

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Ibn Khaldoun Tiaret

Faculté des Sciences Appliquées

Département de Génie Mécanique

Laboratoire de Recherche des Technologies Industrielles

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Énergétique

Réf :

THÈSE

En vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat 3^{ème} cycle LMD

Thème

Simulation numérique d'un écoulement autour
d'un cylindre transversalement ondulé :
Etude hydrodynamique

Présentée par :

Monsieur BECHEFFAR Youcef

Soutenu publiquement le : 18/12/2023, devant le jury composé de :

M. MEKROUSSI Said	Professeur (Univ. Ibn Khaldoun de Tiaret)	Président
M. KARAS Abdelkader	Professeur (Univ. Ibn Khaldoun de Tiaret)	Examineur
M. KHERRIS Sahraoui	Professeur (Univ. de Tissemsilt)	Examineur
M. BENAMARA Nabil	Professeur (Univ. de Sidi Bel Abbès)	Examineur
M. CHAIB Khaled	MCA (Univ. Ibn Khaldoun de Tiaret)	Directeur de thèse
M. SAD CHEMLOUL N.	Professeur (Univ. Ibn Khaldoun de Tiaret)	Co-directeur de thèse

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Dédié à la mémoire de mon cher père

À ma mère bien-aimée

À mes sœurs et à mes frères

À mes amies et amis.

Yucef.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur et co-directeur de thèse, Messieurs : CHAIB KHALED maître de conférences classe A et Nord-Eddine SAD CHEMLOUL Professeur à l'Université Ibn Khaldoun Tiaret, pour leur encadrement précieux, leur disponibilité, leurs conseils avisés et leur soutien constant tout au long de cette aventure. Je tiens à souligner leur contribution éminente et leurs précieux conseils qui ont considérablement contribué à la réussite de cette thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur MEKROUSSI Said, Professeur à l'Université Ibn Khaldoun Tiaret qui a voulu être président de jury de soutenance ainsi que les Professeurs : KARAS Abdelkader de l'Université Ibn Khaldoun, BENAMARA Nabil de l'université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès et KHERRIS Sahraoui de Université Ahmed Ben Yahia Al Wancharissi de Tissemsilt qui ont eu la gentillesse de rendre compte de mon travail.

Mes remerciements chaleureux sont adressés à Monsieur Le professeur HADDOUCHE Kamel de l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret, ainsi que le responsable du laboratoire "LRTI" qui m'a généreusement fourni l'équipement informatique requis aux simulations numériques.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur ABDI Mohamed et Monsieur MENOUEUR Abdelfettah, pour leur support, leurs orientations et leur aide appréciable.

Je souhaite adresser mes remerciements à mes amis et à ma famille pour leur support moral et leurs encouragements. Leur apport a été essentiel dans la réalisation réussie de cette thèse.

Enfin, je voudrais remercier tous ceux qui ont contribué d'une manière ou d'une autre à ce modeste travail. Je suis très reconnaissant pour toute information ou idée partagée avec moi.

Youcef.

Table des matières

Table des matières

Liste des figures	i
Liste des tableaux	iv
Liste des équations	v
Nomenclature	vi
Introduction générale	2

Chapitre I : Recherche bibliographique

I.1 Introduction.....	5
I.2 Écoulement autour d'un cylindre	5
I.2.1 Divers régimes d'écoulement au-delà d'un cylindre	5
I.2.1.1 Ecoulement rampant.....	6
I.2.1.2 Ecoulement régulier symétrique Détaché.....	6
I.2.1.3 Écoulement laminaire instable en deux dimensions.....	7
I.2.1.4 Ecoulement pseudopériodique 3D.....	7
I.3 Travaux antérieurs.....	9
I.3.1 Etudes numériques	9
I.3.2 Etudes Expérimentales	19
I.4 Conclusion.....	24

Chapitre II : Équations mathématiques

II.1 Introduction	26
II.2 Énoncé du problème et notion de fluide	26
II.2.1 Caractéristiques physiques des fluides	27

II.2.1.1 La compressibilité	27
II.2.1.2 La masse volumique	27
II.2.1.3 La viscosité	28
II.2.2 Les types de flux.....	28
II.2.2.1 Écoulement non compressible	28
II.2.2.2 Écoulements stationnaires ou stables.....	28
II.2.2.3 Écoulements instationnaires	28
II.2.2.4 Écoulement turbulent ou laminaire : nombre de Reynolds	29
II.2.2.5 Décollement tourbillonnaire	29
II.2.2.6 Nombre de Strouhal.....	30
II.2.2.7 Le coefficient de traînée	30
II.2.2.7.1 Pression et frottement des coefficients de traînée	30
II.2.2.8 Le coefficient de portance	32
II.2.2.9 Le coefficient de pression.....	32
II.3 Equations fondamentales	32
II.3.1 Équation de conservation de la quantité de matière	32
II.3.2 Équation de conservation de la quantité de mouvement	33
II.3.3 Hypothèses simplificatrices	33
II.4 Conditions aux limites	34
II.5 Conclusion.....	35

Chapitre III : Approches numériques et introduction d'ANSYS FLUENT

III.1 Introduction	37
III.2 Procédure de solution numérique.....	37
III.2.1 Effets de la résolution de la grille et de la taille du domaine	37
III.3 Méthodologie numérique.....	38
III.4 Diverses approches numériques	39
III.4.1 Méthodes des différences finies	39
III.4.2 Méthode des éléments finis	40
III.4.3 Méthode des volumes finis	40
III.5 Les équations de conservation	40

III.6 Concept fondamental de l'approche par volumes finis	41
III.6.1 Discrétisation spatiale	41
III.6.2 Concept de maille	44
II.6.2.1 Eléments et nœuds	44
II.6.2.2 Perpendicularité	44
III.7 Mécanisme de discrétisation	45
III.8 Sélection du schéma d'interpolation de la pression	46
III.9 Approches de couplage Vitesse - Pression	46
III.10 Processus de linéarisation	48
III.11 Évaluation du critère de convergence	49
III.12 Conclusion	49

Chapitre IV : Discussion des résultats

IV.1 Introduction	51
IV.2 Résultat et discussion	51
IV.2.1 Validation	51
IV.2.2 Caractéristiques d'écoulement du fluide	52
IV.2.2.1 Coefficient de traînée	53
IV.2.2.2 Coefficients de portance et nombre de Strouhal	56
IV.2.2.3 Longueur de recirculation et angle de séparation	58
IV.2.2.4 Coefficient de pression	59
IV.2.2.5 Coefficient de frottement	62
IV.2.2.6 Contour de distribution	64
IV.2.3 Comprendre le phénomène de la trainée	66
IV.3 Conclusion	68

Chapitre V : Écoulement autour d'un cylindre à rainures triangulaires

V.1 Introduction	70
V.2 Énoncé du problème	70
V.2.1 Résolution de grille et effets de taille de domaine	71

V.2.2 Procédure de calcul.....	72
V.3 Discussion des résultats	73
V.3.1 Coefficient de traînée	74
V.3.2 Coefficient de pression.....	74
V.3.3 Coefficient de frottement.....	75
V.4 Conclusion.....	76
Conclusion générale et perspectives	78
Bibliographie	81

Liste des figures

Liste des figures

Figure	Intitulé	N° de page
Figure (I.1)	Flux rampe, Reynolds 1, (Stojković et al. 2002).	06
Figure (I.2)	Flux périodique stable symétrique à Reynolds 40, (Stojković et al. 2002)	07
Figure (I.3)	Champ instantané de la vorticité, écoulement symétrique laminaire à $Re = 100$, illustrant la formation de l'allée de Von Karman, [61]	07
Figure (I.4)	Ondulation des tourbillons de Von Karman pour le mode A, $Re = 220$, (BRAZA, et al. 2001)	08
Figure (I.5)	Illustration du mode B � $Re = 270$, [6]	08
Figure (I.6)	Formes en coupe des rainures [Unité : mm]	13
Figure (I.7)	Croquis de la géométrie de simulation. (a) Cylindre rainuré tridimensionnel avec flux entrant U_1 . (b) Partie de la surface rainurée du cylindre avec k le nombre d'onde et ϵ la magnitude. (c) Croquis du maillage curviligne ajusté au corps	17
Figure (I.8)	b) un cylindre rainuré carré, c) un cylindre rainuré triangulaire et d) un cylindre rainuré � fossettes indiquant les rapports des dimensions des rainures	18
Figure (I.9)	Forme des rainures et emplacement des trous de pression (Unité : mm)	18
Figure (I.10)	Forme des rainures et emplacement des trous de pression (Unité : mm)	19
Figure (I.11)	Aspect des cylindres d'essai	21
Figure (I.12)	Forme des rainures et emplacement des trous de pression (Unité : mm)	22
Figure (I.13)	Vue de dessus schématique des cylindres testés et de la géométrie de la rainure	23

Figure (I.14)	Formes de rainures et maillages adjacents à la surface du cylindre circulaire (a) Cylindre entièrement rainuré (modèle A). (b) Cylindre semi-rainuré (modèle B)	24
Figure (II.1)	Le schéma du champ d'écoulement	24
Figure (II.2)	Tourbillons derrière un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds 100. La fréquence d'émission des tourbillons est ici l'élément le plus critique, car ils génèrent des forces de portance oscillantes essentiellement sinusoïdales sur l'obstacle	30
Figure (II.3)	Écoulement autour une assiette plate, a) à 90 degrés par rapport aux flux, b) alignée avec la direction du flux	31
Figure (II.4)	Les coefficients de traînée et portance	32
Figure (II.5)	Condition aux limites du domaine d'étude	35
Figure (III.1)	Structure de la grille : (a) domaine complet, (b) vue zoomée autour du cylindre	39
Figure (III.2)	Domaine de contrôle pour la modélisation d'un flux en deux dimensions	41
Figure (III.3)	Représentation du concept de maillage	44
Figure (III.4)	Les quelques types d'éléments	44
Figure (III.5)	Réseau de mailles sur un disque, Mailles non structurées au niveau local	45
Figure (III.6)	Domaine de contrôle bidimensionnel élémentaire	45
Figure (III.7)	Le schéma itératif implémenté dans Fluent, utilisant SIMPLE	48
Figure (IV.1)	Coefficients de friction, de pression et de traînée totale des cylindres lisses et rainurés	55
Figure (IV.2)	Variation du coefficient de traînée en fonction de temps à Reynolds de 100.	55
Figure (IV.3)	Coefficient de traînée total du cylindre convexe et lisse à différents nombres de Reynolds	56
Figure (IV.4)	Variation du coefficient de portance en fonction de temps à Reynolds de 100	57
Figure (IV.5)	Coefficient de portance total à différents nombres de Reynolds	57
Figure (IV.6)	Nombre de Strouhal du cylindre lisse à Re Reynolds 100	58
Figure (IV.7)	Nombre de Strouhal des cylindres convexes et lisse	58
Figure (IV.8)	Contour de vitesse x à un nombre de Reynolds 40. a) l'amplitude est fixée à $\delta/d = 1/12,5$. b) le nombre de rainures est fixé à $N=10$	59

Figure (IV.9)	Distribution des coefficients de pression le long des cylindres convexes et lisses à $Re=40$	60
Figure (IV.10)	Distribution des coefficients de pression le long des cylindres convexes et lisses à $Re=100$	61
Figure (IV.11)	Distribution des coefficients de pression le long du cylindre avec 30 rainures de forme convexe pour les trois différentes amplitudes à $Re=40$	62
Figure (IV.12)	Distribution des coefficients de frottement le long des cylindres convexes et lisses à $Re=40$	63
Figure (IV.13)	Distribution des coefficients de frottement le long du cylindre avec 10 rainures de forme convexe pour les trois différentes amplitudes à $Re = 40$	64
Figure (IV.14)	Distribution des courants autour les cylindres convexes et lisses à $Re=40$	65
Figure (IV.15)	Distribution des courants autour les cylindres convexes et lisse à un nombre de Reynolds 100, $\delta/d = 1/12.5$.	66
Figure (IV.16)	L'impact d'un gradient de pression sur la croissance de la couche limite	67
Figure (IV.17)	Le champ de vitesse autour des cylindres lisse et rainuré à $Re=100$	68
Figure (IV.18)	Le champ de pression statique autour des cylindres lisse et rainuré à $Re=40$	68
Figure (V.1)	Le Schéma du domaine entier	71
Figure (V.2)	Résolution de la grille avec une vue zoomée du maillage	73
Figure (V.3)	Coefficient de traînée total des cylindres lisses et rainurés à $Re=40$	74
Figure (V.4)	Le coefficient de pression local des cylindres lisses et rainurés	75
Figure (V.5)	Le coefficient de frottement local des cylindres lisses et rainurés à $Re=10$	76
Figure (V.6)	Le coefficient de frottement local des cylindres lisses et rainurés à $Re=40$	76

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableau	Intitulé	N° de page
Tableau (III.1)	Influence de la résolution de la grille sur les coefficients de traînée totale	38
Tableau (III.2)	Influence de la taille du domaine sur les coefficients de traînée totale	38
Tableau (IV.1)	Validation des résultats actuels avec la littérature antérieure	52
Tableau (IV.2)	Résultats des calculs à différents nombres de Reynolds	53
Tableau (V.1)	Effets de la résolution de la grille sur les coefficients de traînée totale	72
Tableau (V.2)	Effets de la taille du domaine sur les coefficients de traînée totale	72
Tableau (V.3)	Confrontation des résultats récents avec les études antérieures plus les Résultats prédits du cylindre lisse avec N triangulaires rainures	74

Liste des équations

Liste des équations

Equation		N° de page
Equation (I.1)	Le nombre de Mach	05
Equation (I.2)	Le nombre de Reynolds	06
Equation (II.1)	Le coefficient de compressibilité isotherme	27
Equation (II.2)	La viscosité dynamique	28
Equation (II.3)	La viscosité cinématique	28
Equation (II.4)	Le nombre de Reynolds adimensionnel	29
Equation (II.5)	Le nombre de Strouhal	30
Equation (II.6)	Le coefficient de traînée	30
Equation (II.7,8)	Les composantes de coefficient de traînée	31
Equation (II.9)	Le coefficient de portance	32
Equation (II.10)	Le coefficient de pression	32
Equation (II.11)	La conservation de la quantité de matière	33
Equation (II.12)	La conservation de la quantité de mouvement	33
Equation (III.1)	Equations différentielles partielles conservatives	40
Equation (III.2)	Discrétisation spatiale	41
Equation (III.3)	Discrétisation spatiale	42
Equation (III.4)	Discrétisation spatiale	42
Equation (III.5)	Discrétisation spatiale	42
Equation (III.6)	Discrétisation spatiale	42
Equation (III.7)	Discrétisation spatiale	42
Equation (III.8)	Discrétisation spatiale	42
Equation (III.9)	Discrétisation spatiale	43
Equation (III.10)	Discrétisation spatiale	43
Equation (III.11)	Discrétisation spatiale	43
Equation (III.12)	Discrétisation spatiale	43

Equation (III.13)	Discrétisation spatiale	43
Equation (III.14)	Le nombre de Peclet	43
Equation (III.15)	La diffusion	43
Equation (III.16,17)	Processus de linéarisation	48
Equation (III.18)	Le résiduel	49

Nomenclature

Nomenclature

Note : Des symboles qui sont définis dans le corps du texte et apparaissent de manière occasionnelle dans la thèse ne sont pas inclus dans cette liste.

Symbole	Définition	Unité
M	Nombre de Mack	–
C_p	Coefficient de pression	–
C_f	Coefficient de frottement	–
n	Indice de la loi de puissance	–
a / D_m	Amplitude d’onde adimensionnelle	–
Re_D	Nombre de Reynolds calculé en utilisant le diamètre du cylindre comme référence	–
$\epsilon / D, e / D$	Amplitude des rainures	–
N	Nombre de rainures	–
$D / d, DM$	Taille du domaine	–
GR	Résolution de Grille	–
L / d	La longueur de sillage sans dimension	–
F_D	La force de traînée	N
F_L	La force de portance	N
P	Champ de pression	Pa
$(u_i, u_j) = (u, v)$	Champ de vitesse	m/s
x, y	Coordonnées cartésiennes	m
U	La vitesse	m/s

Symboles grecques

Symbole	Définition	Unité
μ	Viscosité dynamique moléculaire	$Pa \cdot s$
ν	Viscosité cinématique	m^2/s
ρ	Masse volumique	kg/m^3
α	Angle de séparation	–
λ / D_m	Longueur d'onde adimensionnelle	–
δ / d	Amplitude d'onde	–

Nombres sans dimension

Nombre de Reynolds	$Re = \frac{U \cdot D}{\nu}$
Nombre de Strouhal	$St = \frac{f_t \times d}{U}$
Le coefficient de traînée	$C_D = \frac{2F_D}{\rho U^2 d}$
Coefficient de portance	$C_L = \frac{2F_L}{\rho U^2 d}$
Coefficient de pression	$C_p = \frac{(p_s - p_\infty)}{0.5 \rho U^2}$

Abréviations

FFT	Fast Fourier Transform
LBA	Lattice-Boltzmann
AMG	Algebraic Multigrid
LDV	Laser Doppler Velocimetry
DNS	Direct Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulation
MEF	Finite Element Methods
PIV	Particle Image Velocimetry
FVM	Finite Volume Methods

SIMPLE Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
RNG Re-Normalized Group
QUICK Quadratic Upwind Interpolation for Convection Kinematics

Introduction générale

Introduction générale

L'écoulement derrière un cylindre est un phénomène typique pour la compréhension de l'écoulement autour des corps non profilés, il est d'une importance majeure en aérodynamique. L'étude de mécanisme physique de l'écoulement au-delà d'un cylindre est très intéressante, tant pour la recherche fondamentale que pour les applications industrielles, notamment l'écoulement du vent autour des bâtiments, des avions, des ponts à haubans, des piles de ponts, des structures offshores, des pipelines et des composants électroniques. Il est bien connu qu'une décroissance abrupte du coefficient de traînée total se produit à un nombre de Reynolds élevé dans l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, mais le même phénomène se produit dans le cas d'un cylindre rainuré à un nombre de Reynolds inférieur.

Au cours des dernières décennies, l'écoulement d'un fluide non newtonien ou newtonien autour d'un cylindre lisse a suscité beaucoup d'intérêt, que ce soit expérimentalement ou numériquement. La réduction de la traînée est toujours l'un des plus grands objectifs dans l'écoulement autour des corps non profilés pour réduire la charge du vent, où elle peut être atteinte par de nombreuses méthodes telles que le changement de la forme du corps, qui est considéré comme l'une des méthodes les plus fréquemment utilisées ou l'utilisation d'une tige en amont pour réduire la traînée du cylindre carré et circulaire.

Il est donc évident que les études précédentes sur l'écoulement à travers un cylindre rainuré se sont concentrées sur le champ hydrodynamique.

Le présent travail vise à évaluer l'effet de la rugosité de la surface, causée par la présence de cavités à rainures convexes dans la direction longitudinale du cylindre, dans le régime d'écoulement stationnaire et instationnaire sur les caractéristiques de la quantité de mouvement et de trouver également le nombre et l'amplitude optimales des rainures. A cet effet des études numériques sont réalisées pour un cylindre à rainures convexes à des valeurs de Reynolds allant jusqu'à 300. Le nombre de rainures a été choisi pour être égal à 10, 20 et 30 avec une amplitude de rainure de $1/50$, $1/25$ et $1/12.5$. Une étude comparative est également effectuée pour un cylindre lisse.

Ce travail est structuré en quatre chapitres : Le chapitre initial présente la théorie des écoulements autour des cylindres pour différents régimes ainsi qu'une recherche bibliographique résumant les différents travaux en relation avec ce thème. Le problème est présenté de manière mathématique dans

le deuxième chapitre, les équations régissant ce phénomène, à savoir les équations de la conservation de masse et de la quantité de mouvement, sont données avec les simplifications requises.

Les effets de la résolution de la grille et de la taille du domaine et la méthodologie numérique sont décrits dans le troisième chapitre. La construction de la maille de calcul et la discrétisation des équations du phénomène sont abordées en détail.

Le quatrième chapitre se concentre sur la mise en évidence des résultats et à leur discussion, illustrés par des graphiques et des tableaux. Ces résultats sont comparés à ceux des travaux antérieurs. L'influence des espaces rainurés convexes sur : le coefficient de pression au point de stagnation avant et arrière, le coefficient de frottement, le coefficient de traînée totale et ses composantes, le coefficient de portance, l'angle de séparation, le nombre de Strouhal et la longueur de recirculation est discutée dans ce chapitre ; on trouve aussi les contours de lignes de courant. Ce travail se termine par une conclusion générale qui résume l'essentiel des résultats.

Chapitre I
Recherche
bibliographique

Chapitre I

Recherche bibliographique

I.1 Introduction

L'exploration des mécanismes physiques liés à l'écoulement autour d'un cylindre suscite un vif intérêt, soit sur le domaine de la recherche fondamentale ou dans le domaine des applications industrielles. On peut citer par exemple : l'écoulement du vent autour des bâtiments, les écoulements dans les turbomachines, les éoliennes, les avions, ...etc. Dans ce chapitre on présente les différents régimes d'écoulement et les recherches précédentes portant sur l'écoulement autour d'un cylindre.

I.2 Écoulement autour d'un cylindre

L'écoulement autour d'un cylindre circulaire a été intensivement étudié et cela revient à sa géométrie simple ainsi que la structure logique des vortex. L'intérêt académique et industriel que suscite ce domaine a mené à plusieurs études qu'elles soient de nature expérimentales ou numériques de haut niveau du canal quand la valeur de Reynolds est très importante et disparaît lorsque l'écoulement est stable.

I.2.1 Divers régimes d'écoulement autour d'un cylindre

La compréhension des mécanismes physiques de l'écoulement au-delà d'un cylindre circulaire a fait l'objet de nombreuses analyses dans la littérature que ce soit dans le domaine académique où bien sur le plan des applications industrielles. L'équation de la conservation de la quantité de mouvement peut être reformulée en une équation reliant des variables adimensionnelles, ce qui met en évidence certains paramètres sans dimension.

Le nombre de Mach, noté M , représente le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son :

$$M = \frac{U_{\infty}}{C} \quad (\text{I.1})$$

Ce nombre rend compte des impacts de la compressibilité. A faible nombre de Mach, Les

équations de Navier-Stokes sont considérées comme applicables à l'écoulement d'un fluide incompressible. Le dimensionnement de ces équations par une échelle de vitesse U_0 , une distance caractéristique D et une échelle de masse ρ , permet de déterminer un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds dénommé Re , qui s'écrit ainsi :

$$Re = \frac{\rho U_0 D}{\mu} \quad (I.2)$$

Ce nombre est défini comme étant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

Plusieurs recherches touchant ce type d'écoulement, qu'ils soient expérimentaux et numériques caractérisant les différents régimes d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. Citons, entre autres, les études expérimentales de [1], [2], [3], et plus récemment celles de [4], [5], ainsi que les études numériques de [6].

I.2.1.1 Ecoulement rampant

L'écoulement rampant est un écoulement à très faibles nombres de Reynolds ($Re \leq 5$), les forces de viscosité sont dominantes. Il n'y a pas de décollement et aucune instabilité ne se déclenche. L'écoulement se referme derrière le cylindre. Par rapport à l'axe longitudinal du courant l'écoulement est symétrique entre l'aval et l'amont, figure I.1.

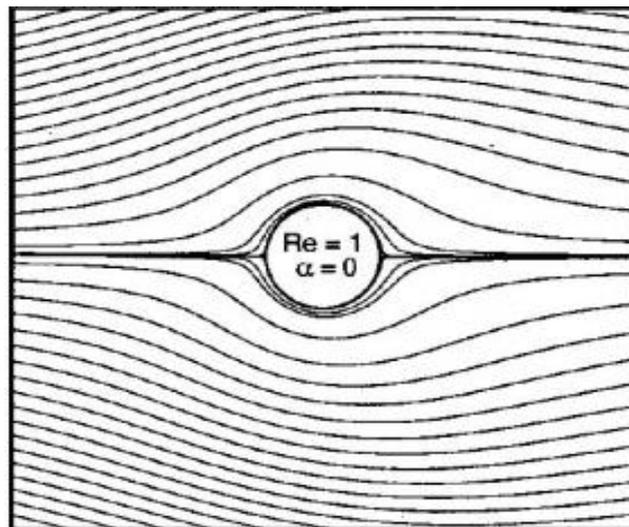


Figure I.1 : Flux rampant, Reynolds 1 ; (Stojković et al. 2002).

I.2.1.2 Ecoulement régulier symétrique Détaché

C'est un écoulement à nombre de Reynolds $5 < Re < 48$. Dans un écoulement stationnaire symétrique décollé les forces d'inertie accroissent et l'effet visqueux diminue, ce qui empêche l'écoulement de se détacher du cylindre. Deux tourbillons sont observés en aval du cylindre. On

remarque que quand la valeur de Re accroît le point de rattachement s'éloigne du cylindre, l'écoulement est stationnaire et reste stable et symétrique, figure I.2.

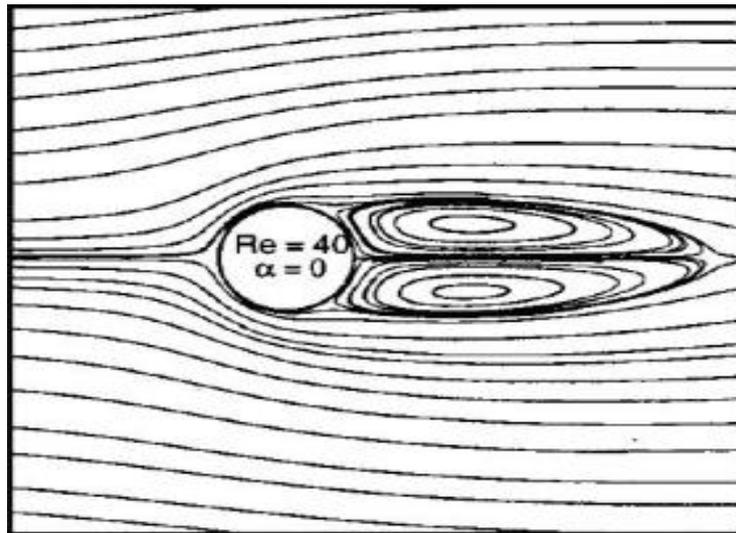


Figure I.2 : Flux périodique stable symétrique à Reynolds 40, (Stojković et al. 2002).

I.2.1.3 Écoulement laminaire instable en deux dimensions

C'est un écoulement à nombre de Reynolds au-delà de 48, Il est impossible d'amortir les diverses sources de perturbation. On observe que deux tourbillons se détachent de chaque côté du cylindre, créant l'allée tourbillonnaire de Von-Karman, illustrée à la figure I.3. Cette instabilité est bidimensionnelle et présente une forte périodicité.

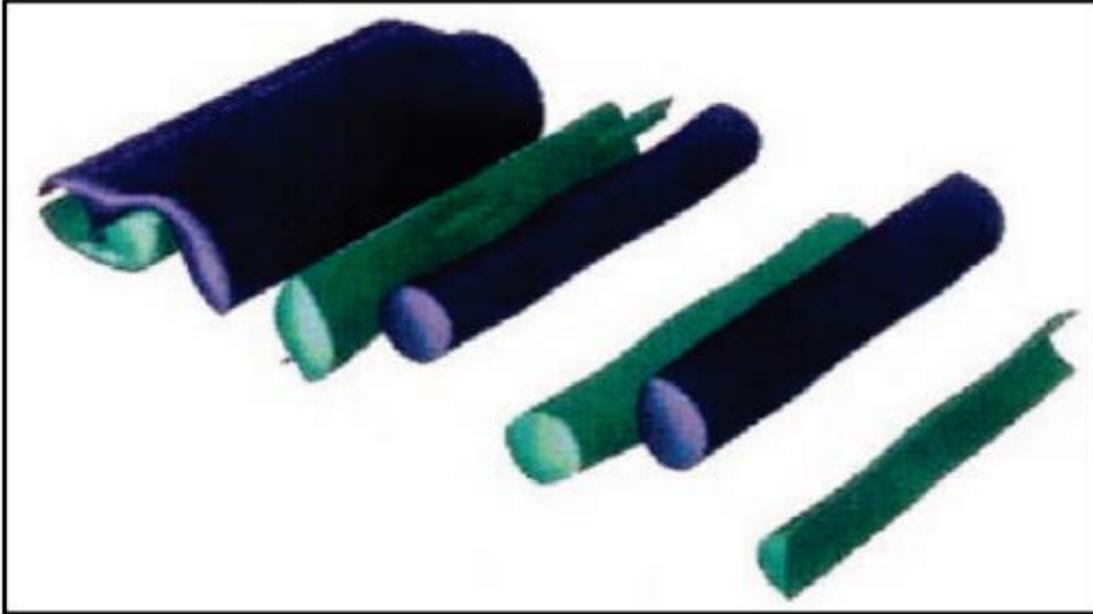


Figure I.3 : Champ instantané de la vorticité, écoulement symétrique laminaire à $Re = 100$, illustrant la formation de l'allée de Von Karman, [63].

I.2.1.4 écoulement pseudopériodique 3D

C'est un écoulement à un nombre de Reynolds au-delà de Reynolds ≈ 160 , dans ce cas le régime commence à passer au régime turbulent. Des rouleaux de Von-Karman dans la direction de

l'envergure du cylindre et la formation de tourbillons longitudinaux sont observés, figure I.4.



*Figure I. 4 : Ondulation des tourbillons de Von Karman pour le mode A, $Re = 220$,
(BRAZA, et al. 2001)*

Deux modes : A, pour $160 < Re < 190$ et B, pour $250 < Re < 260$ sont catégorisés selon la longueur d'onde des ondulations transversales des rouleaux. Le mode A a une longueur d'onde d'ordre de 4 diamètres, alors qu'il devient le mode B a une longueur d'onde d'ordre de 1 diamètre, figure I.5.



Figure I.5 : Illustration du mode B à $Re = 270$, [6].

I.3 Travaux antérieurs

De nombreuses recherches ont été menées pour anticiper l'écoulement autour d'un cylindre. Cette tâche a nécessité la comparaison des résultats des approches numériques avec les données expérimentales. Des approches mathématiques ont été élaborées pour mieux reproduire la réalité de l'écoulement et obtenir des informations exhaustives. Plusieurs chercheurs se sont penchés sur l'étude du comportement de l'écoulement autour d'un cylindre.

I.3.1 Etudes numériques

En 1969 Takami and Keller ont fait des solutions numériques des équations de Navier-Stokes stationnaires pour des écoulements bidimensionnels au-delà d'un cylindre circulaire dans un espace sans limite. Le flux est supposé uniforme à l'infini en amont et la plage des valeurs de nombres de Reynolds s'étend de 1 à 60. Les équations de Navier-Stokes sont remplacées par un ensemble d'équations aux différences finies et la solution numérique est trouvée au moyen d'une technique d'itération. La discussion porte sur la traînée, la pression de base, la forme des vortex debout, et quelques formules suggérées pour les grands nombres de Reynolds. Ils ont obtenu un excellent accord avec les expériences récentes.

En 1970 Dennis and Chang ont étudié les solutions aux différences finies des équations de mouvement pour un écoulement incompressible constant autour d'un cylindre circulaire une plage des valeurs de nombres de Reynolds allant de $Re = 5$ à $Re = 100$. Ils ont calculé du coefficient de traînée, de l'angle de séparation et des distributions de pression et de vorticités sur la surface du cylindre, l'évolution de ces propriétés avec le nombre de Reynolds est cohérente, mais il ne semble pas possible de prédire avec certitude leur tendance en tant que $Re \rightarrow \infty$. Ils ont constaté que la longueur de sillage augmente approximativement linéairement avec Re sur toute la plage à partir de la valeur, juste en dessous de $Re = 7$, à laquelle elle apparaît en premier.

En 1980 Bengt Fornberg a fait une simulation numérique pour un écoulement visqueux constant au-delà d'un cylindre circulaire avec des nombres de Reynolds jusqu'à 300. Il a proposé une nouvelle technique pour la condition aux limites à grandes distances et un schéma d'itération a été développé, basé sur la méthode de Newton, qui contourne les difficultés numériques précédemment rencontrées autour et au-delà d'un nombre de Reynolds de 100. Il a observé quelques nouvelles tendances dans la solution brièvement avant un nombre de Reynolds de 300. Lorsque le tourbillon commence à recirculer à partir de l'extrémité de la région de sillage, cette région devient plus large et plus courte.

En 1985 Bengt Fornberg a fait une simulation numérique pour un écoulement visqueux constant au-delà d'un cylindre circulaire jusqu'au nombre de Reynolds 600, avec une technique numérique

basée sur la méthode de Newton et rendue possible par l'utilisation d'un superordinateur. Il a constaté que la bulle de sillage (région à flux recirculant) croît en longueur de façon approximativement linéaire avec le Re . La largeur augmente comme Re jusqu'à $Re = 300$, point auquel commence une transition vers une augmentation linéaire avec Re . Aux nombres de Reynolds les plus élevés que nous ayons atteint, le sillage ressemble à une paire de tourbillons uniformes en translation, les deux touchant la ligne centrale. Le cylindre, se déplaçant vers l'avant à la même vitesse, fournit la vorticité nécessaire pour équilibrer la diffusion.

En 1991 Kimura and Tsutahara ont étudié numériquement l'effet de la dynamique des fluides des rainures sur la surface circulaire des cylindres, ils ont constaté qu'une rainure sur la surface d'un cylindre circulaire influe sur le mouvement du point de séparation vers l'arrière et réduit la traînée même à des nombres de Reynolds de quelques milliers environ. Ils ont conclu que les rainures sont plus efficaces lorsqu'elles sont à peu près 80° , dans les rainures peu profondes, aucun flux de circulation n'est détecté, mais elles sont également efficaces, l'effet des fossettes sur les balles de golf est considéré comme même que celles des rainures.

En 1995 Tsutsui T, Hen T ont étudié l'effet de la variation du nombre de Reynolds sur la réduction de la force de traînée pour un cylindre circulaire situé derrière une tige de commande de diamètres compris entre 1 et 12mm. Ils ont constaté que la force de traînée diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour tous les diamètres de la tige de commande, la réduction de la force de traînée est maximale lorsque le rapport de diamètre (d/D) de la tige de commande et du cylindre est de 0,25.

En 1996 Zhang H and Ko N ont fait une analyse numérique des écoulements incompressibles sur des cylindres circulaires lisses et rainurés, le rapport de fréquence de l'onde de transition vers le vortex de Strouhal du champ d'écoulement du cylindre lisse est décalé en raison de la présence des rainures. L'augmentation de ce rapport de fréquence avec les valeurs de Reynolds    $1000 < Re < 5000$ concordes qualitativement avec les résultats expérimentaux. Ils ont constaté pour un écoulement cylindrique lisse jusqu'à $t = 1$, la distribution du C_p est très proche de l'écoulement potentiel, sauf près du point de stagnation arrière, où de très petites bulles de séparation sont apparues.    $t = 2$, deux fortes pressions d'aspiration apparaissent à $\theta = \pm 150^\circ$. Ils sont induits par les principaux tourbillons formés à l'arrière du cylindre.    $t = 3$, la pression d'aspiration diminue, à mesure que les tourbillons principaux s'éloignent de la surface du cylindre. Pour l'écoulement de cylindre lisse à $Re = 1000$, les courbes de C_D varient doucement et régulièrement, à $Re = 5000$, le déphasage est irrégulier, en raison de l'irrégularité des distributions de C_D .

En 1996 D'Alessio and Pascal ont examiné l'écoulement régulier bidimensionnel d'un fluide de loi de puissance au-delà d'un cylindre lisse. Les équations non linéaires qui gouvernent, exprimées en termes de fonction de flux et de vorticité, ont été r solv es par des différences finies pour les nombres de Reynolds (basées sur le rayon du cylindre) $Re = 5, 20, 40$ pour divers indices de loi de puissance, n . Ils ont vu que pour une valeur de Reynolds donnée, La force de traînée s'accroît avec n . Un comportement identique se manifeste également dans la longueur du sillage et l'angle de séparation. De plus, la dépendance du C_D avec n est presque linéaire pour les gammes considérées.

En 1998 Bearman P and Owen J ont effectué une déformation sous forme d'ondulation (vague) en amont d'un demi-cylindre et d'un cylindre carré, respectivement. En modifiant la principale face d'un cylindre carré, la réduction maximum de la force de traînée supérieure à 30% a été obtenue pour une valeur de Reynolds d'environ 40.000. Plus tard, Ils ont étudié l'écoulement à travers un cylindre bombé par la méthode de visualisation de l'écoulement. Le décollement des vortex de K rm n a été bien supprimé et une variation périodique de la largeur de sillage a été observée.

En 1998 Park J and Choi H ont fait une simulation numérique de l'écoulement devant un cylindre circulaire à des nombres de Reynolds allant jusqu'à 160, le flux est simulé à partir de calculs à haute résolution. Ils ont rapport  les informations détaillées des quantités d'écoulement sur la surface du cylindre à de faibles nombres de Reynolds. Ils ont constaté que la pression de stagnation diminue de façon monotone dès que le nombre de Reynolds s'accroît, tandis que la pression de base montre un comportement non monotone. Autrement dit, lorsque Re augmente, la pression de base augmente en débit constant, mais il diminue lorsque le débit devient instable. Parce que la pression de base est très sensible à la dynamique du sillage, tel que Re augmente, le coefficient de traînée totale diminue de manière monotone, tandis que le coefficient de traînée de pression diminue en débit constant mais augmente en débit instable, ce qui indique que la formation des tourbillons augmente considérablement la traînée de pression.

En 2000 Breuer et al. ont calculé un écoulement laminaire autour d'un cylindre carré en 2000. Ces calculs sont basés sur deux méthodes : la méthode des volumes finis (*FVM*) et la méthode Lattice-Boltzmann (*LBA*). Le nombre de Reynolds varie entre 0,5 et 300. Le rapport de blocage est d'un pour cent. Les résultats ont été évalués et comparés. Les longueurs de recirculation, les profils de vitesse et le nombre de Strouhal ont tous été étudiés. En dépit du déficit d'informations précises et détaillées disponibles dans la littérature concernant l'écoulement laminaire autour d'un cylindre de forme carrée, ils ont découvert qu'il y avait un bon accord entre les calculs *FVM* et *LBA* pour la distance de recirculation pour des valeurs de Reynolds inférieure à 60.

En 2001 Darekar M and Sherwin J ont numériquement vérifié l'écoulement à travers un cylindre carré avec une face de stagnation ondulée pour des faibles nombres de Reynolds. La nature régulière du sillage de proximité est liée à une réduction de traînée totale d'environ 16% à un nombre de Reynolds $Re = 100$ comparée au cylindre carré droit non-ondulé. D'ailleurs, pour des nombres de Reynolds plus élevés, la réduction de la force de traînée augmente considérablement.

En 2002 Saha, Biswas, and Muralidhar ont mené une étude en trois dimensions de l'écoulement au-delà d'un cylindre de forme carré à faibles valeurs de Reynolds, dans la plage de 150 à 500. Leurs observations ont révélé que les tourbillons secondaires de Mode A se sont manifestés dans un intervalle de Reynolds compris entre 175 et 240. Vers une valeur de Reynolds d'environ 250, des tourbillons secondaires de Mode-B sont apparus, principalement de petite taille. Les résultats obtenus pour le cylindre carré ont été cohérents avec les modes 3D de la transition déjà bien documentés dans le sillage d'un cylindre lisse. Les calculs numériques effectués au cours de cette étude ont confirmé que les valeurs du coefficient de traînée et du nombre de Strouhal sont attentivement liées aux variations du nombre de Reynolds et reflètent la configuration spatiale du sillage.

En 2004 Chhabra, Soares, and Ferreira ont étudié numériquement l'écoulement permanent et incompressible de fluides non newtoniens à travers un cylindre circulaire pour des indices de loi de puissance n compris entre 0,2 et 1,4, des rapports de blocage de 0,037, 0,082 et 0,164, et les nombres de Reynolds sont 1, 20 et 40. Ils ont constaté qu'un taux de blocage plus important provoquait une augmentation de la traînée ainsi qu'une diminution de l'angle de séparation pour $n > 0,9$. Pour $n > 0,6$, une augmentation de l'indice de loi de puissance a entraîné une augmentation de la longueur de sillage et des angles de séparation, et en plus grande dépendance de la longueur de sillage sur le rapport de blocage.

En 2004 Singh and Mittal ont réalisé une analyse numérique de l'écoulement bidimensionnelle incompressible et instable au-delà d'un cylindre circulaire pour Reynolds de 100 à 10^7 , ils ont résolu les équations de Navier-stokes par une formulation stabilisée en éléments finis. Ils ont étudié la relation entre la crise de traînée et l'instabilité de la couche de cisaillement séparée. Ils ont observé que le coefficient de traînée moyen des calculs bidimensionnels actuels pour $Re=300$ est de 1,357.

En 2006 Wang et al. ont effectué une étude numérique de l'écoulement laminaire bidimensionnel autour d'un cylindre circulaire avec une tige en amont. Les résultats trouvés à l'aide du code de simulation Fluent montrent que l'utilisation d'une tige ascendante peut réduire le coefficient de fluctuation de portance et le coefficient de traînée moyenne du cylindre.

En 2007 Posdziech O and Grundmann R ont fait une simulation numérique de l'écoulement bidimensionnelle au-delà d'un cylindre circulaire infiniment long à des nombres de Reynolds compris entre 5 et 250. Ils ont étudié avec soin l'effet de la résolution et de l'extension du domaine de calcul sur le nombre de Strouhal, le coefficient de pression de base et les forces de portance et de traînée.

En 2007 Yamagishi Y and Oki M ont fait une simulation numérique de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire avec rainures de section courbes à un nombre de Reynolds $Re=10 \times 10^4$, ils ont appliqué le modèle $RNG\ k-\mathcal{E}$ turbulent. Les formes des rainures étaient arquées, triangulées et courbées. Ils ont constaté que les points de séparation des modèles A et B se situent au coin, bien que les points de séparation des modèles C et D se déplacent vers le côté aval puisque le coin est arrondi. Le coefficient de traînée devient faible dans l'ordre des modèles A, B, C et D dans la plage de la région transcritique $Re = 5 \times 10^4 \sim 10 \times 10^4$, le coefficient de traînée C_D pour le modèle D diminue d'environ 20% par rapport à celui du modèle A, et d'environ 40% par rapport au cylindre lisse. et le nombre de Strouhal du modèle D devient plus grand par rapport à celui du modèle A.

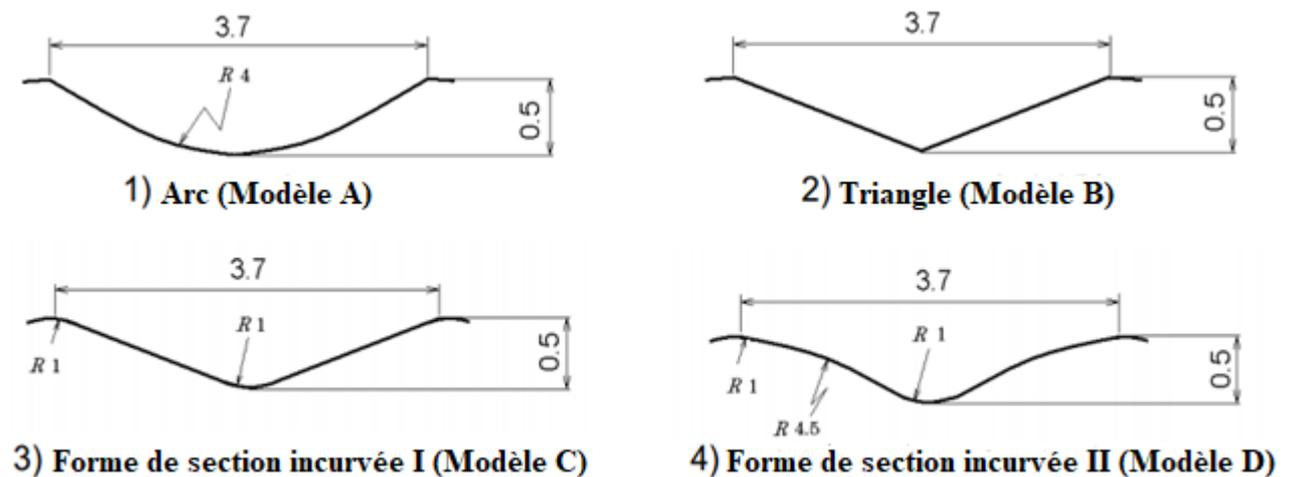


Figure I.6 : Formes en coupe des rainures [Unité : mm]

En 2008 Rahman M, Karim M, and Ali M ont fait une simulation numérique de flux instationnaire autour d'un cylindre lisse utilisant la méthode des volumes finis 2D. Les nombres de Reynolds utilisés sont 100, 1000 et 3900, les écoulements turbulents pour $Re=1000$ et 3900 sont simulés à l'aide de $k-\mathcal{E}$ standard, $k-\mathcal{E}$ réalisable et $k-\omega$ SST turbulence modèle. Ils ont constaté que la méthode bidimensionnelle des volumes finis calcule les forces hydrodynamiques et capture très bien l'effusion de tourbillon. Ils ont observé également que le modèle $k-\mathcal{E}$ standard calcule avec précision les coefficients de traînée.

En 2008 Bharti, Chhabra, and Eswaran ont fait une simulation numérique de flux transversal constant des fluides de loi de puissance au-delà d'un cylindre lisse sans confinement, la méthode utilisée semi-implicite des volumes finis, ils ont étudié les effets de l'indice de loi de puissance et du nombre de Reynolds sur les modèles d'écoulement (profils de rationalisation, tourbillon, pression de surface) pour la plage du nombre de Re ($5 \leq Re \leq 40$), l'indice de la loi de puissance ($0,6 \leq n \leq 2$). Ils ont constaté que l'amélioration des coefficients de traînée pour les fluides fluidifiants par cisaillement se produit sur la plage $5 \leq Re \leq 25$, cependant, un comportement complexe a été observé pour la plage $30 \leq Re \leq 40$. Le coefficient de traînée décroît toujours avec une élévation de la loi de puissance indice pour $n \geq 1,5$.

En 2009 Rajani, Kandasamy, and Majumdar Ont fait une simulation numérique d'un flux bidimensionnel et tridimensionnel autour d'un cylindre circulaire dans différents régimes d'écoulement laminaire. Ils ont effectué les calculs pour les nombres de Reynolds compris entre 0,1 et 400. Ils ont constaté que jusqu'à $Re = 200$, les résultats des calculs bidimensionnels et tridimensionnels ne montrent aucune variation importante dans la différence temporelle des coefficients de traînée et de portance à l'état statistiquement stable. Comme Reynolds augmente à compter de 200, les différences notées entre les résultats de simulation bidimensionnelle et tridimensionnelle augmentent considérablement. Ils ont observé que le coefficient de portance maximale et le coefficient de traînée moyen sont, en général, inférieurs dans la simulation en trois dimensions.

En 2009, Lam and Lin ont effectué des simulations numériques tridimensionnelles de l'écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire avec une variation sinusoïdale de la section transversale dans le sens de l'envergure, appelée « cylindre ondulé ». Une série de cylindres ondulés avec différentes combinaisons de longueur d'onde adimensionnel (λ/D_m) et d'amplitude d'onde (a/D_m) sont étudiés en détail à un nombre Reynolds de $Re = U_\infty D_m / \nu = 100$, où U_∞ est la vitesse du flux libre et D_m est le diamètre moyen d'un cylindre ondulé. Ils ont constaté que les coefficients de traînée moyens de certains des cylindres ondulés typiques sont inférieurs à ceux d'un cylindre circulaire correspondant avec une réduction maximale du coefficient de traînée jusqu'à 18%. Les coefficients de portance carrés de racines moyennes sont fortement réduits à pratiquement zéro à des longueurs d'onde optimales. Dans le régime d'écoulement laminaire ($60 \leq Re \leq 150$), les valeurs de longueur d'onde optimale dépendent du nombre de Reynolds.

En 2009 Mahir N ont réalisé une étude portant sur l'écoulement en deux dimensions et trois dimensions au-delà d'un cylindre carré positionné à proximité d'un plan plat, en faisant varier le rapport d'espace G/D ainsi que le nombre de Reynolds. Cette étude a utilisé une technique

entièrement implicite basée sur la différence finie des équations de Navier-Stokes. Les résultats de leur simulation numérique ont montré que l'écoulement tridimensionnel prédisait des coefficients de traînée et de portance enracinée inférieurs à ceux de l'écoulement 2D. En conclusion, ils ont noté que la racine carrée des coefficients de portance et le coefficient de traînée déclinent légèrement à mesure que le rapport d'espace G/D accroît.

En 2009 Sen, Mittal, and Biswas ont étudié numériquement l'écoulement laminaire bidimensionnel stable autour d'un cylindre lisse stationnaire par une méthode des éléments finis stabilisés. Le nombre de Reynolds Re est calculé en fonction du diamètre du cylindre et la vitesse du flux libre. Les résultats ont été présentés pour $6 \leq Re \leq 40$ et les blocages entre 0,000125 et 0,80. Le blocage B est le rapport entre le diamètre du cylindre et la largeur du domaine.

En 2010 [31] ont développé et analysé numériquement un modèle d'écoulement laminaire et de transfert de chaleur dans des micro-canaux rugueux pour comparer l'effet des éléments de rugosité sur les caractéristiques thermiques et hydrodynamiques, les surfaces rugueuses sont configurées avec des éléments de rugosité triangulaire, rectangulaire et semi-circulaire, respectivement. Ici, les effets de la hauteur de rugosité, du nombre de Reynolds et de l'espacement des éléments de rugosité sur la chute de pression et le transfert de chaleur dans les micro-canaux rugueux sont tous étudiés et discutés. Les résultats indiquent que la performance globale de transfert de chaleur est améliorée par les éléments de rugosité aux dépens de la pression par rapport au canal lisse.

En 2012 Naito and Fukagata ont étudié numériquement l'écoulement autour d'un cylindre circulaire ayant une surface poreuse d'épaisseur uniforme, pour les nombres de Reynolds $Re=100$, 1000, 3900, 1×10^5 . Ils ont trouvé que la surface poreuse supprime les fluctuations de vitesse et de pression et que cet effet est plus important lorsque le nombre de Reynolds est élevé. Ils ont constaté que la surface poreuse augmente la traînée indépendamment du nombre de Reynolds, cette augmentation est plus prononcée lorsque le nombre de Reynolds est faible.

En 2012 [33] ont effectué une étude numérique de l'écoulement tridimensionnel autour des cylindres rectangulaires ondulés avec des variations sinusoïdales de la section transversale dans le sens de l'envergure, Trois valeurs de Reynolds sont étudiées $Re=5000$, $Re=500$ et $Re=100$. Ils ont constaté qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds à 500 et 5000, les couches de cisaillement libre s'enroulent plus rapidement en tourbillons et en même temps, augmente la nature turbulente des tourbillons, et pour un cylindre carré ondulé, réduction importante du coefficient de traînée moyen et suppression des fluctuations de la portance obtenue pour tous les nombres de Reynolds de 100, 500 et 5000 par rapport à celui du cylindre carré plein droit dans les mêmes conditions d'écoulement.

En 2013 Seo et al. 2013 ont étudié par la méthode de Taguchi la réduction de la traînée d'un corps bluffé par des rainures, ils ont créé des rainures sur les surfaces diphyerciales d'un cylindre circulaire et analysé le flux de sillage et le flux de la couche limite. Lorsque le cylindre rainuré a été utilisé, la vitesse moyenne dans le temps du sillage du cylindre a montré une récupération de 12,3%, la largeur du sillage a été réduite de 18,4% par rapport aux résultats du cylindre lisse et nous avons eu une réduction de la traînée de 28,2% par rapport à celle du cylindre lisse. De plus, l'écoulement sur le cylindre lisse s'est séparé à environ 82 degrés, mais la séparation de l'écoulement sur un cylindre rainuré est apparue au-delà de 90 degrés, ce qui a réduit la traînée.

En 2015 Munendra, Inamdar, and Kumar ont fait une étude numérique de la diminution de la traînée sur un cylindre circulaire avec rainures en V, à un nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre ($D = 40 \text{ mm}$) $Re_D = 2 \times 10^4$. Ils ont constaté que les rainures de type V réduisent la région de formation du tourbillon et le coefficient de traînée agissant sur le cylindre de 28,47% à $Re_D = 2 \times 10^4$, par rapport à celui d'un cylindre lisse au même nombre de Reynolds. Ils ont vu que la réduction de traînée est significativement plus élevée aux faibles nombres de Reynolds et cet effet de rainures décroît avec la croissance du nombre de Reynolds.

En 2018 Cheng, Pullin, and Samtaney ont effectué deux simulations de grands tourbillons d'écoulement sur un cylindre à 32 rainures jusqu'aux nombres de Reynolds transcritiques. Le premier ensemble varie ϵ/D de 0 à $1/32$ tout en fixant $Re_D=3900$, tandis que ϵ est la hauteur de la rainure, ils ont étudié la déviation de débit par rapport au cylindre lisse. Ils ont constaté qu'avec l'augmentation de ϵ/D à Re_D fixe, certaines propriétés de l'écoulement moyen se comportent quelque peu de la même manière que des changements dans l'écoulement de cylindre lisse lorsque Re_D est augmenté. Cela inclut la diminution de la bulle de recirculation et une pression minimale presque constante. Le deuxième ensemble principal varie en Re_D de 3.9×10^3 à 6×10^4 avec une valeur fixe $\epsilon/D=1/32$. Ils ont constaté que cette gamme de Re_D couvre les régimes sous-critique et supercritique et atteint le début du régime d'écoulement transcritique, le passage du régime sous-critique au régime supercritique se fait dans la bande $Re_D \in (2.6 \times 10^5; 3.5 \times 10^5)$. Un phénomène bien connu observé dans cette transition est la crise de traînée, où le coefficient de traînée C_D diminue fortement.

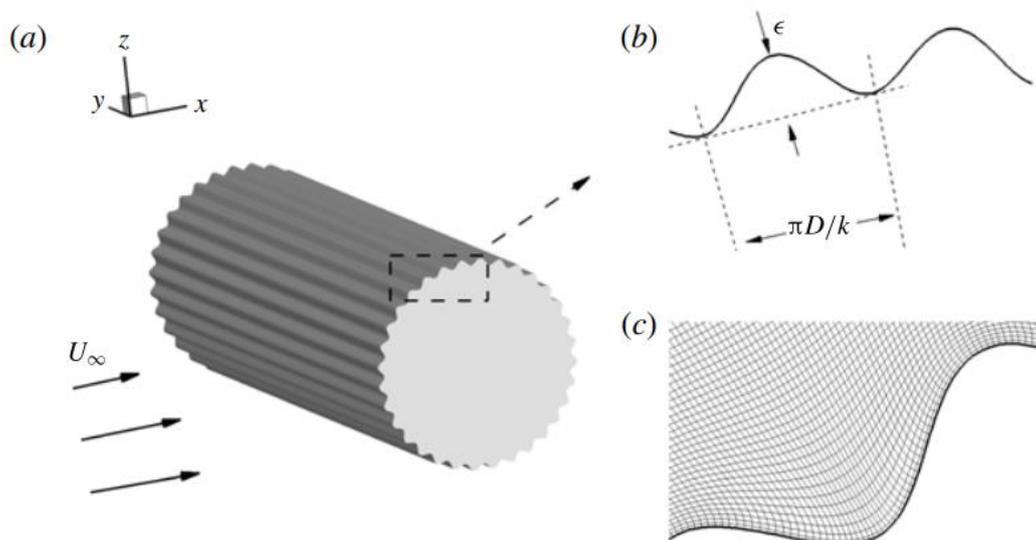


Figure I.7 : Croquis de la géométrie de simulation. (a) Cylindre rainuré tridimensionnel avec flux entrant U_1 . (b) Partie de la surface rainurée du cylindre avec k le nombre d'onde et ϵ la magnitude. (c) Croquis du maillage curviligne ajusté au corps

En 2020 Sharma and Barman ont fait une analyse numérique de l'écoulement visqueux devant un cylindre circulaire rainuré pour le régime du faible nombre de Reynolds (Re) variant de 10 à 50 puisqu'ils ont observé que la séparation d'écoulement provoque la formation de bulles à $Re > 7$ et son effondrement à $Re > 47$ pour le cylindre fendu. Le cylindre circulaire solide est modifié avec trois formes différentes de fente (convergentes, divergents et parallèles). Ils ont observé que la taille de la bulle accroît avec l'augmentation du Re et atteint la valeur la plus élevée pour le cylindre sans fente. Le coefficient de traînée diminue avec la croissance du nombre de Reynolds, mais il est fortement influencé par l'effet visqueux conféré par les fentes.

En 2020 Derakhshandeh and Gharib ont fait une investigation numérique de l'écoulement devant un cylindre lisse rainuré de diamètre D . Ils ont étudié les instabilités de l'écoulement à des régimes d'écoulement laminaire lorsque la valeur de Reynolds varie de 50 à 200. Trois rainures géométriques différentes sont examinées, y compris carré, triangulaire et fossette. Les rainures sont situées à $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ et 90° . Ils ont constaté que la présence de la rainure affecte le comportement dynamique des tourbillons fluviaux. Ce comportement conduit à une modification du coefficient de pression et à une croissance significative du coefficient de portance, en particulier pour le cylindre à rainure triangulaire. Ils ont observé une réduction significative dans le coefficient de traînée du cylindre rainuré triangulaire lorsque $\alpha = 45^\circ$.

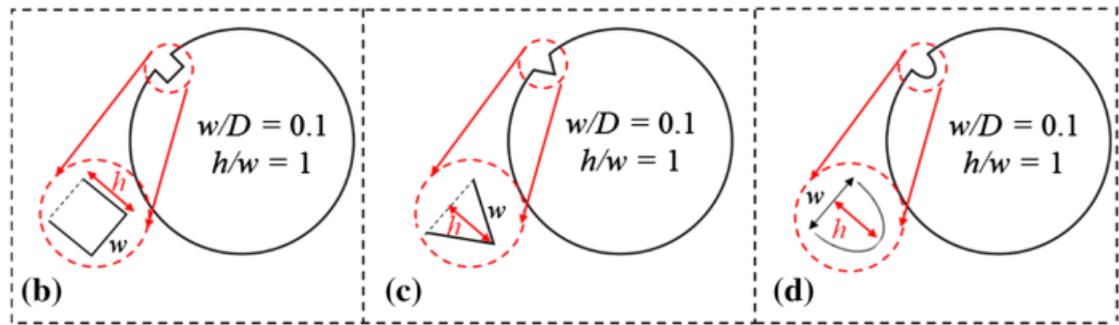


Figure I.8 : b) un cylindre rainuré carré, c) un cylindre rainuré triangulaire et d) un cylindre rainuré à fossettes indiquant les rapports des dimensions des rainures

En 2020 R. Wang, Cheng, and Ting ont étudié l'effet de rondeur sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, les forces aérodynamiques associées ont été numériquement scrutées en utilisant une simulation de tourbillon détaché retardé à un nombre de Reynolds de 10^4 et un angle d'attaque de 0° ou 45° . Quatre niveaux d'imperfection de rondeur, représentés par le rapport de rondeur $e/D = 0\%$, 1% , 4% et 10% , respectivement. Ils ont constaté que dans des conditions normales d'écoulement, la répartition de la pression moyenne à la surface du cylindre est sensible à la variation de la rondeur de la section transversale. Bien que pour une petite imperfection de $e/D = 1\%$, C_p suit de près le schéma de distribution d'un cylindre circulaire parfaitement rond, avec l'augmentation de e/D , le C_p augmente de façon monotone sur la surface au vent du cylindre. Cette monotonie s'estompe du côté sous le vent, où ils ont observé que le C_p minimum se produit dans le cas de $e/D = 4\%$. La taille de la zone de recirculation, celle du cylindre circulaire parfaitement rond étant la plus grande et celle du cylindre avec $e/D = 4\%$ étant la plus petite.

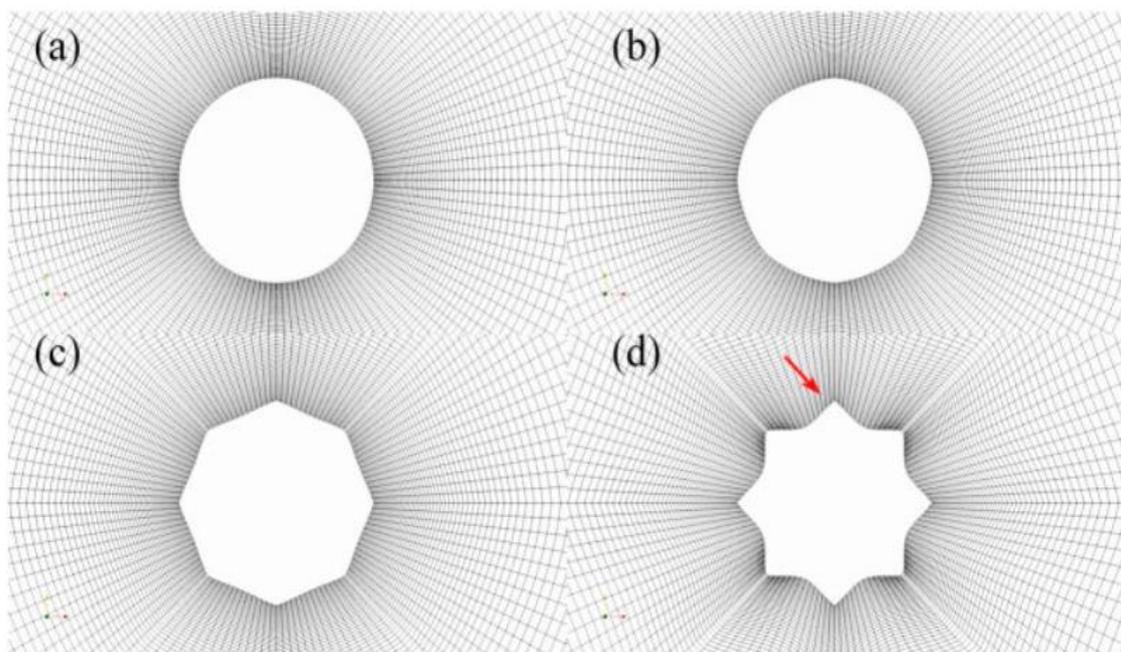


Figure I.9 : Forme des rainures et emplacement des trous de pression (Unité : mm).

I.3.2 Etudes Expérimentales

En 2002 [40] ont fait une étude expérimentale d'écoulement autour d'un cylindre circulaire avec des surfaces rainurées en (U et V), pour des nombres de Reynolds basés sur le diamètre du cylindre ($D= 60\text{mm}$) dans la gamme $Re_D=8 \times 10^3 - 1,4 \times 10^5$. Les résultats ont été comparés à ceux d'un cylindre lisse de même diamètre. Ils ont trouvé que le coefficient de traînée à un nombre de Reynolds $Re_D= 1,4 \times 10^5$ montre une atténuation de 18.6% pour la rainure en U , alors qu'il a diminué à seulement environ 2,5% pour la rainure en forme V , par rapport au cylindre lisse.

En 2003 [41] ont examiné expérimentalement la configuration de l'écoulement autour d'un cylindre lisse avec des surfaces rainurées en U . Les résultats ont été comparés à ceux d'un cylindre lisse de même diamètre. Ils ont mesuré les statistiques de force de traînée et de turbulence du sillage derrière chaque cylindre pour des nombres de Reynolds basés sur le diamètre du cylindre ($D= 60\text{ mm}$) dans la plage $Re_D=8 \times 10^3 - 1,4 \times 10^5$. Ils ont constaté que le cylindre à rainures en U a presque les mêmes valeurs de coefficient de traînée que le cylindre lisse jusqu'au nombre de Reynolds de 4×10^4 . Par la suite, le coefficient de traînée du cylindre à rainures en U diminue considérablement. Le coefficient de traînée du cylindre circulaire à rainure en U est réduit d'environ 18,6 % au nombre de Reynolds de $Re_D= 1,4 \times 10^5$, et la zone de formation du tourbillon derrière le cylindre à rainures en U est plus petite que pour le cylindre lisse.

En 2004 [42] ont étudié expérimentalement et numériquement l'effet de la forme des rainures sur les caractéristiques d'écoulement autour d'un cylindre circulaire à rainures, Ils ont constaté que le coefficient de traînée C_D pour un cylindre circulaire avec des rainures triangulaires diminue d'environ 15% par rapport à un cylindre circulaire avec des rainures en arc, le coefficient de pression dans la partie convexe du cylindre circulaire à rainures triangulaires devient plus petit par rapport à celui du cylindre circulaire à rainures en arc et la pression devient grande dans les rainures concaves et petit dans les rainures convexes.

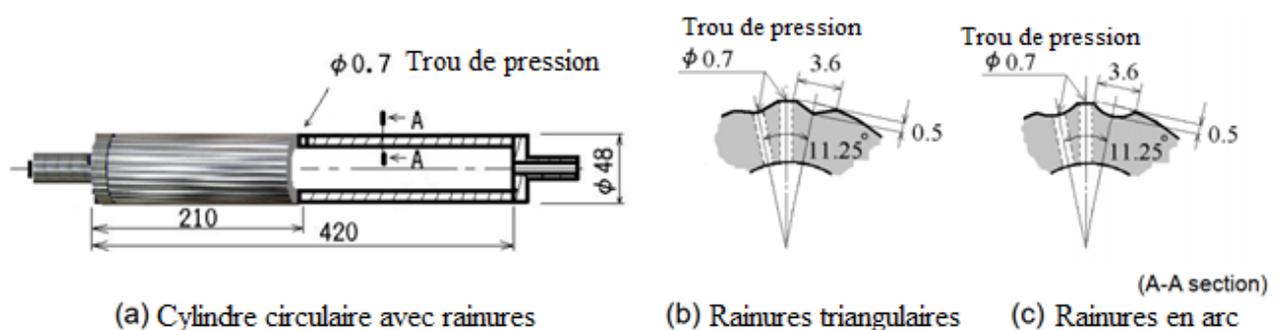


Figure I.10 : Forme des rainures et emplacement des trous de pression (Unité : mm).

En 2005 Y. and O. M. Yamagishi ont exploré expérimentalement et au moyen de simulations numériques l'effet du nombre de rainures triangulaires sur les caractéristiques de flux autour d'un cylindre lisse, trois nombres de rainures sont étudiés 20, 26 et 32. Ils ont trouvé qu'une réduction soudaine du coefficient de traînée moyen d'un cylindre avec 32 rainures triangulaires se produit à un nombre de Reynolds inférieur par rapport à 20 et 26 rainures triangulaires. Le coefficient de pression de base C_{pb} pour le cylindre à 32 rainures devient plus important que pour les cylindres à 20 et 26 rainures à $Re = 4 \cdot 10^4$, et que pour le cylindre avec 26 rainures devient plus grand à $Re = 8 \cdot 10^4$. Les résultats des expériences ont montré que le coefficient de pression de base augmente près du point critique, et l'énergie cinétique turbulente près de la surface du cylindre avec 26 rainures devient plus importante par rapport à celle avec 20 rainures.

En 2008 Lam and Lin se sont concentrés sur les effets de différents cylindres ondulés sur la réduction des vibrations en diminuant la force de portance et la traînée expérimentalement dans la gamme des nombres de Reynolds sous-critiques de 20.000 à 50.000. Ils ont constaté que la réduction de la traînée s'étend jusqu'à 20% et cela en réalisant un changement d'amplitude d'onde et la longueur de l'ondulation (vague) du cylindre. Ils ont également constaté que les fluctuations du coefficient de portance pour les cylindres ondulés sont inférieures à ceux des cylindres circulaires. La durée de formation du vortex pour le cylindre ondulé est plus étendue que celle du cylindre circulaire.

En 2011 Ladjedel et al. ont mené une étude combinant des expérimentations et des simulations numériques de la réduction de la traînée sur un cylindre circulaire rainuré à un nombre de Reynolds de 2×10^4 . Ils ont réalisé les expériences en soufflerie subsonique en circuit fermé, la répartition de la pression sur le cylindre a été réalisée à l'aide d'un scanner de pression différentielle et les forces de traînée ont été calculées à l'aide de la balance. Ils ont constaté que la réduction de la traînée de pression est due à la diminution de la pression dans la face avant du cylindre circulaire et au déplacement vers l'arrière du point de séparation sur le cylindre circulaire, avec l'utilisation des rainures la forme de traînée est réduite.

En 2011 Huang S a étudié expérimentalement pour examiner les effets des rainures hélicoïdales à triple départ sur la traînée des cylindres circulaires fixes et la vibration induite par le vortex des cylindres à support élastique. Il a constaté que les rainures hélicoïdales ont été efficaces pour supprimer les amplitudes de vibration des flux transversal induites par les tourbillons, l'amplitude de pointe étant réduite de 64 %. Des réductions de traînée allant jusqu'à 25 % ont également été obtenues dans la plage de nombres de Reynolds sous-critique testée dans l'étude pour les cylindres fixes.

En 2011 Yokoi Y, Igarashi T, And Hirao K ont examiné expérimentalement l'écoulement autour d'un cylindre lisse rainuré utilisant une soufflerie faisant varier un angle d'attaque $\alpha = 0$ à 60 degrés dans la plage du nombre de Reynolds 1×10^4 à $1,2 \times 10^5$. Ils ont utilisé deux types de cylindres circulaires qui découpent des rainures sur la superficie du cylindre dans le but de réduire la traînée du cylindre. Ils ont constaté que le cylindre circulaire à 2 rainures qui permet de réduire la traînée à environ 50%, cependant, il est devenu clair que l'effet de réduction de traînée est gâché par l'angle d'attaque. Afin de résoudre ce problème, ils ont proposé un cylindre circulaire avec 6 rainures indépendantes d'un angle d'attaque, la valeur du coefficient de traînée était d'environ 56% de la valeur du coefficient de traînée du cylindre lisse. Une réduction simple et drastique de la traînée n'a été obtenue qu'en définissant de simples rainures dans la surface circulaire du cylindre.



Figure I.11 : Aspect des cylindres d'essai

En 2013 [47] ont effectué une étude expérimentale de la réduction de la traînée sur les cylindres rainurés dans le régime critique du nombre de Reynolds. Ils ont observé des réductions significatives de la traînée pour les cylindres circulaires à écoulement transversal en utilisant des rainures, même à des profondeurs relatives très faibles. Ils ont démontré que la surface des rainures a un effet significatif sur la réduction du nombre de Reynolds critique, que la surface soit augmentée en modifiant la forme, la largeur ou la profondeur des rainures. Une forte correspondance avec le coefficient de traînée minimum est également observée.

En 2015 Zhou et al. ont fait une étude expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à surface lisse, rainurée et alvéolée (coefficient de rugosité $k/D=0,05$, où k , est la profondeur des rainures/alvéoles et D , le diamètre extérieur du cylindre). Deux tailles différentes de cylindre ($D=40$ et 100 mm) ont été prises en compte. Les nombres de Reynolds basés sur le diamètre du cylindre variaient de $7,4 \times 10^3$ à 8×10^4 . Les résultats montrent que les cylindres rainurés et à alvéoles produisent une traînée moyenne inférieure à celle d'un cylindre lisse. La force de décollement du vertex du cylindre devient plus faible en raison de l'effet des surfaces rainurées ou à alvéoles, comme l'indique un sillage plus petit et plus étroit que celui du cylindre lisse.



Figure I.12 : Forme des rainures et emplacement des trous de pression (Unité : mm).

En 2017 Ahmed, Haque, and Rauf ont fait une étude expérimentale du coefficient de traînée dans la région du nombre de Re sous-critique et critique pour un cylindre circulaire à rainures hélicoïdales, ils ont testé différents cas de rainures hélicoïdales avec différents pas, angles de rainure hélicoïdale et nombre de débuts de rainure hélicoïdale sur cylindre circulaire, ils ont constaté que le coefficient de traînée est sensible avec le nombre de Reynolds et diminue au nombre de Reynolds critique et au nombre de Reynolds sous-critique et supercritique ou transcritique, le coefficient de traînée augmente par rapport au cylindre lisse.

En 2018 Sodjavi, Ravelet, and Bakir ont étudié expérimentalement les effets du nombre des rainures rectangulaires axiale sur l'écoulement turbulent de Taylor-Couette dans la gamme du nombre de $Re = 2 \times 10^4$ à 13×10^4 . Ils ont étudié trois configurations des rainures 6, 12 et 24 de même forme rectangulaire et régulièrement réparties puis les ont comparés à un cas de cylindre lisse de référence. Ils ont constaté que la présence des rainures supprimant les tourbillons de Taylor, la contribution individuelle à l'augmentation de la traînée de chaque rainure est réduite lors de l'augmentation du nombre de rainures.

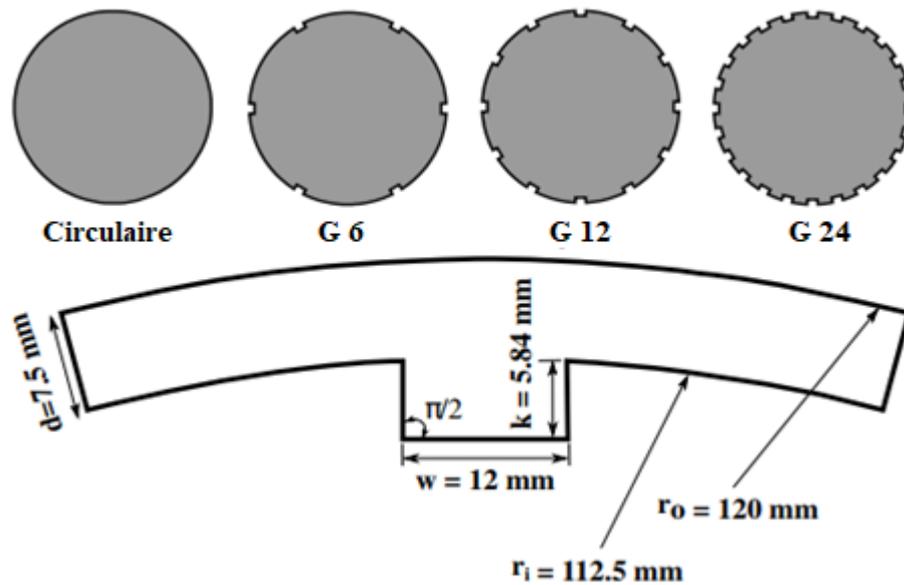
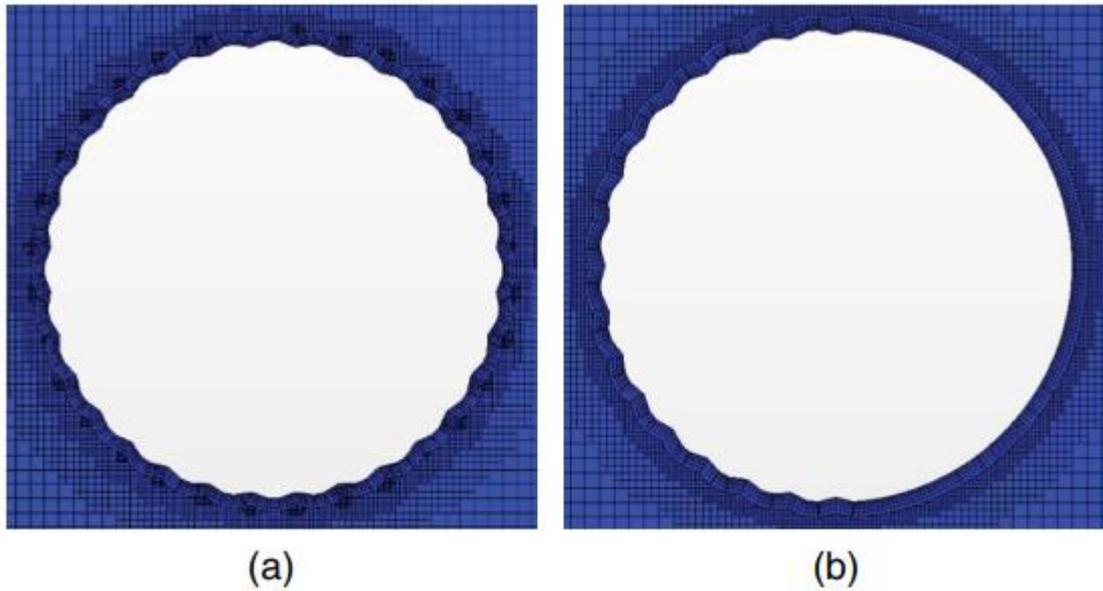


Figure I.13 : Vue de dessus schématique des cylindres testés et de la géométrie de la rainure.

En 2019, J. Wang et al. ont étudié expérimentalement et numériquement les performances aérodynamiques d'un cylindre rainuré dans les conditions d'écoulement rencontrées par des haubans en service, la valeur de Reynolds allant de 5×10^4 à 4×10^5 . Ils ont décrit une série d'essais en soufflerie sur un cylindre rigide en forme de cactus composé de huit arêtes, huit creux et avec un rapport profondeur / diamètre de rainure de 4%. Ils ont évalué les forces aérodynamiques globales statiques sous différents angles de lacet, angles d'attaque et rotations de segments. Ils ont constaté que le cylindre de cactus avec une section transversale rainurée peut survivre dans des vents violents grâce à une réduction du coefficient de traînée moins brusque avec le nombre de Reynolds et une force latérale fluctuante plus petite par rapport à une forme circulaire de base.

En 2019 [52] ont examiné à la fois par des méthodes expérimentales et numériques l'optimisation des caractéristiques de réduction de traînée sur l'écoulement autour d'un cylindre partiellement rainuré, Ils ont constaté que la simulation numérique confirme que la surface du cylindre avec des attaches semi-rainurées orientées vers l'écoulement incident a montré un effet plus significatif sur la réduction de la traînée que le cylindre entièrement recouvert de rainures, car le coefficient de traînée pour le modèle B (semi-rainurée) est d'environ 0,785, inférieur à celui de 0,83 obtenu à partir du modèle A (entièrement rainurée) à $Re_D = 5.83 \times 10^4$. Et la valeur d'amplitude du coefficient de portance du modèle B est de 0,33, également inférieure à celle du modèle A (0,37) lorsque la valeur d'amplitude des deux cas tend à être stable, ce qui montre les effets de la position de la rainure sur la réduction de la traînée.



*Figure I.14 : Formes de rainures et maillages adjacents à la surface du cylindre circulaire
(a) Cylindre entièrement rainuré (modèle A). (b) Cylindre semi-rainuré (modèle B).*

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une recherche bibliographique approfondie détaillant la théorie du phénomène abordé et les travaux antérieurs a été effectuée. Elle nous a permis d'élargir nos connaissances et de confirmer l'application du thème traité dans plusieurs secteurs surtout le secteur industriel.

Chapitre II
Équations
mathématiques

Équations mathématiques

II.1 Introduction

L'analyse d'un phénomène physique débute en énonçant les lois qui le régissent sous forme d'équations mathématiques qui établissent des relations entre les diverses variables impliquées dans le phénomène étudié. Généralement, ces équations incluent l'équation de continuité, qui exprime le principe de conservation de la masse, ainsi que les équations de Navier-Stokes, qui traduisent le principe de conservation de la quantité de mouvement. En cas de non-stationnarité du processus, déterminée par des conditions initiales, l'explicitation intégrale d'une situation donnée implique également la spécification d'un ensemble particulier de conditions aux limites.

Les écoulements traités dans cette étude sont des fluides incompressibles laminaires, stationnaires et instationnaires, sans transfert de chaleur.

Les équations régissant le mouvement de la masse et de la quantité de mouvement seront données dans ce qui suit, avec les simplifications requises appliquées dans le code commercial ANSYS FLUENT en fonction des instances étudiées.

II.2 Énoncé du problème et notion de fluide

Cette étude est basée sur l'analyse numérique d'un écoulement laminaire en deux dimensions stable et instable au-delà d'un cylindre à rainures convexes de diamètre d , immergé dans un fluide incompressible newtonien non confiné de diamètre D , comme illustré à la figure II.1.

Le nombre de rainures est maintenu à 10, 20 et 30, également réparties sur la circonférence du cylindre, avec une amplitude d'onde de $(\delta = d/50)$, $(\delta = d/25)$ et $(\delta = d/12.5)$, et une longueur d'onde de $(\lambda = \pi d/N)$.

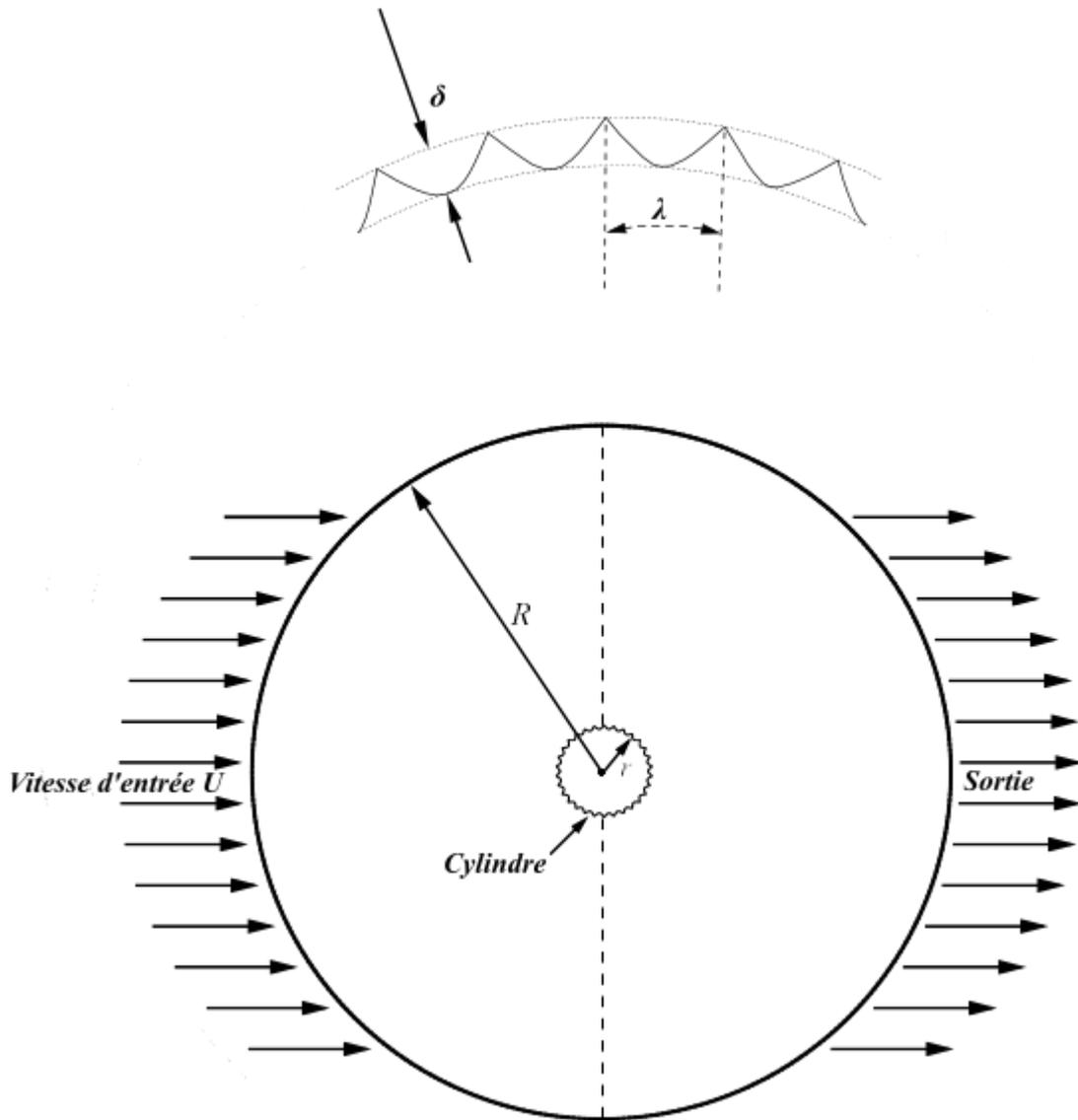


Figure II.1 : le schéma du champ d'écoulement [53].

II.2.1 Caractéristiques physiques des fluides

II.2.1.1 La compressibilité

La compressibilité d'une substance renvoie à sa réaction en termes de variation de volume face à une fluctuation de pression. Le coefficient de compressibilité isotherme est déterminé en se basant sur la variation relative du volume en réponse à une variation de pression :

$$\alpha_T = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta P} \quad (\text{II.1})$$

Il s'exprime en Pa^{-1} . Les gaz sont hautement compressibles, tandis que les liquides le sont moins.

II.2.1.2 La masse volumique

La masse volumique d'un matériau est le rapport entre sa masse et le volume qu'il occupe. Elle dépend de la pression et de la température, et est généralement exprimée $\rho(P, T)$, avec des unités

de mesure en Kg/m^3 .

II.2.1.3 La viscosité

La viscosité est la propriété d'un fluide qui s'oppose à son déplacement. Plusieurs comportements peuvent être observés, tels que le comportement d'un fluide parfait, d'un fluide newtonien, d'un fluide épaississant et d'un fluide plastique.

La viscosité dynamique au point M (x, y) est le rapport du cisaillement sur le plan (x, y) et le gradient de vitesse.

$$\mu = \frac{\tau_{xy}}{\frac{du}{dy}} \quad (\text{II.2})$$

Le rapport entre la viscosité μ et la masse volumique ρ est connu sous le nom de viscosité cinématique.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{II.3})$$

La viscosité est sujette à des variations en fonction de pression et de température.

II.2.2 Les types de flux

II.2.2.1 Écoulement non compressible

Cet aspect est lié à une autre propriété du fluide, à savoir sa masse volumique. On définit un écoulement comme incompressible lorsque la densité du fluide demeure relativement constante au cours de l'écoulement (ou varie de manière négligeable en réponse aux variations de pression ou de température). Dans le cas des liquides, la densité peut être définie comme constante dans un liquide à température constante, même en présence de fluctuations de pression significatives. Par conséquent, les liquides peuvent souvent être traités en tant que fluides incompressibles. Il est nécessaire d'établir un critère afin de déterminer, pour les gaz si, lors d'un écoulement ou dans une zone donnée de celui-ci, la variation de la masse volumique du fluide est négligeable ou non. En pratique, un écoulement est généralement considéré comme non compressible lorsque la vitesse du fluide est nettement inférieure à la vitesse du son. La vitesse du son dans l'air sec à 237K est d'environ 330 m/s. Ainsi, dans de nombreuses situations, le flux de l'air peut être traité comme fluide non compressible.

II.2.2.2 Écoulements stationnaires ou stables

On qualifie un écoulement stationnaire ou stable lorsque les caractéristiques qui le définissent (telles que la pression, la température, la masse volumique, la vitesse, etc.) restent constantes au fil du temps.

II.2.2.3 Écoulements instationnaires

L'énergie d'un écoulement instationnaire sont des quantités dépendantes du temps. On dit qu'un écoulement est non-stationnaire si toutes les variables décrivant le mouvement sont dépendantes du temps. D'où la vitesse V , la pression p , la densité ρ et la température T .

II.2.2.4 Écoulement turbulent ou laminaire : nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds utilisé pour la détermination de l'importance relative des forces d'inertie et visqueuses, ces dernières ayant tendance à rendre l'écoulement laminaire, ainsi que des forces d'inertie (qui ont tendance à rendre l'écoulement turbulent).

En 1883 les expérimentations menées par Reynolds dans le cadre de l'écoulement d'un fluide autour d'un cylindre ont indiqué la présence de deux modes d'écoulement : turbulent et laminaire.

Un flux peut être considéré comme laminaire lorsque les particules fluides se déplacent de manière uniforme et organisée. D'un autre côté, un écoulement est considéré comme turbulent lorsque les mouvements des particules sont irréguliers et marqués par des variations de vitesse aléatoires qui se surajoutent à la vitesse moyenne du fluide.

Le nombre de Reynolds est un nombre adimensionnel :

$$Re = \frac{V \cdot D}{\nu} \quad (\text{II.4})$$

Ici, V symbolise la vitesse moyenne de l'écoulement, ν désigne la viscosité cinématique et D représente le diamètre de la canalisation.

Le régime est dit laminaire Si $Re < 1.3 \times 10^5$,

Si $1.3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^6$ zone de transition laminaire-turbulent,

Si $Re > 3.5 \times 10^6$ le régime est turbulent.

II.2.2.5 Décollement tourbillonnaire

Le détachement tourbillonnaire est la formation de tourbillons derrière l'obstacle telles que cylindre circulaire (Figure II.2). Lorsque le fluide atteint une certaine vitesse (critique), les tourbillons sont détachés de manière alternée de part et d'autre de l'obstacle pour former une série de tourbillons en alternance, ces derniers entraînant une charge variable orthogonale à la direction du vent.

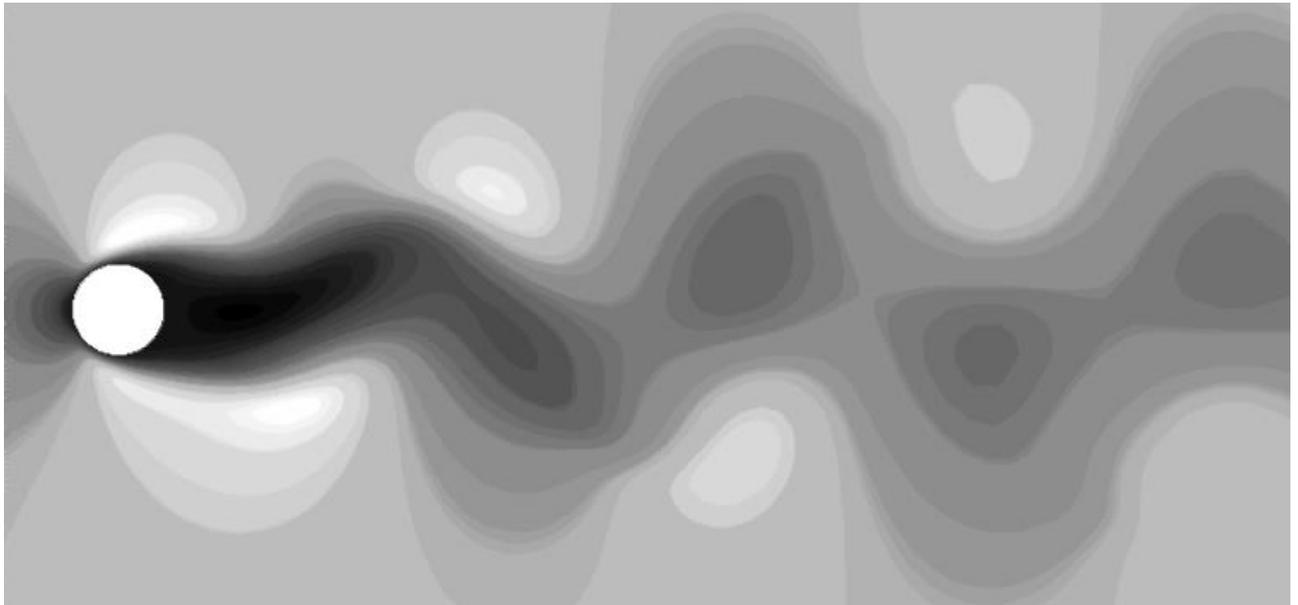


Figure II.2 : Tourbillons derrière un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds 100.

La fréquence d'émission des tourbillons est ici l'élément le plus critique, car ils génèrent des forces de portance oscillantes essentiellement sinusoïdales sur l'obstacle.

II.2.2.6 Nombre de Strouhal

Un nombre sans dimension appelé nombre de Strouhal décrit les mécanismes de circulation oscillante. Ce chiffre est dédié à Vincent Strouhal. Il peut s'exprimer comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces d'inertie.

$$St = \frac{f_i \times d}{U} \quad (\text{II.5})$$

Où f_i désigne la fréquence de détachement tourbillonnaire.

II.2.2.7 Le coefficient de traînée

Le coefficient de traînée est un nombre sans dimension utilisé pour mesurer la traînée ou la résistance d'un objet dans un fluide. En raison de la viscosité du fluide, tout corps en mouvement dans l'air rencontre des forces de frottement qui s'opposent à son mouvement Figure II.4.

Par conséquent, le coefficient de traînée est défini par le rapport entre ces deux forces.

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho U^2 d} \quad (\text{II.6})$$

II.2.2.7.1 Pression et frottement des coefficients de traînée

Pression et frottement des coefficients de traînée sont des nombres adimensionnels, Le coefficient de frottement de la traînée est utilisé pour caractériser le frottement causé par les contraintes de cisaillement. La force de traînée de base est créée par la répartition de la pression qui

en résulte sur la surface du corps.

$$C_{Dp} = \frac{2F_{Dp}}{\rho U^2 d} = \int_s C_p n_x ds \quad C_{Df} = \frac{2F_{Df}}{\rho U^2 d} = \frac{2}{Re} \int_s (\tau n_s) ds \quad (\text{II.7,8})$$

Où $0.5\rho U^2$ est la pression dynamique de l'écoulement libre, F_{Df} , F_{Dp} et F_D sont respectivement les forces de frottement, de pression, de traînée totale sur le cylindre, tandis que n_s est le vecteur unitaire perpendiculaire à la surface avec n_x la composante x.

L'exemple le plus évident est une assiette plate, si nous positionnons la plaque à 90 degrés par rapport aux flux, c'est un corps émoussé, Figure II.3.a, le flux se sépare facilement, créant une zone de séparation, et donc la traînée de pression est importante, mais la traînée de frottement est presque nulle, car les contraintes de cisaillement ne sont pas alignées avec la direction de traînée.

Si nous faisons pivoter la plaque à 90 degrés, nous avons maintenant un corps très profilé, Figure II.3.b, la traînée de pression est faible car il n'y a pas de zone de séparation derrière le corps, mais la traînée de frottement est maintenant beaucoup plus importante

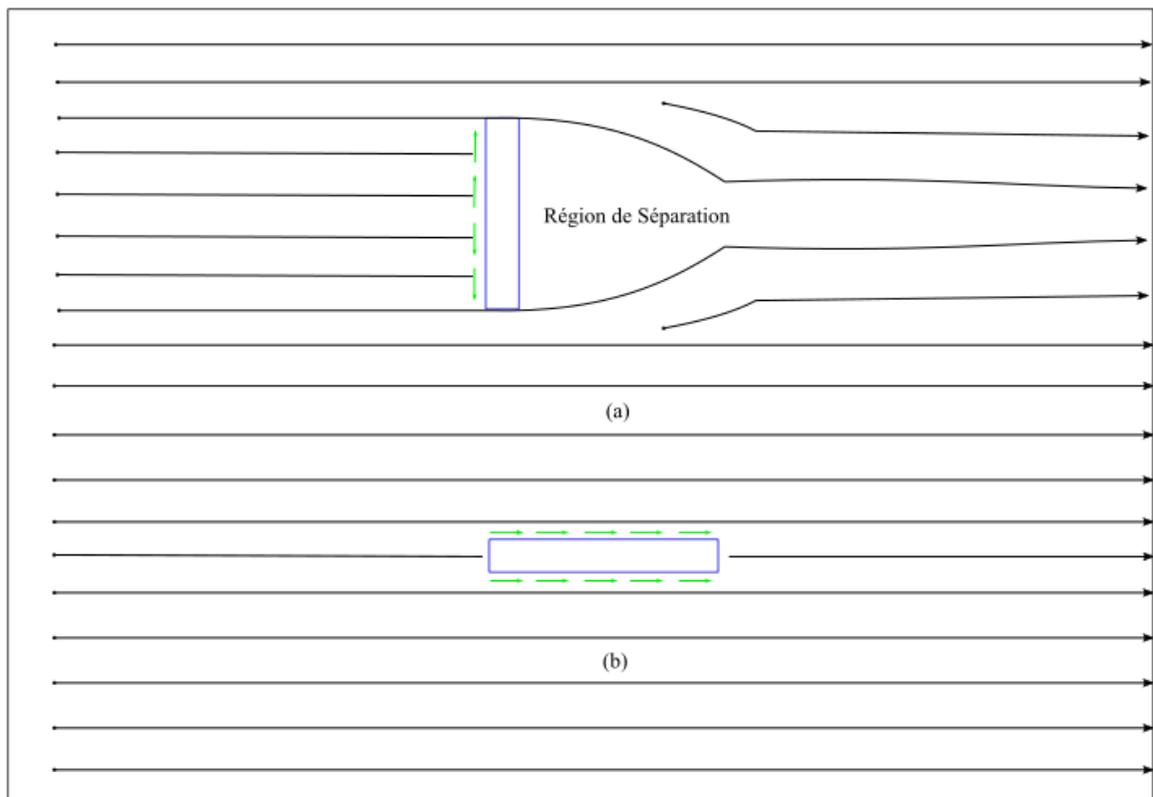


Figure II.3 : Écoulement autour une assiette plate, a) à 90 degrés par rapport aux flux, b) alignées avec la direction du flux.

II.2.2.8 Le coefficient de portance

Le coefficient de portance est un nombre adimensionnel qui permet de calculer la portance, La portance est la composante de la force ressentie par le corps qui est orthogonale à la direction infinie de la vitesse amont.

Par conséquent, le coefficient de portance est défini par le rapport entre ces deux forces.

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho U^2 d} \quad (\text{II.9})$$

Où F_L est la force de portance.

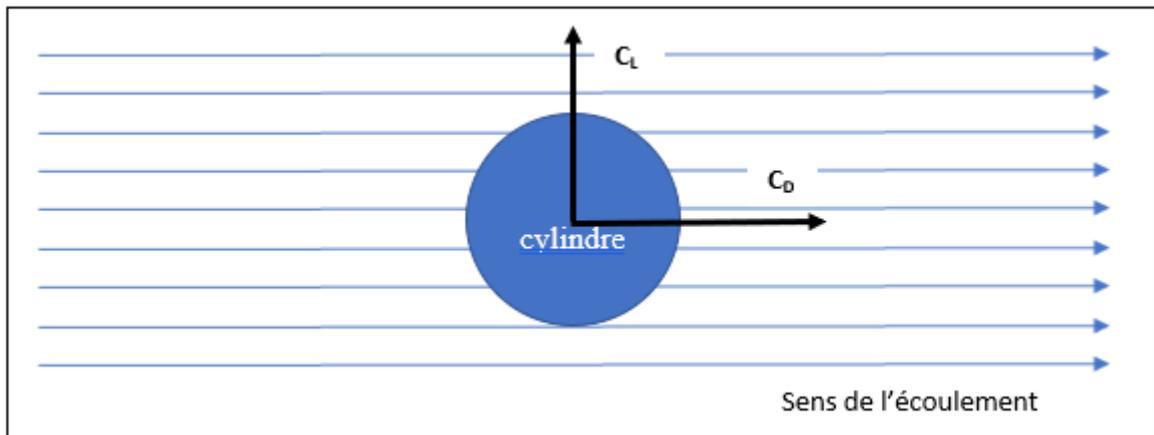


Figure II.4 : les coefficients de traînée et portance.

II.2.2.9 Le coefficient de pression

Le coefficient de pression est un coefficient aérodynamique sans dimension qui décrit les pressions relatives dans un champ d'écoulement en dynamique des fluides.

$$C_p = \frac{(p_s - p_\infty)}{0.5\rho U^2} \quad (\text{II.10})$$

Où P_s est la pression statique sur le cylindre et P_∞ est la pression statique de l'écoulement libre.

II.3 Équations fondamentales

Les champs de vitesse, de vorticité et de pression en chaque point de volume du fluide sont déterminés pour résoudre un problème d'écoulement au-delà d'un cylindre. Pour ce faire, nous devons d'abord construire les équations gouvernantes du problème. Ces équations sont dérivées des concepts généraux de quantité de mouvement et de la conservation de la masse. En coordonnées cartésiennes, les équations de conservation régissant cet écoulement au-delà d'un cylindre peuvent être formulées comme suit :

II.3.1 Équation de conservation de la quantité de matière

Le concept de conservation de la masse dans un fluide en mouvement est formalisé à travers l'équation de continuité. La masse de fluide retirée ou introduite dans un petit volume est équivalente

à l'accumulation de la variation de la masse du fluide pendant un intervalle de temps élémentaire qui traverse cette zone. Elle s'écrit sous la forme qui suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.11})$$

Où : ρ la masse volumique

u, v et w : les trois composantes du vecteur vitesse

x, y et z : les coordonnées cartésiennes

II.3.2 Équation de conservation de la quantité de mouvement

La loi de base pour la dynamique d'un fluide newtonien est simplement exprimée par la loi de conservation de la quantité de mouvement, qui se traduit par les équations de Navier Stokes. Les équations suivantes sont les équations de la quantité de mouvement exprimées en termes de x, y et z.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u u}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} &= \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v v}{\partial y} + \frac{\partial \rho v w}{\partial z} &= \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho w u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w w}{\partial z} &= \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Où :

t : le temps

g_x, g_y, g_z : Les composantes de l'accélération dues à la pesanteur

P : la pression

μ : la viscosité dynamique

II.3.3 Hypothèses simplificatrices

Pour étudier la solution des équations qui définissent l'écoulement au-delà d'un cylindre, qui sont liées à la géométrie démontrée précédemment, les hypothèses de simplification suivantes seront utilisées.

- L'écoulement est bidimensionnel $\left(\frac{\partial}{\partial z} = 0, w = 0 \right)$,
- L'écoulement est incompressible $\rho = cte$,
- Le liquide présente une viscosité ($\mu \neq 0$),
- Aucun échange de chaleur,
- L'écoulement stationnaire $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0 \right)$ puis instationnaire $\left(\frac{\partial}{\partial t} \neq 0 \right)$.

Les équations fondamentales qui définissent l'écoulement en régime permanent sont formulées de la manière suivante :

L'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0$$

Les équations de quantité de mouvement :

$$\text{Suivant } x : \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$\text{Suivant } y : \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

Les équations fondamentales qui gouvernent l'écoulement dans le contexte instationnaire sont formulées comme suit :

L'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} \right) = 0$$

Les équations de quantité de mouvement :

$$\text{Suivant } x : \rho \left(\overbrace{\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}}^{\text{force d'inertie}} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\overbrace{\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}}^{\text{force appliquées}} \right)$$

instationnaire terme convectif pression terme visqueux

$$\text{Suivant } y : \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

II.4 Conditions aux limites

Il est essentiel de définir des conditions aux limites afin d'obtenir une solution unique, comme illustré dans la Figure II.5. Dans notre cas, ces conditions se décomposent comme suit :

- Condition à l'entrée : Nous spécifions une valeur de vitesse uniforme, calculée en fonction du nombre de Reynolds.
- Condition à la sortie : Il s'agit d'une condition de type "outflow". Cette condition préprogrammée dans FLUENT est utilisée lorsque le domaine ne comporte qu'une seule sortie du fluide. Elle est particulièrement adaptée lorsque l'écoulement à la sortie est établi, avec tous les gradients imposés à zéro, à l'exception de la pression.
- Concernant la paroi solide du cylindre, nous avons choisi la condition naturelle de non-glissement, ce qui signifie que la vitesse du fluide à la surface de la paroi est nulle :

$$u = 0, v = 0$$

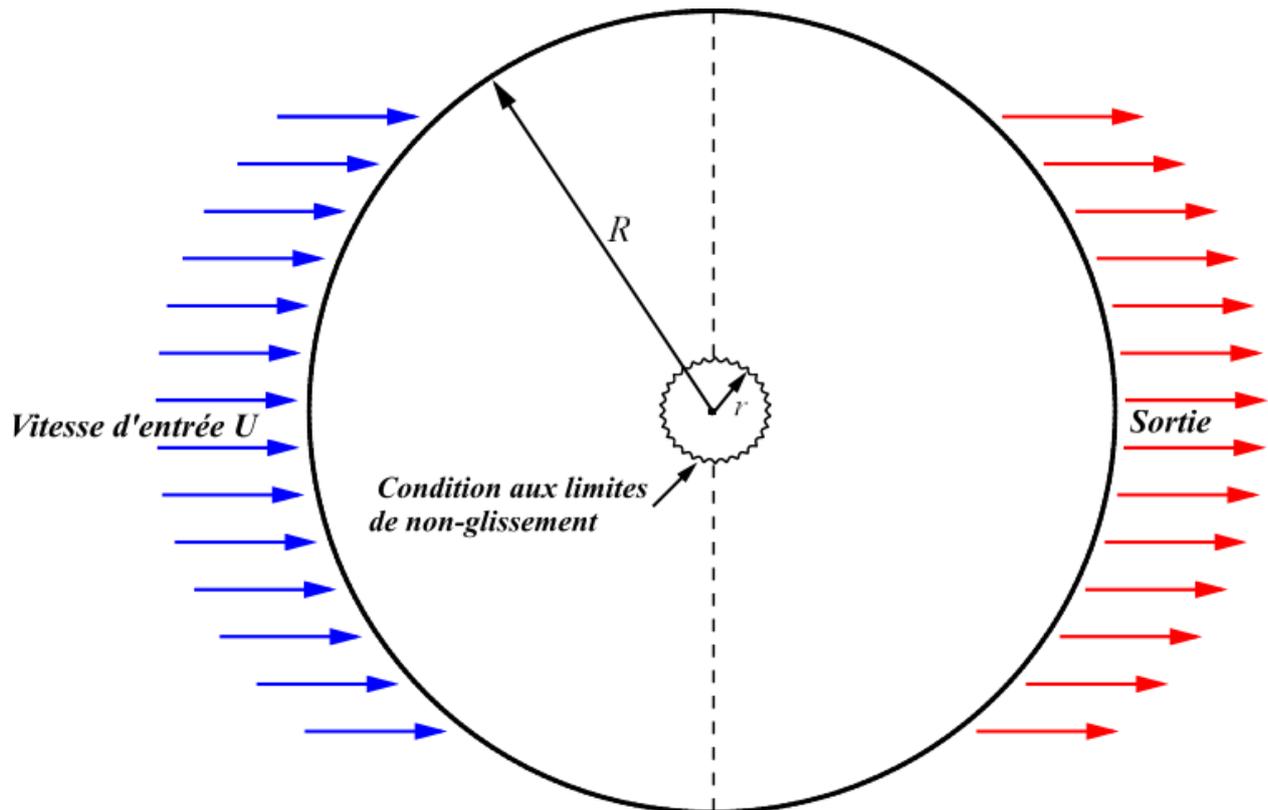


Figure II.5 : Condition aux limites du domaine d'étude.

II.5 Conclusion

Les notions fondamentales de la mécanique des fluides ainsi que la formulation mathématique qui régissent le phénomène étudié sont traitées dans ce chapitre. Cette formulation regroupe les équations de continuité et de quantité de mouvement.

Chapitre III

Approches numériques et

introduction d'ANSYS

FLUENT

Chapitre III

Approches numériques et introduction d'ANSYS FLUENT

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, on va étudier l'effet de la résolution de la grille et de la taille du domaine puis on va exposer la méthodologie numérique. Le but principal de la représentation numérique des équations énoncées dans la section précédente, décrivant le flux laminaire, est de transformer ces équations, qui sont des équations aux dérivées partielles non linéaires, en un système d'équations algébriques. Actuellement, plusieurs approches de discrétisation spatiale efficaces sont employées pour résoudre des systèmes d'équations différentielles non linéaires, parmi lesquelles on peut citer l'approche des volumes finis (dans Fluent), les éléments finis et les différences finies.

III.2 Procédure de solution numérique

III.2.1 Effets de la résolution de la grille et de la taille du domaine

Dans ce travail, l'étude du domaine et du maillage a été réalisée pour le cylindre lisse sur un nombre de Reynolds pouvant atteindre 300. Les résultats de taille de domaine et de résolution de grille sont appliqués pour les géométries rainurées de forme convexe.

Nous avons fait varier le maillage en trois résolutions de grille non uniforme 240×200 , 480×400 et 960×800 points de grille dans la direction radiale et circonférentielle, qui sont nommés GR1, GR2 et GR3, respectivement. Sur une taille de domaine de $D/d = 1000$, et examiné l'influence de ces maillages sur le coefficient de traînée. Les résultats sont présentés dans le tableau III.1.

Résolution de Grille \ Re	5	10	30	40	100	150	200	250	300
GR1 (240_200)	10.365	3.932	1.685	1.500	1.317	1.303	1.318	1.336	1.357
Err (GR2, GR1) %	0.125	0.127	0.059	0.066	0.152	0.076	0.151	0.225	0.442
GR2 (480_400)	10.378	3.937	1.684	1.499	1.315	1.302	1.316	1.333	1.351
Err (GR3, GR2) %	0.019	0.025	0.059	0.066	0.076	0.077	0.076	0.075	0.074
GR3(960_800)	10.376	3.936	1.683	1.498	1.314	1.301	1.317	1.332	1.352
Err (GR3, GR1) %	0.106	0.101	0.118	0.133	0.227	0.153	0.075	0.229	0.368

Tableau III.1 : Influence de la résolution de la grille sur les coefficients de traînée totale.

Le tableau III.1 montre que lorsque la résolution de la grille varie de GR2 à GR3, les erreurs relatives du coefficient de traînée total sont négligeables dans tous les cas.

D'autre part, le coefficient de traînée total du cylindre lisse a été étudié avec un maillage de 480×400 points de grille (GR2) sur quatre tailles de domaine différentes de 250, 500, 1000 et 2000, qui sont étiquetées DM1, DM2, DM3 et DM4, respectivement. Comme la montre le tableau III.2.

Taille du Domaine \ Re	5	10	30	40	100	150	200	250	300
DM1 (250)	10.487	3.959	1.689	1.503	1.319	1.308	1.321	1.341	1.359
Err (DM2, DM1)%	0.633	0.380	0.177	0.200	0.152	1.153	0.151	0.298	0.294
DM2 (500)	10.421	3.944	1.686	1.500	1.317	1.306	1.319	1.337	1.355
Err (DM3, DM2)%	0.411	0.203	0.118	0.066	0.152	0.229	0.227	0.224	0.221
DM3 (1000)	10.378	3.936	1.684	1.499	1.315	1.303	1.316	1.334	1.352
Err (DM4, DM3)%	0.219	0.101	0.059	0.066	0.053	0.230	0.075	0.299	0.073
DM4 (2000)	10.355	3.932	1.683	1.498	1.314	1.300	1.315	1.330	1.351

Tableau III.2 : Influence de la taille du domaine sur les coefficients de traînée totale.

Le tableau III.2 montre que pour la taille du domaine entre 1000 et 2000, les erreurs relatives pour toutes les valeurs du nombre de Reynolds sont très faibles.

Par conséquent, afin d'assurer la précision des résultats prédits dans cette étude, (GR2) et (DM3) se sont avérés être la résolution de grille et la taille de domaine appropriées, qui sont considérées en tant que bon équilibre entre la qualité de la précision requise et le temps CPU.

III.3 Méthodologie numérique

L'écoulement de fluide sur un cylindre rainuré de forme convexe est résolu par ANSYS Fluent dans un régime d'écoulement laminaire non confiné. La structure de la grille est créée en utilisant ICEM rapporté à la résolution de (GR2) dans la direction radiale et circonférentielle sur un domaine de DM3=1000. Le maillage près de la surface de la paroi rainurée est suffisamment fin pour résoudre la couche limite autour du cylindre, ces zones d'amincissement augmentent progressivement vers la

limite extérieure comme la montre la figure III.1. FLUENT utilise la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de contrôle, avec les éléments convectifs de la quantité de mouvement discrétisés en utilisant une technique upwind du second ordre et les autres termes discrétisés en utilisant une technique de différence centrale. En outre, le couplage de vitesse et de pression est effectué à l'aide de l'algorithme SIMPLE. Un critère de convergence de 10^{-20} est utilisé pour la continuité et de 10^{-9} pour les composantes x et y des équations de Navier-Stokes.

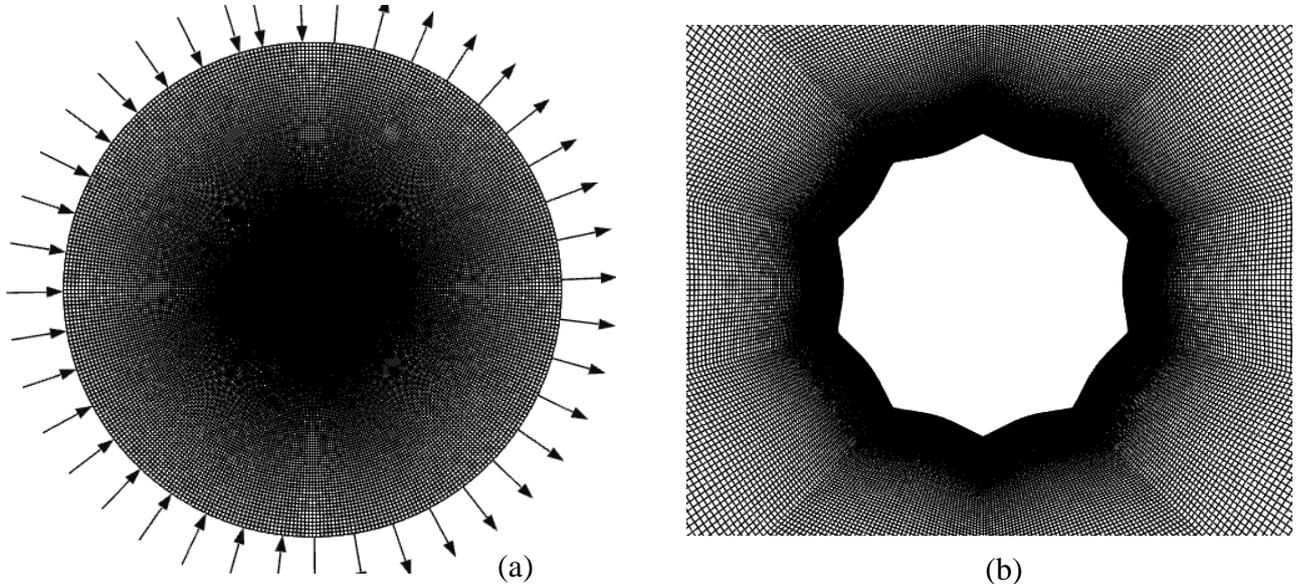


Figure III.1: structure de la grille : (a) domaine complet, (b) vue zoomée autour du cylindre

III.4 Diverses approches numériques

Le Modèle numérique implique la transformation des équations de conservation en un ensemble de valeurs discrètes sur chaque élément de maille. Il y a plusieurs techniques pour traduire les problèmes continus en un modèle numérique discret, telles que les approches de différences finies, volumes finis et éléments finis.

III.4.1 Approches des différences finies

Au 18^{ème} siècle, Euler a introduit la technique des différences finies, qui est la plus antique parmi les approches numériques. Elle se révèle particulièrement appropriée et conviviale pour la résolution de problèmes présentant une géométrie simple.

La technique des discrétisations par différences finies se base sur la discrétisation des équations aux points de la grille en utilisant le développement de Taylor pour estimer les dérivées partielles. Cela permet de trouver des équations linéaires reliant les variables inconnues à un point de la grille à celles des points adjacents. La qualité du modèle est liée au nombre de points utilisés pour représenter une dérivée particulière et de la finesse du maillage choisi.

Les équations différentielles régissant le problème sont le point de démarrage de l'approche des différences finies. Les valeurs des variables aux points deviendront les inconnues dans un système

d'équations algébriques.

III.4.2 Approche des éléments finis

La méthode des éléments finis pour la discrétisation consiste à subdiviser le domaine en utilisant des éléments géométriques tels que des triangles. Les variables inconnues sont déterminées en combinant linéairement des fonctions.

La technique des éléments finis se divise en 2 phases :

1. L'approximation des fonctions inconnues au niveau des nœuds à l'aide de sous-éléments ou domaines.
2. Formulation intégrale des équations aux dérivées partielles en utilisant la technique des résidus pondérés. La technique de Galerkin est le type le mieux connu utilisé de cette approche. Elle garantit la conservation des quantités sur l'espace considéré.

III.4.3 Approche des volumes finis

La technique des discrétisations par éléments finis se distingue par sa capacité à maintenir l'énergie, la quantité de mouvement, et la conservation de la masse dans tous les volumes finis, couvrant l'ensemble d'espace de calcul. Elle simplifie les termes non linéaires présents dans les équations de conservation, comme les termes source, par exemple. De plus, elle convient parfaitement à la résolution de problèmes physiques complexes, même si elle n'offre qu'une précision modérée. Cette technique implique la subdivision du domaine de calcul en divers volumes, où chaque volume englobe un point. Sur chaque domaine de contrôle, les données sont stockées dans les points situés au sein des volumes de contrôle et les termes des équations sont intégrés aux dérivées partielles.

III.5 Les équations de conservation

Les équations mathématiques représentant les règles de conservation qui contrôlent les problèmes physiques tels que les mouvements de fluides et les transferts de chaleur sont souvent écrites sous la forme d'équations différentielles partielles conservatives [54] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) + \text{div}(\rho u\varphi) = \text{div}(\Gamma_{\varphi} \text{grad}\varphi) + S_{\varphi} \quad (\text{III.1})$$

Chaque équation implique une grandeur physique et des variantes connexes. Les équations aux dérivées partielles reflètent un équilibre dans lequel de nombreux phénomènes sont en jeu. On identifie :

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)$: le terme instationnaire,

$\text{div}(\rho u\varphi)$: terme convectif,

$div(\Gamma_\phi grad \phi)$: le terme diffusif,

S_ϕ : le terme source.

Puisque les équations différentielles posent un problème continu par nature, il est rare de trouver une solution analytique. Pour cette raison, il est nécessaire d'approximer le problème en le remplaçant par de nombreux problèmes discrets qui représentent localement le problème continu avec une certaine approximation. Cette méthode, connue sous le nom de discrétisation ou d'approximation, permet la résolution numérique discrétionnaire d'équations continues.

Pour parvenir à une solution au problème, il est impératif de résoudre un ensemble de n équations concernant des éléments particuliers Ω_n du domaine. La solution globale ϕ pour tout le domaine est reliée à la résolution de solutions locales ϕ_n . Les solutions locales doivent être uniques pour permettre une convergence vers la solution globale ϕ . La rapidité de la convergence est étroitement liée à la manière dont les sous-domaines de résolution Ω_n sont construits.

III.6 Concept fondamental de l'approche par volumes finis

III.6.1 Discrétisation spatiale

Notre objectif est de déterminer les valeurs de ϕ au centre de chaque domaine de contrôle défini par la structure de maille, en utilisant les équations de conservation. De cette manière, le domaine est subdivisé en espaces élémentaires nommés Ω_i de manière à permettre cela :

$$\Omega = \sum_{i=1}^n \Omega_i \quad (\text{III.2})$$

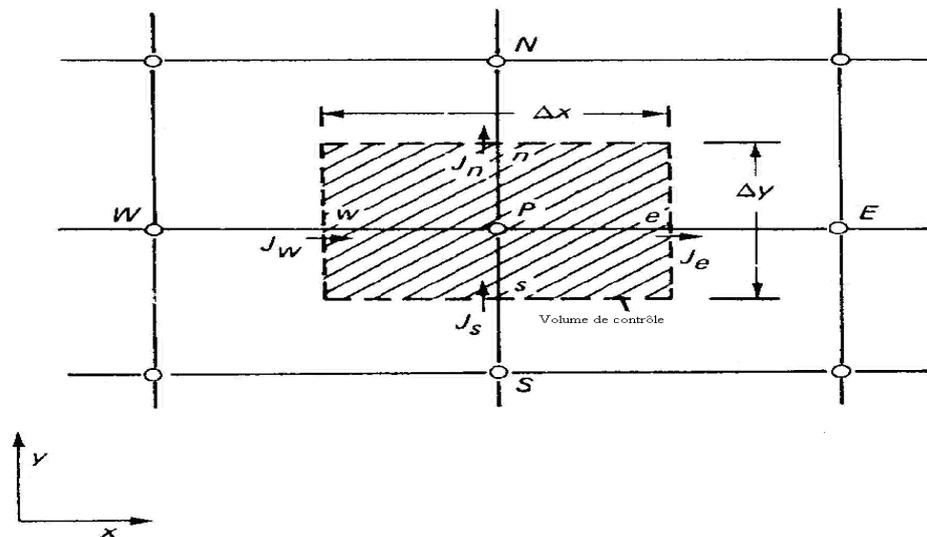


Figure III.2 : Domaine de contrôle pour la modélisation d'un flux en deux dimensions.

Le P est le point examiné, et les points voisins sont les points *Nord, Sud, Est, Ouest*.

L'expression en deux dimensions de l'équation (III.1) est formulée de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) + \frac{\partial J_i}{\partial x} + \frac{\partial J_j}{\partial y} = S \quad (\text{III.3})$$

Les termes d'écoulement de J_i et J_j englobent les composants de la diffusion ainsi que de la convection, et ils sont écrits comme suit :

$$J_i = \rho U \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (\text{III.4})$$

Et

$$J_j = \rho V \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (\text{III.5})$$

Les variables V et U représentent respectivement les composantes de la vitesse dans les sens y et x . En effectuant l'intégration de l'équation (III.3) sur le volume de contrôle illustré dans la Figure (III.1), on obtient le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \text{Écoulement sur la façade nord : } J_n &= \rho V \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \text{Écoulement sur la façade sud : } J_s &= \rho V \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \text{Écoulement sur la façade est : } J_e &= \rho U \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \text{Écoulement sur la façade ouest : } J_w &= \rho U \varphi - \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

La représentation des flux totaux intégrés à travers les façades du domaine de contrôle est donnée par :

$$\frac{(\rho_P \varphi_P - \rho_P^0 \varphi_P^0) \Delta x \Delta y}{\Delta t} + J_n - J_s + J_e - J_w = (S_C + S_P \varphi_P) \Delta x \Delta y \quad (\text{III.7})$$

ΔV ($\Delta V = \Delta x \Delta y$) : volume qui englobe le point P

ρ_P^0 : Une valeur à l'instant $t + \Delta t$

φ_P^0 : Une valeur à l'instant t

De la même manière, en intégrant l'équation de continuité, on trouve :

$$\frac{(\rho_P - \rho_P^0) \Delta y \Delta x}{\Delta t} + F_n - F_s + F_e - F_w = 0 \quad (\text{III.8})$$

Là où F_w, F_e, F_n et F_s représentent les flux massiques du fluide à partir des façades du domaine de contrôle, comme explicités par :

$$\begin{aligned} F_n &= (\rho V)_n \Delta x \\ F_s &= (\rho V)_s \Delta x \\ F_e &= (\rho U)_e \Delta y \\ F_w &= (\rho U)_w \Delta y \end{aligned} \quad (III.9)$$

En soustrayant l'équation (III.8) de l'équation (III.7) après les avoir multipliés par ϕ_p , on trouve :

$$\begin{aligned} (\phi_p - \phi_p^0) \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} + (J_e - F_e \phi_p) - (J_w - F_w \phi_p) + (J_n - F_n \phi_p) \\ - (J_s - F_s \phi_p) = (S_C + S_P \phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (III.10)$$

$$\begin{aligned} J_e - F_e \phi_p &= a_e (\phi_p - \phi_e) \\ J_w - F_w \phi_p &= a_w (\phi_p - \phi_w) \end{aligned} \quad (III.11)$$

Ensuite, l'équation discrétisée peut être formulée de la manière suivante :

$$a_p \phi_p = a_n \phi_n + a_s \phi_s + a_e \phi_e + a_w \phi_w + b \quad (III.12)$$

Où :

$$\begin{aligned} a_n &= D_n A(|P_n|) + [[-F_n, 0]] \\ a_s &= D_s A(|P_s|) + [[+F_s, 0]] \\ a_e &= D_e A(|P_e|) + [[-F_e, 0]] \\ a_w &= D_w A(|P_w|) + [[+F_w, 0]] \end{aligned} \quad (III.13)$$

Où P_i est Le nombre de Peclet pour chaque façade, est défini par :

$$P_n = \frac{F_n}{D_n}; P_s = \frac{F_s}{D_s}; P_e = \frac{F_e}{D_e}; P_w = \frac{F_w}{D_w} \quad (III.14)$$

Avec la diffusion D définie par :

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e} \\ D_w &= \frac{\Gamma_w \Delta y}{(\delta x)_w} \\ D_n &= \frac{\Gamma_n \Delta x}{(\delta y)_n} \\ D_s &= \frac{\Gamma_s \Delta x}{(\delta y)_s} \end{aligned} \quad (III.15)$$

Le choix de la fonction $A(|P|)$ dépend du schéma de discrétisation souhaité.

III.6.2 Concept de maille

III.6.2.1 Éléments et nœuds

La méthode de modélisation numérique implique la réécriture des équations de conservation sur des éléments discrétisés, tels que des mailles ou des volumes Ω_n élémentaires. Ces éléments contiennent des nœuds de discrétisation où les équations discrètes sont résolues. Les nœuds peuvent être situés aux coins des éléments, aux façades ou sur le centre, en fonction de la technique de discrétisation employée.

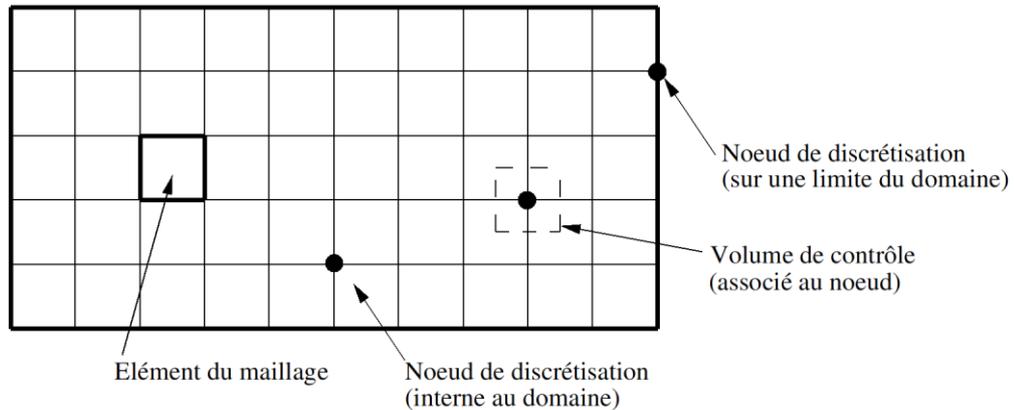


Figure III.3 : Représentation du concept de maillage.

Le découpage géométrique du domaine de calcul en éléments et nœuds associés est appelé maillage. La visualisation graphique de cette structure est illustrée dans la Figure III.3.

Les maillages peuvent être de différents types, caractérisés par le nombre de points nodaux attribués à chaque élément comme illustré dans la (Figure III.4) et le nombre de connexions pour tout nœud.

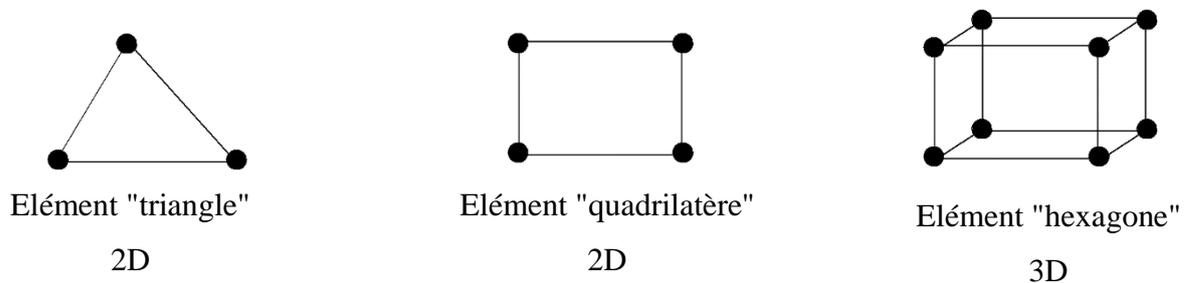


Figure III.4 : Les quelques types d'éléments.

III.6.2.2 Perpendicularité

Lorsque les lignes d'une grille sont localement perpendiculaires les unes aux autres, on parle de maillage orthogonal. Les grilles polaires 2D (comme un anneau) ou cylindriques 3D (cylindre creux, par exemple) ont cette caractéristique. La perpendicularité d'un maillage revêt une grande importance pour une géométrie approximative. Pour illustrer, il est impossible de créer une grille orthogonale pour un disque, comme illustré dans la Figure III.5. Les nœuds situés sur le rayon externe ou au centre du disque ne sont pas structurés.

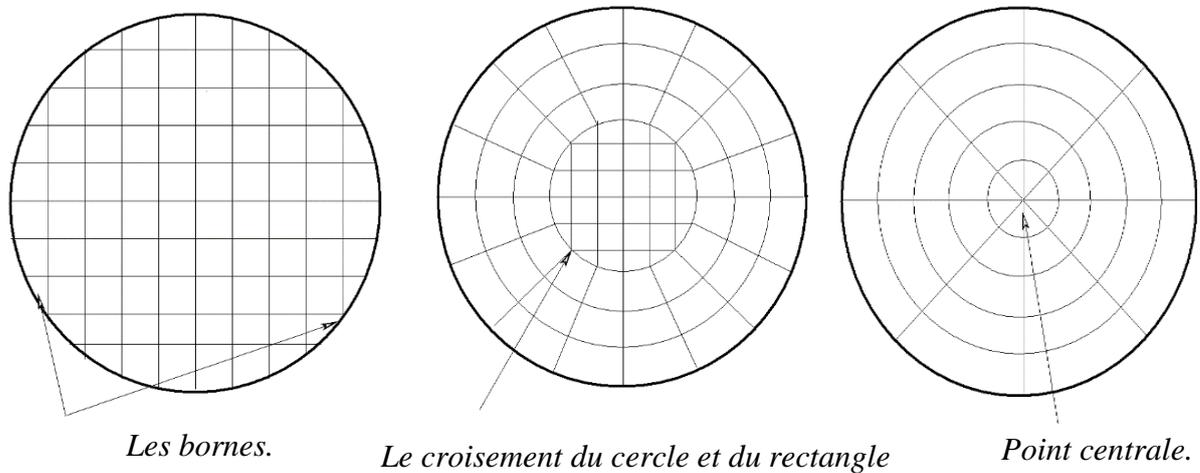


Figure III.5 : Réseau de mailles sur un disque, Mailles non structurées au niveau local.

III.7 Schémas de discrétisation

Dans le logiciel "ANSYS FLUENT", il est nécessaire d'interpoler les grandeurs enregistrées au centre de chaque grille sur les façades du domaine de contrôle. Différents schémas de discrétisation peuvent être utilisés pour les termes convectifs des équations régissant le phénomène étudié, En revanche, les composantes visqueuses sont discrétisées automatiquement au deuxième ordre pour obtenir des résultats précis. Cependant, une discrétisation au premier ordre peut permettre une meilleure convergence. Pour les écoulements qui ne sont pas alignés au maillage, il est recommandé d'utiliser le "Second Order Upwind Scheme.

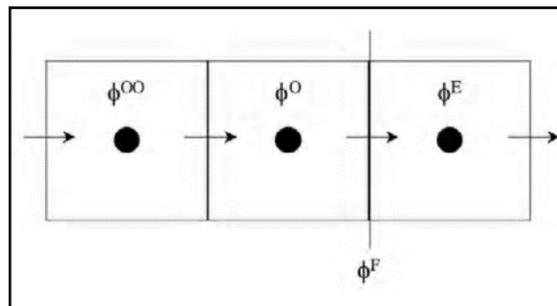


Figure III.6 : Domaine de contrôle bidimensionnel élémentaire.

Un schéma de second ordre permet d'estimer la valeur de ϕ^F en développant ϕ en une série de Taylor. Ce développement de ϕ^F tient compte de la valeur de la variable au sein du volume des deux cellules en amont (ϕ^0 et ϕ^{00}).

D'autres schémas de discrétisation sont également disponibles :

- Le schème du troisième ordre, connu sous le nom de QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics) sous Fluent, calcule la valeur de (ϕ^F) en prenant en considération la valeur de la variable dans les volumes des deux cellules amont (ϕ^0 et ϕ^{00}), ainsi que dans le volume de la cellule aval (ϕ^E). Il apporte une bien meilleure précision que le schéma du second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) sur un maillage régulier. En revanche, il n'est pas applicable à une maille triangulaire.
- Le schème du type "Power Law" implique une interpolation linéaire de la variable ϕ . Ce schème s'avère plus exact que le " First Order Upwind Scheme " pour les flux à très faible valeur de Re. Autrement, il offre généralement un degré de précision identique.

III.8 Sélection du schéma d'interpolation de la pression

Dans la majorité des cas, le schème "Standard" est considéré comme satisfaisant. Cependant, pour des écoulements spécifiques, il est possible de choisir parmi différentes options. Par exemple :

- Le schème "Body-Force-Weighted" force de volume est préconisé pour les flux comportant des poids volumiques importants, tels que la convection naturelle à une valeur de Rayleigh élevée.
- Le schème "PRESTO !" est adapté aux flux fortement tourbillonnaires, à des vitesses angulaires élevées ou dans des zones très incurvées.
- Le schème au deuxième ordre est recommandé pour les flux compressibles, ainsi que pour accroître la précision dans les flux incompressibles.
- Le schème linéaire "Linear" peut servir de solution de rechange lorsque les autres options rencontrent des problèmes de convergence ou génèrent des comportements non physiques.

III.9 Approches de couplage Vitesse - Pression

Lorsque les vitesses sont discrétisées aux nœuds d'un domaine de contrôle, elles sont traitées de la même manière que les autres variables scalaires telles que la pression et la température. Cependant, si le champ de pression est très irrégulier, les équations de quantité de mouvement discrétisées

considèrent le champ de pression comme uniforme, [55]. Pour résoudre le couplage entre la vitesse et la pression dans la simulation numérique de fluides, une approche courante est d'utiliser la méthode de cellule décalée "Staggered grid" et des algorithmes comme "SIMPLE" (figure III.7). La famille d'algorithmes "SIMPLE" repose sur une méthode "d'estimation et correction" pour calculer la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Dans le cas d'un flux incompressible, les équations tridimensionnelles de la quantité de mouvement et de conservation de la masse nous donnent quatre inconnues dans quatre équations : les trois composantes de la pression et de la vitesse. Résoudre simultanément ces quatre équations crée des problèmes numériques. Il y a ensuite un couplage vitesse-pression. Cela implique l'incorporation de la pression dans l'équation de continuité, la transformant ainsi en une équation de pression. Le calcul s'effectue alors de manière séquentielle plutôt que simultanée.

Il existe de nombreux algorithmes disponibles pour montrer clairement la pression dans l'équation de continuité. Le "Fluent" offre trois techniques de couplage vitesse - pression (dans la formulation "isolé").

- La méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations (S. V Patankar, D.B Spalding) et la technique "SIMPLEC" (van Doormall, Raithby) sont très similaires. Cependant, si le facteur de correction de la pression est près de 1, la méthode "SIMPLEC" peut être instable, ce qui améliore la convergence dans la majorité des situations mais risque d'entraîner des instabilités dans la résolution.
- La technique "PISO" (Issa R) : Il s'agit d'un algorithme de la gamme "SIMPLE". Elle est conseillée pour les flux instables ou les mailles avec des éléments très obliques "highly skewed".

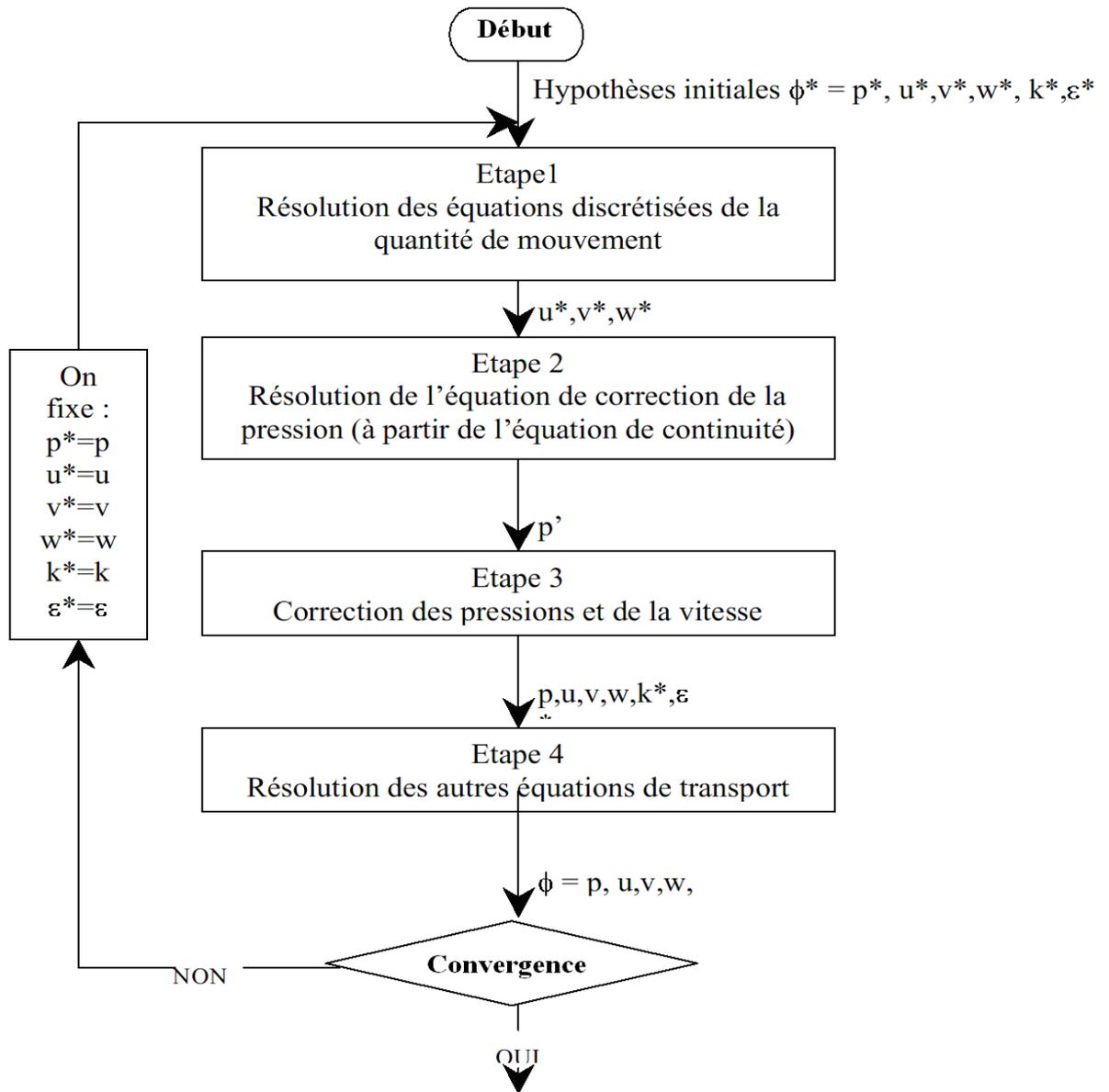


Figure III.7 : Le schéma itératif implémenté dans Fluent, utilisant SIMPLE.

III.10 Processus de linéarisation

En chaque volume de contrôle élémentaire, la variable ϕ peut être représentée sous la forme linéaire qui suit en utilisant les techniques de discrétisation des équations régissant le transfert thermique et le flux turbulent que nous avons précédemment exposé :

$$a_p \phi_p = \sum_{i=N,S,E,W} a_i \phi_i + b \quad (\text{III.16})$$

Chaque volume de contrôle peut avoir des équations similaires. Il produit un ensemble d'équations algébriques. Il existe deux techniques de résolution pour résoudre ce système : les techniques directes et les techniques itératives. Employé avec une technique *AMG* (cellule multiple algébrique), ANSYS FLUENT résout ce système d'équations linéaires à l'aide d'une solution d'une équation linéaire implicite en un nœud (l'une des méthodes itératives, la méthode de Gauss-Seidel).

Vérifier le remplacement de la variable ϕ lors de la solution est nécessaire pour les équations non linéaires. Afin de garantir la convergence totale des calculs, la sous relaxation diminue ce changement au cours de chaque itération. Ainsi, la valeur nouvelle est influencée par la mesure antérieure et par la différence des deux mesures :

$$\phi^{(k)} = \phi^{(k-1)} + \alpha \Delta\phi \quad (\text{III.17})$$

Soit (k) symbolise la progression des itérations progressives.

$\Delta\phi$: la différence des solutions des deux itérations $(k-1)$ et (k) .

α : est le coefficient de sous-relaxation.

III.11 Évaluation du critère de convergence

Les résidus sont mesurés pour toute variable (comme les composantes de vitesse et la pression) à chaque itération du calcul. Si toutes les anomalies mentionnées ci-dessus sont réduites au fur et à mesure des répétitions, une procédure est dite convergente. Quand les répétitions ne génèrent plus de changements dans les variables selon un critère qui doit être défini à l'avance, on parle de rapprochement. Lorsqu'il est satisfait, ce critère de convergence met fin au processus itératif. Les critères de rapprochement, qui impliquent une diminution des résidus R_ϕ , sont utiles pour déterminer si la solution est complète. Les conditions préréglées sur les résiduels appelés critères de convergence montrent qu'un certain degré de rapprochement a été atteint. Le nombre total de grilles géométriques et les paramètres du modèle déterminent le nombre d'itérations.

L'expression suivante définit le résiduel :

$$R_\phi = a_p \phi_p - \sum a_i \phi_i - S \quad (\text{III.18})$$

III.12 Conclusion

Ce chapitre détaille l'application de la méthode des volumes finis dans le logiciel commercial ANSYS FLUENT. Il met en évidence que cette technique, élaborée par S.V. Patankar est une option privilégiée pour la prédiction des problèmes associés au transfert de chaleur et à la mécanique des fluides.

Chapitre IV
Discussion des
résultats

Chapitre IV

Discussion des résultats

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur la présentation des résultats de simulation numérique trouvés par le code de calcul ANSYS Fluent. Notre problématique concerne l'étude du comportement dynamique d'un écoulement laminaire stationnaire et instationnaire d'un fluide incompressible s'écoulant dans un domaine non confiné en présence d'un cylindre rainuré de forme convexe.

Pour commencer, nous allons étudier l'écoulement classique autour d'un cylindre pour valider notre concept, nous examinerons ensuite l'écoulement autour des cylindres rainurés.

IV.2 Résultat et discussion

L'étude numérique de l'écoulement autour d'un cylindre, immergé dans un fluide newtonien non confiné dans les directions bidimensionnelles, a été étudiée pour comparer les caractéristiques d'écoulement du cylindre rainuré de forme convexe avec le cylindre lisse. L'étude est divisée en deux parties basées sur le nombre de Reynolds de l'écoulement stationnaire $Re < 40$, et de l'écoulement instationnaire $Re > 40$.

Cette partie vise à discuter et à évaluer l'influence de la rugosité de surface causée par la présence de rainures de forme convexes dans la direction longitudinale du cylindre sur les caractéristiques de l'écoulement, et à trouver le nombre et l'amplitude optimale des rainures.

IV.2.1 Validation

Pour la validation hydrodynamique, les résultats du cylindre lisse ont été comparés raisonnablement bien avec ceux (Dennis & Chang, 1970 ; Park & Choi, ; Soares et al. et Qu et al.) de la littérature, pour un nombre de Reynolds allant jusqu'à 100. Il est clair, d'après les données du tableau IV.1, qu'un accord raisonnablement bon du coefficient de traînée total avec ses composantes de pression et de friction, du coefficient de pression aux points de stagnation à l'avant et à l'arrière, de l'angle de séparation et de la longueur de sillage sans dimension a été atteint avec la littérature.

Cependant, l'écart mineur pourrait être dû à la différence dans la résolution de la grille du domaine de calcul et des méthodes numériques.

Re	Auteurs	C_D	C_{Dp}	C_{Df}	$C_P(0)$	$C_P(\pi)$	α	L/d
5	Présent travail	3.9363	2.0984	1.8379	-0.9339	1.8440	-	-
	Dennis & Chang	4.116	2.199	1.917	-1.044	1.872	-	-
	Soares et al.	3.95	-	-	-	-	-	-
10	Présent travail	2.7575	1.5475	1.2100	-0.6734	1.4796	29.06	0.7364
	Dennis & Chang	2.846	1.6	1.246	-0.742	1.489	29.6	0.53
	Soares et al.	2.76	-	-	-	-	29.2	0.5
20	Présent travail	2.0009	1.2049	0.7959	-0.5451	1.2647	43.52	1.4037
	Dennis & Chang	2.045	1.233	0.812	-0.589	1.269	43.7	1.88
40	Présent travail	1.4987	0.9816	0.5171	-0.4776	1.1432	53.61	2.7341
	Bharti et al.	1.529	0.997	0.532	-0.480	1.164	53.71	2.225
	Dennis & Chang	1.522	0.998	0.524	-0.509	1.144	53.8	4.69
	Soares et al.	1.49	-	-	-	-	53.4	4.55
100	Présent travail	1.3153	0.9756	0.3397	-0.7055	1.0637	60.78	2.2847
	Park & Choi	1.33	0.99	0.34	-0.725	-	-	-
	Qu et al.	1.317	0.982	0.335	-0.707	-	62	1.42

Tableau IV.1 : Validation des résultats actuels avec la littérature antérieure.

IV.2.2 Caractéristiques d'écoulement du fluide

Les statistiques générales qui ont été étudiées dans la présente simulation sont : le coefficient de traînée total (C_D), qui est la somme du coefficient de traînée de pression (C_{Dp}), et du coefficient de traînée de friction (C_{Df}), le coefficient de pression à l'avant $C_P(\pi)$ et aux points de stagnation arrière $C_P(0)$, le coefficient de portance (C_L), le nombre de Strouhal (St), l'angle de séparation (α), qui a été mesuré à partir du point de stagnation arrière jusqu'au début de la séparation de l'écoulement de la surface du cylindre et la longueur de sillage sans dimension (L/d) a été mesurée à partir du centre du cylindre jusqu'au point de rattachement à l'arrière du cylindre, normalisé par le diamètre du cylindre (d). Comme la montre le tableau IV.2.

	δ/d	Re	C_L	C_D	C_{Dp}	C_{Df}	$C_P(\pi)$	$C_P(0)$	α	L/d
Lisse	0	1	-	10.3776	5.2431	5.1345	3.9409	-2.7513	-	-
	0	5	-	3.9363	2.0984	1.8379	1.8440	-0.9339	-	-
	0	10	-	2.7575	1.5475	1.2100	1.4796	-0.6734	29.06	0.7364
	0	30	-	1.6838	1.0639	0.6198	1.1857	-0.5014	49.62	2.0706
	0	40	-	1.4987	0.9816	0.5171	1.1432	-0.4776	53.61	2.7341
	0	100	0.3206	1.3153	0.9756	0.3397	1.0637	-0.7055	60.78	2.2847
N=10	1/50	1	-	10.2634	5.2223	5.0410	3.9815	-2.8065	-	-
		5	-	3.8778	2.0771	1.8006	1.8497	-0.9501	-	0.4800
		10	-	2.7118	1.5267	1.1851	1.4793	-0.6829	31.20	0.6913
		30	-	1.6521	1.0449	0.6071	1.1813	-0.5055	49.69	1.9430
		40	-	1.4698	0.9632	0.5066	1.1390	-0.4812	52.52	2.5665
		100	0.2449	1.2745	0.9486	0.3258	1.0612	-0.6927	64.14	2.2768
	1/25	1	-	10.1524	5.3092	4.8449	4.0172	-2.8582	-	-
		5	-	3.8219	2.0947	1.7271	1.8505	-0.9664	-	0.4603

		10	-	2.6686	1.5322	1.1364	1.4776	-0.6924	29.76	0.6507	
		30	-	1.6223	1.0408	0.5815	1.1749	-0.5100	49.95	1.8296	
		40	-	1.4429	0.9581	0.4847	1.1337	-0.4851	52.25	2.4169	
		100	0.2307	1.2285	0.9205	0.3080	1.0572	-0.6488	63.51	2.2128	
	1/12.5	1	-	9.9613	5.9442	4.0171	4.1046	-2.9671	-	-	
		5	-	3.7244	2.2963	1.4280	1.8695	-0.9978	-	0.4410	
		10	-	2.5942	1.6546	0.9396	1.4815	-0.7109	29.37	0.5885	
		30	-	1.5736	1.0961	0.4775	1.1690	-0.5187	51.58	1.4478	
		40	-	1.3996	1.0038	0.3957	1.1252	-0.4932	52.72	2.1945	
		100	0.2103	1.1853	0.9453	0.2399	1.0530	-0.6483	57.24	2.1488	
	N=20	1/50	1	-	10.2677	5.3730	4.8946	3.9772	-2.8019	-	-
			5	-	3.8800	2.1311	1.7488	1.8484	-0.9494	-	0.4860
			10	-	2.7135	1.5624	1.1511	1.4790	-0.6825	29	0.6944
			30	-	1.6532	1.0633	0.5899	1.1822	-0.5053	48.32	1.9480
40			-	1.4708	0.9787	0.4921	1.1394	-0.4811	54.49	2.5722	
100			0.2524	1.2743	0.9577	0.3165	1.0587	-0.6904	61.49	2.2351	
1/25		1	-	10.1771	6.0369	4.1401	4.0011	-2.8435	-	-	
		5	-	3.8335	2.3554	1.4780	1.8174	-0.9610	-	0.4776	
		10	-	2.6780	1.7046	0.9733	1.4760	-0.6908	28.55	0.6630	
		30	-	1.6294	1.1305	0.4989	1.1769	-0.5095	47.31	1.8572	
		40	-	1.4496	1.0339	0.4156	1.1339	-0.4849	57.38	2.4550	
		100	0.2409	1.2485	0.9854	0.2630	1.0500	-0.6775	61.62	2.1987	
1/12.5		1	-	10.0556	8.0161	2.0394	4.0983	-2.9294	-	-	
		5	-	3.7736	3.0444	0.7291	1.8843	-0.9840	-	0.4576	
		10	-	2.6329	2.1489	0.4840	1.4955	-0.7020	27.84	0.6307	
		30	-	1.6025	1.3535	0.2490	1.1837	-0.5145	60.44	1.7585	
		40	-	1.4268	1.2204	0.2063	1.1379	-0.4896	60.20	2.3314	
		100	0.2403	1.2237	1.1048	0.1188	1.0319	-0.6794	62.46	2.1450	
N=30		1/50	1	-	10.2761	5.7064	4.5696	4.0025	-2.8088	-	-
			5	-	3.8845	2.2509	1.6335	1.8617	-0.9490	-	0.4898
			10	-	2.7174	1.6418	1.0756	1.4895	-0.6816	27.74	0.6990
			30	-	1.6565	1.1042	0.5522	1.1892	-0.5045	51	1.9618
			40	-	1.4740	1.0130	0.4609	1.1456	-0.4804	53.32	2.5915
			100	0.256	1.2800	0.2982	0.9818	1.0646	-0.6564	63.52	2.2229
	1/25	1	-	10.2147	7.0574	3.1573	4.1055	-2.8727	-	-	
		5	-	3.8531	2.7200	1.1330	1.8979	-0.9618	-	0.4799	
		10	-	2.6931	1.9452	0.7478	1.5145	-0.6870	27.68	0.6794	
		30	-	1.6411	1.2549	0.3862	1.2009	-0.5060	52.38	1.9039	
		40	-	1.4608	1.1382	0.3226	1.1551	-0.4819	53.12	2.5200	
		100	0.252	1.2704	1.0593	0.2111	1.0561	-0.6293	64.77	2.2014	
	1/12.5	1	-	10.1639	9.0884	1.0754	4.4472	-3.0400	-	-	
		5	-	3.8235	3.4321	0.3914	2.0265	-0.9797	-	0.4702	
		10	-	2.6711	2.4150	0.2561	1.6320	-0.6875	27.03	0.6666	
		30	-	1.6296	1.4991	0.1305	1.2767	-0.4979	52.48	1.8490	
		40	-	1.4523	1.3443	0.1080	1.2211	-0.4747	53.50	2.4599	
		100	0.2509	1.2697	1.2110	0.0586	1.1393	-0.8031	76.55	2.1908	

Tableau IV.2 : Résultats des calculs à différents nombres de Reynolds.

IV.2.2.1 Coefficient de traînée

Il apparaît dans le tableau IV.2, que le coefficient de traînée total (C_D) avec ses composantes de pression (C_{DP}) et de friction (C_{Df}) montre une réduction marquée avec l'augmentation du nombre

de Reynolds sur le cylindre lisse ou à rainures de forme convexe, où l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une réduction prononcée du coefficient de traînée total, où cette réduction est plus prononcée dans le régime rampant $Re \leq 5$. On note également que le coefficient de traînée (C_D), présente une légère réduction sur le cylindre rainuré de forme convexe par rapport au cylindre lisse au même nombre de Reynolds, cette réduction est plus importante à un nombre de Reynolds élevé, où l'augmentation du nombre de rainures N entraîne une augmentation marquée du coefficient de traînée à une amplitude fixe de la rainure, tandis que l'augmentation de l'amplitude de la rainure (δ) entraîne une réduction significative du coefficient de traînée au nombre équivalent de Reynolds.

Les résultats prédits des coefficients de friction, de pression et de traînée totale pour les cylindres lisses et rainurés avec un nombre de rainures N de 10, 20 et 30 et une amplitude fixe $\delta/d = 1/12,5$, en fonction du nombre de Reynolds, sont présentés dans la Figure IV.1. Il est clair que le coefficient de traînée de pression des cylindres rainurés est amélioré, tandis que le coefficient de traînée de friction diminue par rapport au cylindre lisse. Les coefficients de traînée de pression et de friction augmentent et diminuent, respectivement, lorsque le nombre de rainures augmente.

Au nombre de Reynolds de 100, le coefficient de traînée total du cylindre rainuré de forme convexe avec une amplitude de rainure $\delta/d = 1/25$ et un nombre de rainures N de 30, 20 et 10 est réduit de 3,41, 5 et 7 %, respectivement, par rapport à celui du cylindre lisse. Alors que pour une amplitude de rainure $\delta/d = 1/12,5$, le coefficient de traînée total diminue d'environ 3,45, 7 et 10 %, respectivement.

Dans l'écoulement instationnaire, l'étude numérique du nombre optimal de rainures $N = 10$ et de l'amplitude de rainure $\delta/d = 1/12,5$ du cylindre rainuré de forme convexe a été réalisée sur la plage de nombre de Reynolds de ($100 \leq Re \leq 300$), afin d'étudier et de comparer le coefficient de traînée total avec le cylindre lisse et la littérature précédente. Les valeurs du coefficient de traînée sont calculées à partir du plot, qui représente le coefficient de traînée à chaque pas de temps $\Delta t = 0,01$ lorsque l'oscillation (C_D) est stabilisée avec le temps, le coefficient de traînée moyen est calculé en faisant la moyenne de 15 cycles, comme le montre la figure IV.2.

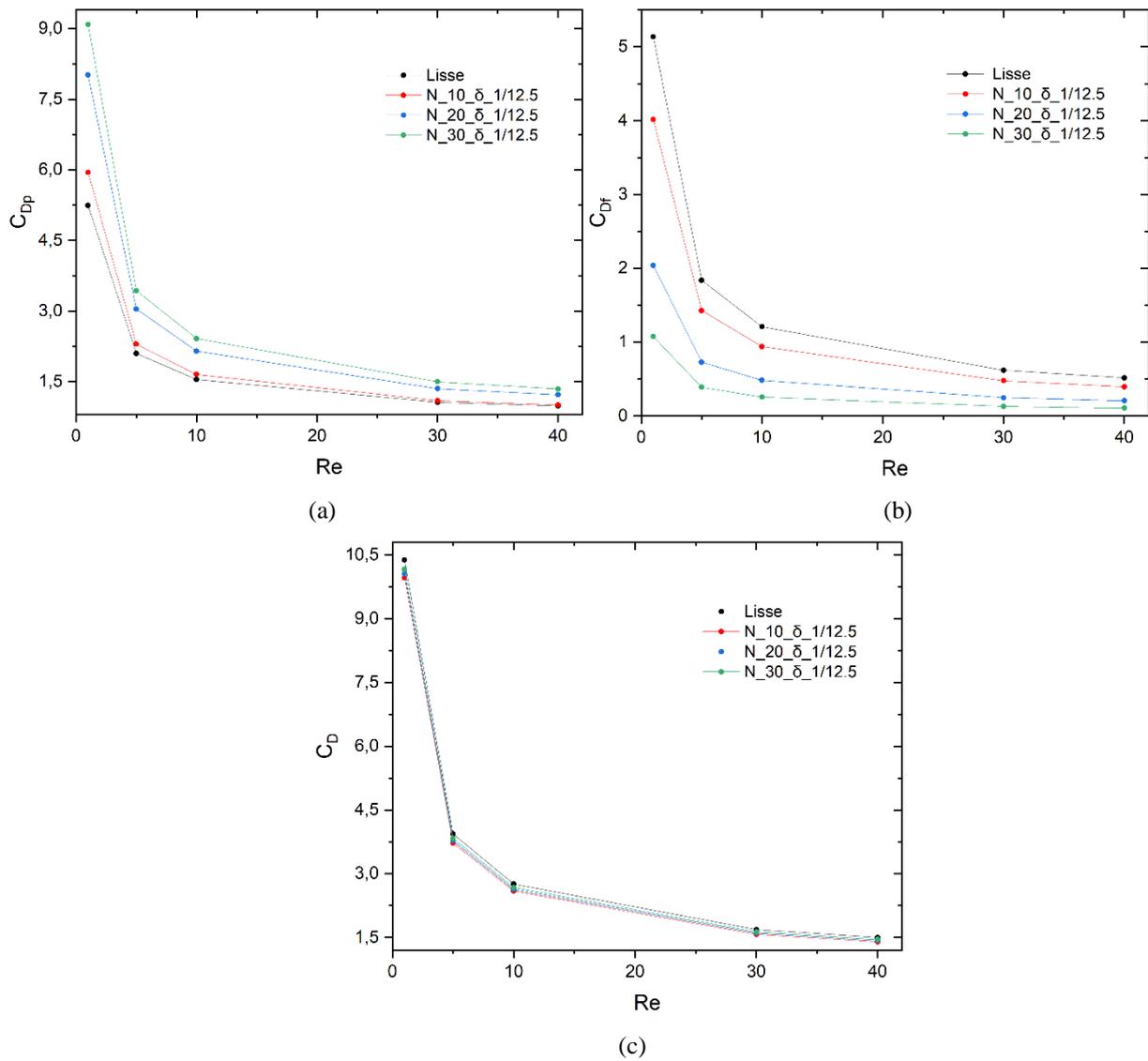


Figure IV.1: Coefficients de pression, de friction et de traînée totale des cylindres lisses et rainurés.

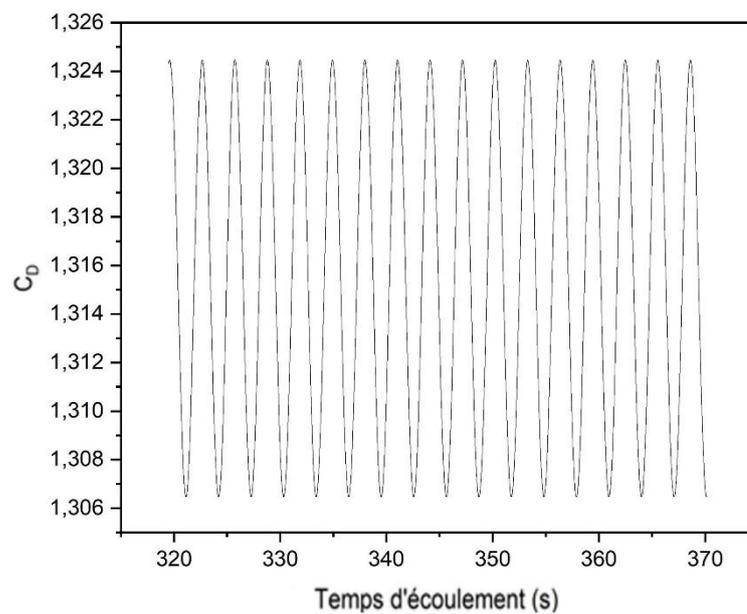


Figure IV.2 : Variation du coefficient de traînée en fonction de temps à Reynolds de 100.

Selon la figure IV.3, le coefficient de traînée total du cylindre lisse a montré un très bon accord avec les données disponibles dans la littérature (Posdziech & Grundmann ; Qu et al. ; (Singh & Mittal). Le coefficient de traînée agissant sur le cylindre rainuré de forme convexe est réduit d'environ 11 % à $Re=250$, tandis qu'il chute d'environ 13 % à un nombre de Reynolds de 300 par rapport au cylindre lisse.

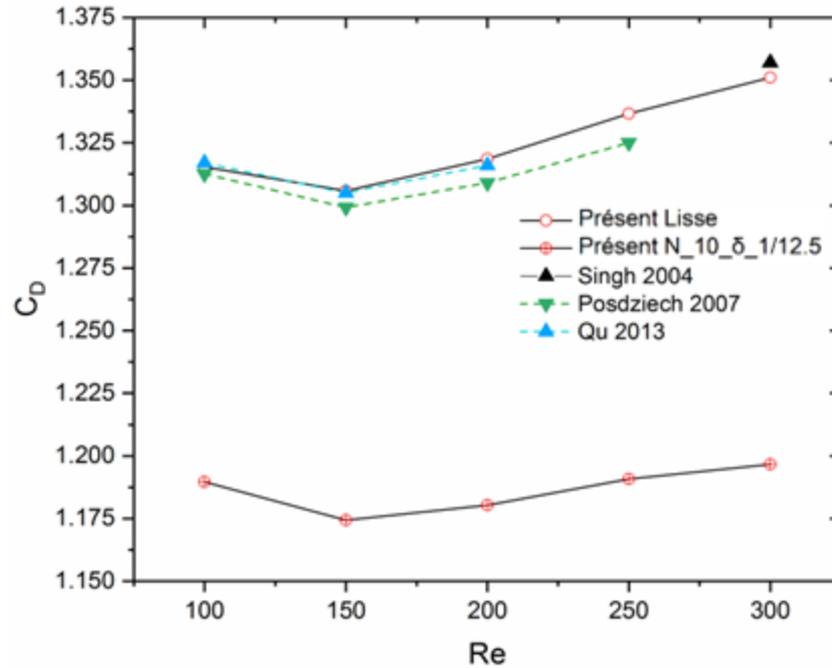


Figure IV.3 : Coefficient de traînée total du cylindre convexe et lisse à différents nombres de Reynolds.

IV.2.2.2 Coefficients de portance et nombre de Strouhal

De même que les valeurs du coefficient de traînée, les variations du coefficient de portance du cylindre lisse à un nombre de Reynolds 100 sont illustrées dans la figure IV.4. Les valeurs du coefficient de portance du cylindre lisse et rainuré de forme convexe avec une amplitude de rainure δ/d de 1/12,5 pour la plage de nombre de Reynolds ($100 \leq Re \leq 300$) sont présentées sur la figure IV.5. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le coefficient de portance augmente pour tous les cas. Les fluctuations de la portance sont principalement dues aux fluctuations de pression, comme le montre le tableau IV.2. Les résultats tabulés du coefficient de portance calculé indiquent qu'il diminue avec la présence de rainures de forme convexe sur le cylindre lisse, cette réduction est plus prononcée avec l'augmentation de l'amplitude des rainures pour la même valeur de Reynolds, tandis que le nombre de rainures augmenté pour une amplitude fixe entraîne une légère augmentation du coefficient de portance. La figure IV.5 illustre que la concordance entre les résultats disponibles dans la littérature et les résultats de calcul est excellente pour le coefficient de portance dans la gamme des nombres de Reynolds ($100 \leq Re \leq 250$), on peut également voir que la présence de 10 rainures convexes avec une amplitude de 1/12,5 sur le cylindre contribuant à la réduction du coefficient de

portance peut atteindre 33% à $Re = 150$.

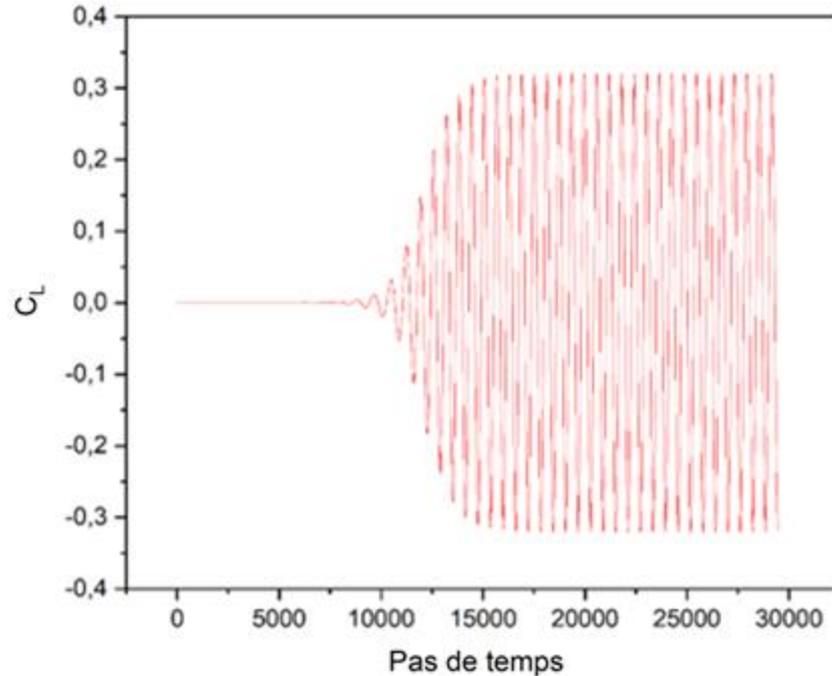


Figure IV.4 : Variation du coefficient de portance en fonction de temps à Reynolds de 100

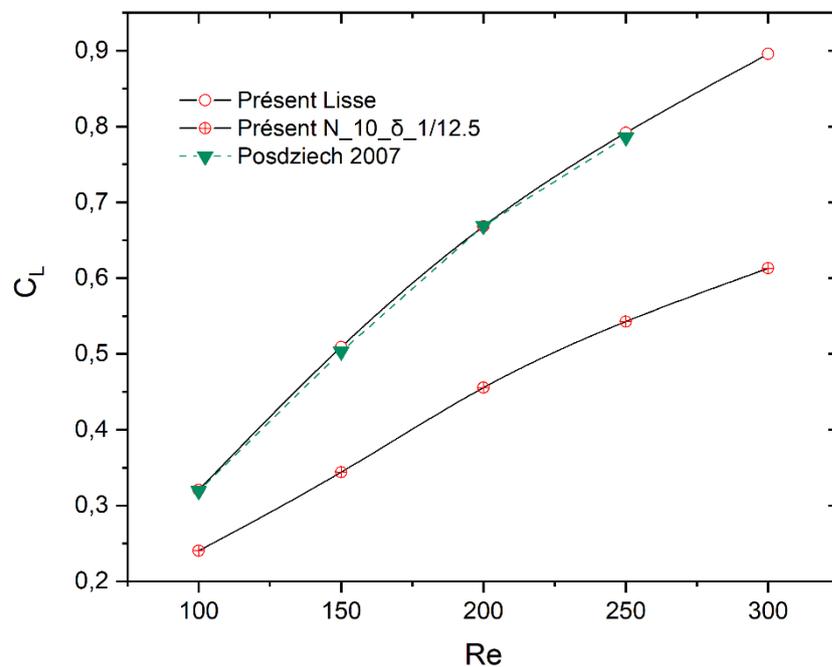


Figure IV.5 : Coefficient de portance total à différents nombres de Reynolds.

Le nombre de Strouhal est mesuré par la fréquence du délestage tourbillonnaire, qui provient de la transformée de Fourier rapide (*FFT*) de l'historique des données du coefficient de portance, comme la figure IV.6 le montre. Les résultats du nombre de Strouhal calculé pour le cylindre lisse et le cylindre à rainures de forme convexe sont comparés aux données numériques et expérimentales disponibles pour un nombre de Reynolds compris entre 100 et 300, comme l'illustre la figure IV.7. On peut voir que la comparaison est en bon accord, la valeur de Strouhal croît avec le nombre de

Reynolds et la présence de rainures de forme convexe conduit à une augmentation marquée du nombre de Strouhal.

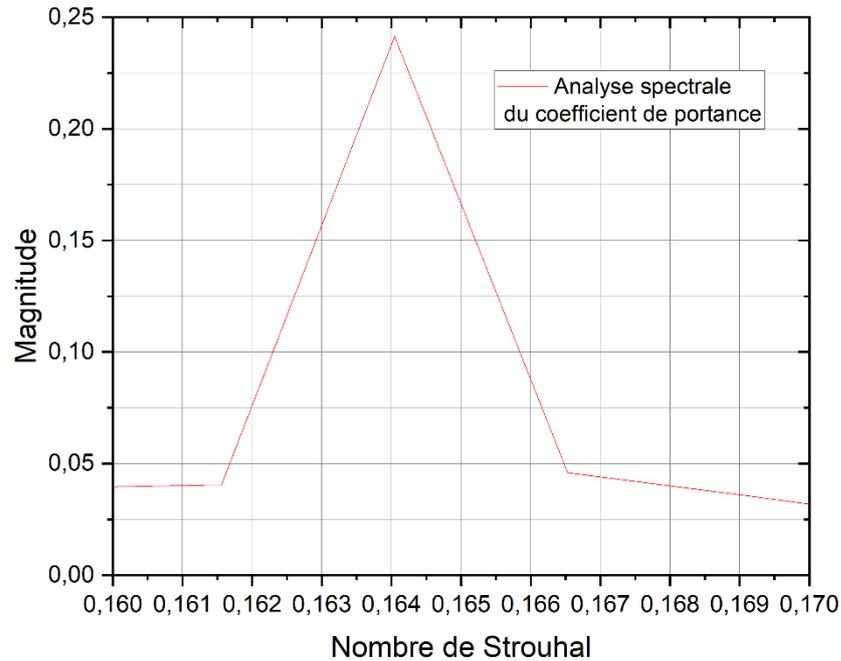


Figure IV.6 : Nombre de Strouhal du cylindre lisse à Reynolds 100.

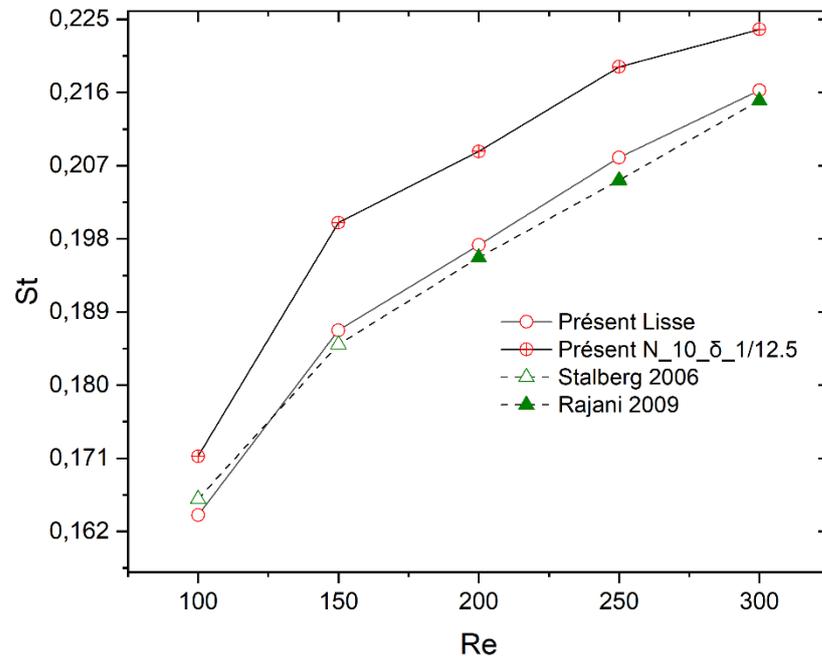


Figure IV.7 : Nombre de Strouhal des cylindres convexes et lisse.

IV.2.2.3 Longueur de recirculation et angle de séparation

Comme illustrée dans le tableau IV.2, la zone de recirculation commence à apparaître à une valeur de Reynolds supérieur à 5. La longueur de recirculation et l'angle de séparation augmentent avec le nombre de Reynolds pour les cylindres à rainures convexes et lisses, ce qui indique que la zone de sillage derrière le cylindre est plus grande avec l'augmentation du nombre de Reynolds. On

peut également remarquer qu'à un nombre de Reynolds et une amplitude de rainure fixes, l'angle de séparation et la longueur de recirculation augmentent avec le nombre de rainures, tandis que la longueur de recirculation diminue avec l'amplitude des rainures pour le même nombre de Reynolds et de rainures. Enfin, la présence des rainures sur la surface du cylindre réduit la zone de recirculation par rapport à la surface lisse. La figure IV.8 résume tout ce qui précède.

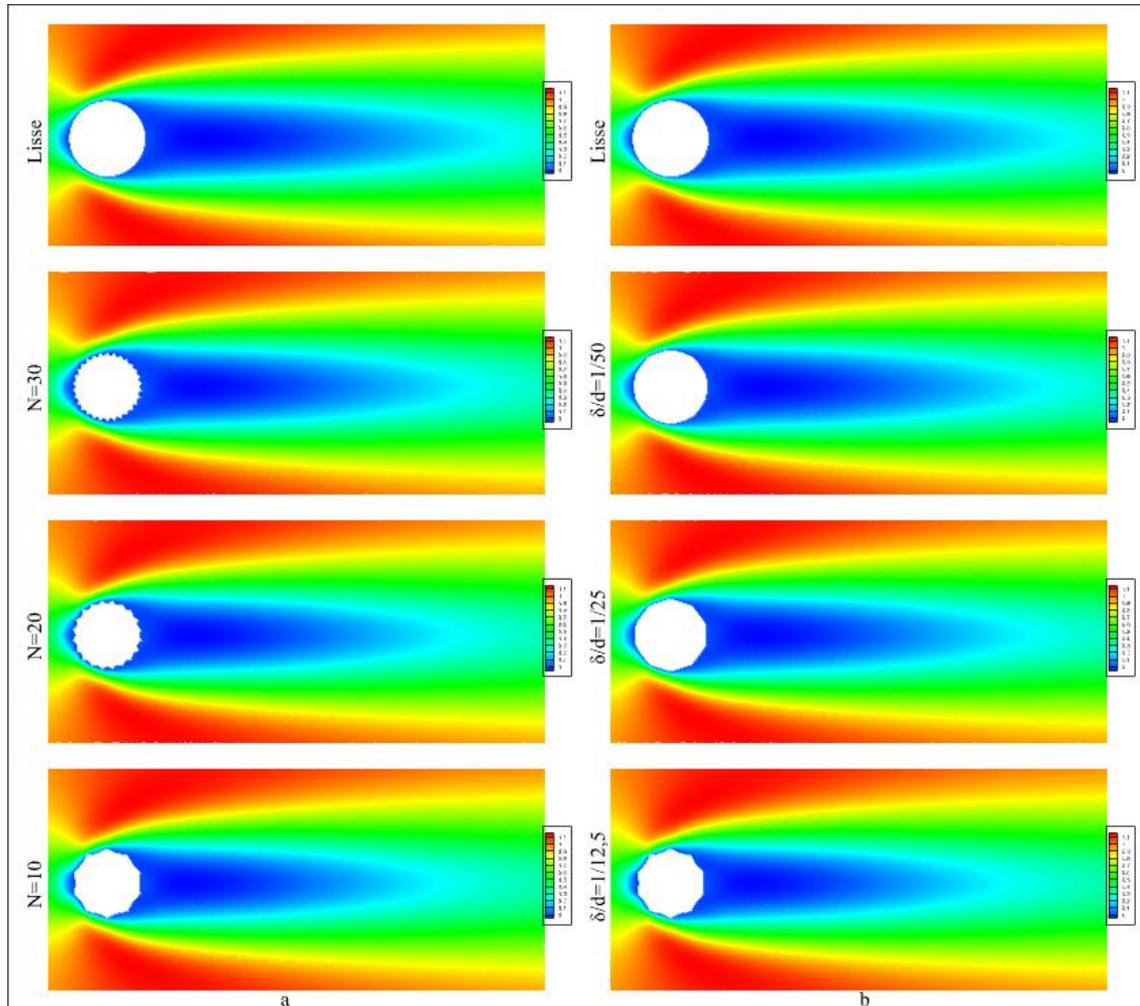


Figure IV.8 : Contour de vitesse x à un nombre de Reynolds 40. a) l'amplitude est fixée à $\delta/d = 1/12,5$. b) le nombre de rainures est fixé à $N = 10$.

IV.2.2.4 Coefficient de pression

Cette partie de la section discute et analyse les résultats des coefficients de pression des cylindres lisses et rainurés de forme convexe. Comme indiqué dans le tableau IV.2, les coefficients de pression diminuent avec la croissance du nombre de Reynolds, comme illustré aux points de stagnation avant $C_p(\pi)$ et arrière $C_p(0)$ le long des cylindres, montrant une forte baisse dans le régime rampant $Re \leq 5$, alors qu'ils montrent une légère diminution dans le régime de symétrie ($5 \leq Re \leq 40$). Indiquant que dans le régime rampant, le coefficient de pression le long de la face du cylindre est plus influencé par le nombre de Reynolds que celui dans le régime de symétrie.

On peut également observer que le coefficient de pression à l'avant $C_p(\pi)$ et à l'arrière du cylindre $C_p(0)$ montre une claire amélioration, indiquant que la présence de 30 rainures conduit à une amélioration globale de la pression sur le cylindre rainuré de forme convexe, cette tendance est plus prononcée lorsque l'amplitude de la rainure augmente, tandis que la présence des 10 et 20 rainures présente une légère réduction sur le coefficient de pression, cette tendance est plus prononcée lorsque l'amplitude de la rainure augmente. A une amplitude fixe, le $C_p(\pi)$ et le $C_p(0)$ montrent une petite réduction avec l'augmentation du nombre de rainures.

Les figures IV.9 et IV.10 illustrent une comparaison de la distribution des coefficients de pression le long du cylindre lisse et du cylindre à rainures de forme convexe avec 10, 20 et 30 rainures à une amplitude fixe $\delta/d = 1/12,5$ pour des nombres de Reynolds de 40 et 100, respectivement.

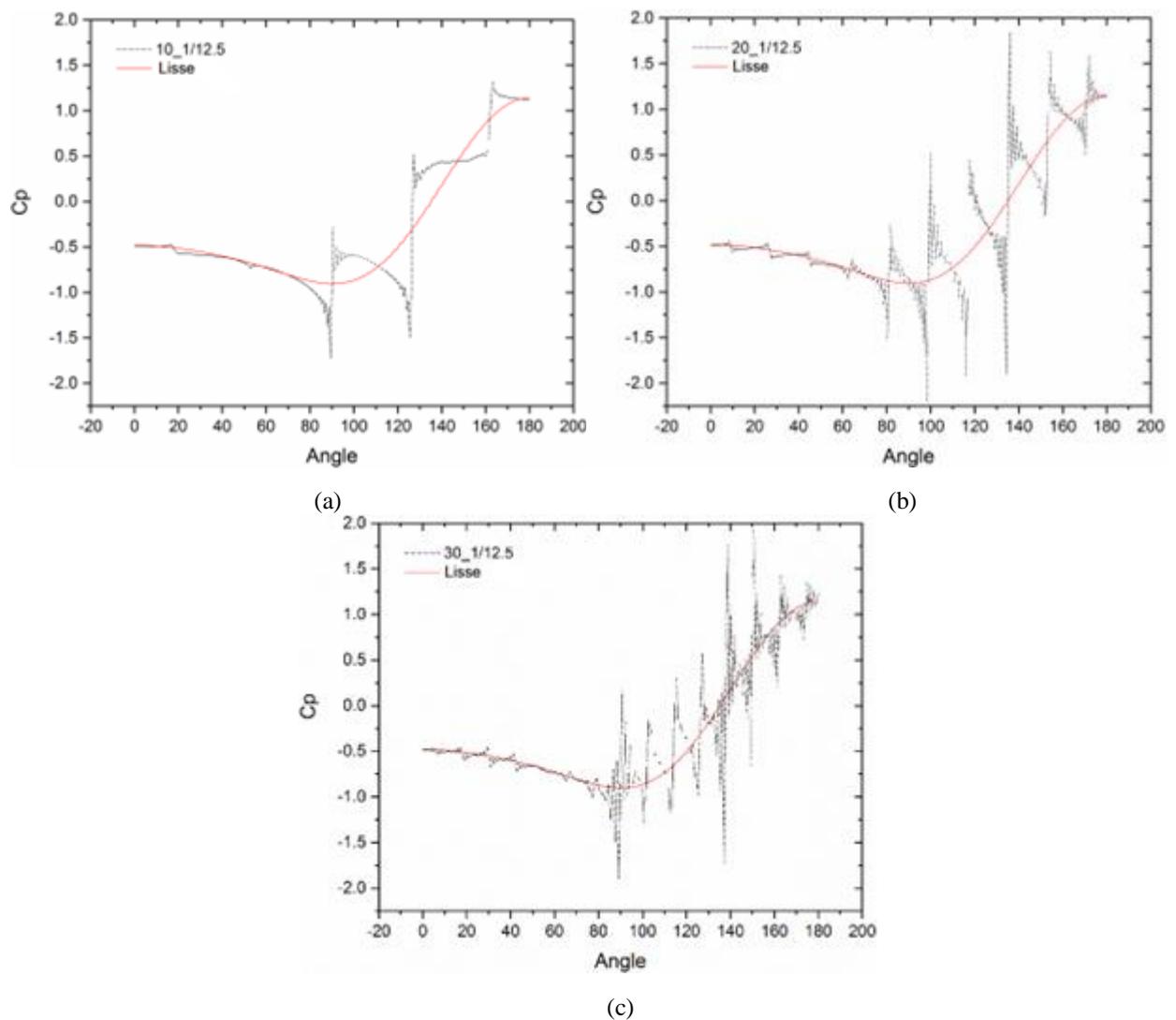


Figure IV.9 : Distribution des coefficients de pression le long des cylindres convexes et lisse à $Re=40$.

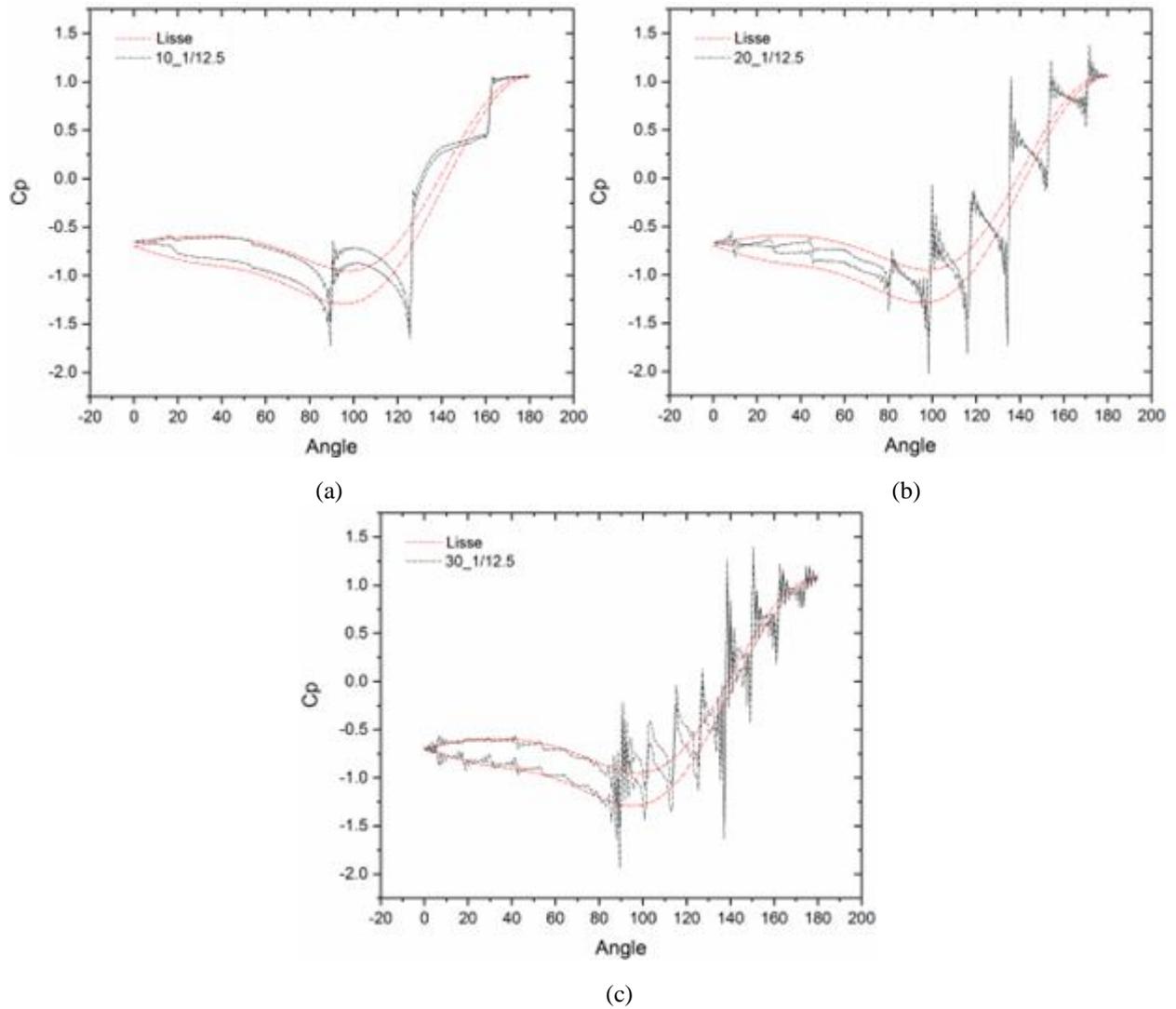


Figure IV.10 : Distribution des coefficients de pression le long des cylindres convexes et lisse à $Re=100$.

Le coefficient de pression est maximal au point d'arrêt, puis il diminue significativement en passant du point de stagnation avant à presque le centre du cylindre, ensuite il reprend une légère augmentation vers le point de stagnation arrière, les courbes du coefficient de pression du cylindre rainuré de forme convexe sont caractérisées par la forme de pic le long du cylindre surtout au-delà de $\theta = 70^\circ$ pour un nombre de Reynolds de 40 et au-delà de $\theta = 90^\circ$ pour un nombre de Reynolds de 100. La moyenne des profils du cylindre rainuré de forme convexe correspond au profil du cylindre lisse ; il apparaît également que l'accroissement du nombre de rainures entraîne une croissance du nombre et de l'amplitude de ces ondulations, cette tendance est d'autant plus sensible que l'amplitude des rainures est importante, voir la figure IV.11.

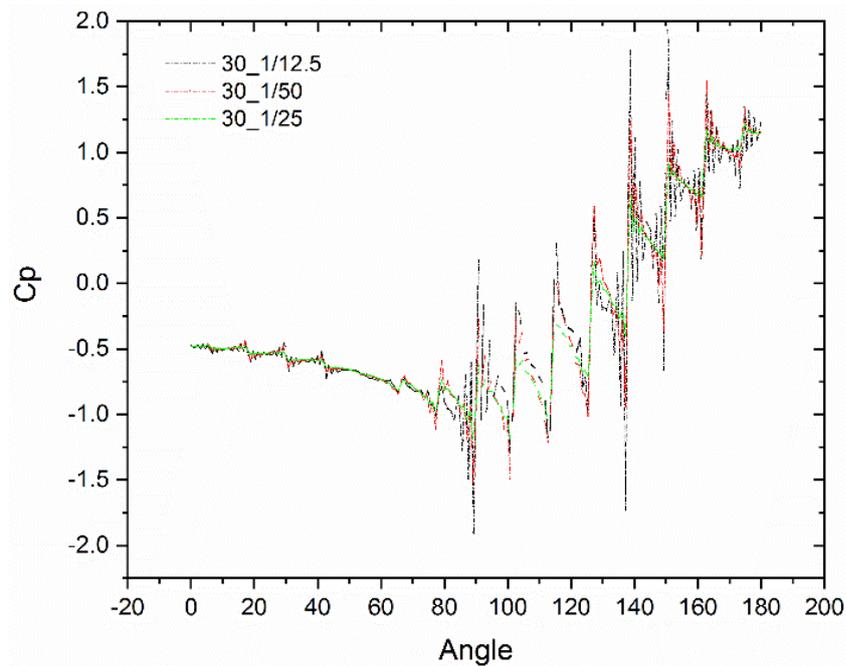


Figure IV.11 : Distribution des coefficients de pression le long du cylindre avec 30 rainures de forme convexe pour les trois différentes amplitudes à $Re=40$.

IV.2.2.5 Coefficient de frottement

La distribution des coefficients de frottement le long des cylindres lisse et rainurés de forme convexe à une valeur de Reynolds 40 est présentée dans les Figures IV.12 et IV.13. Le coefficient de frottement augmente de manière relativement linéaire à compter du point d'arrêt (avant du cylindre c'est-à-dire $\theta = 180^\circ$) jusqu'à ce qu'il atteigne un niveau maximum approximativement 0.6 à environ $\theta = 150^\circ$ pour le cylindre lisse. Il diminue progressivement par la suite avant de se stabiliser vers une valeur asymptotique à $\theta = 60^\circ$. Cela est dû au fait que la couche limite est plus mince en amont du cylindre par rapport à son aval.

En présence de rainures, les profils de coefficient de frottement local sont caractérisés par une forme ondulée le long de la surface du cylindre, où ces profils apparaissent fortement en amont du cylindre complètement opposés à l'aval du cylindre en raison de la séparation du fluide.

Il est évident que le nombre de ces ondulations augmente, tandis que leur amplitude diminue fortement lorsque le nombre de rainures augmente.

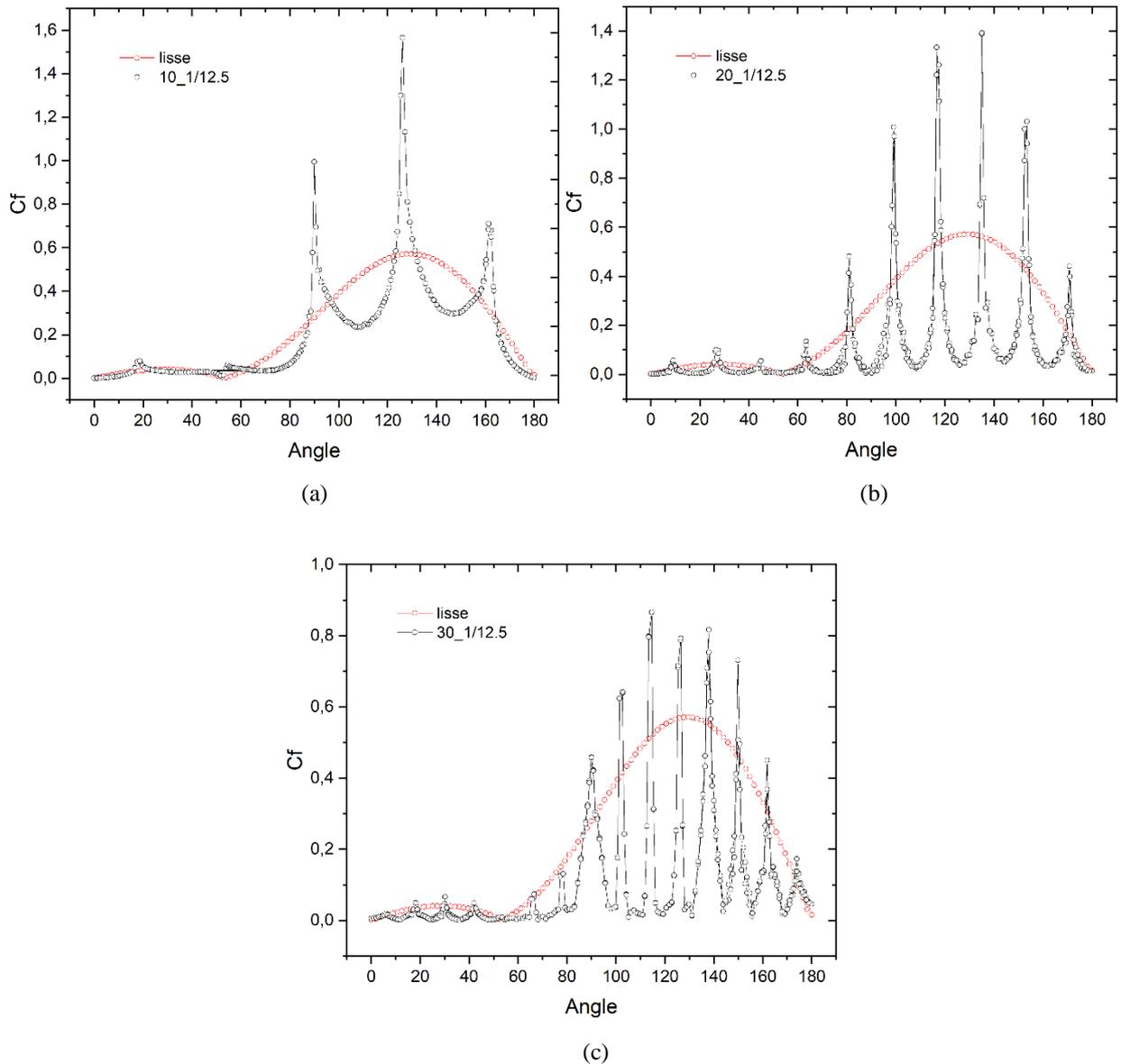


Figure IV.12 : Distribution des coefficients de frottement le long des cylindres convexes et lisses à $Re=40$.

L'effet du nombre de rainures sur les coefficients de frottement est limité, où les profils obtenus des rainures coïncident avec ceux du cylindre lisse. Dans cette figure IV.13 le nombre de rainures fixé à 10 avec variation de l'amplitude, on constate que l'augmentation de l'amplitude des rainures conduit à une amélioration marquée du coefficient de frottement atteint environ 1,6 pour 10 rainures et $\delta/d=1/12,5$. Tout en constatant une diminution significative lorsque le nombre de rainures augmente, il chute d'environ 12 et 35 % pour 20 et 30 rainures respectivement.

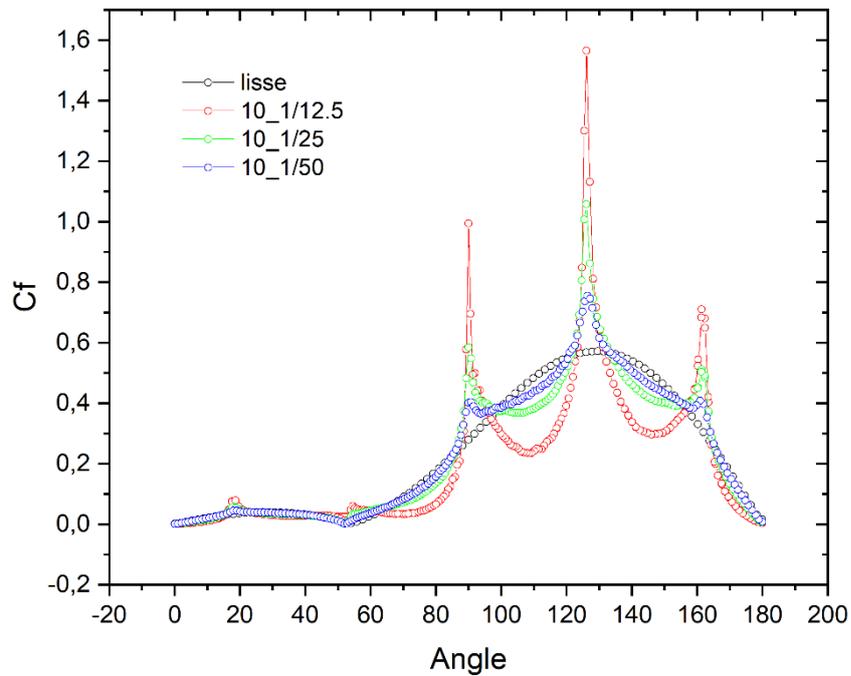


Figure IV.13 : Distribution des coefficients de frottement le long du cylindre avec 10 rainures de forme convexe pour les trois différentes amplitudes à $Re = 40$.

IV.2.2.6 Contour de distribution

Les figures IV.14 et IV.15 montrent la distribution des lignes de courant autour des cylindres lisses et des cylindres à rainures de forme convexe, afin de voir clairement l'impact du nombre et de l'amplitude des rainures sur la distribution des lignes de courant autour du cylindre. La moitié inférieure présente les cylindres à rainures de forme convexe, tandis que la moitié supérieure présente les cylindres lisses. La présence des rainures sur la surface du cylindre lisse conduit à une légère diminution de la recirculation derrière le cylindre. Pour un nombre de Reynolds de 40, la zone de recirculation marque une légère atténuation avec la diminution du nombre de rainures, cette réduction est plus remarquable lorsque l'amplitude des rainures augmente, comme le montre la figure IV.14. Alors que la figure IV.15 illustre la distribution des lignes de courant au-delà des cylindres à une amplitude de rainure fixe, pour un nombre de Reynolds proche de 100. On peut remarquer que la zone de recirculation diminue avec la réduction du nombre de rainures. Cela indique également que la diminution du nombre de rainures rend le cylindre légèrement profilé, ce qui retarde la séparation du fluide du cylindre et contribue ainsi à réduire la zone de recirculation.

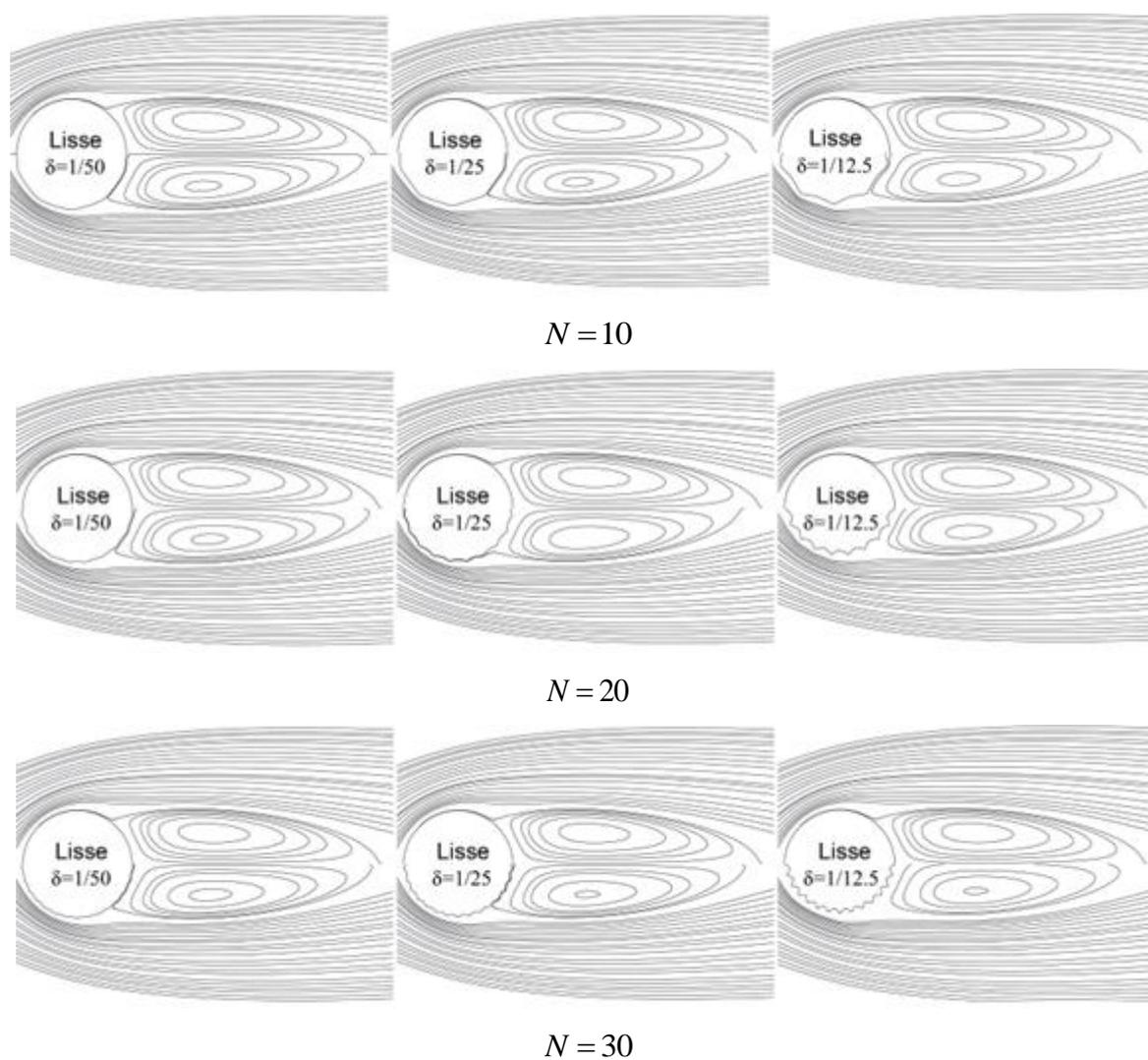


Figure IV.14 : Distribution des lignes de courant autour des cylindres convexes et lisses à $Re=40$.

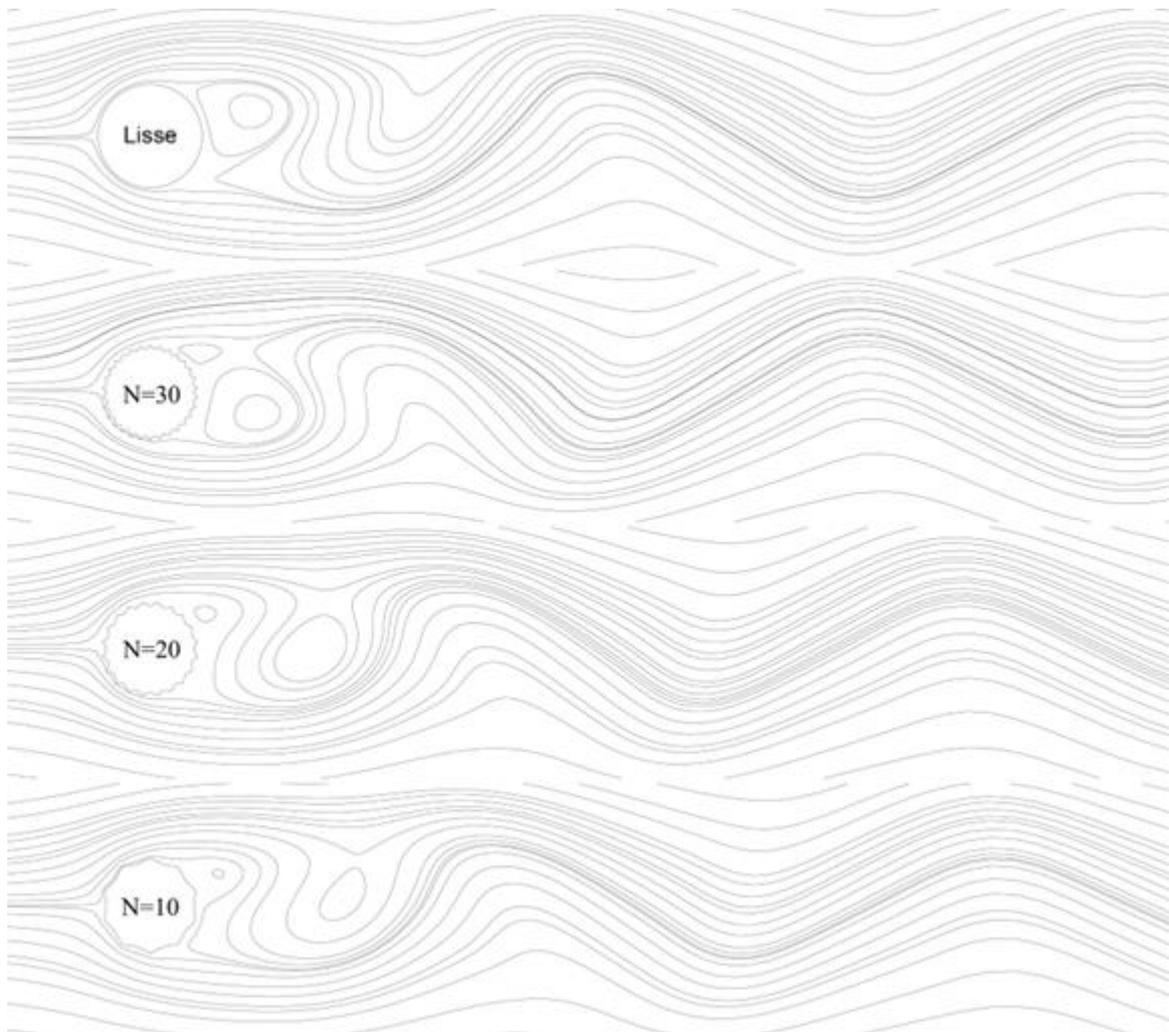


Figure IV.15 : Distribution des lignes de courant autour des cylindres convexes et lisse à un nombre de Reynolds 100, $\delta/d = 1/12.5$.

IV.2.3 Comprendre le phénomène de la traînée

Lorsque le fluide passe devant un cylindre, il exerce une force sur le cylindre. Nous pouvons diviser cette force en deux composantes, une agissant dans la même direction que l'écoulement de fluide, appelée traînée, et une agissant perpendiculairement à la direction de l'écoulement, appelée portance. Les forces de traînées peuvent avoir un effet considérable sur la consommation de carburant et les performances des véhicules par exemple, et donc les chercheurs travaillent pour les minimiser.

Les forces de traînée sont causées par deux types différents de contraintes qui agissent sur la surface du cylindre. Les contraintes de cisaillement de la paroi, ces contraintes agissent tangentiellement à la surface du cylindre et sont causées par des forces de frottement qui surviennent en raison de la viscosité du fluide. Ensuite, les contraintes de pression agissent perpendiculairement à la surface du cylindre et sont causées par la répartition de la pression autour du cylindre. La force de traînée est la résultante de ces deux contraintes dans le sens de l'écoulement.

La composante de traînée causée par les contraintes de cisaillement est appelée traînée de

frottement, par contre la composante causée par les contraintes de pression est appelée traînée de pression.

Au fur à mesure que le fluide passe sur la surface du cylindre, il accélère initialement et la pression décroît dans la direction de l'écoulement, c'est ce qu'on appelle un gradient de pression favorable. Au-delà d'un certain point, l'écoulement commence alors à décélérer, et donc la pression dans le sens de l'écoulement augmente, cette augmentation de pression est appelée gradient de pression défavorable (Figure IV.16). Elle a un effet significatif sur l'écoulement à proximité de la paroi si l'augmentation de pression est suffisamment importante, le flux inversera sa direction et comme il ne peut pas reculer à cause du fluide venant en sens inverse, il se détache de la surface ce qui entraîne une séparation de l'écoulement.

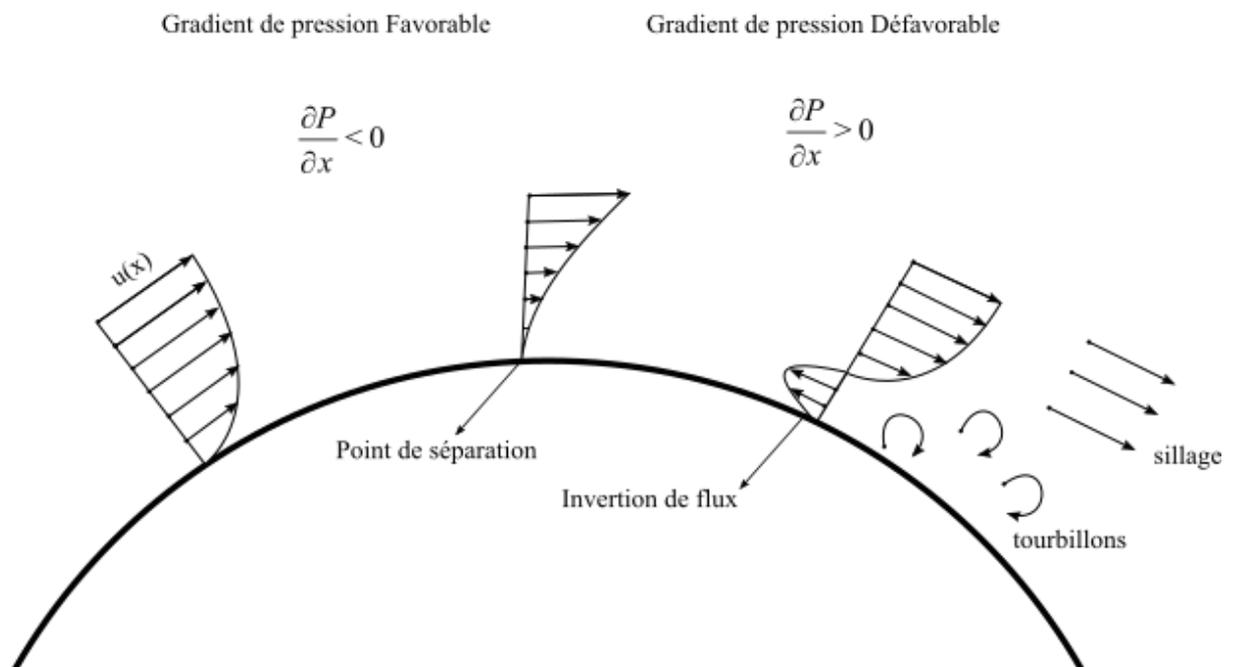


Figure IV.16: L'impact d'un gradient de pression sur la croissance de la couche limite.

L'augmentation de vitesse et retarder la séparation du flux, ce qui réduit considérablement la traînée de pression. En effet, la turbulence introduit beaucoup de mélange entre les différentes couches d'écoulement et ce transfert d'impulsion signifie que l'écoulement peut supporter un gradient de pression défavorable plus important sans se séparer, c'est pourquoi on ajoute des rainures sur la surface du cylindre lisse, les rainures génèrent la turbulence ce qui retarde la séparation du flux, réduit la traînée.

Les figures IV.17 et IV.18, reflètent tout ce qui précède, elles montrent le champ de pression statique et de vitesse autour des cylindres lisse et rainuré.

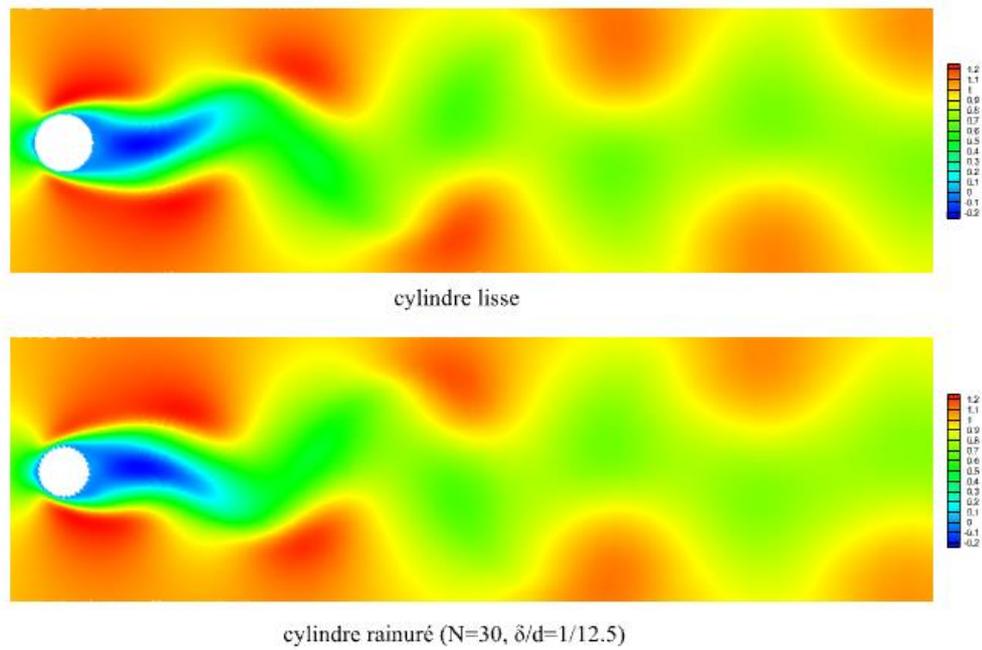


Figure IV.17: le champ de vitesse autour des cylindres lisse et rainuré à $Re=100$.

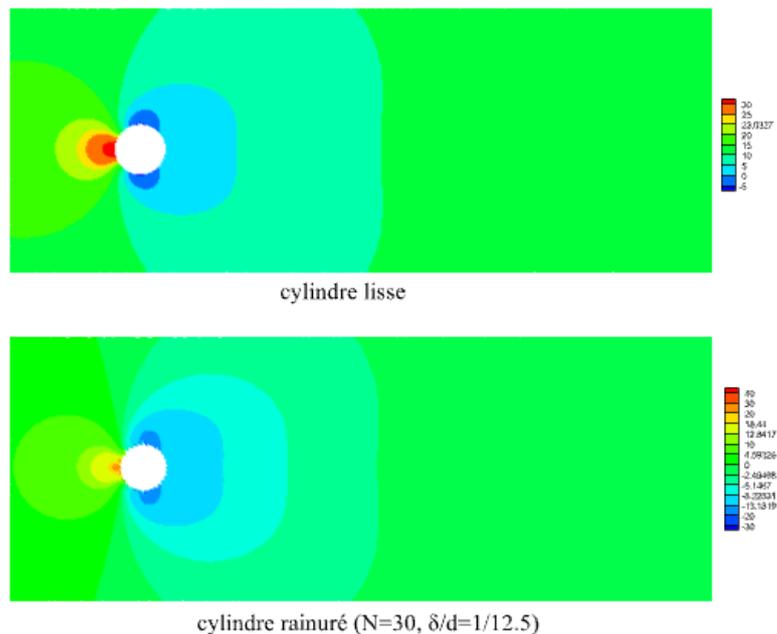


Figure IV.18: le champ de pression statique autour des cylindres lisse et rainuré à $Re=40$.

IV.3 Conclusion

L'écoulement sur neuf types de cylindres circulaires avec des rainures de forme convexe est étudié numériquement pour trois nombres de rainures différents de 10, 20 et 30 à des amplitudes de rainure de 1/50, 1/25 et 1/12.5 dans un régime d'écoulement stationnaire, puis la géométrie optimale est étudiée dans un régime d'écoulement instationnaire pour le nombre de Reynolds jusqu'à 300 et comparés avec le cylindre lisse.

Chapitre V
Écoulement autour d'un
cylindre à rainures
triangulaires

Écoulement autour d'un cylindre à rainures triangulaires

V.1 Introduction

Il est clair que les recherches antérieures sur l'écoulement à travers un cylindre rainuré se sont principalement concentrées sur le domaine hydrodynamique. Dans ce chapitre l'étude a pour but de déterminer les effets de la rugosité de surface générée par la présence des rainures triangulaires dans la surface du cylindre en régime permanent sur les caractéristiques de la quantité de mouvement, ainsi qu'à déterminer le nombre idéal de rainures. Pour des valeurs de Reynolds allant jusqu'à 40, le nombre de rainures choisi est de 2, 4, 8, 12 et 16, avec une amplitude et une longueur d'onde de $1/10$. Un cylindre lisse est fréquemment utilisé à des fins de comparaison. L'effet des espaces à rainures triangulaires sur les propriétés de la quantité de mouvement est présenté. Cela se fait en parlant du coefficient de pression aux points de stagnation avant et arrière, de la friction de pression et de la traînée totale, du coefficient de friction, de l'angle de séparation et de la longueur de recirculation, en plus de certains contours aérodynamiques.

V.2 Énoncé du problème

La présente étude traite numériquement l'écoulement laminaire stable sur un cylindre avec 2, 4, 8, 12, et 16 rainures triangulaires régulièrement distribuées autour de la circonférence du cylindre avec une longueur d'onde et une amplitude d'onde de $1/10$, immergé dans un fluide newtonien bidimensionnel non confiné sur les régimes de symétrie, comme illustré dans (Figure V.1).

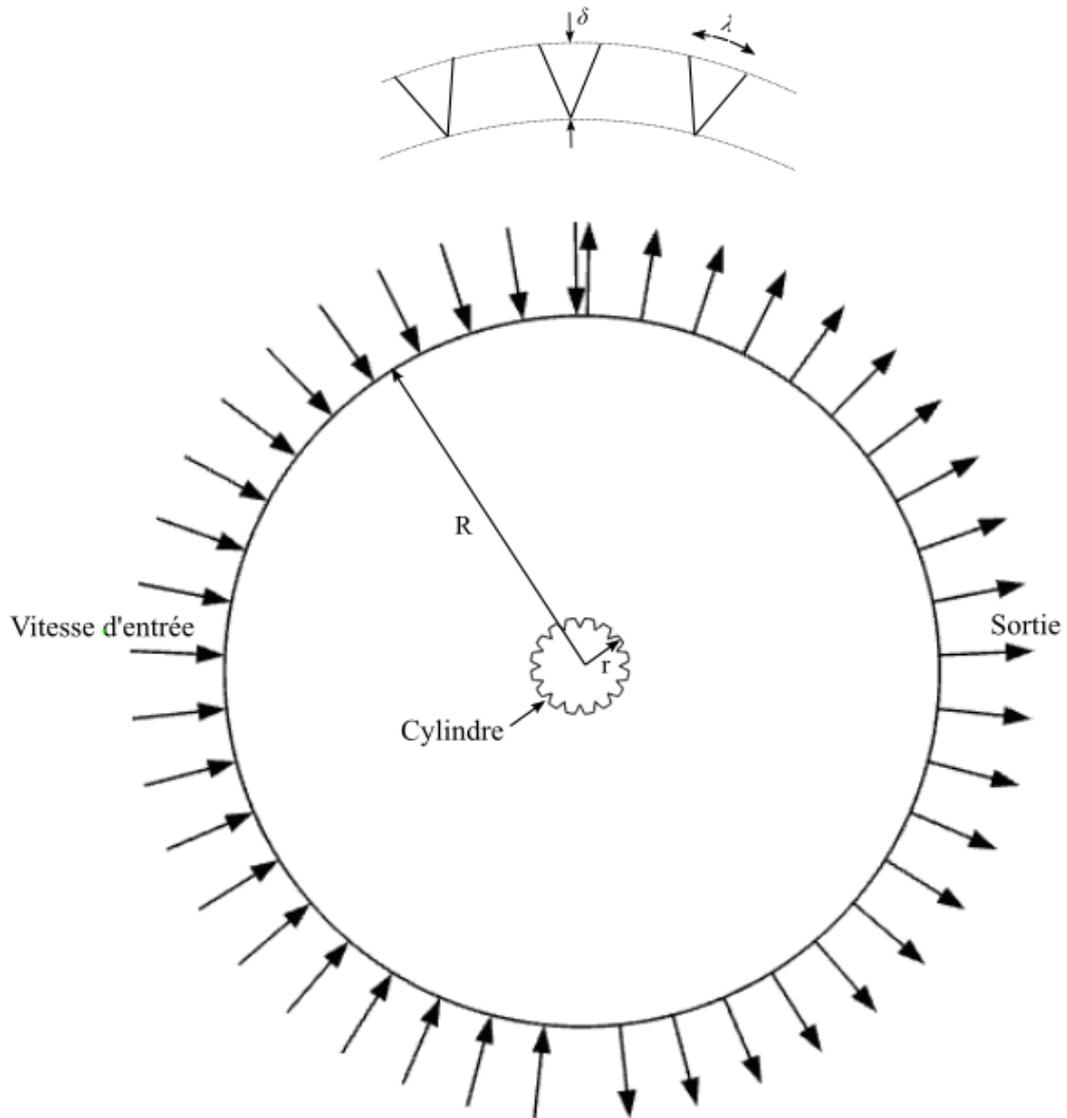


Figure V.1 : le Schéma du domaine entier [61].

II.2.1 Résolution de grille et effets de taille de domaine

La résolution des problèmes de domaine et de la grille a été étudiée pour le cylindre lisse au nombre de Reynolds 10 et 40. Les résultats de la dimension du domaine et de la grille sont appliqués aux cylindres à rainures triangulaires.

Dans le tableau V.1, sur la taille du domaine, le coefficient de traînée total d'un cylindre lisse est comparé pour trois maillages non uniformes distincts basés sur des résolutions de grille de 240×200 , 480×400 , et 960×800 points de grille dans les directions radiale et circumférentielle, qui sont appelés G1, G2, et G3, respectivement.

Résolution de grille \ Re	10	40
G₁(240_200)	3.932	1.500
Err (G ₂ , G ₁) %	0.127	0.066
G₂(480_400)	3.937	1.499
Err (G ₃ , G ₂) %	0.025	0.066
G₃(960_800)	3.936	1.498
Err (G ₃ , G ₁) %	0.101	0.133

Tableau V.1 : Effets de la résolution de la grille sur les coefficients de traînée totale.

Le tableau V.1 montre que les erreurs relatives du coefficient de traînée total sont insignifiantes dans les deux cas lorsque la résolution de la grille passe de G2 à G3.

D'autre part, dans le Tableau V.2, le coefficient de traînée total du cylindre lisse a été étudié sur quatre tailles de domaine distincts de 250, 500, 1000 et 2000, désignées respectivement par D1, D2, D3 et D4, avec une grille de 480×400 points de grille (G2).

Taille du Domaine \ Re	10	40
D₁ (250)	3.959	1.503
Err (D ₂ , D ₁) %	0.380	0.200
D₂ (500)	3.944	1.500
Err (D ₃ , D ₂) %	0.203	0.066
D₃ (1000)	3.936	1.499
Err (D ₄ , D ₃) %	0.101	0.066
D₄ (2000)	3.932	1.498

Tableau V.2 : Effets de la taille du domaine sur les coefficients de traînée totale.

Le tableau V.2 montre que les erreurs relatives pour les valeurs de nombre de Reynolds 10 et 40 sont très mineures pour la taille du domaine entre 1000 et 2000.

Par conséquent, (G2) et (D3) ont été déterminés comme étant la résolution de grille et la taille de domaine appropriée, respectivement, afin d'assurer la précision des résultats prédits dans cette étude.

II.2.2. Procédure de calcul

Afin de résoudre la couche limite au-delà du cylindre, le maillage est assez mince près de la surface du cylindre rainuré comme illustré dans la Figure V.2. Les éléments convectifs de la quantité de mouvement ont été discrétisés à l'aide de la technique upwind du second ordre, tandis que les autres termes ont été discrétisés à l'aide du schéma de différence centrale. L'approche couplée a également été utilisée pour traiter le problème du couplage pression-vitesse. Les résidus de la continuité, et de la quantité de mouvement, ont été pris en charge avec une précision en double précision et une exigence de convergence absolue de 10^{-9} .

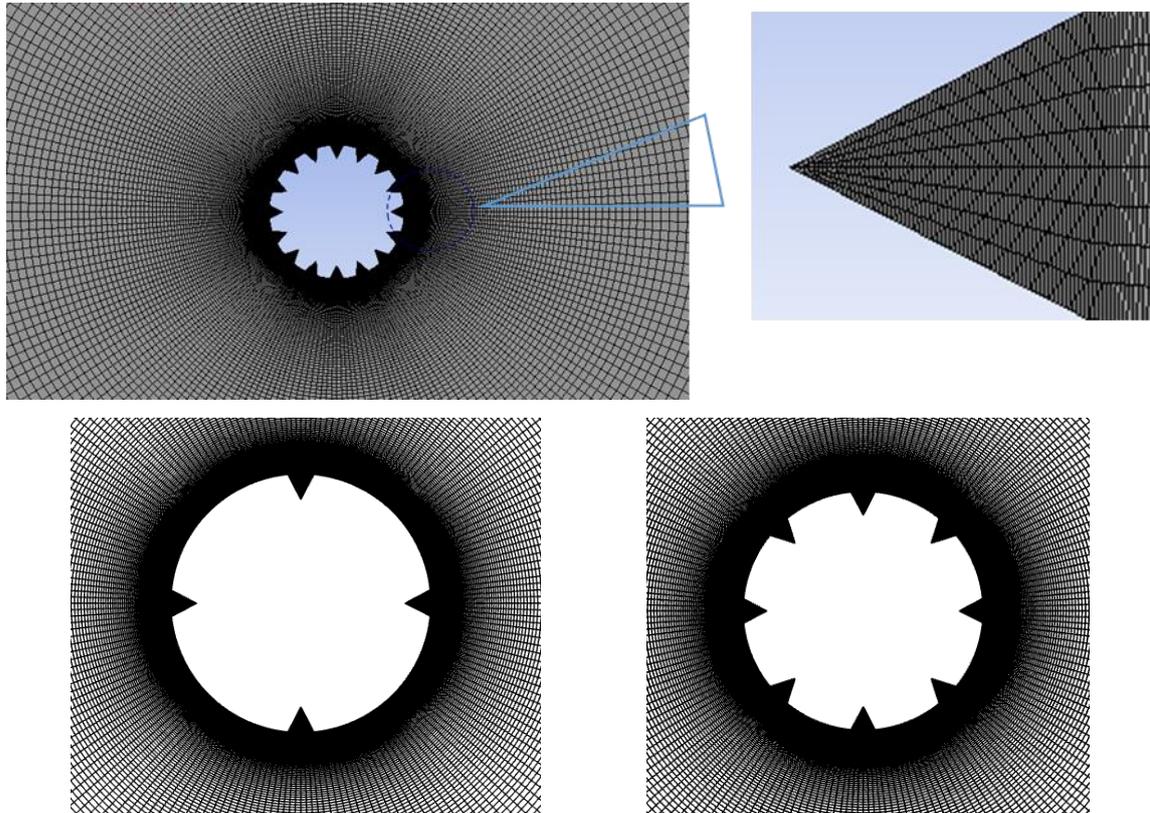


Figure V.2 : Résolution de la grille avec une vue zoomée du maillage.

V.3 Résultats et discussions

Il est connu que le coefficient de traînée est la somme des coefficients de traînée de pression et de friction ($C_D = C_{DP} + C_{Df}$). On peut voir sur le Tableau V.2 que le coefficient de traînée de pression augmente avec une croissance du nombre de rainures, tandis que le coefficient de traînée de friction diminue, Il en résulte une réduction de la traînée totale avec l'augmentation du nombre de rainures, on peut également voir que la longueur de recirculation (L/d), l'angle de séparation (α) et le coefficient de pression à l'avant $C_p(\pi)$ et à l'arrière $C_p(0)$ du cylindre diminuent avec l'augmentation du nombre de rainures.

	Re	Auteurs	C_D	C_{DP}	C_{Df}	L/d	α	$C_p(\pi)$	$-C_p(0)$
Lisse		Présent travail	2.756	1.537	1.218	0.735	29.06	1.465	0.675
	10	Dennis and Chang	2.846	1.6	1.246	0.53	29.6	1.489	0.742
		Soares et al.	2.76	-	-	0.5	29.2	-	-
	40	Présent travail	1.500	0.978	0.521	2.714	53.1	1.134	0.480
		Bharti et al.	1.529	0.997	0.531	2.225	53.71	1.141	0.509
		Soares et al.	1.49	-	-	4.55	53.4	-	-
N (2)	10	Notre travail	2.748	1.169	1.129	0.731	31.74	1.476	0.6746

	40	Notre travail	1.494	1.007	0.487	2.683	53.03	1.141	0.4793
N (4)	10	Notre travail	2.746	1.618	1.128	0.729	28.42	1.453	0.6771
	40	Notre travail	1.493	1.006	0.486	2.678	52.93	1.126	0.4814
N (8)	10	Notre travail	2.741	1.703	1.037	0.727	27.71	1.456	0.6776
	40	Notre travail	1.492	1.048	0.443	2.691	53.91	1.127	0.4822
N(12)	10	Notre travail	2.737	1.784	0.951	0.727	31.36	1.460	0.6777
	40	Notre travail	1.490	1.083	0.406	2.693	52.52	1.128	0.4822
N(16)	10	Notre travail	2.725	1.870	0.855	0.724	24.99	1.465	0.6782
	40	Notre travail	1.485	1.120	0.365	2.676	53.29	1.131	0.4820

Tableau V.3 : Confrontation des résultats récents avec les études antérieures plus les résultats prédits du cylindre lisse avec N triangulaires rainures.

V.3.1 Coefficient de traînée

La Figure V.3 présente le coefficient de traînée à la valeur de Reynolds 40 du cylindre lisse à un nombre variable de rainures, il peut être montré que le coefficient de traînée présente une légère réduction sur le cylindre rainuré par rapport au cylindre lisse, cette tendance est plus perceptible lorsque le nombre de rainures augmente.

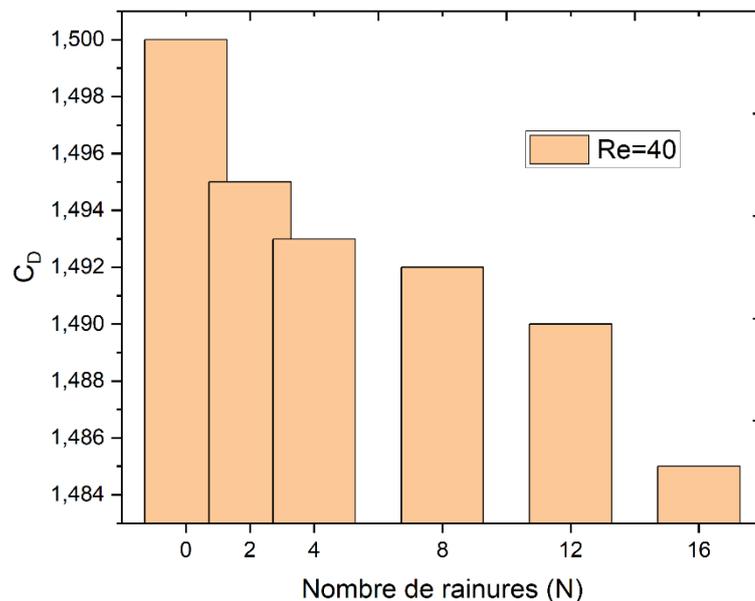


Figure V.3 : Coefficient de traînée total des cylindres lisses et rainurés à $Re=40$.

V.3.2 Coefficient de pression

Afin de révéler les effets du nombre de rainures sur les coefficients de pression, la Figure V.4 montre le coefficient de pression locale des cylindres lisses et rainurés. Le coefficient de pression locale diminue nettement du point de stagnation avant vers le point de stagnation arrière, et la moyenne des profils du cylindre rainuré correspond au profil du cylindre lisse. Ces profils ne sont plus ondulés au-delà de $\theta=90^\circ$ pour $Re=40$, et $\theta=60^\circ$ pour $Re=10$.

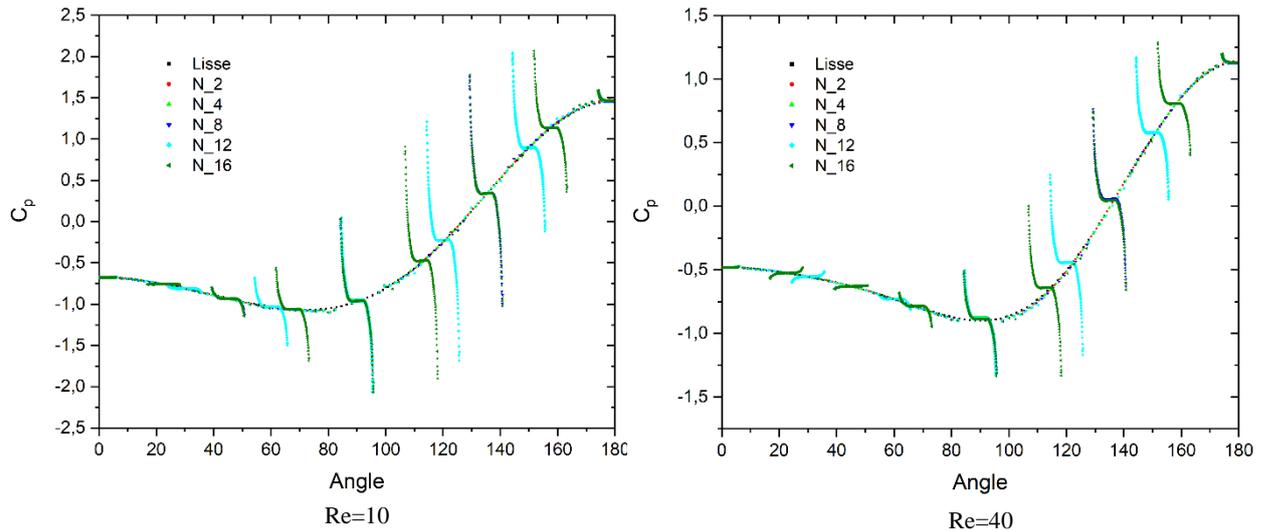


Figure V.4 : Le coefficient de pression local des cylindres lisses et rainurés.

V.3.3 Coefficient de frottement

La distribution des coefficients de friction le long des cylindres lisses et rainurés de 4 et 16 rainures aux nombres de Reynolds 10 et 40 est présentée dans les Figures V.5 et V.6, respectivement. Le coefficient de frottement augmente de façon relativement linéaire à partir du point de stagnation (c'est-à-dire, en amont du cylindre) jusqu'à ce qu'il atteigne un niveau maximal à peu près au milieu de la moitié amont du cylindre. Il diminue progressivement par la suite avant de se stabiliser vers une valeur asymptotique. Ceci est dû au fait que la couche limite est plus mince en amont du cylindre par rapport à son aval.

En présence de rainures, les profils de coefficient de friction locale sont caractérisés par une forme ondulée le long de la surface du cylindre, où ces profils apparaissent fortement en amont du cylindre, complètement opposés en aval du cylindre en raison de la séparation du fluide.

Il est évident que le nombre de ces ondes augmente, alors que leur amplitude diminue fortement lorsque le nombre de rainures augmente.

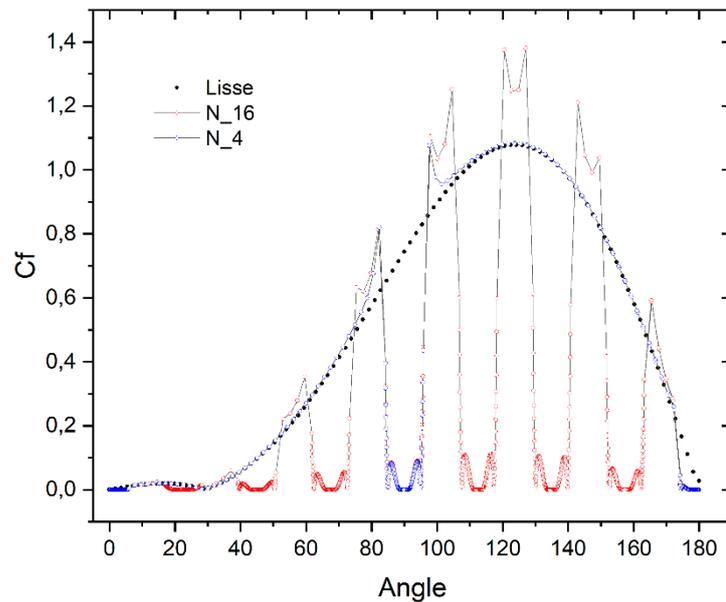


Figure V.5 : Le coefficient de frottement local des cylindres lisses et rainurés à $Re=10$.

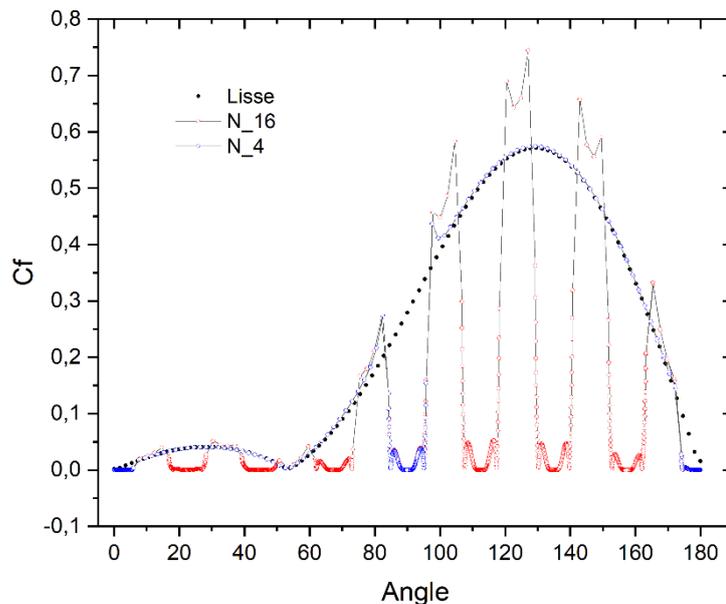


Figure V.6 : Le coefficient de frottement local des cylindres lisses et rainurés à $Re=40$.

V.4 Conclusion

Les résultats obtenus suggèrent qu'à la même valeur de Reynolds, le coefficient de traînée et la longueur de recirculation présentent une légère réduction sur le cylindre à rainures triangulaires par rapport au cylindre lisse ; on observe également que le coefficient de traînée et la longueur de recirculation diminuent avec l'accroissement du nombre de rainures, tandis que l'accroissement de la valeur de Reynolds conduit à une réduction marquée du coefficient de traînée.

Avec une augmentation du nombre des rainures triangulaires, l'angle de séparation et le coefficient de pression à l'avant et à l'arrière du cylindre diminuent pour le même nombre de Reynolds.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

L'écoulement sur un cylindre circulaire avec des rainures de forme convexe est étudié numériquement pour trois nombres de rainures différents de 10, 20 et 30 et des amplitudes de rainure de 1/50, 1/25 et 1/12.5 au nombre de Reynolds jusqu'à 100, le nombre optimal et l'amplitude de la rainure sont étudiés pour le nombre de Reynolds jusqu'à 300 et comparés avec le cylindre lisse.

Les résultats de l'analyse numérique de l'écoulement sur neuf types de cylindres circulaires avec des rainures de forme convexe conduisent aux conclusions suivantes :

- L'accroissement du nombre de Reynolds entraîne une réduction prononcée du coefficient de traînée total et du coefficient de pression, tout en induisant une croissance marquée du coefficient de portance et de la zone de formation des tourbillons.
- La présence de rainures de forme convexe sur le cylindre circulaire entraîne une réduction marquée du coefficient de traînée total, surtout à un nombre de Reynolds élevé. Au nombre de Reynolds de 100, le coefficient de traînée total avec un nombre de rainures $N = 10$ et une amplitude de rainure δ/d de 1/50, 1/25 et 1/12,5 est réduit d'environ 3, 7 et 10%, respectivement, par rapport à celui du cylindre lisse, ce qui indique que l'accroissement de l'amplitude de la rainure réduit le coefficient de traînée total.
- La zone de circulation tourbillonnaire à l'arrière du cylindre à rainures de forme convexe est plus petite que pour le cylindre lisse, cette tendance est plus prononcée lorsque l'amplitude de la rainure augmente.
- L'augmentation de l'amplitude de la rainure entraîne une légère atténuation du coefficient de portance, tandis que la croissance du nombre de rainures entraîne une légère augmentation. Au nombre de Reynolds de 100, la présence des 10 rainures de forme convexe sur le cylindre circulaire réduit le coefficient de portance d'environ 25%.

Perspectives

Certaines des recherches précédentes ont cherché à couvrir les trois régimes de flux : laminaire, transitoire et turbulent. Selon ces chercheurs, l'effet de la 3D commence à se manifester lorsque le nombre de Re dépasse ou égal 300. Cependant, en raison des limitations de nos capacités de calcul, notre étude s'est concentrée exclusivement sur le premier régime.

Nous envisageons d'étendre notre travail de la manière suivante :

- Effectuer des simulations numériques en 3D pour aborder les deux autres régimes d'écoulement,
- Examiner l'impact des rainures sur le transfert de chaleur, ce qui représente une perspective prometteuse,
- Changer le fluide utilisé et utiliser d'autres forme de rainures.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] A. Roshko, 'Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number', *J Fluid Mech*, vol. 10(3):345–356, 1961.
- [2] MS Bloor, 'The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder', *J Fluid Mech*, vol. 19:290–304, 1994.
- [3] JH Gerrard, 'The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder', *J Fluid Mech*, vol. 25:143–164, 1966.
- [4] C. H. K. Williamson, 'VORTEX DYNAMICS IN THE CYLINDER WAKE', 1996. [Online]. Available: www.annualreviews.org
- [5] A. Prasad and C. H. K. Williamson, 'A method for the reduction of bluff body drag', 1997.
- [6] H. Persillon and M Braza, 'Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier–Stokes simulation', *Journal of Fluid Mechanics*, , vol. 365:23–88, 1998.
- [7] H. Takami and H. B. Keller, 'Steady two-dimensional viscous flow of an incompressible fluid past a circular cylinder', *Physics of Fluids*, vol. 12, no. 12, 1969, doi: 10.1063/1.1692469.
- [8] S. C. R. Dennis and G. zu Chang, 'Numerical solutions for steady flow past a circular cylinder at Reynolds numbers up to 100', *J Fluid Mech*, vol. 42, no. 3, pp. 471–489, 1970, doi: 10.1017/S0022112070001428.
- [9] B. Fornberg, 'A numerical study of steady viscous flow past a circular cylinder', *J. Fluid Mech.*, vol. 98, no. 4, Jun.26, 1980, pp. 819–855, 1980.
- [10] B. Fornberg, 'Steady Viscous Flow Past a Circular Cylinder.', *NASA Conference Publication*, vol. 320, pp. 201–224, 1984.
- [11] T. Kimura and M. Tsutahara, 'Fluid dynamic effects of grooves on circular cylinder surface', *AIAA Journal*, vol. 29, no. 12, pp. 2062–2068, 1991, doi: 10.2514/3.10842.
- [12] T. Tsutsui and T. I. Hen, 'Drag reduction of circular cylinder. 2nd Report. Effect of Reynolds number', *osti.gov*, 1995, Accessed: May 08, 2021. [Online]. Available: <https://www.osti.gov/etdweb/biblio/124043>
- [13] H. L. Zhang and N. W. M. Ko, 'Numerical analysis of incompressible flow over smooth and grooved circular cylinders', *Comput Fluids*, vol. 25, no. 3, pp. 263–281, 1996, doi: 10.1016/0045-7930(95)00039-9.
- [14] S. J. D. D'Alessio and J. P. Pascal, 'Steady flow of a power-law fluid past a cylinder', *Acta Mech*, vol. 117, pp. 87–100, 1996, doi: 10.1007/BF01181039.
- [15] P. W. Bearman and J. C. Owen, 'SPECIAL BRIEF NOTE REDUCTION OF BLUFF-BODY DRAG AND SUPPRESSION OF VORTEX SHEDDING BY THE INTRODUCTION OF WAVY SEPARATION LINES', 1998.
- [16] J. Park and H. Choi, 'Numerical solutions of flow past a circular cylinder at reynolds numbers up to 160', *KSME International Journal*, vol. 12, no. 6, pp. 1200–1205, 1998, doi: 10.1007/BF02942594.
- [17] M. Breuer, J. Bernsdorf, T. Zeiser, and F. Durst, 'Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods: Lattice-Boltzmann and finite-

- volume', *Int J Heat Fluid Flow*, vol. 21, no. 2, pp. 186–196, 2000, doi: 10.1016/S0142-727X(99)00081-8.
- [18] Darekar M and Sherwin J, 'Flow past a square-section cylinder with a wavy stagnation face', 2001.
- [19] A. K. Saha, G. Biswas, and K. Muralidhar, 'Three-dimensional study of flow past a square cylinder at low Reynolds numbers', *Int J Heat Fluid Flow*, vol. 24, no. 1, pp. 54–66, 2002, doi: 10.1016/S0142-727X(02)00208-4.
- [20] R. P. Chhabra, A. A. Soares, and J. M. Ferreira, 'Steady non-Newtonian flow past a circular cylinder: A numerical study', *Acta Mech*, vol. 172, no. 1–2, pp. 1–16, 2004, doi: 10.1007/s00707-004-0154-6.
- [21] S. P. Singh and S. Mittal, 'Flow past a cylinder: Shear layer instability and drag crisis', *Int J Numer Methods Fluids*, vol. 47, no. 1, pp. 75–98, 2004, doi: 10.1002/fld.807.
- [22] J. J. Wang, P. F. Zhang, S. F. Lu, and K. Wu, 'Drag reduction of a circular cylinder using an upstream rod', *Flow Turbul Combust*, vol. 76, no. 1, pp. 83–101, 2006, doi: 10.1007/s10494-005-9008-0.
- [23] O. Posdziech and R. Grundmann, 'A systematic approach to the numerical calculation of fundamental quantities of the two-dimensional flow over a circular cylinder', *J Fluids Struct*, vol. 23, no. 3, pp. 479–499, 2007, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2006.09.004.
- [24] Y. Yamagishi and M. Oki, 'Numerical simulation of flow around a circular cylinder with curved sectional grooves', *J Vis (Tokyo)*, vol. 10, no. 2, pp. 179–186, 2007, doi: 10.1007/BF03181829.
- [25] M. M. Rahman, Md. M. Karim, and M. A. Alim, 'Numerical investigation of unsteady flow past a circular cylinder using 2-D finite volume method', *Journal of Naval Architecture and Marine Engineering*, vol. 4, no. 1, pp. 27–42, 2008, doi: 10.3329/jname.v4i1.914.
- [26] R. P. Bharti, R. P. Chhabra, and V. Eswaran, 'Steady flow of power law fluids across a circular cylinder', *Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 84, no. 4, pp. 406–421, 2006, doi: 10.1002/cjce.5450840402.
- [27] B. N. Rajani, A. Kandasamy, and S. Majumdar, 'Numerical simulation of laminar flow past a circular cylinder', *Appl Math Model*, vol. 33, no. 3, pp. 1228–1247, 2009, doi: 10.1016/j.apm.2008.01.017.
- [28] K. Lam and Y. F. Lin, 'Large eddy simulation of flow around wavy cylinders at a subcritical Reynolds number', vol. 29, pp. 1071–1088, 2008, doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.01.006.
- [29] N. Mahir, 'Three-dimensional flow around a square cylinder near a wall', *Ocean Engineering*, vol. 36, no. 5, pp. 357–367, 2009, doi: 10.1016/j.oceaneng.2009.01.002.
- [30] S. Sen, S. Mittal, and G. Biswas, 'Steady separated flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers', *J Fluid Mech*, vol. 620, pp. 89–119, 2009, doi: 10.1017/S0022112008004904.
- [31] C. Zhang, Y. Chen, and M. Shi, 'Effects of roughness elements on laminar flow and heat transfer in microchannels', *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, vol. 49, no. 11, pp. 1188–1192, Nov. 2010, doi: 10.1016/j.cep.2010.08.022.
- [32] H. Naito and K. Fukagata, 'Numerical simulation of flow around a circular cylinder having porous surface', *Physics of Fluids*, vol. 24, no. 11, 2012, doi: 10.1063/1.4767534.
- [33] K. et al. Lam, 'Numerical study of flow patterns and force characteristics for square and rectangular cylinders with wavy surfaces', *J Fluids Struct*, vol. 28, pp. 359–377, Jan. 2012, doi: 10.1016/J.JFLUIDSTRUCTS.2011.11.006.
- [34] S. H. Seo, C. do Nam, J. Y. Han, and C. H. Hong, 'Drag reduction of a bluff body by grooves laid out by design of experiment', *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, vol. 135, no. 11, 2013, doi: 10.1115/1.4024934.
- [35] C. v Munendra, A. Inamdar, and R. Kumar, 'Numerical Studies of Drag reduction on Circular Cylinder With V- Grooves', *International Journal of Engineering and General Science*, vol. 3, no. 3, pp. 290–302, 2015.

- [36] W. Cheng, D. I. Pullin, and R. Samtaney, 'Large-eddy simulation of flow over a grooved cylinder up to transcritical Reynolds numbers', *J Fluid Mech*, vol. 835, pp. 327–362, 2018, doi: 10.1017/jfm.2017.767.
- [37] B. Sharma and R. N. Barman, 'Steady laminar flow past a slotted circular cylinder', *Physics of Fluids*, vol. 32, no. 7, 2020, doi: 10.1063/5.0007958.
- [38] J. F. Derakhshandeh and N. Gharib, 'Laminar flow instabilities of a grooved circular cylinder', *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 42, no. 11, 2020, doi: 10.1007/s40430-020-02657-z.
- [39] R. Wang, S. Cheng, and D. S. K. Ting, 'Numerical study of roundness effect on flow around a circular cylinder', *Physics of Fluids*, vol. 32, no. 4, 2020, doi: 10.1063/5.0002997.
- [40] H. C. Lim and S. J. Lee, 'Flow control of circular cylinders with longitudinal grooved surfaces', *AIAA Journal*, vol. 40, no. 10, pp. 2027–2036, 2002, doi: 10.2514/2.1535.
- [41] H. C. Lim and S. J. Lee, 'PIV measurements of near wake behind a U-grooved cylinder', *J Fluids Struct*, vol. 18, no. 1, pp. 119–130, 2003, doi: 10.1016/S0889-9746(03)00086-0.
- [42] Y. and O. M. Yamagishi, 'Effect of Groove Shape on Flow Characteristics around a Circular Cylinder with Grooves', vol. 7, no. 3, pp. 209–216, 2004.
- [43] Y. and O. M. Yamagishi, 'Effect of the Number of Grooves on Flow Characteristics around a Circular Cylinder with Triangular Grooves.', vol. 8, no. 1, pp. 57–64, 2005.
- [44] A. O. Ladjedel, B. T. Yahiaoui, C. L. Adjlout, and D. O. Imine, 'Experimental and numerical studies of drag reduction on a circular cylinder', *World Acad Sci Eng Technol*, vol. 77, no. 5, pp. 357–361, 2011, doi: 10.5281/zenodo.1062266.
- [45] S. Huang, 'VIV suppression of a two-degree-of-freedom circular cylinder and drag reduction of a fixed circular cylinder by the use of helical grooves', *J Fluids Struct*, vol. 27, no. 7, pp. 1124–1133, 2011, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2011.07.005.
- [46] Y. Yokoi, T. Igarashi, and K. Hirao, 'The Study about Drag Reduction of a Circular Cylinder with Grooves', *Journal of Fluid Science and Technology*, vol. 6, no. 4, pp. 637–650, 2011, doi: 10.1299/jfst.6.637.
- [47] S. J. Quintavalla, A. J. Angilella, and A. J. Smits, 'Drag reduction on grooved cylinders in the critical Reynolds number regime', *Exp Therm Fluid Sci*, vol. 48, pp. 15–18, Jul. 2013, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2013.01.018.
- [48] B. Zhou, X. Wang, W. Guo, J. Zheng, and S. K. Tan, 'Experimental measurements of the drag force and the near-wake flow patterns of a longitudinally grooved cylinder', *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 145, pp. 30–41, 2015, doi: 10.1016/j.jweia.2015.05.013.
- [49] D. H. Ahmed, Md. A. Haque, and M. A. Rauf, 'Investigation of Drag Coefficient at Subcritical and Critical Reynolds Number Region for Circular Cylinder with Helical Grooves', *International Journal of Maritime Technology*, vol. 8, no. 1, pp. 25–33, 2017, doi: 10.29252/ijmt.8.25.
- [50] K. Sodjavi, F. Ravelet, and F. Bakir, 'Effects of axial rectangular groove on turbulent Taylor-Couette flow from analysis of experimental data', *Exp Therm Fluid Sci*, vol. 97, pp. 270–278, 2018, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2018.04.022.
- [51] J. Wang, J. B. Jakobsen, S. McTavish, and G. L. Larose, 'Aerodynamic performance of a grooved cylinder in flow conditions encountered by bridge stay cables in service', *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 188, no. February, pp. 80–89, 2019, doi: 10.1016/j.jweia.2019.02.009.
- [52] X. Song, Y. Qi, M. Zhang, G. Zhang, and W. Zhan, 'Application and optimization of drag reduction characteristics on the flow around a partial grooved cylinder by using the response surface method', *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, vol. 13, no. 1, pp. 158–176, 2019, doi: 10.1080/19942060.2018.1562382.
- [53] Y. Becheffar, K. Chaib, N. S. Chemloul, and M. Abdi, 'Laminar steady and unsteady flow around a convex-shape grooved cylinders', *International Journal of Modern Physics C*, 2022, doi: 10.1142/S0129183122501273.

- [54] S.V. Patankar, 'Numerical heat transfer and fluid flow. Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences', *Hemisphere Publishing Corporation*, 1980.
- [55] H. K. Versteeg and W. Malalasekera, 'An introduction to Computational Fluid Dynamics-the finite volume method. Longman Scientific & Technical.', 1995. [Online]. Available: www.pearsoned.co.uk/versteeg
- [56] D. B. S. S.V Patankar, 'A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows', *Int J Heat Mass Transf*, vol. 15, no. 10, pp. 1787–1806, 1972.
- [57] J. P. and R. G. D. van Doormall, 'Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows', *Numerical Heat Transfer*, vol. 7, pp. 147–163, 1984.
- [58] R. I. Issa, 'Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator-Splitting', *J Comput Phys*, vol. 62, pp. 40–65, 1985.
- [59] A. A. Soares, J. M. Ferreira, and R. P. Chhabra, 'Flow and forced convection heat transfer in crossflow of non-Newtonian fluids over a circular cylinder', *Ind Eng Chem Res*, vol. 44, no. 15, pp. 5815–5827, 2005, doi: 10.1021/ie0500669.
- [60] L. Qu, C. Norberg, L. Davidson, S. H. Peng, and F. Wang, 'Quantitative numerical analysis of flow past a circular cylinder at reynolds number between 50 and 200', *J Fluids Struct*, vol. 39, pp. 347–370, 2013, doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2013.02.007.
- [61] Y. Becheffar and K. Chaib, 'The fluid flow characteristics around a triangular grooved cylinder', <https://doi.org/10.1142/S0129183123501371>, vol. 34, no. 10, Mar. 2023, doi: 10.1142/S0129183123501371.
- [62] D. et al. Stojković, 'Effect of high rotation rates on the laminar flow around a circular cylinder', *Physics of Fluids*, vol. 14, no. 9, pp. 3160–3178, 2002, doi: 10.1063/1.1492811.
- [63] M. BRAZA, D. Faghani, and H Persillon, 'Successive stages and the role of natural vortex dislocations in three-dimensional wake transition', *J Fluid Mech*, vol. 439:1–41, 2001.

يعرض هذا البحث تأثير الحشونة على السلوك الهيدروديناميكي للسائل على أسطوانة محززة ذات شكل محدب، من خلال فحص تأثير شكل و سعة الأخدود على متوسط التدفق. يتم إجراء دراسات رقمية مباشرة للتدفق ثنائي الأبعاد حول أسطوانة محززة محدبة الشكل عند رقم رينولدز حتى 100. يتوافق رقم رينولدز حتى 40 مع التدفق الصفحي المستقر الذي يُظهر الأنظمة الزاحفة والتماثل ورينولدز 100 يتوافق مع الصفحي غير المستقر تدفق يعرض نظام تدفق دوامة كرمان النقي. عدد الأخاديد ثابت عند 10 و 20 و 30، موزعة بالتساوي حول محيط الأسطوانة، بثلاث ساعات موجية مختلفة 50/1، 25/1 و 12.5/1، لكل هندسة. تعتمد الخوارزمية العددية المطبقة في هذه الدراسة على طريقة الحجم المحدود. تمت مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع الأسطوانة الملساء بنفس رقم رينولدز، حيث أظهر الأخير اتفاقًا ممتازًا مع البيانات المتوفرة في الأدبيات. يمكن ملاحظة أن القوى المؤثرة على الأسطوانة تقل بوجود الأخاديد؛ يكون هذا التخفيض أكثر أهمية مع زيادة سعة الأخدود، خاصة عند ارتفاع عدد رينولدز. عند رقم رينولدز 100، ينخفض معامل السحب بحوالي 10٪ عندما يتم ضبط عدد الأخاديد وسعة الموجة على 10، 12.5/1 على التوالي، بينما ينخفض معامل الرفع بحوالي 25٪.

المفاتيح: اسطوانة محززة على شكل محدب؛ معاملات السحب والرفع؛ تدفق ثابت وغير ثابت؛ منطقة إعادة الدوران.

Résumé

Ce travail présente l'impact de la rugosité sur le comportement hydrodynamique du fluide sur un cylindre rainuré de forme convexe, en examinant l'influence de la forme et de l'amplitude de la rainure sur le flux moyen. Des études numériques directes de l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre rainuré de forme convexe sont effectuées à un nombre de Reynolds allant jusqu'à 100. Un nombre de Reynolds jusqu'à 40 correspond à un écoulement laminaire stable présentant les régimes de reptation et de symétrie et $Re=100$ correspond à un écoulement laminaire instable présentant le régime d'écoulement de pur vortex de Karman. Le nombre de rainures est fixé à 10, 20 et 30, uniformément réparties autour de la périphérie du cylindre, avec trois amplitudes d'onde différentes de 1/50, 1/25 et 1/12,5, pour chaque géométrie. L'algorithme numérique appliqué dans cette étude est basé sur la méthode des volumes finis. Les résultats obtenus sont comparés avec le cylindre lisse au même nombre de Reynolds, ce dernier montre un excellent accord avec les données disponibles dans la littérature. On constate que les forces agissant sur le cylindre sont réduites par la présence des rainures ; cette réduction est plus significative avec l'augmentation de l'amplitude des rainures, surtout à un nombre de Reynolds élevé. Au nombre de Reynolds de 100, le coefficient de traînée est réduit d'environ 10% lorsque le nombre de rainures et l'amplitude des ondes sont fixés à 10, 1/12.5 respectivement, tandis que le coefficient de portance est réduit d'environ 25%.

Mots-clés : Cylindre rainuré de forme convexe, coefficients de traînée et de portance, écoulement stationnaire et instationnaire, zone de recirculation.

Abstract

This work provides the impact of roughness on the hydrodynamic behavior of the fluid over a convex-shape grooved cylinder, by examining the shape and amplitude of the groove influence on the average flow rate. Direct numerical investigations of two-dimensional flow around a convex-shape grooved cylinder are performed at Reynolds numbers up to 100. A Reynolds number up to 40 corresponds to steady laminar flow presenting the creeping and symmetry regimes and $Re=100$ corresponds to unsteady laminar flow presenting a pure Karman vortex street flow regime. The number of grooves is set at 10, 20 and 30, uniformly spread around the periphery of the cylinder, with three different wave amplitudes of $1/50$, $1/25$ and $1/12.5$, for each geometry. The numerical algorithm applied in this investigation is based on the finite volume method. The obtained results are compared with the smooth cylinder at the same Reynolds number, that latter shows excellent agreement with the available data in the literature. The forces acting on the cylinder are seen to be reduced by the presence of the grooves; this reduction is more significant with increasing groove amplitude, especially at high Reynolds number. At Reynolds number of 100, the drag coefficient is decreased by about 10% when the groove number and wave amplitude are fixed at 10, $1/12.5$ respectively, while the lift coefficient is reduced by about 25%.

Keywords: Convex-shape Grooved cylinder, Drag and Lift coefficients, Steady and Unsteady flow, Recirculation zone.