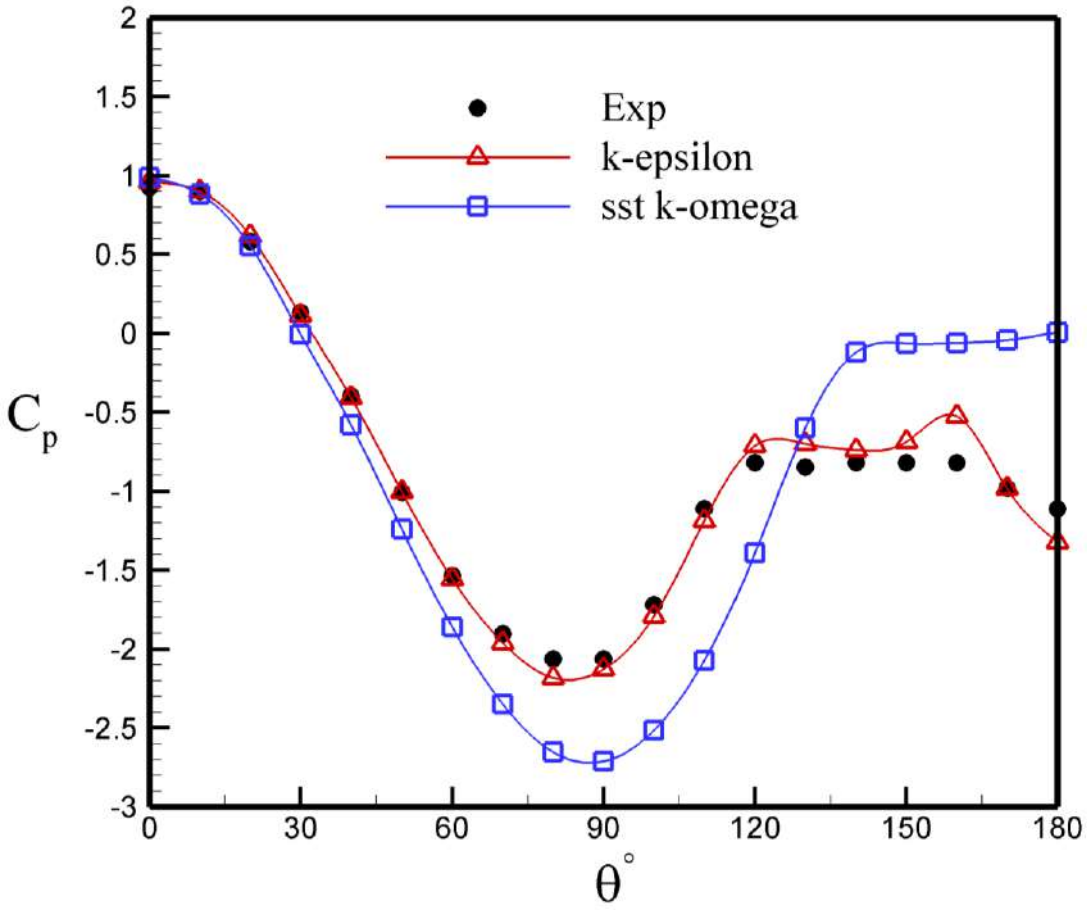


Figure 6.19 : Distribution de coefficient de pression en fonction de l'angle θ pour k-epsilon et SST k-omega

b- La distribution de vitesse et de pression :

Les figures (6.20, 6.21, 6.22, 6.23) montrent les profils de la vitesse *u* et de la pression *p* dans les différentes stations (Tableau 6.1) de la conduite obtenus avec les deux modèles de turbulence k-ε et SST $k-\omega$ pour le maillage grossier. En amont et au milieu de l'obstacle (stations 1, 2), on remarque que les composants de la vitesse et de la pression sont plus proches entre eux. En aval de l'obstacle (stations 3, 4) les composants de la vitesse et de la pression sont plus proche entre eux à cotée des parois de conduite, des légères déviations au milieu de conduite, comme s'attendre cette région correspond à un vortex de recirculation qui conduit un flux horizontale.

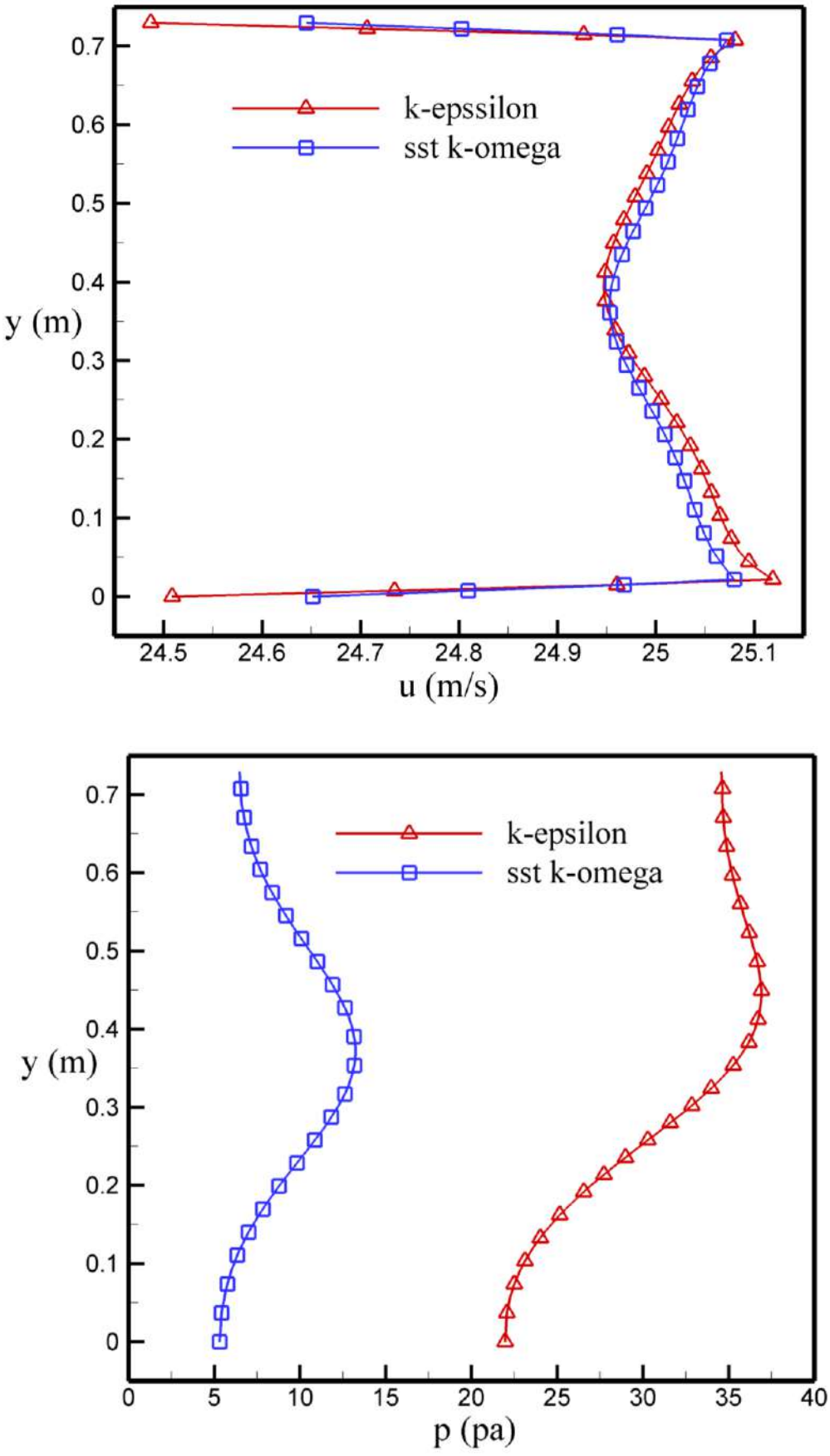


Figure 6.20 : Profile de vitesse et de pression. Station 1 (x=0.1 m)

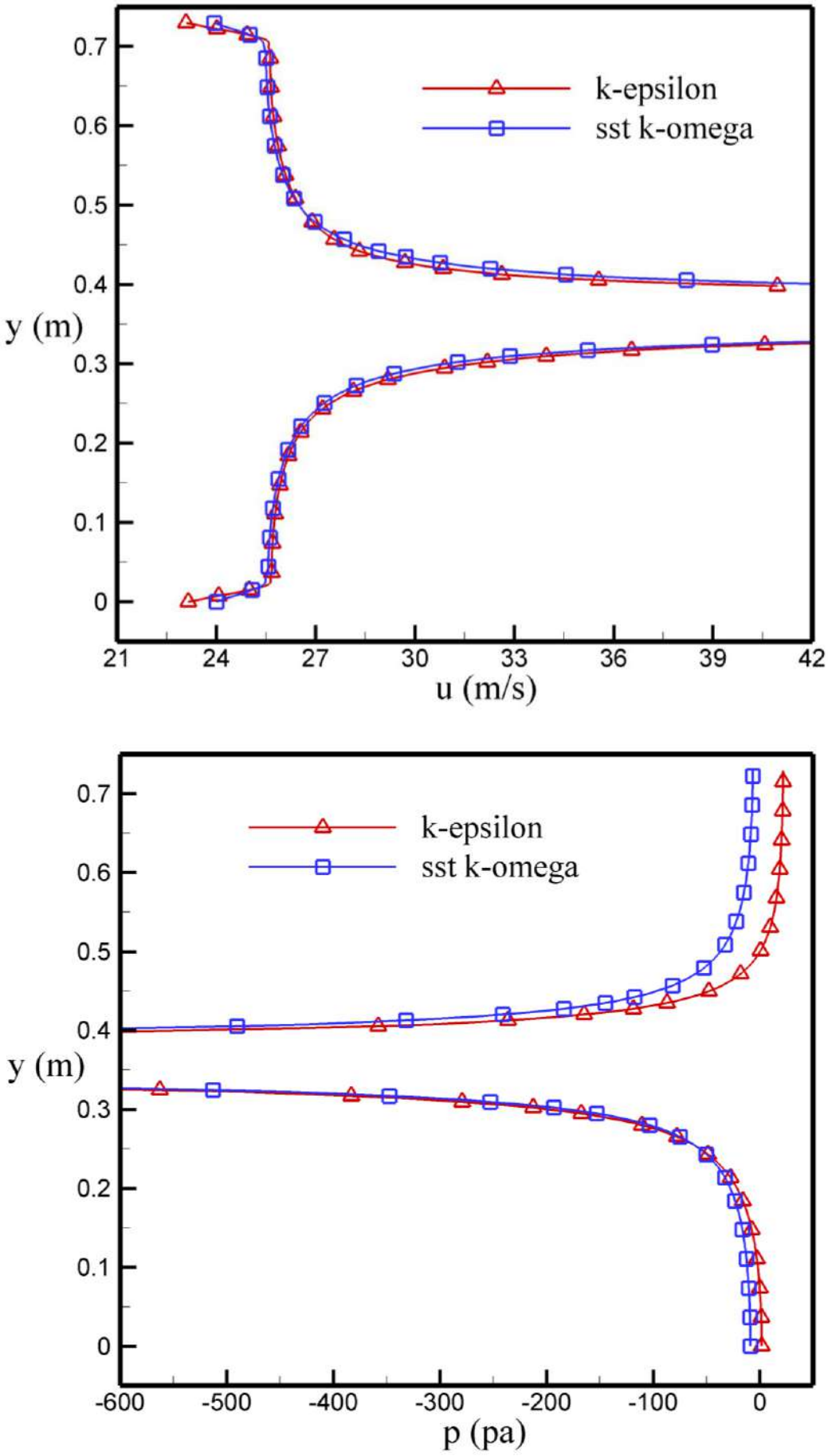


Figure 6.21 : Profile de vitesse et de pression. Station 2 (x=0.4256 m)

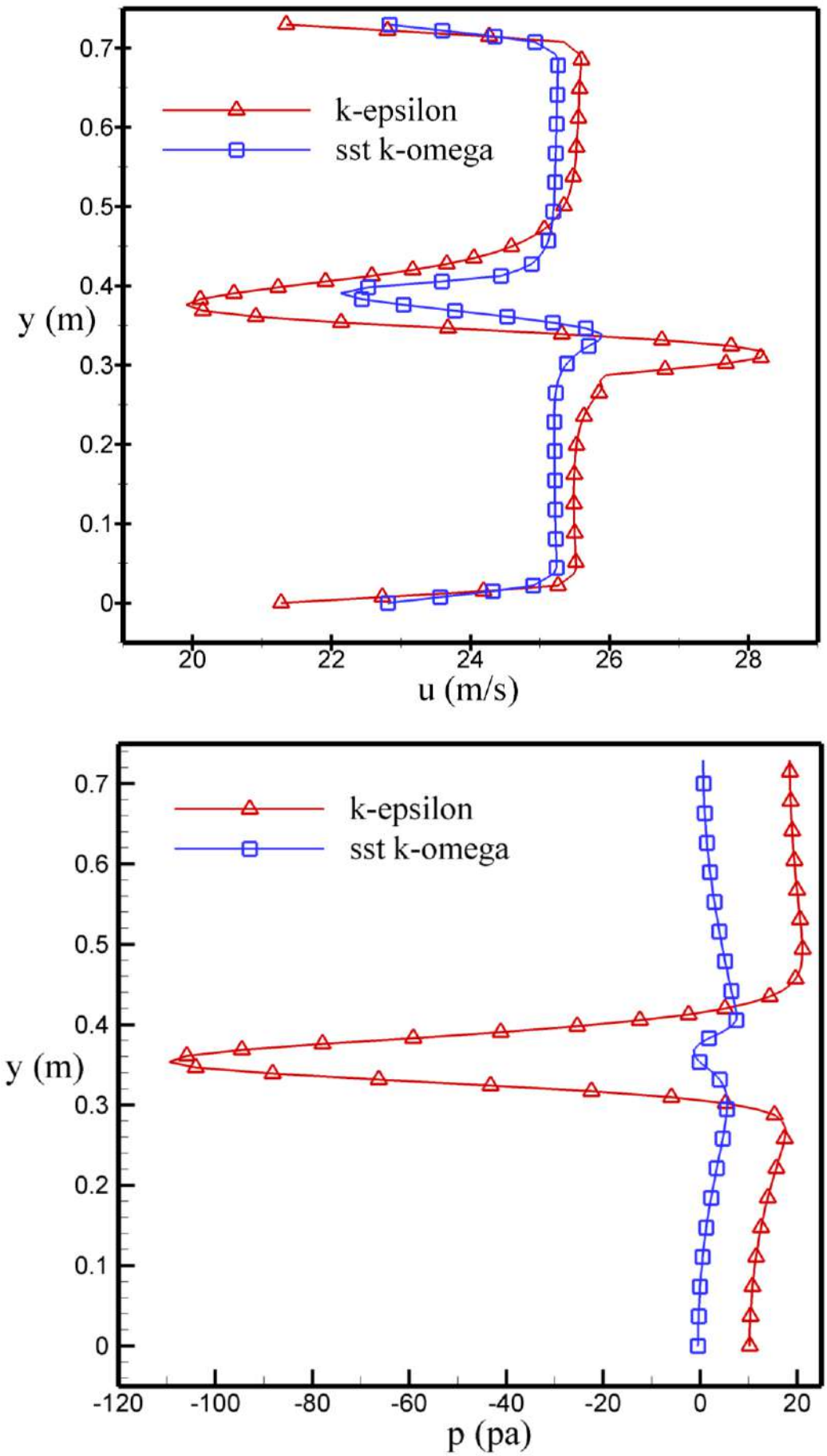


Figure 6.22 : Profile de vitesse et de pression. Station 3 (x=0.7512 m)

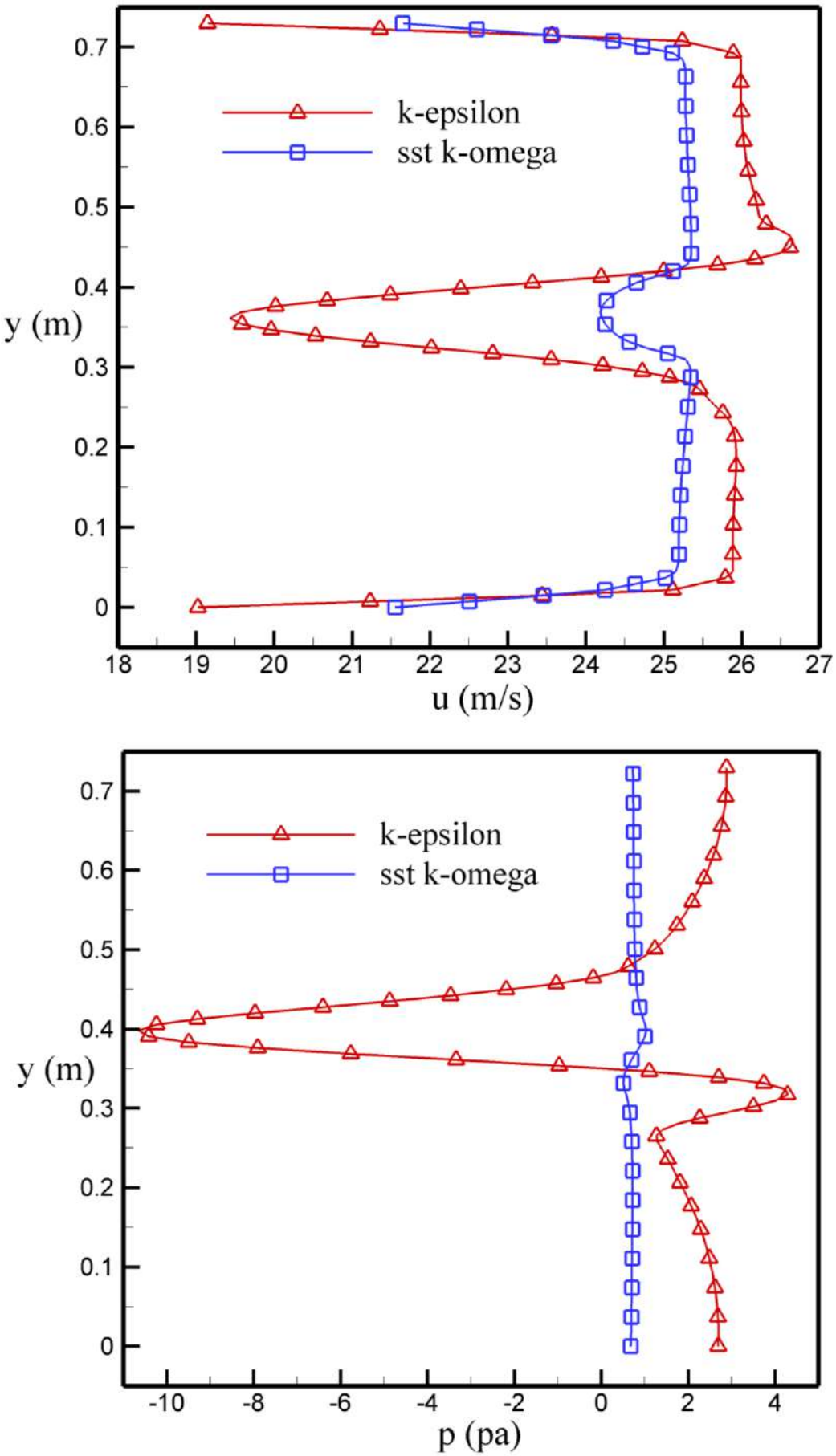


Figure 6.23 : Profile de vitesse et de pression. Station 4 (x=1.4024 m)

La distribution des coefficients de traînée et de portance autour de l'obstacle

Pour le maillage grossier et pour le modèle de turbulence $\boldsymbol{k-\varepsilon}$ .On a présenté les coefficients de traînée et de portance autour de l'obstacle en fonction d'angle d'incident, avec une comparaisent avec l'expérimentale.

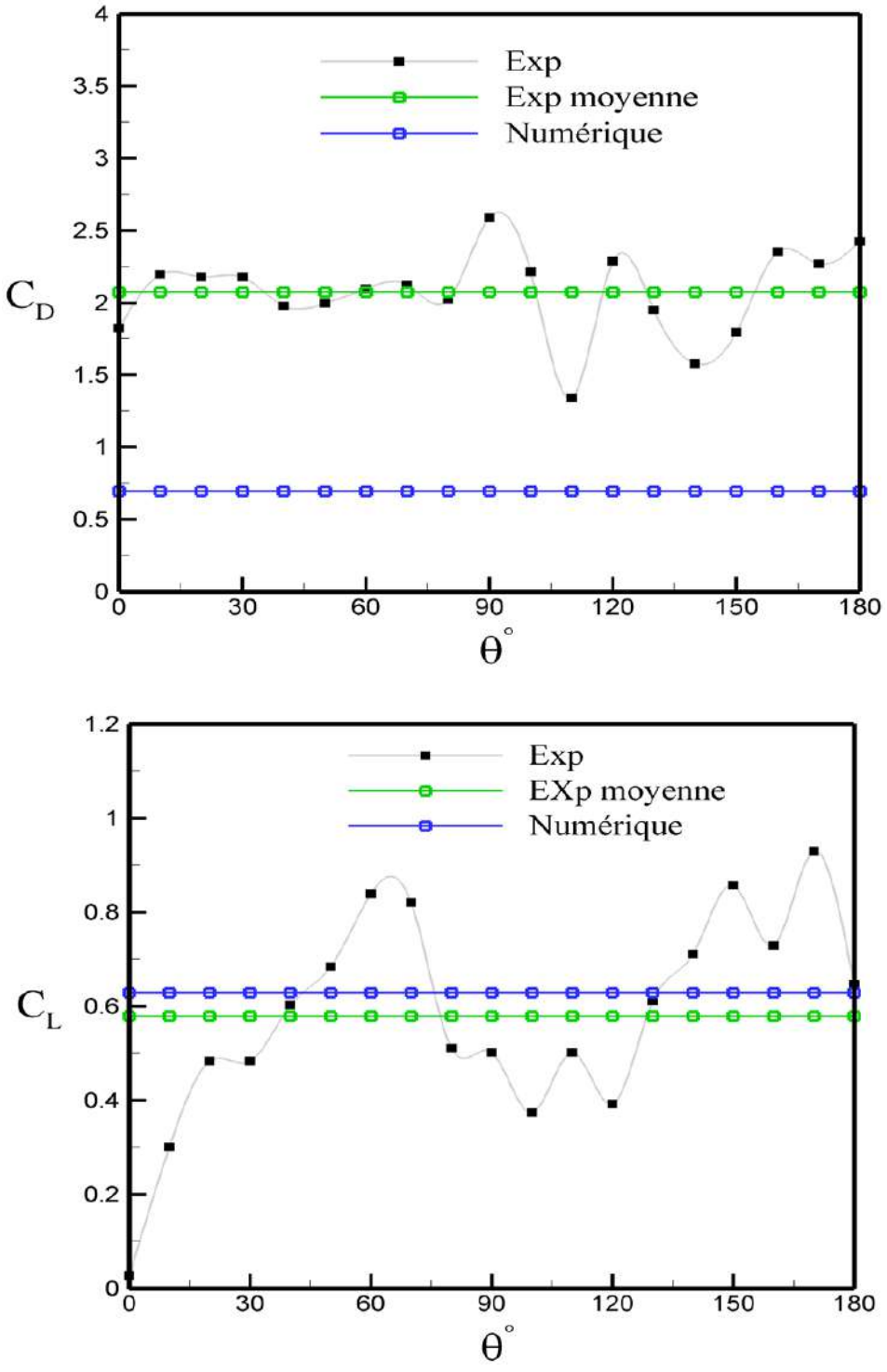


Figure 6.24 : Distribution de coefficients de traînée et de portance en fonction de l'angle θ pour k-epsilon ,expérimentale et numérique

Pour le maillage grossier et pour le modèle de turbulence k-ε et pour différents nombres de Rynolds ($40, 100, 1000, 5 \times 10^5, 5 \times 10^6$) .On a présenté les lignes de courant, les contours de vitesse et de pression. Et on a étudié la distribution du coefficient de pression autour du cylindre.

Les lignes de courant et le profil de vitesse que l'on constate sur les figures (6.25, 6.26, 6.28 6.29) sont symétriques entre l'amont et l'aval du cylindre. L'écoulement est dit laminaire et les forces sur le cylindre sont principalement d'origine visqueuse.

La figure (6.27, 6.30) montre que le point de contacts du cylindre possède la plus grande pression. La zone de basse pression se situe au côté aval du cylindre. Après le détachement de la couche limite, et la formation de couple de tourbillons, on observe le changement de l'allure des formes des lignes de pression dans le zona de sillage.

Pour Re = 40 :

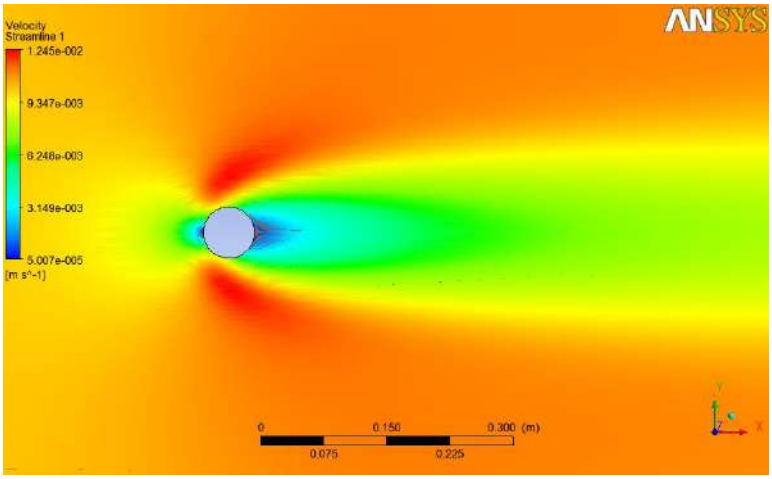


Figure 6.25 : Les lignes de courant (Re = 40)

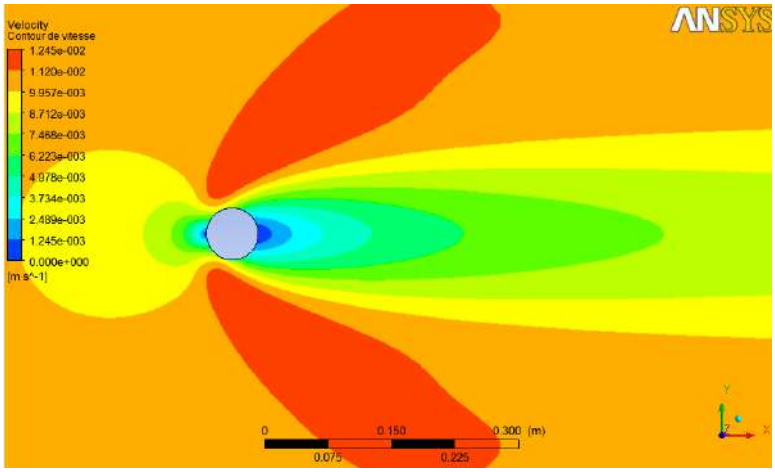


Figure 6.26 : Contour de vitesse (Re = 40)

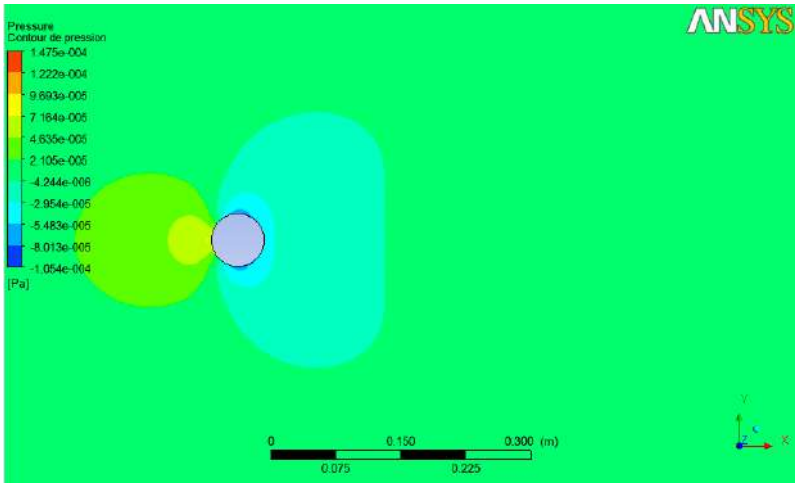


Figure 6.27 : Contour de pression (Re = 40)

<u>Pour Re = 100 :</u>

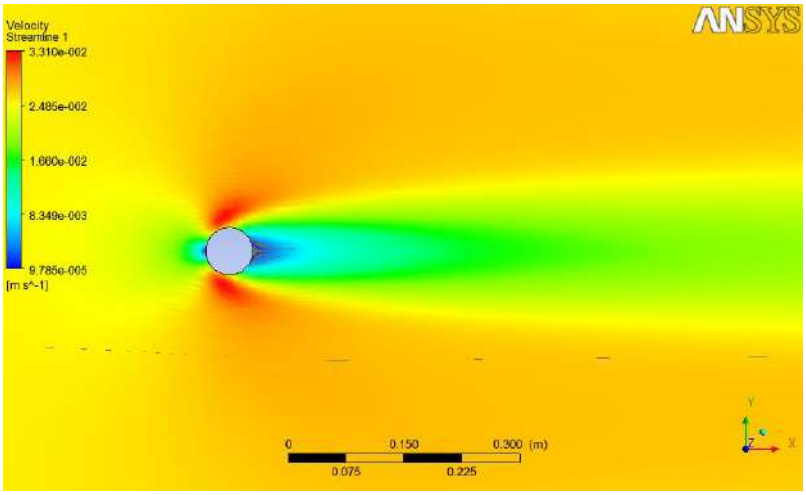


Figure 6.28 : Les lignes de courant (Re = 100)

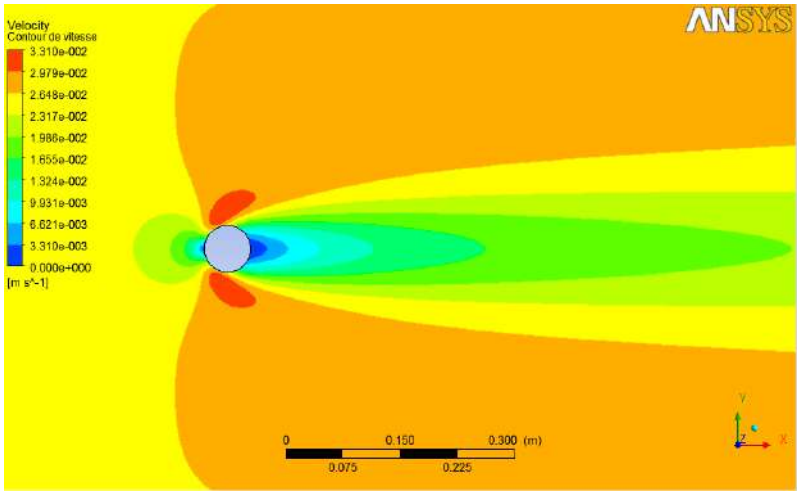


Figure 6.29 : Contour de vitesse (Re = 100)

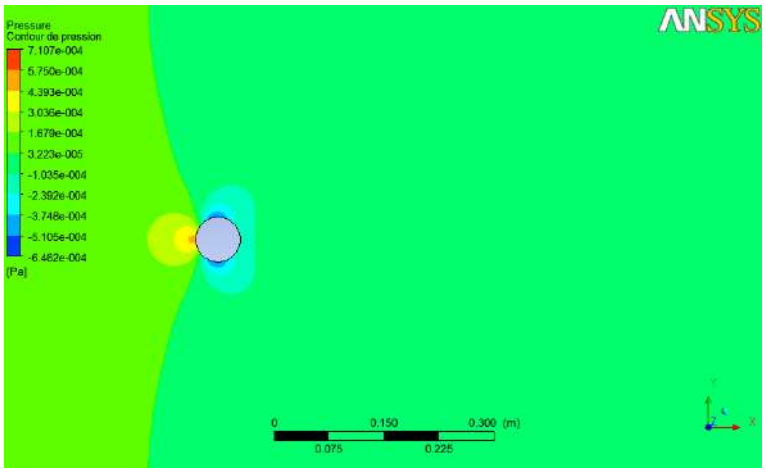


Figure 6.30 : Contour de pression (Re = 100)

Pour Re = 1000 :

Les figures (6.31, 6.32, 6.33) présentent les lignes de courants et la variation du champ de la vitesse et de la pression en fonction du nombre de Reynolds (Re = 1000). Les figures (6.31, 6.32) montrent un détachement de la couche limite en arrière de l'obstacle. La vitesse diminue progressivement jusqu'à la zone entourant l'obstacle à cause du frottement. Ainsi une zone de recirculation stable se forme en aval du cylindre. Elle est constituée de tourbillons symétriques fixes qui restent attachés à l'obstacle, le point de décollement se déplaçant en amont lorsque le nombre de Reynolds croît.

La figure (6.33) montre que le point de contacts possède la plus grande pression. La zone de basse pression se situe aux côtes de cylindre

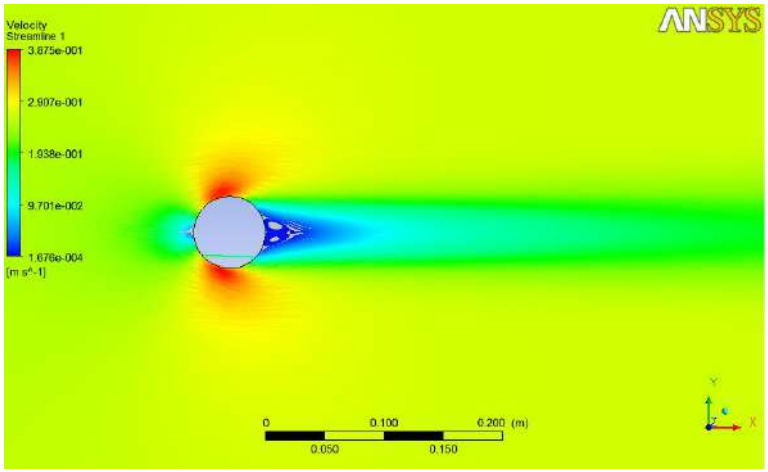


Figure 6.31 : Les lignes de courant (Re = 1000)

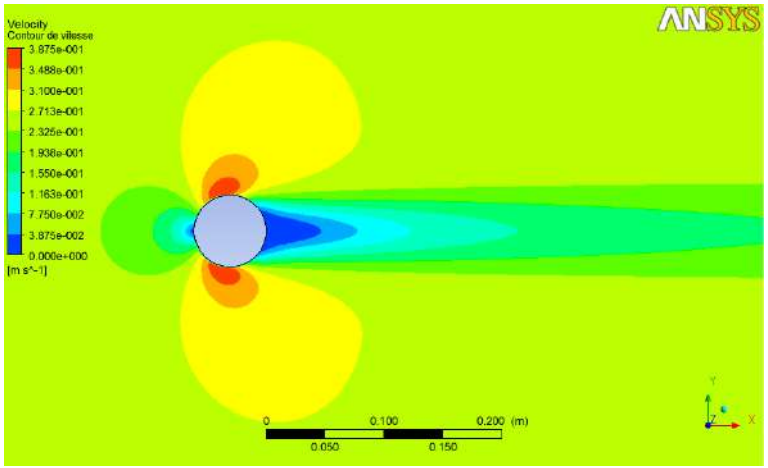


Figure 6.32 : Contour de vitesse (Re = 1000)

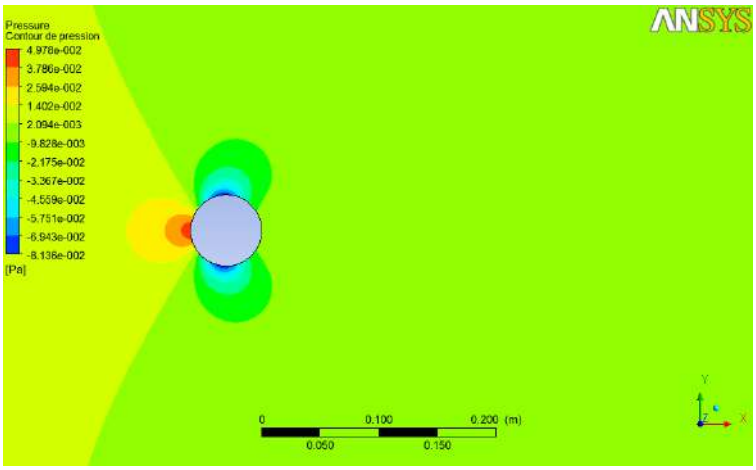


Figure 6.33 : Contour de pression (Re = 1000)

Pour Re $= 5 \times 10^5$:

Les figures (6.34, 6.35, 6.36) présentent les lignes de courants et la variation du champ de la vitesse et de la pression en fonction du nombre de Reynolds (Re $= 5 \times 10^5$). De les figures (6.34, 6.35) On peut tirer que la vitesse est uniforme et égale à 25 m/s, comme condition aux limites. Une accélération de la vitesse entre l'espace paroi-obstacle, ceci est dû à la diminution de la section du passage du fluide. Puis en aval de l'obstacle et selon le régime et le nombre de Reynolds apparaisse un écoulement particulier et entrainant 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.

De La figure (6.36). On remarque que le point de contacts possède la plus grande pression. 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 côté 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.

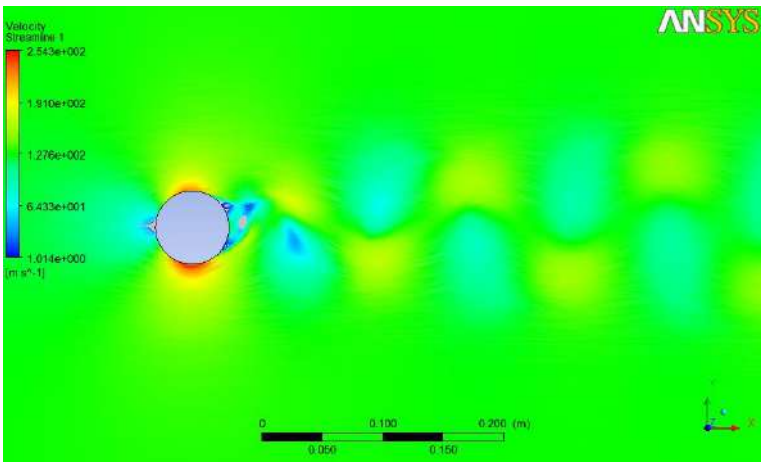


Figure 6.34 : Les lignes de courant (Re $= 5 \times 10^5$)

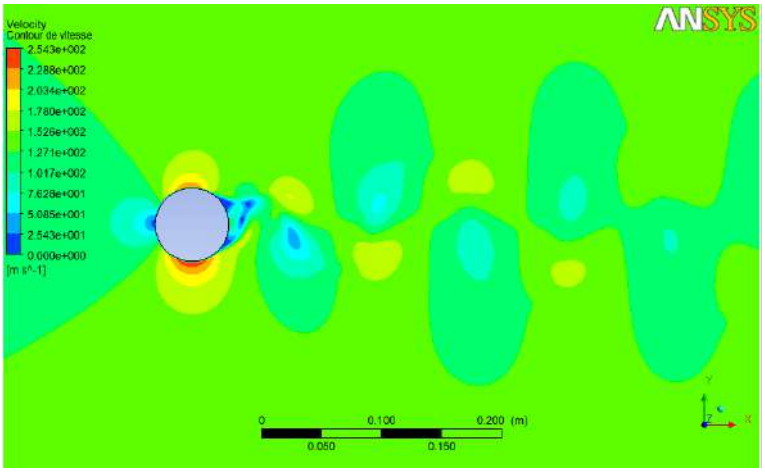


Figure 6.35 : Contour de vitesse (Re $= 5 \times 10^5$)

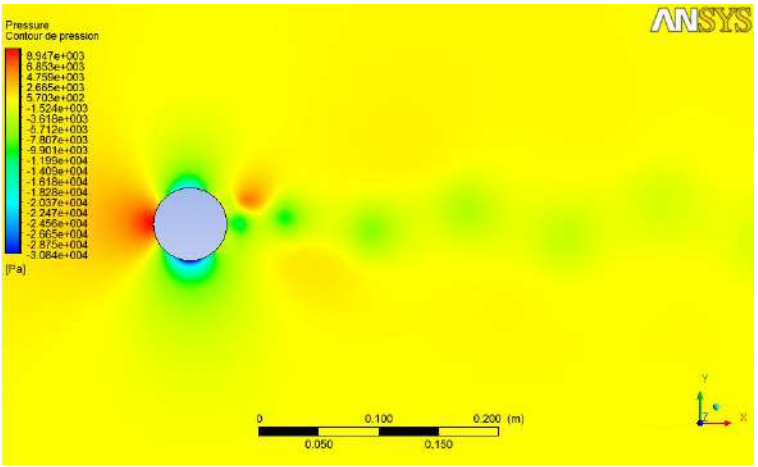


Figure 6.36 : Contour de pression (Re $= 5 \times 10^5$)

<u>Pour Re $= 5 \times 10^6$:</u>

Les figures (6.37, 6.38, 6.39) présentent les lignes de courants et la variation du champ de la vitesse et de la pression en fonction du nombre de Reynolds (Re $= 5 \times 10^6$). On peut tirer que le régime critique est atteint. La couche limite reste laminaire d'un côté du cylindre. De l'autre côté, elle est complètement turbulente et se détache plus loin en aval de l'obstacle, ce qui réduit la zone de recirculation.

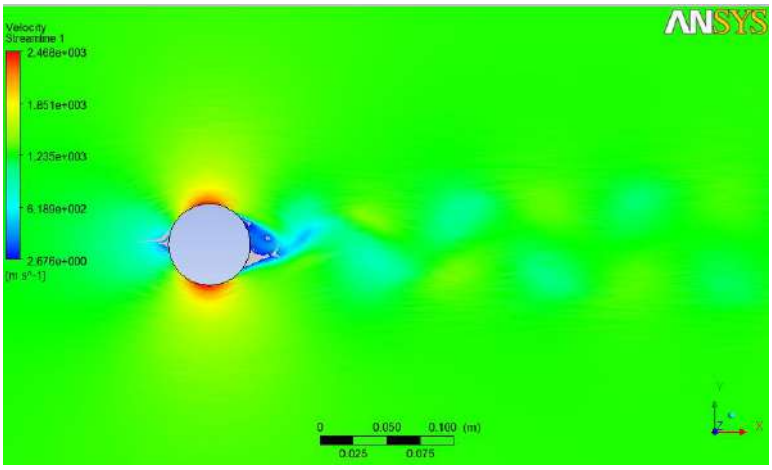


Figure 6.37 : Les lignes de courant ($Re = 5 \times 10^6$)

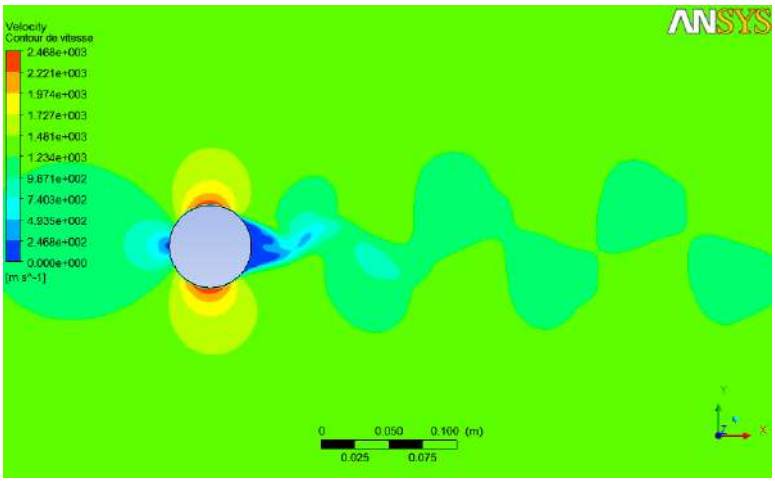


Figure 6.38 : Contour de vitesse ($Re = 5 \times 10^6$)

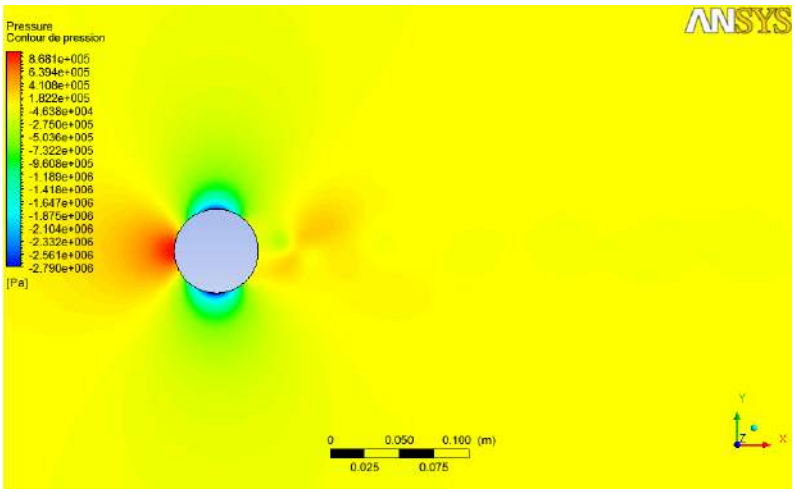


Figure 6.39 : Contour de pression ($Re = 5 \times 10^6$)

La distribution du coefficient de pression autour du cylindre :

Les résultats de profils de coefficient de pression obtenus avec un maillage grossier, pour les différents nombre de Reynolds ($40, 100, 1000, 9.87 \times 10^4, 5 \times 10^5, 5 \times 10^6$) sont indiqués à la Figure 6.40.

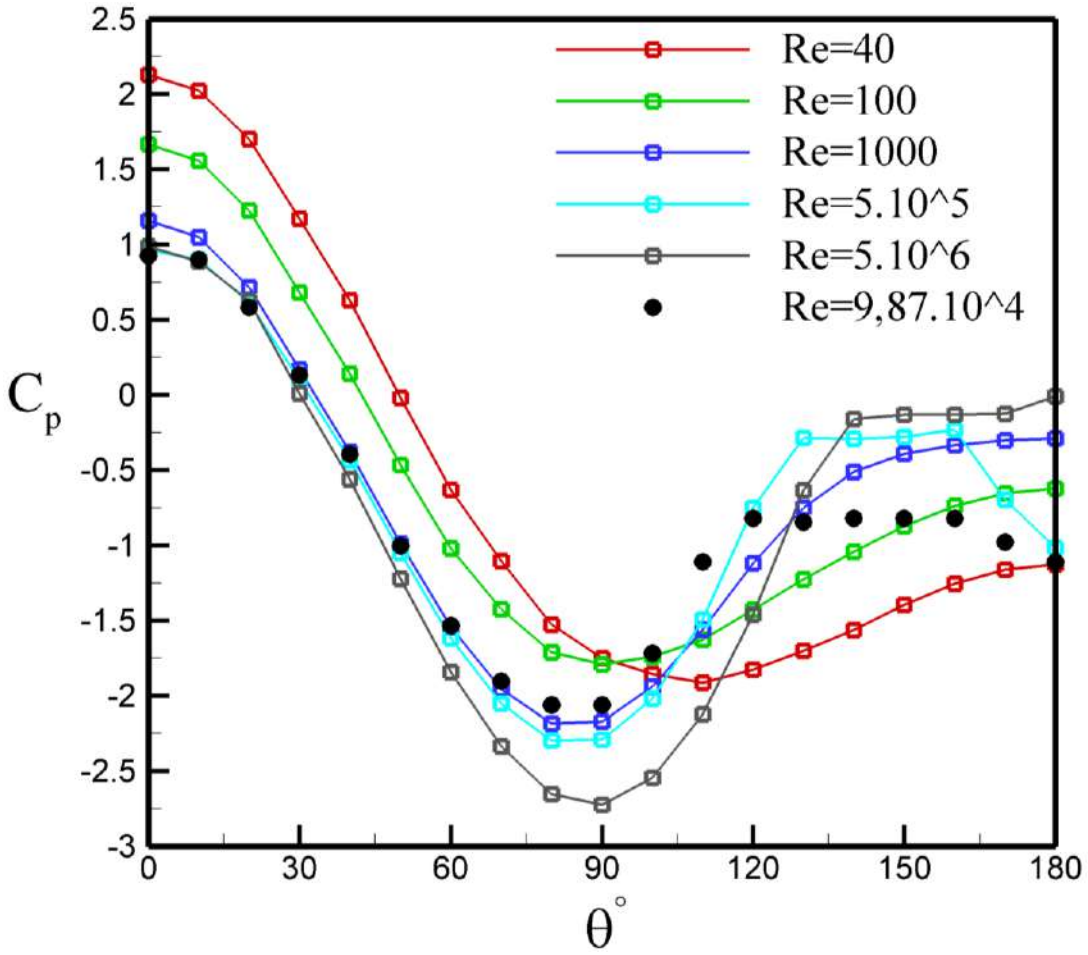


Figure 6.40 : Distribution de coefficient de pression en fonction de l'angle θ pour les différents nombre de Reynolds

- Les résultats de profils de coefficient de pression obtenus avec un maillage grossier, pour les différents angles (θ = 0°, 60°, 90°, 120°, 180°) en fonction de différents nombre de Reynolds ($40, 100, 1000, 9.87 \times 10^4, 5 \times 10^5, 5 \times 10^6$) sont indiqués à la Figure 6.41.

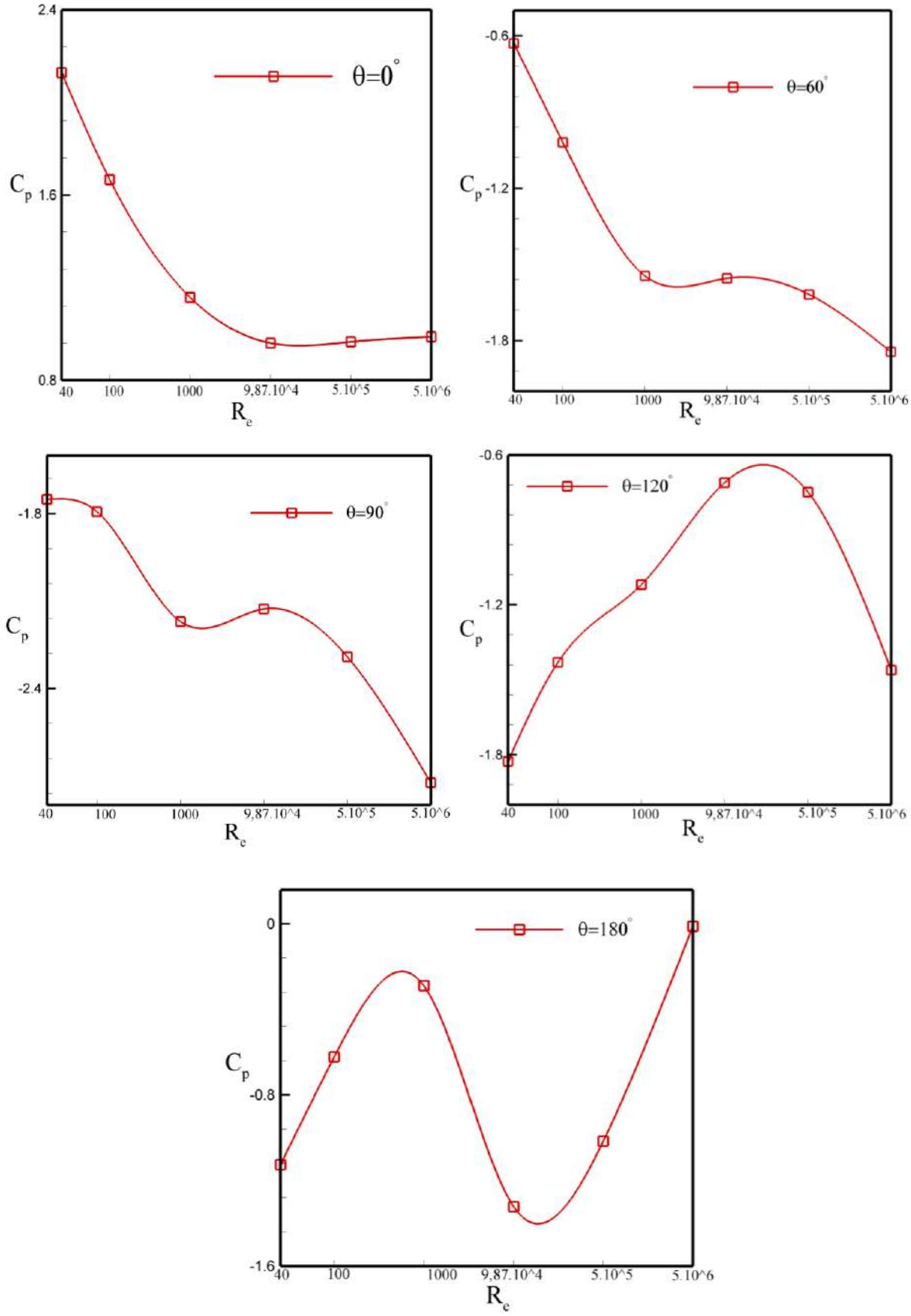


Figure 6.41 : Distribution de coefficient de pression en fonction de nombre de Reynolds pour les différents l'angle θ (θ = 0°, 60°, 90°, 120°, 180°)

Écoulement transitoire

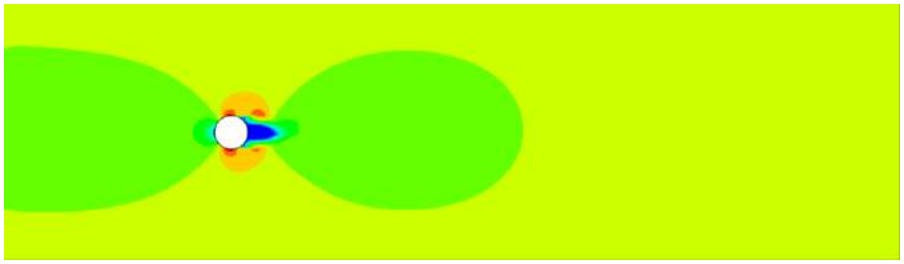
Les figues (6-42) et les figures (6-43) montrent l'évolution temporelle des structures cohérentes du vortex aval du corps. On présente dans cette section les résultats de la simulation en régime transitoire pour $Re=3.98x10^4$ qui correspond à une vitesse d'entrée d'environ 25m/s.

Au temps t = 0.01s, 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 pair de tourbillons alternés de signes opposés qui se détache derrière le cylindre .

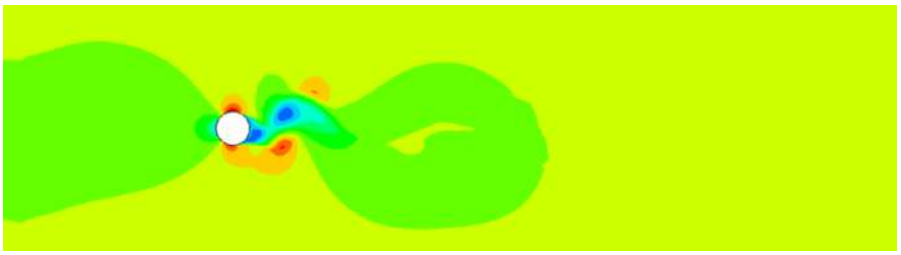
En augmentant le pas de temps, les instabilités de l'écoulement croissent et l'écoulement prend une forme oscillatoire. Ainsi, la fluctuation dans le sillage est purement périodique montrant une augmentation de l'amplitude et une fréquence variable dans le régime laminaire et pour les deux applications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

On remarque aussi qu'il y a 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 y a un roulement des tourbillons dans la zone de sillage et non un glissement.

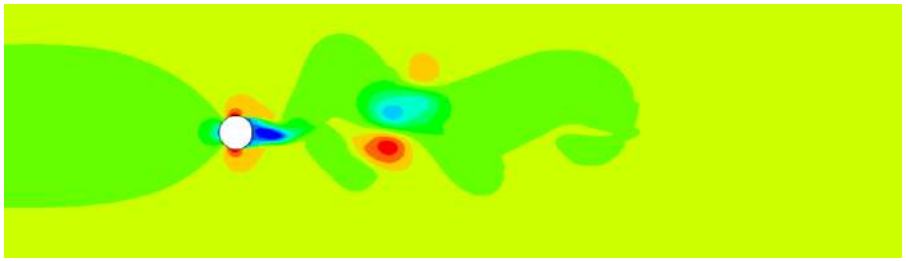
$t = 1e^{-2}$



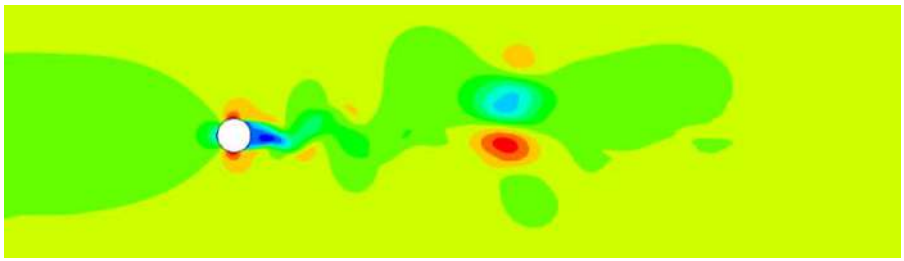
$t = 1.9e^{-2}$



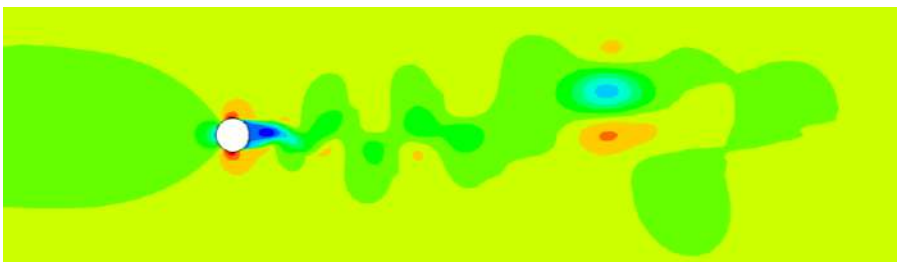
$t = 2.8e^{-2}$



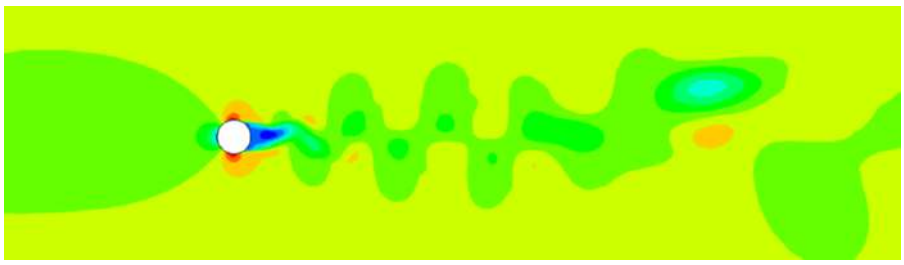
$t = 3.7e^{-2}$



$t = 4.6e^{-2}$



$t = 5.5e^{-2}$



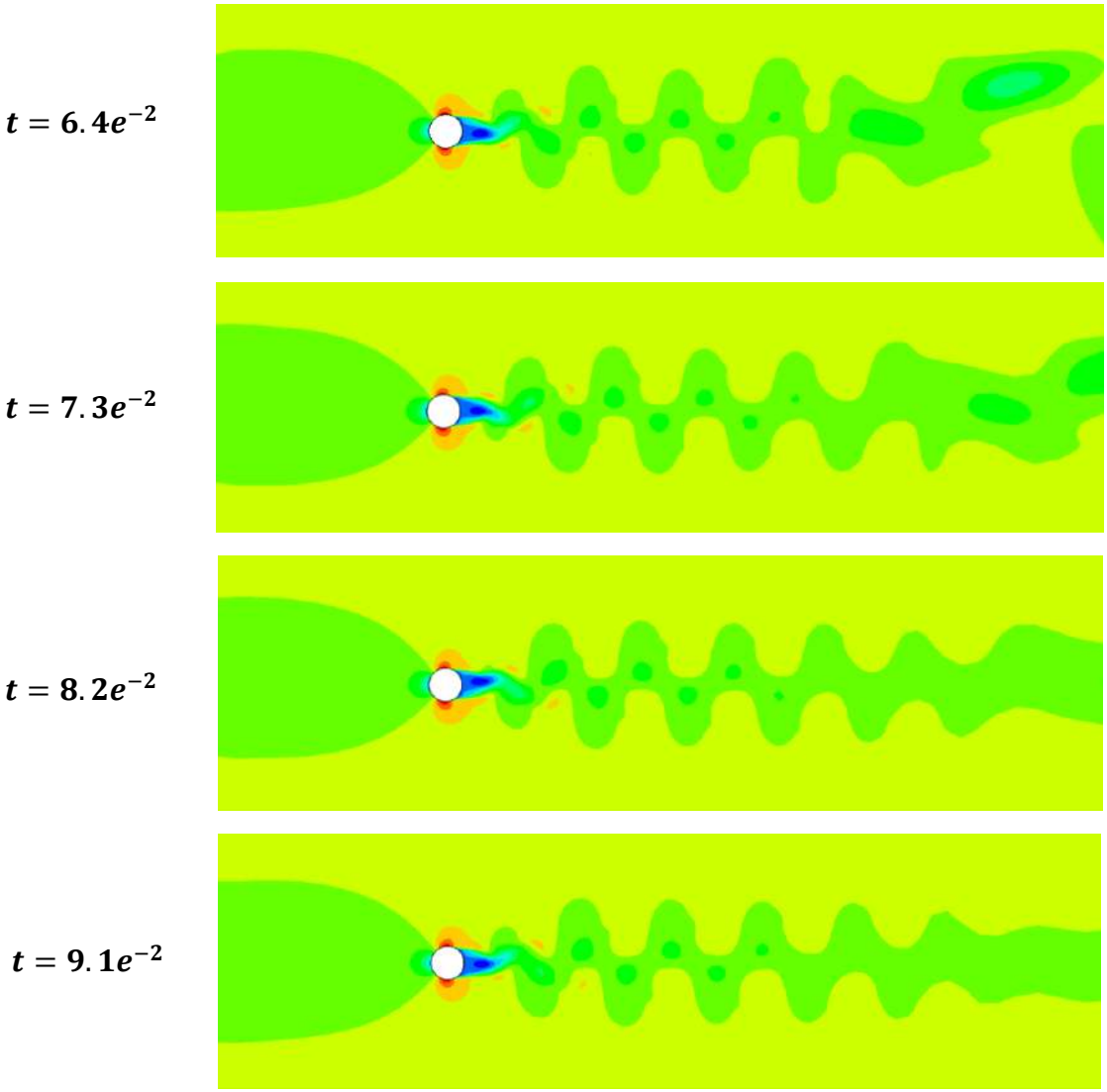
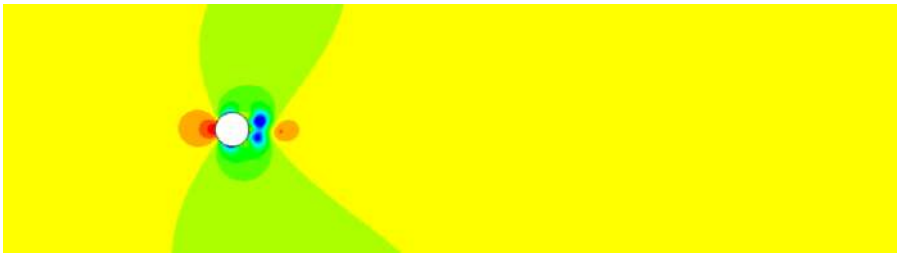
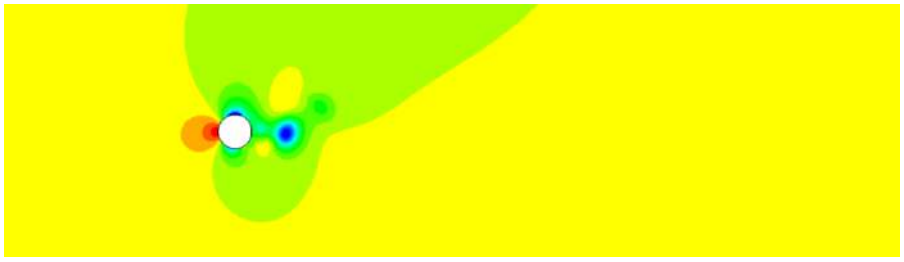


Figure 6.42 : Contour de vitesses pour dix instants
(t=$1e^{-2}$, $1.9e^{-2}$, $2.8e^{-2}$, $3.7e^{-2}$, $4.6e^{-2}$, $5.5e^{-2}$, $6.4e^{-2}$, $7.3e^{-2}$, $8.2e^{-2}$, $9.1e^{-2}$)

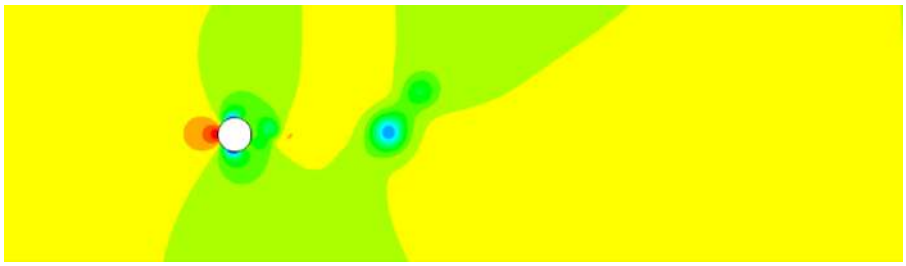
$t = 1e^{-2}$



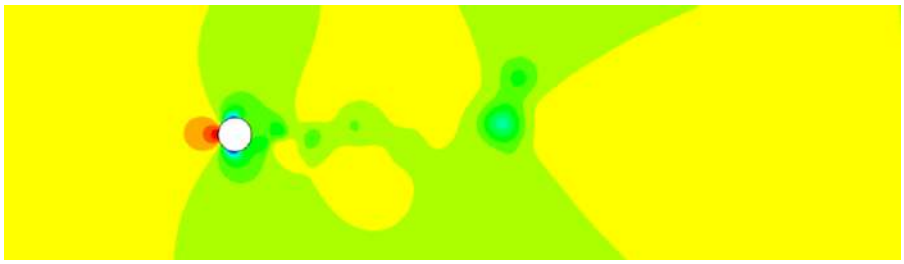
$t = 1.9e^{-2}$



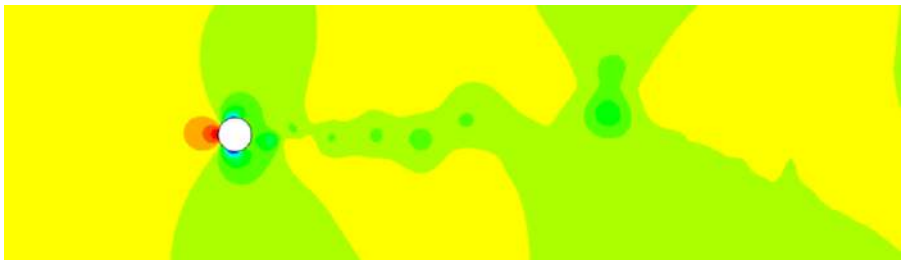
$t = 2.8e^{-2}$



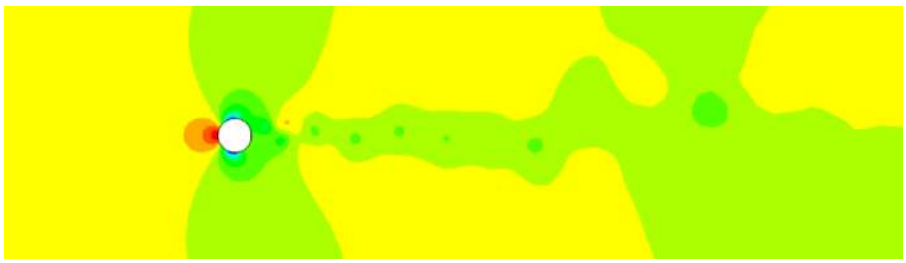
$t = 3.7e^{-2}$



$t = 4.6e^{-2}$



$t = 5.5e^{-2}$



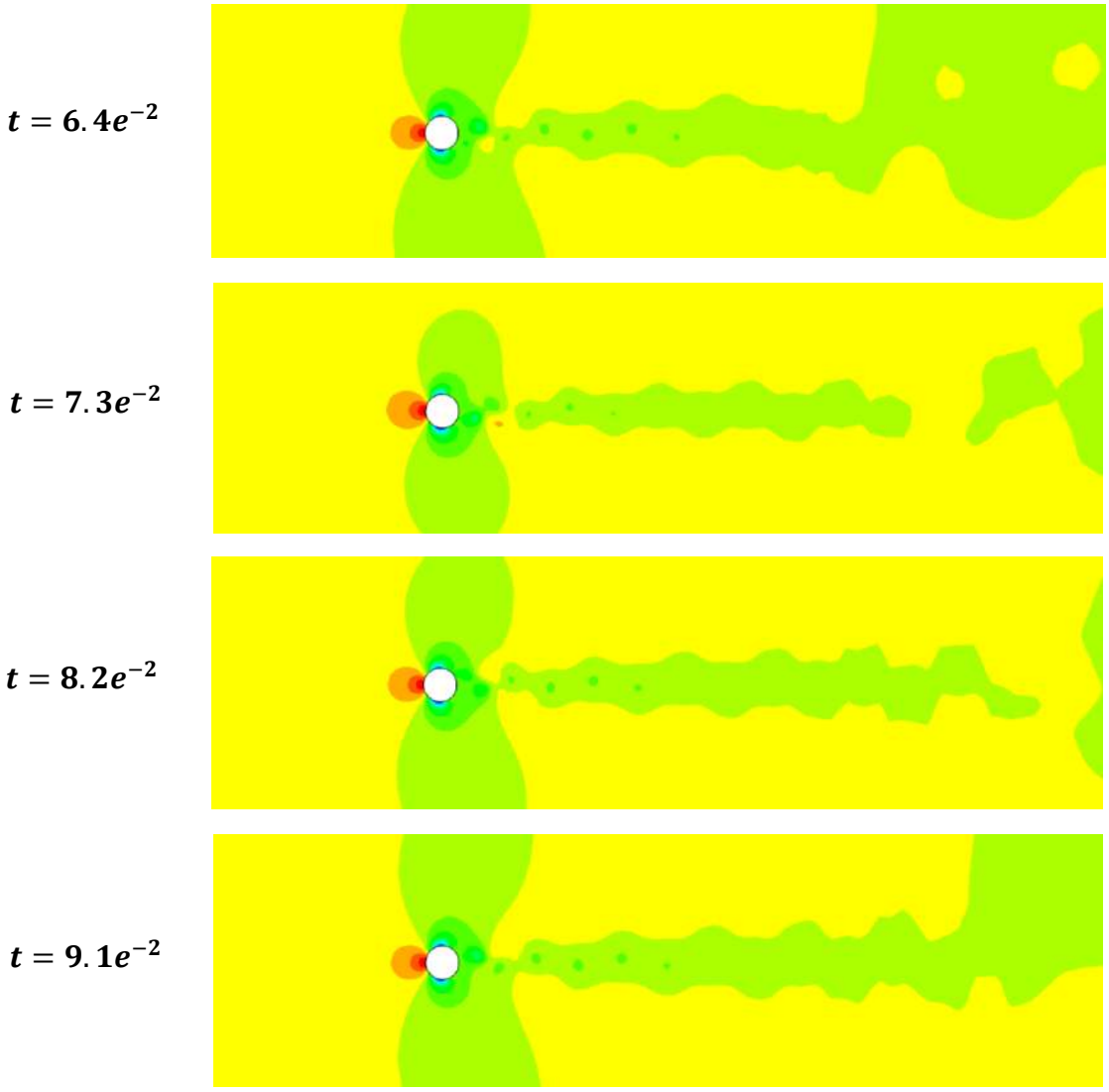


Figure 6.42 : Contour de pressions pour dix instants
(t=$1e^{-2}$, $1.9e^{-2}$, $2.8e^{-2}$, $3.7e^{-2}$, $4.6e^{-2}$, $5.5e^{-2}$, $6.4e^{-2}$, $7.3e^{-2}$, $8.2e^{-2}$, $9.1e^{-2}$)

CONCLUSION

L'étude de l'écoulement laminaire et turbulent de l'air autour d'obstacle à section circulaire a été l'objectif du présent travail.

Ce travail est fait en deux parties, étude expérimentale et numérique.

L'étude expérimentale a été faite après une construction d'un obstacle cylindrique sur un banc d'essai. Cette dernière tâche expérimentale est accomplie au niveau de laboratoire de recherche LMP2M (laboratoire de recherche physique et modélisation mathématique) au département de Génie Mécanique à l'Université de Médéa sur une soufflerie de régime subsonique.

La simulation numérique par ANSYS CFX v14 a été adoptée pour un écoulement stationnaire, bidimensionnel d'un fluide newtonien et incompressible en régime laminaire et turbulent autour d'un obstacle cylindrique placé sur le fond d'un canal rectangulaire. Comme conditions aux limites, une vitesse uniforme est imposée à l'entrée du canal et une pression à la sortie. Les parois supérieure et inférieure, ainsi que la frontière de cylindre, ont été considérés comme des murs. En régime turbulent, nous avons appliqué les modèles $k-\varepsilon$ et $SST\ k-\omega$.

Le raffinement de maillage a été appliqué pour bien capter efficacement la taille des tourbillons en aval d'obstacle étudié. L'accord entre les deux résultats expérimental et numérique est satisfaisant.

Les résultats numériques pour le modèle $k-\varepsilon$ révèlent une bonne concordance avec les mesures obtenues sur le banc d'essai. On a pu visualiser les allées de Van Karman et la génération continue des tourbillons causée par la présence de l'obstacle dans l'écoulement.

RÉFÉRENCES

[1]-CFD2K Benchmark Challenge. "Turbulent Flow around a square cross-section cylinder in the proximity of a solid wall". CFD2K Challenge: Final Version: 30/11/99.

[2]-M.Breuer, J.Bernsdorf, T.Zeiser, F.Durst. "Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods: Lattice-Boltzmann and finite-volume". International Journal of Heat and Fluid Flow 21, 2000.

[3] L.David, D.Calluaud, S. Rouvreau, P. Joulain. Ecoulement laminaire autour d'un cylindre de section carrée comparaison calcul-expérimental, Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (UMR 6609-CNRS), FUTUROSCOPE, France, 2001.

[4]-Damien Calluaud, Laurent David, Sébastien Rouvreau, Pièrre Joulain. Ecoulement Laminaire autour d'un cylindre carré .comparaison calcul expérience. , seminaire, Nancy, 3-7 September 2001.

[5]-J.Kim, H.Hangan. « LES investigation of shear layer formation for a square cylinder», 1000 Islands Meeting, T.I.M. 2001.

[6]-A.K.Saha, G.Biswas, K.Muralidhar "Three-dimensional study of flow past a square cylinder at low Reynolds numbers". International Journal of heat and fluid flow 24 (2003) 54-66.

[7] T. Chew, S.C. Luo, Y.T. Ng. Characteristis of square cylinder wake transition flows, Phys. Fluids, vol. 8, 2549-2559, 2003.

[8] P. Saramito, N. Roquet. An adaptive finite element method for Bingham fluid flows around a cylinder. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. VOL192 PP3317–3341.2003.

[9]- Yi Jiang, Mingde Su, Qingyan Chen. "Using large eddy simulation to study airflows in and around buildings". ASHRAE Transactions, 2003

[10]-Wang Neng-Chao, Guo Wei-Bin, Shi Bao-Chang, Guo Zhao-Li.lattice-BGK simulation of a two-dimensional channel flow around a square cylinde. Vol 12 No 1, janvier 2003.

[**11]-Charles-Henri Bruneau, Iraj Mortazavi** "Passive control of flow around a square cylinder using porous media" International journal for numerical methods in fluids Int.j.Numer .Meth .Fluids 2004.

[12] W. Jian, Q.Rong, L. G.Ya, L. Wei, Z. Xin. Study of vortex characteristics of the flow around a horizontal circular cylinder at various gap-ratios in the cross-flow. Journal of Hydro-dynamics Ser.B, VOL18PP334-340 .2006.

[13] X.Zhang,T.Nishino, G.T.Roberts. Detached-eddy simulation of flow around a circular cylinder in ground effect. The seventeenth international symposium on transport phenomena, Toyama, JAPAN. 2006.

[14] L.X. Huang, P.F. Zhang, J.J. Wang. Numerical simulation of flow around cylinder with an upstream rod in tandem at low Reynolds numbers. Applied Ocean Research Vol 28 PP183–192. 2006.

[15] D.S. Whyte, M. Cheng, 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.

[16] Y. Blanchet, S. Pascal-Ribot. Buffeting lift forces and local air–water flow aspects around a rigid cylinder. International Journal of Multi phase Flow. VOL 33 PP 1237–1254.2007.

[17]-Christophe Brun, Sandrine Aubrun. " Etude expérimentale et numérique de structures de v Kelvin-Helmholtz se développant dans les couches cisaillées autour d'un cylindre à section carrée à $500 \leq R_e \leq 200000$ ". $18^{ème}$ Congrès français de Mécanique.

[18] N. Liu, C. Shu, 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.

[19] M.S. Guellouz,I.Khabbouchi. Ecoulement 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).

[20]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.

[21] F. Aloui, M.S. Dhouaib, S. Turki et S. Ben Nasrallah, Etude expérimentale et numérique des écoulements instationnaires derrière un barreau carré placé dans un milieu confiné, 1ère Conférence Internationale sur La Conversion et La maitrise de L'Energie, CICME'08, 11-13, Avril 2008, Sousse –Tunisie.

[22] 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.

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

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

[25]-J.Hines, G.P.Thompson, F.S.Lien. « A turbulent flow over a square cylinder with prescribed and autonomous motions » Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics Vol. 3, No. 4, pp.573-586 -2009.

[26]-Z.Liu. "Square cylinder Large Eddy Simulation based on random inlet boundary condition". Journal of Applied Fluid Mechanics, Vol.3, No.1, pp.35-45, 2010.

[27]- Sushanta Dutta, P.K.Panigrahi, K.Muralidhar. "Experimental investigation of flow past a square cylinder at an angle of incidence". 2011.

[28]- R. K. Farhoud, S. Amiralaie, G.Jabbari, S. Amiralaie, 2012,Numerical Study of Unsteady Laminar Flow around a Circular Cylindre , Journal of Civil Engineering and Urbanism, Volume 2, Issue 2: 63-67 .

[29]-SJAH Jessica, VINCENS Eric, LEBOEUF Francis, CHAZE Marie, 29 au 31 mai 2013, Modélisation 2D de l'écoulement visqueux autour d'un cylindre fixe par la méthode

SPH-ALE 31èmesRencontres de l'AUGC, E.N.S. Cachan.

[30] Frank M. White, "Fluid Mechanics",MC Graw-Hill, Fourth Edition.

[31] https://fr.wikipedia.org/wiki/Nombre_de_Reynolds

[32] https://fr.wikipedia.org/wiki/Nombre_de_Strouhal

[33] Emmanuelle Itam, - Simulation parallèle d'écoulements tridimensionnels turbulents autour d'un cylindre et de cylindres en tandem, thèse , Université Montpellier 2 - Faculté de Sciences, septembre 2014.

[34] https://fr.wikipedia.org/wiki/Nombre_de_Mach

[35] https://fr.wikipedia.org/wiki/Viscosit%C3%A9

[36] BEDJEGHIT EL-HOUAS – « ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT AUTOUR D'OBSTACLES CARRE ET CYLINDRIQUE, Thèse magistère, Université MENTOURI Constantine ,2010.

[37] BOUSALEM Samira, KHIRAT Mohamed- Etude numérique et expérimentale d'un écoulement de l'air autour d'un obstacle de section carrée , mémoire de PFE Master, Université de Medea , 2014.

[38] CHERRAD ADEL-EDDINE, -étude de l'écoulement transsonique autour d'un obstacle-". Thèse magistère. Université de Batna, 2012.

[39] MATENE ELHACENE - Simulation numérique des écoulements turbulents à travers les conditionneurs d'écoulement, – 2009.

[40] David VANPOUILLE - Développement de modèles de turbulence adaptés à la simulation des écoulements de convection naturelle à haut nombre de Rayleigh, thèse , Université de Toulouse, Décembre 2013.

[41] S. Sarkar, The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow, J. Fluid Mech. (1995).

[42] F. Menter, Zonal two equation k−ω turbulence models for aerodynamic flows, in: AIAA 93-2906, 24th Fluid Dynamics Conference—Orlando, Florida, 1993

[43]. TecQuipment,"User Guide AF100".