

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA-BOUMERDES



Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique

Mémoire de MASTER

En vue de l'obtention du diplôme de Master en :

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Installation Energétique et Turbomachine

THEME

Simulation Numérique d'un écoulement autour de deux obstacles – Etude Comparative sous ANSYS Fluent et FEATool MATLAB

Présenté par :

OUKALI Hocine

Promotrice :

M^{me} M. GUEMMADI

Année Universitaire : 2023/2024

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A mes très chers parents

A mon frère et mes sœurs

A mes Amis

Hocine

Remerciements

Avant tout, nous remercions Allah tout puissant d'avoir donné la force et le courage pour surmonter toutes les difficultés rencontrées durant toute les 7 années.

Nous remercions nos parents, pour tout leur amour, leur encouragement, et leur soutien.

Nous tenons à remercier notre encadreur Mme GUEMMADI pour sa disponibilité, son écoute et ses conseils.

Nous remercions les membres du jury qui ont bien voulu nous honorer, assister à notre soutenance et évaluer notre travail.

Et enfin à tous ceux qui ont soutenu et enrichi ce travail de près ou de loin par leur réflexion et leur expérience

Hocine

Sommaire

Remerciements	II
Sommaire	III
Liste des Figures	VI
Liste des Tableaux	VIII
Résumé	IX
Nomenclature.....	X
Liste des abréviations	XI
Introduction Générale	1
Chapitre I : Etat de l'Art	
I.1 Introduction	4
I.2 Différentes recherches scientifiques.....	4
I.3 Conclusion.....	8
Chapitre II : Généralités sur la mécanique des fluides	
II.1 Introduction :	10
II.2 Notions de mécanique des fluides :	10
II.2.1 Définition de fluide :	10
II.2.2 Propriétés des fluides	10
II.2.2.1 Masse volumique.....	10
II.2.2.2 Densité.....	11
II.2.2.3 Viscosité	11
II.2.3 Variation temporelle	11
II.2.4 Les régimes de l'écoulement.....	12
II.2.4.1 Régime laminaire	12
II.2.4.2 Régime transitoire	13
II.2.4.3 Régime turbulent	13
II.2.5 Ecoulement autour des obstacles	14
II.2.5.1 Ecoulement autour des obstacles carrés	14
II.2.5.2 Ecoulement de von karman	15
II.2.6 Caractéristiques de l'écoulement autour d'un obstacle carre.....	15
II.2.6.1 Nombre de Reynolds	15
II.2.6.2 Nombre de Strouhal.....	16
II.2.6.3 Coefficient de trainée (drag coefficient).....	16
II.2.6.4 Coefficient de portance (lift coefficient)	16

II.2.7 La couche limite	17
II.2.7.1 Point de séparation	18
II.2.7.2 Couche de cisaillement.....	18
II.2.7.3 Zone de recirculation.....	18
II.2.7.4 Profil de vitesse	18
II.3 Conclusion	18
Chapitre III : Modélisation de la turbulence	
III.1 Introduction :	21
III.2 Turbulence	21
III.3 Cascades d'énergie	22
III.4 Equations gouvernantes	22
III.4.1 Equation de conservation de la masse :	22
III.4.2 Equation de quantité de mouvement :	22
III.5 Décomposition de Reynolds et équations moyennées.....	23
III.5.1 Règles de Reynolds :	23
III.5.2 Tensions de Reynolds	24
III.6 Modélisation des problèmes de turbulence	24
III.6.1 Simulation numérique directe (DNS)	25
III.6.2 Simulation des grandes échelles (LES).....	25
III.6.3 Modélisation statistique de la turbulence (RANS)	26
III.7 Modèles de turbulence.....	26
III.7.1 Modèles de turbulence zéro équation	27
III.7.2 Modèle de turbulence une équation	27
III.7.3 Modèles de turbulence à deux équations	28
III.8 Conclusion	32
Chapitre IV: Simulations numériques sous ANSYS-Fluent -Résultats et discussions	
IV. Introduction :	34
IV.1 Description du problème et conditions aux limites	34
IV.1.1. Conditions aux limites :	35
IV.1.2. Hypothèses simplificatrices :	36
IV.1.3. Paramètres de la simulation numérique :	36
IV.2 Indépendance de la grille, indépendance du domaine et validation du code	37
IV.2.1 Cas deux obstacles horizontales :	37
IV.2.2 Cas deux obstacles horizontales :	38
IV.3 Ecoulement autour d'un seul obstacle carré.....	38
IV.3.1 Ecoulement Laminaire.....	38

IV.3.2 Ecoulement turbulent.....	40
IV.4 Ecoulement autour de deux obstacles carrés verticales.....	43
IV.4.1 Effet du Gap :.....	44
IV.4.2 Evolution temporelle de la vitesse de l'écoulement autour des deux obstacles verticaux.....	46
IV.5 Ecoulement autour de deux obstacles carrés horizontales	48
IV.5.1 Effet du Gap :.....	48
IV.5.2 Evolution temporelle de la vitesse de l'écoulement autour des deux obstacles horizontaux	51
IV.6 Conclusion.....	54
Chapitre V: Simulation numérique sous FEATool Matlab- Comparaison et Discussions	
V. 1 Introduction.....	57
V.2 Boîte à outils FEATool Multiphysique MATLAB FEM	57
V.2.1 Fonctionnalités :.....	57
V.2.2 FEATool Multiphysics pour la dynamique des fluides.....	57
V.2.3 L'approche suggérée	58
V.3 Génération de formes aléatoires	59
V.4 Résultats et discussion	61
V.5 Conclusion	64
Conclusion générale	65
Références bibliographiques.....	66

Liste des Figures

Figure 1 : Ecoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carrée et les lignes de courant à différent Reynold [9].....	6
Figure 2 : Evolution de la zone rigide 1 (en gris et ligne frontière) en fonction du nombre de Reynold : a) Re=0.01 b) Re=5 c) Re=40 d) Re=68 e) Re=70f) Re=80 [10].....	6
Figure 3: Domaine 2D pour RANS [12]	7
Figure 4 : Deux différents types de fluide a) fluide liquide b) fluide gazeux [15]	10
Figure 5 : Différents viscosimètres pour mesurer la viscosité d'un fluide [17]	10
Figure 6 : Régime laminaire [19]	13
Figure 7 : Régime turbulent [19]	13
Figure 8 : Ecoulement autour d'un obstacle carré [24]	15
Figure 9 : Sillage derrière un obstacle carré (lâchée de Von Karman) [25]	15
Figure 10 : La couche limite [27]	17
Figure 11 : Ecoulement autour d'un obstacle carre pour des petits nombres de Reynolds [27]	18
Figure 12 : Profil de vitesse [27]	19
Figure 13 : La turbulence.....	21
Figure 14 : Schéma de cascades d'énergie [30].	22
Figure 15 : Simulation directe numérique d'un jet, $M=1.92$, [32]	25
Figure 16 : Géométrie du problème.....	34
Figure 16(a) : Géométrie de deux obstacles horizontaux	35
Figure 16(b) : Géométrie de 2 obstacles verticale	35
Figure 17 : Condition aux limites	35
Figure 18 : Dimensions et partition de maillage du un seule obstacle	37
Figure 18(a) : Maillage de deux obstacles horizontaux.....	38
Figure 18(b) : Le maillage de 2 obstacles verticale.....	38
Figure 19 : Lignes de courant pour différents nombres de Reynolds à $t=2s$	40
Figure 20 : Lignes de courant pour différents nombres de Reynolds [42]	40
Figure 21 : Lignes de courant pour le cas : Re 5000 et $t=5s$	41
Figure 22 : Lignes de courant pour le cas : Re 10000 et $t=5s$	41
Figure 23 : Lignes de courant pour le cas : Re 22000 et $t=5s$	41
Figure 24 : Re=10000 (le travail de Sercan Yagmur et Al,[13]	42
Figure 25 : Re=5000 (le travail de Sercan Yagmur et Al,[13]	42
Figure 26 : Re=22000 (le travail de Zhang, Ling [11]	42
Figure 27 : Lignes de courant pour le cas : Re 5000	43
Figure 28 : Lignes de courant pour le cas : Re 10000	43
Figure 29 : Lignes de courant pour le cas : Re 22000	44

Figure 30 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.05m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	45
Figure 31 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.1m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	45
Figure 32 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.2m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	46
Figure 33 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.3m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	46
Figure 34 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.05m$, $Re=22000$	47
Figure 35 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.1m$, $Re=22000$	48
Figure 36 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.2m$, $Re=22000$	48
Figure 37 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.3m$, $Re=22000$	49
Figure 38 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.05m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	50
Figure 39 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.1m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	50
Figure 40 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.2m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	51
Figure 41: Lignes de courant pour le cas : $G=0.3m$, $t=2.5s$, $Re=22000$	51
Figure 42 : lignes de courant pour le cas : $G=0.05m$, $Re=22000$	53
Figure 43 : lignes de courant pour le cas : $G=0.1m$, $Re=22000$	53
Figure 44 : lignes de courant pour le cas : $G=0.2m$, $Re=22000$	54
Figure 45 : lignes de courant pour le cas : $G=0.3m$, $Re=22000$	55
Figure 46 : Collecte de données à partir du solveur FEATool	59
Figure 47 : Géométrie du système d'écoulement.....	60
Figure 48 : Maillage du domaine sous FEATool MATLAB.....	60
Figure 49 : Conditions aux limites sur FEATool	61
Figure 50 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.05m$ Obtenues sous FEATool et Fluent..	62
Figure 51 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.1m$ Obtenues sous FEATool et Fluent....	63
Figure 52 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.2m$ Obtenues sous FEATool et Fluent....	63
Figure 53: Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.3m$ Obtenues sous FEATool et Fluent.....	64

Liste des Tableaux

Tableau 1 : Caractéristiques des régimes de l'écoulement [20]	14
Tableau 2 : Coefficients empiriques du modèle $k-\varepsilon$ standard.	29
Tableau 3: Coefficients empiriques du modèle $k-\varepsilon$ réalisable.	29
Tableau 4 : Coefficients empiriques du modèle RANG $k-\varepsilon$	30
Tableau 5 : Coefficients empiriques du modèle SST $k-\omega$	32
Tableaux 6 : Vitesses	36
Tableaux 7 : Paramètres de la simulation numérique	37
Tableau 8 : Propriétés physiques du fluide	60

Résumé — Dans ce travail, la dynamique de l'écoulement autour de deux obstacles de section carré disposés dans deux configurations différentes, en régimes turbulent et laminaire, est analysée à travers la simulation sous ANSYS-Fluent et aussi sous FEATool MATLAB. Pour les configurations côte à côte et en paire, les simulations sont réalisées, pour des différentes valeurs de Reynolds et rapport d'espacement variant entre 0,05 ; 0.1 ; 0.2 et 0.3. Le premier pas de cette simulation est le calcul pour un seul obstacle pour différents Reynolds. Pour une configuration en paire (obstacles verticales et horizontales), le nombre de Re varie de 5000 à 22000 et les autres paramètres sont maintenus constants. Les résultats ont montré que la disposition des obstacles carrés, en plus des paramètres mentionnés, joue un rôle important dans le mécanisme de détachement du vortex, ainsi que dans la configuration du sillage et dans les fluctuations des coefficients de traînée et de portance.

Mots clés : Nombre de Reynolds, Obstacle carrés, rapport d'espacement, Régime Turbulent, Régime Laminaire.

Abstract — In this work, the dynamics of the flow around two square section obstacles arranged in two different configurations, in turbulent and laminar regimes, is analyzed through the simulation under ANSYS-Fluent and also under FEATool MATLAB. For the side-by-side and pair configurations, the simulations are carried out, for different Reynolds values and spacing ratio varying between 0.05; 0.1; 0.2 and 0.3. The first step of this simulation is the calculation for a single obstacle for different Reynolds. For a pair configuration (vertical and horizontal obstacles), the number of Re varies from 5000 to 22000 and the other parameters are kept constant. The results showed that the arrangement of the square obstacles, in addition to the mentioned parameters, plays an important role in the vortex detachment mechanism, as well as in the wake configuration and in the fluctuations of the drag and lift coefficients.

Keywords: Reynolds number, square obstacles, Spacing ratio, turbulent regime, laminar regime.

الملخص - في هذا العمل، يتم تحليل ديناميات التدفق حول إثنين من عقبات المقطع المربع المرتبة في تكوينين مختلفين، في النسبة. بالنسبة. FEATool MATLAB وأيضاً تحت ANSYS-Fluent الأنظمة المضطربة والصفحية، من خلال المحاكاة تحت للتكوينات جنباً إلى جنب والأزواج، يتم إجراء المحاكاة، لقيم رينولدز المختلفة ونسبة التباعد التي تتراوح بين 0.05؛ 0.1؛ 0.2 و 0.3. الخطوة الأولى من هذه المحاكاة هي حساب عقبة واحدة ل رينولدز مختلفة. بالنسبة لتكوين الزوج (العقبات الأفقية والعقبات من 5000 إلى 22000 وتبقى المعلمات الأخرى ثابتة. وأظهرت النتائج أن ترتيب العقبات المربعة، Re العمودية)، يختلف عدد بالإضافة إلى البارامترات المذكورة، يلعب دوراً هاماً في آلية انفصال الدوامة وفي أعقابها التهيئة وفي تقلبات معاملات السحب والرفع

الكلمات المفتاحية: رقم رينولدز، مربعات العوائق، نسبة التباعد، النظام المضطرب، النظام الصفحي

Nomenclature

Lettres latines :

C_P	Chaleur spécifique à pression constante	[J/kg.K]
C_p	Coefficient de pression	
G	Accélération de pesanteur	[m/s ²]
G_R	Nombre de Grashof	
H	Hauteur du canal	[m]
D	Diamètre de l'obstacle	[m]
K	Energie cinétique de turbulence	[m ² /s ²]
L	Largeur du canal	[m]
L	Longueur caractéristique	[m]
m	Débit massique	[kg/s]
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	[Pa]
P_{atm}	Pression atmosphérique	[Pa]
Pr	Nombre de Prandtl	
Ra	Nombre de Rayleigh	
Re	Nombre de Reynolds	
t	Temps	[s]
T_u	Intensité de turbulence,	
U_b	Vitesse moyenne à l'entrée du domaine	[m/s]
U	Vitesse d'écoulement	[m/s]
\bar{U}	Vitesse moyenne	[m/s]
$ú$	Vitesse fluctuante	[m/s]

Lettres grecques :

ω	Fréquence turbulente	[1/s]
ρ	Masse volumique du fluide	[kg/m ³]
ϕ	Grandeur physique	
K	Constante Von Karman	
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
λ	Conductivité thermique du fluide	[W/m.K]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m ² /s ²]
τ_p	Contrainte visqueuse	[kg/m ² .s ²]
δ	Épaisseur de la couche limite	[m]
ν	Viscosité cinématique	[m ² /s]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]

Liste des abréviations

CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes.
URANS	Équation de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds en mode instationnaire
SST	Shear Stress Transport
OpenFOAM	Open Field Operation and Manipulation

Introduction Générale

L'écoulement autour de structures carrée a diverses applications dans différents domaines du génie mécanique, architecture et génie civil. Par exemple, ce type de structures peut être observé dans la plupart des conceptions architecturales comme les bâtiments, les poutres, les clôtures, les ponts et de nombreux composants de support externes et internes. Dans les aubes de turbine à gaz et les échangeurs de chaleur, obstacle de section carrée sont utilisés comme générateurs de vortex potentiels à des fins de refroidissement. Les puces utilisées dans les appareils électroniques ont pour la plupart des sections carrées/rectangulaires. Un autre exemple d'écoulement autour d'obstacle de section carrée est l'accroche-flamme de la chambre de combustion. En parcourant la littérature relative à l'interaction des fluides avec les structures solides, on constate que de nombreuses recherches expérimentales ont été menées pour étudier les caractéristiques de l'écoulement autour des obstacles de structures circulaires/carrées.

Contrairement aux mesures expérimentales, les calculs numériques peuvent rapidement fournir des informations sur les caractéristiques importantes de l'écoulement telles que le mécanisme de structure du sillage, l'histoire temporelle des forces induites par l'écoulement et la sensibilité des coefficients de force aux différents paramètres d'écoulement. Ces caractéristiques sont très difficiles à obtenir expérimentalement. Dans les simulations numériques, les paramètres et conditions d'écoulement du fluide peuvent être facilement modifiés par une modification appropriée des paramètres d'entrée sans aucun temps ni coût de main d'œuvre. Plusieurs études numériques ont été rapportées concernant les écoulements laminaires et transitions de l'état stable à l'état instable autour d'un obstacle unique.

Par conséquent, une analyse détaillée des caractéristiques d'écoulement autour des obstacles de section carré est très importante afin d'améliorer la conception des structures et d'éviter les pertes. En gardant à l'esprit les points mentionnés ci-dessus, l'étude actuelle se concentrera sur la transition des états d'écoulement autour d'un seul obstacle carré, comme début de calcul puis une deuxième étape de simulation sur le cas de deux obstacles situés verticalement ou horizontalement. Dans ce travail de fin d'étude on a étudié aussi l'effet de l'espacement entre les deux obstacles (G) sur la plage de transition de Re . Cette étude sera finalisée par une étude comparative des résultats obtenus par Fluent avec les résultats obtenus par FEATool MATLAB.

Ce mémoire est devisé en Cinq chapitres :

Le premier chapitre représente les différentes recherches scientifiques sur les écoulements autour des obstacles, en particulier l'obstacle carré.

Introduction Générale

Dans le deuxième chapitre, nous nous exposons des notions générales sur la mécanique des fluides, fournissant les bases théoriques nécessaires à la compréhension de l'étude. Les concepts fondamentaux sont présentés tels que les différents types d'écoulements...ect

Le troisième chapitre se concentre sur la modélisation de la turbulence, les équations mathématiques qui décrivent le comportement des fluides et présente les méthodes de turbulence utilisées pour résoudre ces équations.

Le chapitre suivant sera consacré aux étapes de simulation de l'écoulement autour des obstacles sur le code commercial ANSYS Fluent version 17.2 et présenter les résultats obtenus à partir des simulations numériques complétés par les interprétations physiques des résultats.

Le dernier chapitre sera consacré à l'utilisation de la boîte outil FEATool Matlab pour simuler le cas deux obstacles verticales puis comparer les résultats avec les contours obtenus par le logiciel ANSYS Fluent.

Enfin, nous terminerons ce manuscrit par des conclusions générales, qui reprennent les principaux résultats obtenus au cours de cette étude.

Chapitre I

Etat de l'Art

I.1 Introduction

Lors de la rédaction d'un mémoire sur le thème de la turbulence, il est presque impossible de formuler quelques remarques introductives sans répéter les perspectives et les idées qui ont été fréquemment évoqués dans les dernières décennies. L'une des raisons est que la dynamique des fluides en circulation est un sujet non seulement accessible aux experts, mais plutôt un phénomène qui appartient aux expériences quotidiennes fondamentales de chaque être humain.

L'écoulement turbulent autour d'un obstacle solide représente un problème intéressant et complexe à la fois, d'une perspective fondamentale. Par exemple, le cube fixé à un mur peut représenter par exemple une protubérance typique à la surface de véhicules aérodynamiques, tels que des avions ou des navires. L'écoulement autour d'obstacle à section carrée avec différents rapports d'espace est également très important pour les applications environnementales telles que le contrôle des mouvements d'air autour des bâtiments. Au cours des dernières années, des recherches approfondies ont été menées sur l'écoulement turbulent autour d'obstacles fixés.

I.2 Différentes recherches scientifiques

Ayukawa et al., 1993 : Les écoulements de cisaillement linéaire, les forces et le transfert de chaleur à travers un seul carré et deux carrés tandem sont étudiés numériquement à des nombres de Reynolds $Re = 70-150$ et un nombre de Prandtl $Pr = 0,71$, avec le taux de cisaillement d'entrée sans dimension $K = 0-0,2$. Pour les deux obstacles en tandem, l'espacement entre les obstacles (S^*) varie de 1,0 à 5,0. L'écoulement est supposé laminaire et bidimensionnel. La méthode numérique est basée sur une technique de volumes finis. Les effets de K , Re et S^* sont étudiés sur la topologie du transfert de chaleur, les structures de l'écoulement et les paramètres aérodynamiques, notamment la fréquence de décollement des tourbillons, le coefficient de pression, les forces de portance et de traînée et le nombre de Nusselt. Pour l'obstacle unique, lorsque $K \neq 0$, la force de portance moyenne en fonction du temps est négative pour $Re = 70$ et 100 , mais positive pour $Re = 150$. L'ampleur de la portance augmente linéairement avec K . Pour les obstacles tandem, l'utilisation de trois conditions initiales pour certaines valeurs de S^* donne deux solutions liées à l'hystérésis (modes I et II) dans l'écoulement, les forces et le transfert de chaleur. L'hystérésis est observée pour $S^* = 2,0-5,0$ lorsque $K = 0,2$ et $Re = 150$. Le mode I se traduit par un nombre de Nusselt moyen en temps et en surface plus faible que le mode II. En général, le cisaillement à l'entrée a plus d'effet sur l'écoulement autour du obstacle aval que sur celui autour d'obstacle amont [1]

Sohankar et al. En 1995 ont étudié le flux laminaire autour d'un carré aux nombres de Reynolds allant de 45 à 250. Pour chaque nombre de Reynolds testé, ils ont prédit la portance, traînée, coefficient de pression et nombre de Strouhal. Il s'est avéré qu'au numéro 55 de Reynolds, le flux présentait une fréquence de perte de tourbillon bien définie mais au numéro 50 de Reynolds, le débit était toujours stable [2]

M.Breuer et al (2000), ont réalisé des calculs précis sur un écoulement laminaire autour d'un cylindre et carré à l'aide de deux méthodes Lattice-Boltzmann (LBA) et méthode de volumes finis (MVF). Les résultats des deux méthodes ont été évalués et comparés en détail. Ils ont

constaté que malgré le manque des données précises et détaillées sur l'écoulement laminaire autour d'un obstacle carré que l'excellent accord entre les calculs de LBA et FVM a été trouvé pour la longueur de recirculation pour Re inférieure à 60 [3].

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

Hidenori Ishii et Al, les flux de tsunamis à l'intérieur des terres peuvent être fortement affectés par la présence de bâtiments côtiers. La présente étude a examiné expérimentalement et numériquement les effets de neuf dispositions différentes de bâtiments sur 1) le processus d'inondation par les tsunamis et la distribution spatiale de la vitesse, 2) la profondeur et la vitesse de l'écoulement en un point spécifique, et 3) l'étendue de la zone où se produisent les effets de bouclier. Les séquences vidéo à grande vitesse, l'analyse PIV et l'historique de la profondeur de l'écoulement, de la vitesse et du flux de quantité de mouvement ont mis en évidence des différences significatives dans le comportement de la remontée des tsunamis entre les différents agencements de bâtiments considérés. Toutefois, il a également été démontré qu'une diminution de la vitesse de l'écoulement apparaît toujours devant et immédiatement derrière le(s) bâtiment(s), quelle que soit leur disposition. Les simulations OpenFOAM réalisées ont révélé que des effets de blindage significatifs apparaissent sur le côté gauche du bâtiment. Ces résultats peuvent être utilisés pour déterminer l'emplacement des bâtiments d'évacuation, car le fait de les construire directement derrière une autre structure étudiée pourrait réduire les coûts de construction et accroître leur stabilité. Les résultats obtenus ont également été appliqués pour valider partiellement la méthode de calcul des effets de canalisation des charges de tsunami prévue par la norme ASCE 7-16 [5].

R. Belakroumet al (2007), ont étudié par la méthode des éléments finies, le modèle LES (Large Eddy Simulation) pour simuler l'écoulement instationnaire et turbulent d'un fluide incompressible autour d'un cylindre. Ils ont trouvé que Le phénomène d'éclatement tourbillonnaire est nettement mis en évidence [6].

Marcin Huptas, Witold Elsner (2008), ont travaillé sur un écoulement stationnaire et instationnaire autour deux obstacles carrés. Ils ont présenté avec l'utilisation du FLUENT des résultats numériques concernant l'écoulement autour d'un obstacle carré en premier cas, et autour deux obstacles carrés sur même ligne en deuxième cas. Pour la première résolution, ils ont montré que l'épaisseur de la couche limite peut influencer sur la couche de cisaillement près de la paroi. Et pour la deuxième résolution, ils ont constaté que l'union des deux zones tourbillonnaires en aval du premier cube et en amont du deuxième rend l'écoulement plus turbulent [7].

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

et la racine carrée des coefficients de portance diminue légèrement aux grands rapports d'espace G/D [8].

J.Yojina et al (2010), ont présenté une investigation aux configurations de l'écoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carrés. La modélisation est réalisée par la méthode de Boltzmann (LBM) le nombre de Reynolds est compris entre 1 et 300. Les lignes de courant et les profils de vitesse sont présentés pour indiquer le décollement des tourbillons.

Les résultats obtenus prouvent que l'écoulement est laminaire à l'entrée, ensuite, ils ont constaté une transition périodique et instable sur l'écoulement. Cette transition est obtenue au fur et à mesure avec l'augmentation du nombre de Reynolds [9].

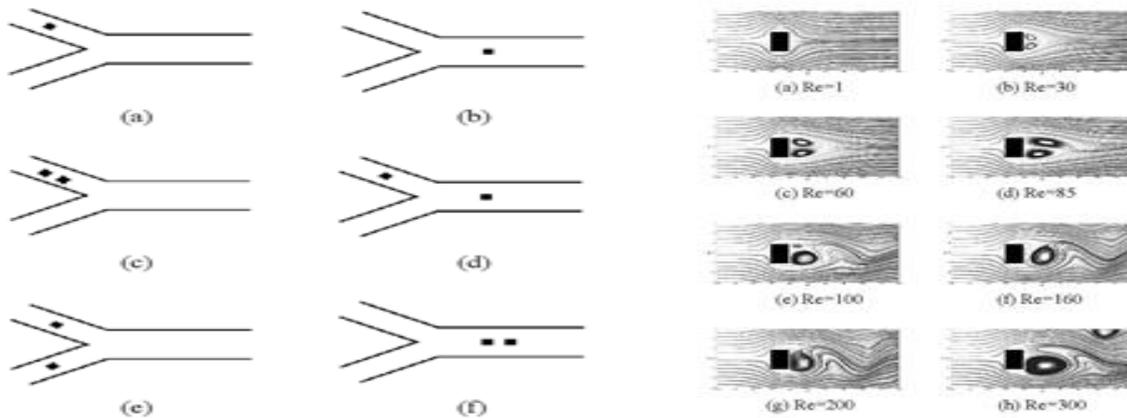


Figure 1 : Ecoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carrée et les lignes de courant à défèrent Reynold [9].

S.Mossaz (2011), a étudié l'écoulement rampant, circulant et instationnaire d'un fluide viscoplastique autour d'un cylindre. Il a étudié numériquement, les morphologies des écoulements, la localisation des zones rigides, les champs de contraintes et pression autour du cylindre ainsi que le coefficient de traînée. Le montage expérimental conçu et réalisé a été validé par l'étude de l'écoulement d'un fluide newtonien autour d'un cylindre et la mise en place d'une procédure adaptée pour les fluides à seuil. Il a pu constater l'influence des conditions d'interface avec l'apparition d'une morphologie de lâchers de tourbillons simultanés et symétriques. La figure suivante montre l'évolution des différentes zones rigides et lignes de courant lorsque le nombre de Reynolds augmente en passant du régime rampant à recerclant [10].

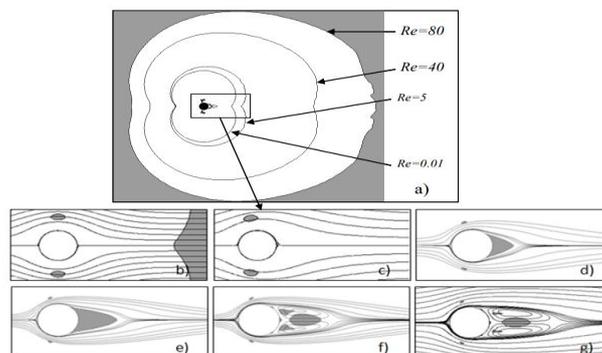


Figure 2 : Evolution de la zone rigide 1 (en gris et ligne frontière) en fonction du nombre de Reynold : a) $Re=0.01$ b) $Re=5$ c) $Re=40$ d) $Re=68$ e) $Re=70$ f) $Re=80$ [10].

Sercan Yagmur (2015). L'objectif principal du présent travail est d'étudier expérimentalement et numériquement le champ d'écoulement dans la région du sillage de différents corps de falaise tels que de section circulaire, carrée et triangulaire placés horizontalement perpendiculairement à l'écoulement uniforme. Les études expérimentales ont été réalisées par la méthode de vélocimétrie par image de particules (PIV) dans un canal d'eau libre à des nombres de Reynolds de 5000 et 10000 définis en fonction des longueurs caractéristiques des cylindres dans les installations du centre de recherche et d'application de l'université de technologie avancée de Selcuk en Turquie. Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats numériques obtenus au moyen d'une simulation transitoire avec le modèle de turbulence LES du logiciel ANSYS-Fluent. Il est démontré que les résultats numériques et expérimentaux concordent bien en ce qui concerne les modèles de champ d'écoulement instantanés et moyennés dans le temps de la vorticité, de la composante de vitesse dans la direction du courant et de la topologie de la ligne de courant. En outre, le coefficient de tra nee des géométries a également été calculé numériquement. Pour toutes les géométries, la longueur du sillage dans les directions x et y et la taille des foyers des lignes de courant diminuent avec l'augmentation du nombre de Reynolds dans les résultats moyennés dans le temps. Les schémas d'écoulement moyennés dans le temps des résultats expérimentaux et numériques présentent une symétrie considérable par rapport à l'axe central de chaque cylindre. Les contours de la vitesse moyenne de l'écoulement en fonction du temps pour $Re=10000$ montrent que le point de stagnation autour du plan de symétrie se déplace plus en amont pour tous les cylindres en fonction de $Re=5000$. La valeur maximale du coefficient de tra nee obtenue pour l'obstacle à section carrée est de 1,78 en raison de la géométrie à arêtes vives.[11]

Bibhab Kumar Lodh et al (2017), ont traité un l'écoulement turbulent autour d'un cube placé dans un canal turbulent (Fig 3). Ils ont utilisé deux modèles de turbulence : Reynolds Average Navier Stokes (RANS) et la simulation à grands courants de Foucault (LES). Dans leur modélisation, les auteurs ont incorporé, un modèle 2D et $k-\epsilon$ à deux équations instationnaires dans le cas de RANS, et un modèle instationnaire 3D à une équation dans le cas LES. L'étude est conduite pour un nombre de Reynolds égal à 65 000, avec des grilles de maillage hexaédriques. De nombreux paramètres comme la vitesse, la pression sur le champ d'écoulement, la contrainte de cisaillement et le profil d'énergie cinétique ont été comparés avec deux modèles basés sur l'analyse qualitative et quantitative. Les résultats ont prouvé que le modèle LES s'avère plus adapté pour un nombre de Reynolds modéré à élever, tandis que le RANS donne un meilleur résultat pour un nombre de Reynolds faible à modéré [12].

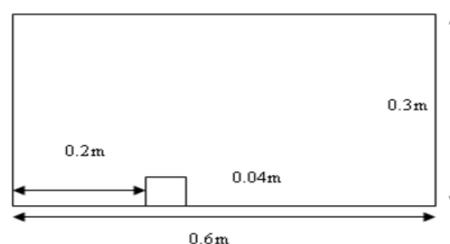


Figure 3: Domaine 2D pour RANS [12]

Zhang, Ling(2017). Dans cet article, plusieurs modèles de turbulence sont appliqués pour la simulation numérique de l'écoulement à travers un cylindre circulaire et un obstacle carré à un nombre de Reynolds élevé. Le modèle de turbulence de Wray-Agarwal (WA) est un modèle de turbulence à une équation récemment développé et dérivé de la fermeture de k-w. Des comparaisons sont effectuées entre les résultats de calcul du modèle WA, du modèle Spalart-Allmaras (SA), du modèle k-w de transport des contraintes de cisaillement SST et du modèle k-w standard de Wilcox. Pour un cylindre circulaire, les calculs sont effectués pour des nombres de Reynolds $Re = 6,7 \times 10^2$, 1×10^3 et $3,6 \times 10^3$ et pour un obstacle carré, la simulation est effectuée à des nombres de Reynolds $Re = 6,7 \times 10^2$, 1×10^3 et $3,6 \times 10^3$. Les résultats des calculs sont comparés aux simulations précédentes et aux mesures expérimentales. Les géométries circulaires et carrées produisent des sillages tourbillonnaires et des oscillations de portance et de traînée. D'après les résultats, le nouveau modèle WA est compétitif en termes de précision par rapport aux modèles à deux équations et a l'efficacité de calcul d'un modèle à une équation. Un autre cas d'écoulement transitoire passant par un arc de cercle est simulé dans cette thèse. Pour ce cas, il a été constaté expérimentalement qu'un angle aigu et un angle de Pour ce cas, il a été constaté expérimentalement qu'une augmentation forte et soudaine de la portance et une diminution de la traînée se produisent à un certain nombre de Reynolds (appelé la crise de portance et de traînée) L'écoulement est calculé à l'aide du modèle de transition SST, du modèle de transition k-kl- ω et du modèle SST k- ω , ainsi que d'un modèle d'écoulement laminaire pour des nombres de Reynolds légèrement inférieurs et supérieurs à 2×10^3 . Les calculs montrent que les modèles de transition donnent des résultats plus proches des données expérimentales. Lorsque l'écoulement passe d'un régime laminaire à un régime turbulent à proximité du nombre de Reynolds critique de 2×10^3 , la transition laminaire-turbulente est responsable de l'augmentation soudaine de la portance et de la traînée.[13]

I.3 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons cité plusieurs études bibliographiques relatives à la modélisation de l'écoulement autour d'obstacles de différentes formes.

Chapitre II

Généralités sur la mécanique des fluides

II. 1 Introduction :

Le comportement aérodynamique d'un écoulement autour d'un obstacle de type carré est un problème majeur en mécanique des fluides et fait une grande importance. Ceci est très important dans de nombreuses applications scientifiques et pratiques tel que les bâtiments ainsi que le refroidissement des composants électriques. Pour cette raison, nous avons essayé dans ce chapitre de fournir un ensemble de définitions et d'expériences de certains chercheurs d'ouvrages bibliographiques dans ce domaine.

II.2 Notions de mécanique des fluides :

II.2.1. Définition de fluide :

On appelle fluide un corps qui n'a pas de forme propre et qui est facilement déformable comme les liquides et les gaz, on peut citer aussi des corps plus complexes comme les polymères ou les fluides alimentaires [14]. En mécanique des fluides, on distingue deux types de fluides, à savoir :

- **Le Fluide parfait** : le mouvement du fluide parfait est décrit sans prendre en compte les effets de frottement.
- **Le fluide réel** : un fluide est dit réel si, pendant son mouvement, les forces de contact ne sont pas perpendiculaires aux éléments de surface sur lesquelles elles s'exercent (elles possèdent donc des composantes tangentielles qui s'opposent au glissement des couches fluides les unes sur les autres).



(a)



(b)

Figure 4 : Deux différents types de fluide a) fluide liquide b) fluide gazeux [15]

II.2.2 Propriétés des fluides

Tous les fluides possèdent des caractéristiques permettant de décrire leurs conditions physiques dans un état donné. Parmi ces caractéristiques on a :

II.2.2.1 Masse volumique

La masse volumique ρ d'un fluide. Elle est exprimée en (kg/m^3) .

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (\text{II.1})$$

En fonction de la variation de la masse volumique d'un fluide, on distingue deux types de fluides :

- **Le fluide compressible** : Un fluide est dit compressible lorsque le volume occupé par une masse donnée varie en fonction de la pression extérieure. Les gaz sont des fluides compressibles. Par exemple, l'air, l'hydrogène, le méthane à l'état gazeux, sont considérés comme des fluides compressibles.
- **Le fluide incompressible** : Un fluide est dit incompressible lorsque le volume occupé par une masse donnée ne varie pas en fonction de la pression extérieure. Les liquides peuvent être considérés comme des fluides incompressibles (eau, huile, etc.).

II.2.2.2 Densité

La densité elle mesure le rapport de la masse volumique du fluide rapportée à un corps de référence. C'est une grandeur sans unité par

$$d = \frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}} \quad (\text{II.2})$$

Pour les gaz, la masse dépend de la température et de pression.

II.2.2.3 Viscosité

La viscosité est une grandeur qui caractérise les frottements internes du fluide, autrement dit sa capacité à s'écouler. Elle caractérise la résistance d'un fluide à son écoulement lorsqu'il est soumis à l'application d'une force. C'est à dire, les fluides de grande viscosité résistent à l'écoulement et les fluides de faible viscosité s'écoulent plus facilement. La viscosité est déterminée par la capacité d'entraînement que possède une couche en mouvement sur les autres couches adjacentes, la viscosité s'exprime comme suite :

$$F_t = \mu \cdot S \frac{dv}{dz} \quad (\text{II.3})$$

L'expression de la viscosité cinématique est :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{II.4})$$

τ contrainte de cisaillement, exprime en (N/m²) [16].

ν la viscosité cinématique, exprimée en (m²/s).

μ viscosité dynamique, exprimée en (N.s/m²).

On distingue deux types de viscosité qui sont comme suite :

- **Viscosité dynamique** : coefficient caractéristique d'un fluide, égal à la force nécessaire au déplacement de l'unité de surface plane du fluide, avec une vitesse unité, par rapport à une autre surface plane du même fluide qui lui est parallèle à une distance unité.
- **Viscosité cinématique** : quotient de la viscosité dynamique d'un fluide par sa masse volumique à la température considérée. La viscosité cinématique caractérise le temps d'écoulement d'un liquide. Par contre, la viscosité dynamique correspond à la réalité physique du comportement d'un fluide soumis à une sollicitation (effort).



Figure 5 : Différents viscosimètres pour mesurer la viscosité d'un fluide [17].

II.2.3 Variation temporelle

Selon la variation temporaire des paramètres d'un fluide, on peut diviser les écoulements en deux parties :

- **Écoulement permanent (stationnaire):** On dit qu'un écoulement est permanent (ou stationnaire) si toutes les variables décrivant le mouvement sont indépendantes du temps, Comme la pression, la masse volumique la vitesse, etc.
- **Écoulement transitoire (instationnaire) :** On dit qu'un écoulement transitoire (ou instationnaire) si les variables décrivant le mouvement sont dépendant du temps.

II.2.4 Les régimes de l'écoulement

En fonction des nombres de **Reynolds** croissants, on distingue quatre régimes principaux régime de Stokes, régime laminaire, régime transitoire, régime turbulent
L'écoulement de Stokes correspond aux très faibles valeurs du Reynolds (inférieures à 1)

Si $Re < 2000$, le régime est Laminaire

Si $Re > 3000$, le régime est turbulent.

Si $2000 < Re < 3000$, le régime est transitoire. [18]

II.2.4.1 Régime laminaire

Le flot d'une rivière profonde, vide de tout obstacle, sera rapide et facile. L'eau coule en ligne droite ou presque. Ce phénomène est connu sous nom d'écoulement laminaire. Dans la dynamique des fluides, écoulement laminaire (ou les flux) se produit lorsqu'un fluide s'écoule dans des couches parallèles, sans interruption. Une des conséquences de l'écoulement laminaire est que la vitesse du fluide est constante à n'importe point dans le fluide.

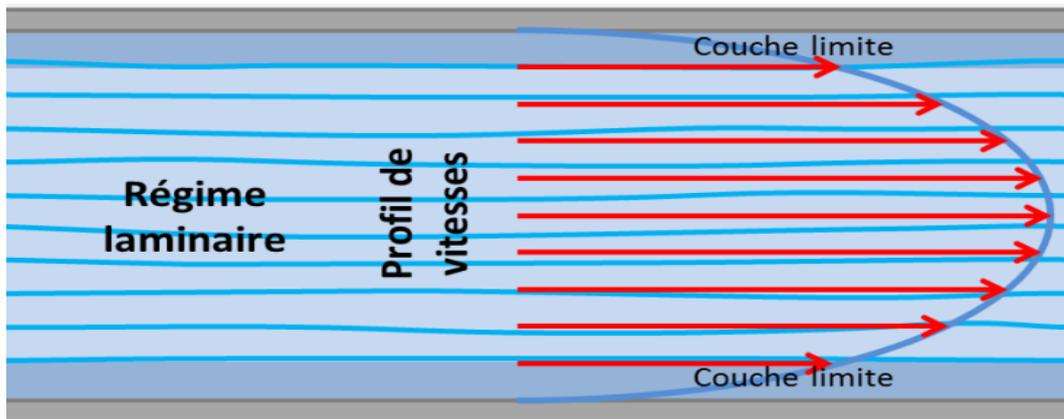


Figure 6 : Régime laminaire [19]

II.2.4.2 Régime transitoire

C'est une transition entre le régime laminaire et le régime turbulent.

II.2.4.3 Régime turbulent

Un écoulement turbulent est un écoulement irrégulier qui se caractérise par de minuscules régions spirales et tourbillons. La vitesse de ce fluide n'est certainement pas constante à chaque point. Pour un écoulement turbulent nous devons considérer aussi une contrainte de cisaillement associée aux effets tourbillonnaires. [19]

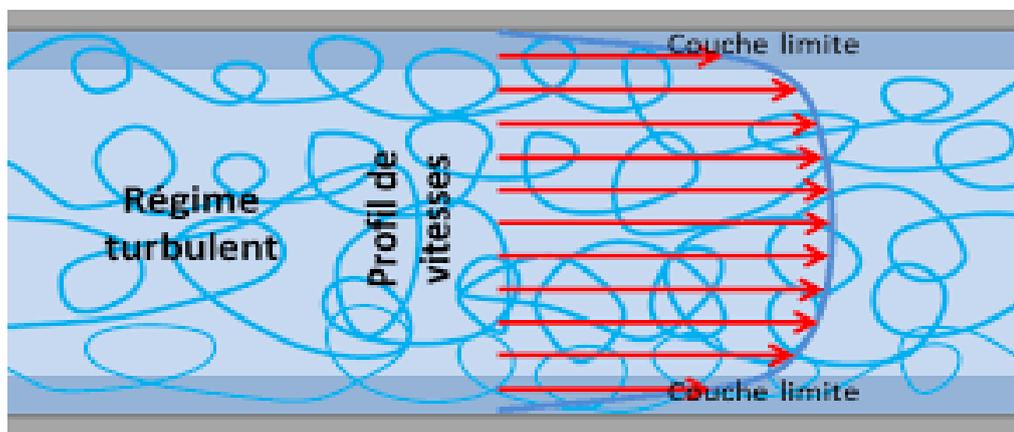


Figure 7 : Régime turbulent [19]

La différence entre les deux régimes de l'écoulement est abordée dans le tableau suivant

Régime laminaire	Régime turbulent
<p>Écoulement dont les filets fluides ne s'entrecroisent pas</p> <p>Pas de mélange mais interaction visqueuse entre les filets fluides</p> <p>En stationnaire, les lignes de courant sont confondues avec les trajectoires.</p>	<p>L'écoulement devient instable</p> <p>Il existe un mélange des filets fluides même en écoulement globalement stationnaire</p> <p>La notion de ligne de courant n'a plus de sens sauf « en moyenne temporelle »</p>

Tableau 1 : Caractéristiques des régimes de l'écoulement [20]

II.2.5 Écoulement autour des obstacles

L'écoulement autour des obstacles est un phénomène qui se produit fréquemment dans la pratique et sa compréhension est nécessaire pour la conception mécanique et thermique de nombreux systèmes en engineering comme : avions, automobiles, bâtiments, composants électroniques, les profils NACA d'une aile d'avion.

Les types de refroidissement dans les échangeurs et radiateurs, les aubes d'une turbine industrielle qui entraînent les bateaux et les obstacles carré et cylindrique. L'identification et l'étude des phénomènes hydro et aérodynamiques qui surgissent dans le sillage d'un obstacle restent un sujet d'intérêt dans divers domaines [21]

On peut classer les obstacles aérodynamiques de forme géométrie simple en trois types :

- ❖ Les obstacles à courbure progressive, pour lesquels le point de décollement de la couche limite est susceptible de se déplacer : le modèle géométrique est la sphère ou la cylindre.
- ❖ Les obstacles à arrête vive, pour lesquels le point de décollement de la couche limite est fixe : le modèle géométrique est la plaque plane inclinée sur la direction de la vitesse v .
- ❖ Les obstacles profilés, pour lesquels il n'y a pas de décollement de la couche limite : le modèle géométrique est la plaque plane parallèle à v [22]

II.2.5.1 Écoulement autour des obstacles carrés

Le cas d'un obstacle carré joue un rôle dominant dans de nombreuses Applications industrielles et techniques telle que l'aérodynamique des constructions. Ces écoulements sont en général observés dans la branche de l'ingénierie du vent : autour des immeubles de grandes hauteurs, des ponts, des Monuments et des tours qui sont en permanence exposés au vent. De même, Ils sont rencontrés autour des piliers de ponts et des jambes des plates-formes offshore qui est en permanence soumis à la charge produite par les courants Maritimes fluviaux. Ce type d'écoulement a donc fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques [23]

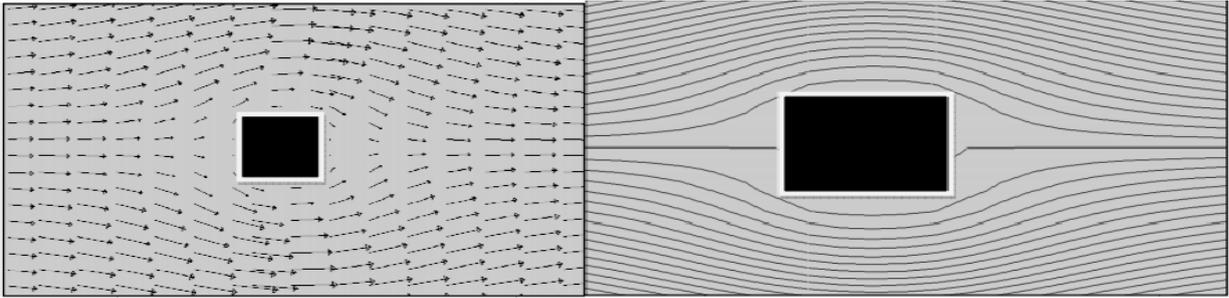


Figure 8 : Écoulement autour d'un obstacle carré [24]

II.2.5.2 Écoulement de von karman

Lorsqu'un tourbillon se détache, un écoulement dissymétrique se forme autour du corps, ce qui modifie la distribution des pressions. Cela signifie que la séparation alternée des tourbillons peut créer sur ce corps une portance périodique, cause de vibrations.

Si la fréquence de séparation est voisine de la fréquence propre d'une structure, cela crée une résonance. C'est cette vibration forcée qui, à la fréquence correcte, fait « chanter » les lignes électriques ou celles de téléphone, augmente à certaines vitesses les vibrations des antennes des voitures et est également responsable des battements des stores vénitiens quand le vent passe à travers.

Dans divers problèmes techniques, ce phénomène peut avoir des conséquences beaucoup plus dommageables (vibrations des haubans de ponts suspendus N 1, rupture éventuelle de ces ponts N 2, écroulement de cheminées, etc.

Les allées de tourbillons de Bénard-Karman disparaissent au régime critique, mais réapparaissent à plus haut nombre de Reynolds. [25]

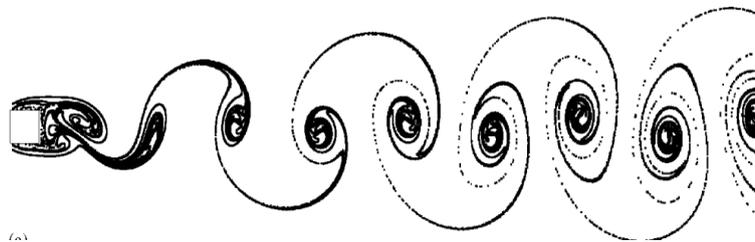


Figure 9 : Sillage derrière un obstacle carré (lâchée de Von Karman) [25]

II.2.6 Caractéristiques de l'écoulement autour d'un obstacle carré

II.2.6.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides. Il a été mis en évidence en 1883 par Osborne Reynolds. Il caractérise un écoulement, en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent). Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Ce nombre sans dimension apparaît naturellement en dimensionnant les équations de Navier-Stokes. On le définit de la manière suivante :

Avec :

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (\text{II.5})$$

U : la vitesse de l'écoulement (m/s).

D : le diamètre de section (m).

ν : La viscosité cinématique (m^2/s). [26]

II.2.6.2 Nombre de Strouhal

Est un nombre sans dimension décrivant les mécanismes de circulation oscillante. Ce nombre porte le nom de Vincent Strouhal, physicien tchèque. Physiquement, il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnaire. Si l'écoulement est dit quasi stationnaire.

En 1878, en étudiant les notes émises par un fil tendu soumis au vent, le physicien tchèque Vincent Strouhal fut le premier à remarquer la relation entre la fréquence du son et le quotient de la vitesse du vent par le diamètre du fil. Cette relation s'exprime par la formule :

$$S_t = \frac{FL}{V} \quad (\text{II.6})$$

F : fréquence d'émission des tourbillons (cette fréquence étant définie classiquement comme l'inverse de la période mesurée de situation homologue à situation homologue) ;

L : longueur caractéristique (diamètre du fil dans les expériences de Strouhal) ;

V : vitesse de l'écoulement non perturbé.

II.2.6.3 Coefficient de traînée (drag coefficient)

Considérons par exemple, une sphère en mouvement uniforme dans un fluide. Il faut tout d'abord préciser que la viscosité est essentielle pour justifier l'existence d'une force de frottement. Si le fluide est parfait il n'y a pas de traînée car les couches de fluide glissent sur l'obstacle.

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A} \quad (\text{II.7})$$

F_D : Force de traînée

$\frac{\rho}{2} U_\infty^2$: Pression dynamique d'écoulement libre

A : Section de référence.

II.2.6.4 Coefficient de portance (lift coefficient)

C'est un nombre adimensionnel, une composante des forces aérodynamiques qui s'exercent sur l'objet lorsqu'il se déplace dans l'air (ou dans un autre milieu). La valeur de ce nombre dépend de la forme et de la position d'un objet par rapport au fluide elle est illustrée par l'équation suivante

$$C_L = \frac{F_L}{\rho/2 U_\infty^2 A} \quad (\text{II.8})$$

FL : Force de portance

$\frac{\rho}{2} U_{\infty}^2$: Pression dynamique d'écoulement libre

A : Section de référence

II.2.7 La couche limite

On sait qu'au voisinage d'une paroi il existe une zone de gradients de vitesse et de température ou la viscosité d'un fluide joue un rôle très important et ce d'autant plus que le nombre de Reynolds est grand. Cette zone est appelée couche limite c'est la zone d'interface entre un corps et le fluide environnant lors d'un mouvement relatif entre les deux, conséquence de la viscosité du fluide. Elle est un élément important en mécanique des fluides, (aérodynamique, hydrodynamique), en météorologie, en océanographie, etc. Elle résulte d'échanges de quantité de mouvement et de chaleur entre le fluide et la paroi. En dehors de cette zone. Le fluide peut être considéré comme parfait (sans viscosité) obéissant ainsi aux équations d'Euler.

Dans le cas d'un écoulement interne les couches limites visqueuses s'accroissent de part et d'autre des parois, pour se rejoindront après une certaine distance parcourue dite la longueur d'établissement à partir de ce point, l'écoulement sera totalement visqueux et entièrement développé. Donc, il est important que le maillage près de la paroi soit bien traité. En effet, un maillage grossier près de la paroi ne pourra pas capturer le développement de la couche limite et peut conduire à une sous-estimation de la longueur d'établissement de l'écoulement.

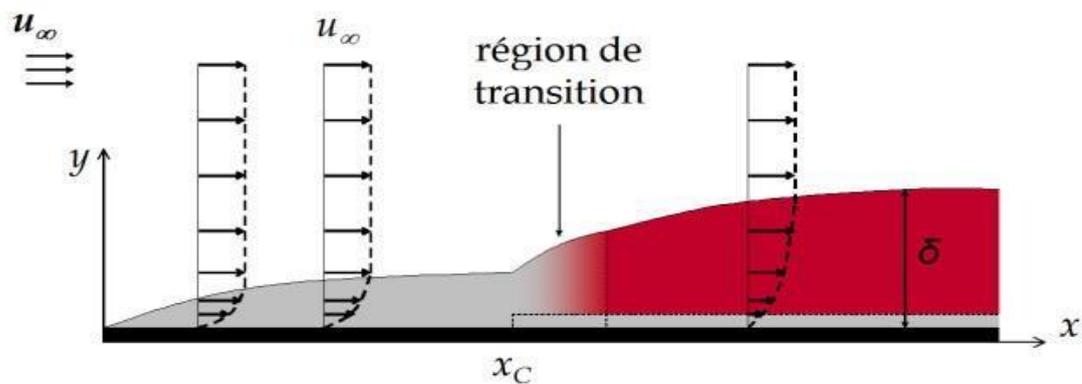


Figure 10 : La couche limite [27]

II.2.7.1 Point de séparation

Point de séparation à partir duquel la couche limite décolle de la paroi et définit comme le point où le frottement s'annule. Contrairement à certaine géométrie comme celle d'obstacle carré, le décollement dans le cas de cylindre circulaire n'est pas dû à singularité dans la géométrie mais au fait que la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse (gradient de pression tel que la pression augmente dans les sens d'écoulement). Lorsque ce gradient de pression adverse est suffisamment important, la vitesse de particules fluides va diminuer jusqu'à devenir nulle puis négative, c'est le processus de décollement de la couche limite.

II.2.7.2 Couche de cisaillement

Les couches de cisaillements sont les régions de fluides où il existe un gradient de vitesse élevé de cette différence au sein du fluide entraîne des contraintes de cisaillement importantes. Les particules fluides se déplaçant rapidement sont freinées par les particules fluides moins rapides.

Dans le cas de l'écoulement autour du cylindre, deux couches de cisaillement libres se développent, de part et d'autre du cylindre, entre la zone d'écoulement libre et la zone de vitesse quasi nulle existant le sillage.

II.2.7.3 Zone de recirculation

Le domaine se distingue par les conséquences de la zone de recyclage qui a une forte influence sur la prédiction de la main-d'œuvre sur l'obstacle carré et sur la fréquence de libération du vortex. Cette zone est sensible aux conditions externes initiales telles que le nombre de Reynolds, le taux de turbulence, la taille de l'obstacle et les conditions finales [27].

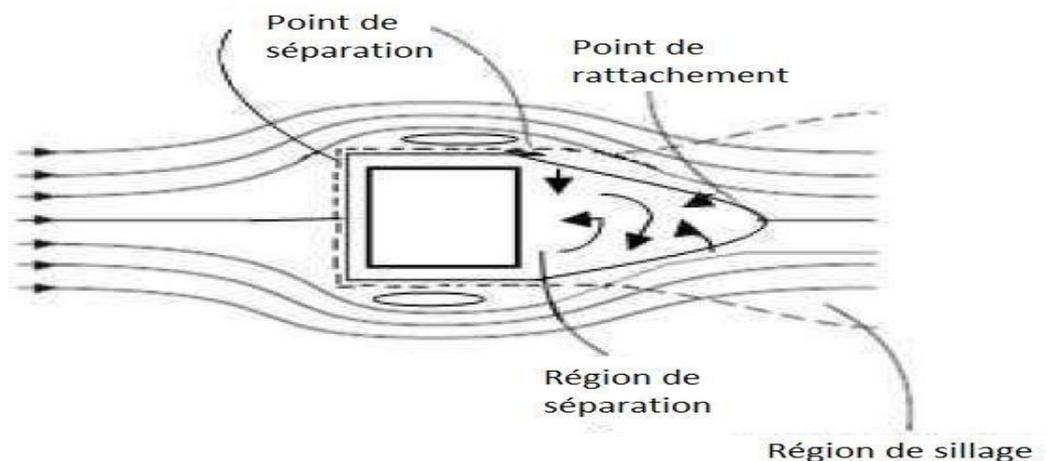


Figure 11 : Ecoulement autour d'un obstacle carré pour des petits nombres de Reynolds [27]

II.2.7.4 Profil de vitesse

Sous l'effet des forces d'interaction entre les molécules de fluide et des forces d'interaction entre les molécules de fluide et celles de la paroi, chaque molécule de fluide ne s'écoule pas à la même vitesse. On dit qu'il existe un profil de vitesse. Des profils de vitesse à la notion de couche limite. La viscosité engendre un gradient de vitesse dans une section droite de conduite :

À la paroi, la vitesse du fluide est nulle (c'est la condition d'adhérence) ; la vitesse est maximale au centre de la conduite

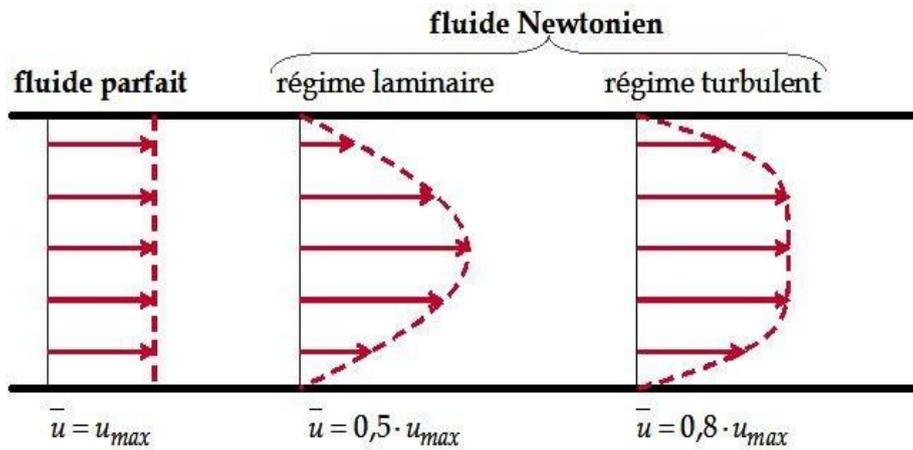


Figure 12 : Profil de vitesse [27]

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions générales de la mécanique de fluide et quelques concepts théoriques de base des écoulements de fluides autour des obstacles de type carrés

Chapitre III

Modélisation de la turbulence

III.1 Introduction :

La plupart des écoulements qu'on trouve dans la nature sont turbulents. Pour l'instant, une définition de la turbulence est difficile. Cependant la communauté scientifique s'est mise d'accord sur les caractéristiques des écoulements turbulents qui sont difficilement prévisibles avec des fluctuations de vorticités tridimensionnelles, instables et diffusives. De plus, ces écoulements présentent un spectre d'énergie à large bande. Dans ce chapitre, nous présentons une description des différents modèles de turbulence, les équations de conservation, ainsi que les trois approches numériques adoptées pour modéliser la turbulence.

III.2 Turbulence

Dans la dynamique des fluides, la turbulence ou l'écoulement turbulent est un mouvement de fluide caractérisé par des changements chaotiques de pression et de vitesse. Il contraste avec un flux laminaire, qui se produit lorsqu'un fluide s'écoule en couches parallèles, sans interruption. La turbulence est couramment observée dans les phénomènes quotidiens tels que le surf, les rivières à écoulement rapide, ou la fumée d'une cheminée (Fig. 13), et la plupart des écoulements de fluides se produisant dans la nature ou créés dans des applications d'ingénierie sont turbulents. La turbulence est causée par une énergie cinétique excessive dans certaines parties d'un écoulement de fluide, qui surmonte l'effet d'amortissement de la viscosité du fluide. Pour cette raison, la turbulence est généralement réalisée dans les fluides à faible viscosité. De manière générale, en écoulement turbulent, des tourbillons instationnaires apparaissent de plusieurs tailles qui interagissent les uns avec les autres, par conséquent la traînée due aux effets de friction augmente. Cela augmente l'énergie nécessaire pour pomper le fluide à travers un tuyau. La turbulence peut être exploitée, par exemple, par des dispositifs tels que des spoilers aérodynamiques sur des avions qui "gâchent" le flux laminaire pour augmenter la traînée et réduire la portance. Le début de la turbulence peut être prédit par le nombre de Reynolds sans dimension, le rapport de l'énergie cinétique à l'amortissement visqueux dans un écoulement de fluide.

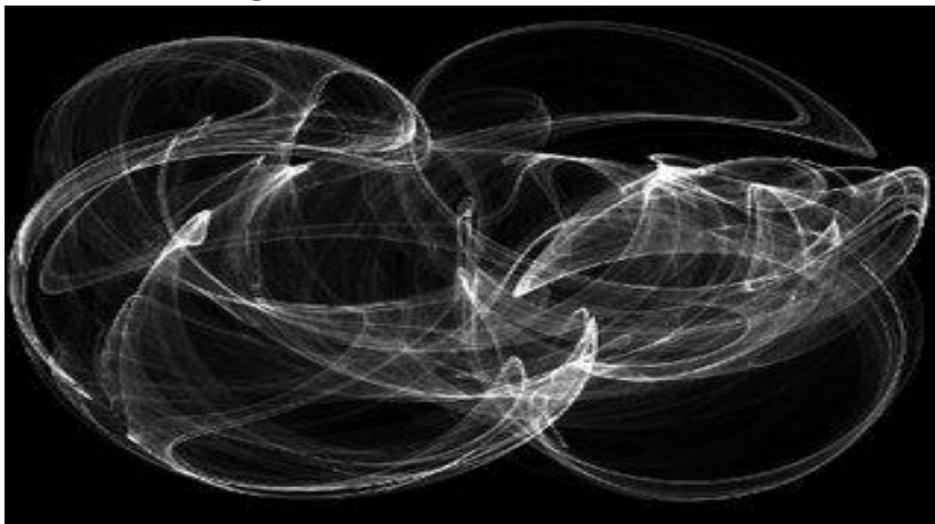


Figure 13 : La turbulence

Cependant, la turbulence a longtemps résisté à une analyse physique détaillée, et les interactions au sein de la turbulence créent un phénomène très complexe. Richard Feynman a décrit la turbulence comme le problème non résolu le plus important en physique classique [28].

III.3 Cascades d'énergie

Au sein d'un écoulement turbulent, coexistent plusieurs structures de tailles et de fréquences différentes. Les grandes structures (*structures énergétiques*) sont porteuses d'énergie cinétique, qui est généralement produite par les gradients de vitesse de l'écoulement moyen. Ces grandes structures donnent naissance à des structures plus petites en leur transférant une partie de leur énergie.

Le processus qui permet la division des grandes structures cohérentes en tourbillons plus petits est introduit par Richardson [29]. Il mentionne l'existence d'une hiérarchie continue de tourbillons de tailles différentes appelée cascade. Le principe est que l'énergie cinétique turbulente est transférée par des mécanismes non linéaires et non visqueux vers des petites échelles où les processus visqueux dissipatifs la transforment en chaleur (voir figure.14).

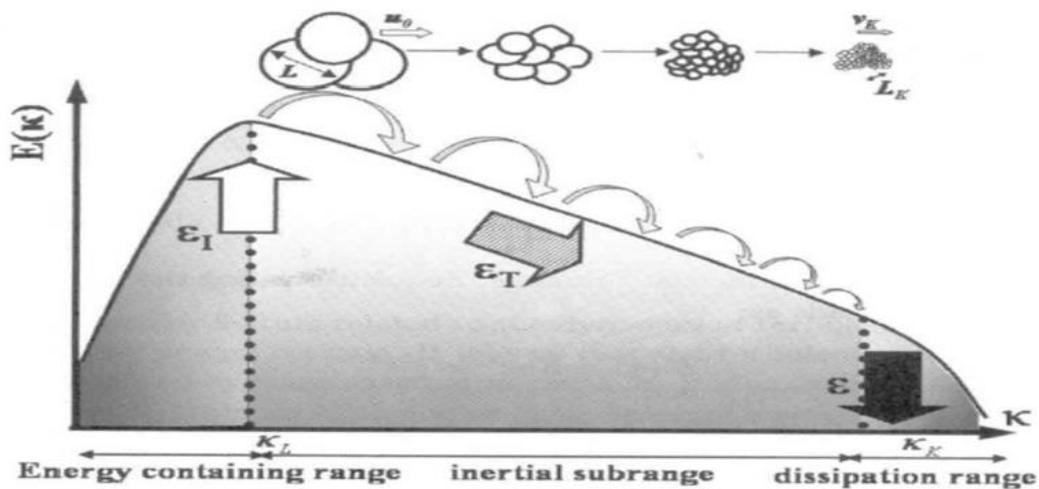


Figure 14 : Schéma de cascades d'énergie [30].

III.4 Equations gouvernantes

Le mouvement d'un fluide est décrit par les équations de conservation de la masse (Eq.III.1), de quantité de mouvement (Eq.III.3). Ces équations sont souvent simplifiées à l'aide d'hypothèses appropriées.

III.4.1 Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{III.1}$$

Ou
$$\frac{d\rho}{dt} + \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) = 0 \tag{III.2}$$

III.4.2 Equation de quantité de mouvement :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement sans forces de volume s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad} P + \nu \nabla^2 \vec{v} \tag{III.3}$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne : Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III.3a})$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III.3b})$$

Suivant z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III.3c})$$

Ou bien sous forme indicielle :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III.4})$$

Les équations de continuité, de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie couplées avec l'équation d'état qui fait l'accouplement entre la pression P , la masse volumique ρ , et la température T : $P = \rho r T$ forme un système d'équations exactes qui peuvent être résolues dans les écoulements laminaires et donnent des résultats exacts.

III.5 Décomposition de Reynolds et équations moyennées

Le traitement de l'écoulement turbulent par des outils statistiques fut introduit par Osborne Reynolds en 1895, dont le principe consiste à décomposer chaque variable associée à un champ turbulent comme la somme de sa moyenne et de sa fluctuation selon l'équation :

$$f(t) = \bar{f} + f'(t) \quad (\text{III.5})$$

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} f(t) d(t) \quad (\text{III.6})$$

\bar{f} est la partie moyenne et f' la partie fluctuante.

Δt est un intervalle de temps suffisamment grand pour donner une valeur moyenne correcte de \bar{f}

III.5.1 Règles de Reynolds :

Dans un écoulement turbulent, le mouvement des particules reste instationnaire, même avec des conditions aux limites stationnaires.

L'introduction de la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes conduit aux équations de Navier Stokes moyennées appelées RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes Equations) obtenues en servant des relations mathématiques suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{\alpha f} &= \alpha \bar{f} \\ \overline{f g} &= \bar{f} \bar{g} \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t}$$

III.5.2 Tensions de Reynolds

Le fonctionnement des règles de Reynolds signifie que la moyenne de chaque équation est calculée à l'aide des équations de Reynolds :

$$u_i(x, t) = \bar{u}_i(x) + u_i'(x, t) \quad (\text{III.8})$$

$$P(x, t) = \bar{P}(x) + P'(x, t) \quad (\text{III.9})$$

$$T(x, t) = \bar{T}(x) + T'(x, t) \quad (\text{III.10})$$

Cette décomposition permet de distinguer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant.

Equation de continuité

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i + \overline{u_i'}) = 0 \quad (\text{III.11})$$

Après développement, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III.12})$$

Equation de mouvement

$$\frac{\partial (\bar{U}_i + \overline{u_i'})}{\partial t} + (\bar{U}_j + \overline{u_j'}) \frac{\partial (\bar{U}_i + \overline{u_i'})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{P} + P')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (\bar{U}_i + \overline{u_i'})}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III.13})$$

Après simplification, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (\text{III.14})$$

Ou bien :

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (\text{III.15})$$

III.6 Modélisation des problèmes de turbulence

L'écoulement laminaire est prévisible et ordonné, par contre l'écoulement turbulent est caractérisé par son instabilité, son irrégularité, et son caractère apparemment aléatoire [34]. L'étude des écoulements turbulents est difficile et il n'y a pas de théories universelles décrivant les phénomènes de turbulence. Le recours à la puissance croissante des ordinateurs numériques devrait permettre de modéliser le problème de la turbulence afin de fournir des solutions utiles. Pour comprendre

ces écoulements, il est nécessaire de faire la différence entre la turbulence à petite échelle et les mouvements à grande échelle dans de tels écoulements. Les mouvements à grande échelle sont influencés par la géométrie de l'écoulement, tandis que la turbulence à petite échelle peut être considérée comme universelle et donc déterminée par la dissipation et la viscosité [31].

Il existe principalement trois axes de recherche :

- Les résolutions numériques déterministes (DNS, pour Direct Numerical Simulation)
- Les méthodes semi-déterministes (LES, pour Large Eddy Simulation)
- Les méthodes statistiques (RANS pour Reynolds Average Navier-Stokes) plus anciennes et largement développées donc les plus utilisées pour résoudre les problèmes d'écoulement turbulent. Les principaux critères de choix entre les différents modèles sont le niveau de description, l'exhaustivité, le coût et la facilité d'utilisation, le domaine d'application et la précision. Les sections suivantes décrivent les différentes techniques de simulation numérique utilisées en dynamique des fluides numériques (CFD).

III.6.1 Simulation numérique directe (DNS)

C'est la méthode la plus couteuse en termes de calcul. Elle permet de résoudre exactement les équations de Navier-Stokes et d'accéder à toutes les grandeurs instantanées de l'écoulement. Sur la figure.15, on voit clairement la création de la turbulence par un jet d'air issu d'une tuyère. La capacité et la performance des calculateurs actuels ne cessent de progresser mais ne permettent pas encore de traiter des cas compliqués avec des vitesses de haut débit par cette méthode qui nécessite encore une puissance de calcul excessive. Par conséquent, il convient de noter que le système DNS est limité à l'écoulement dont le nombre de Reynolds est faible à modéré. Une alternative à cette méthode est de simuler uniquement les grandes échelles et de modéliser les petites : c'est le cas du modèle LES.

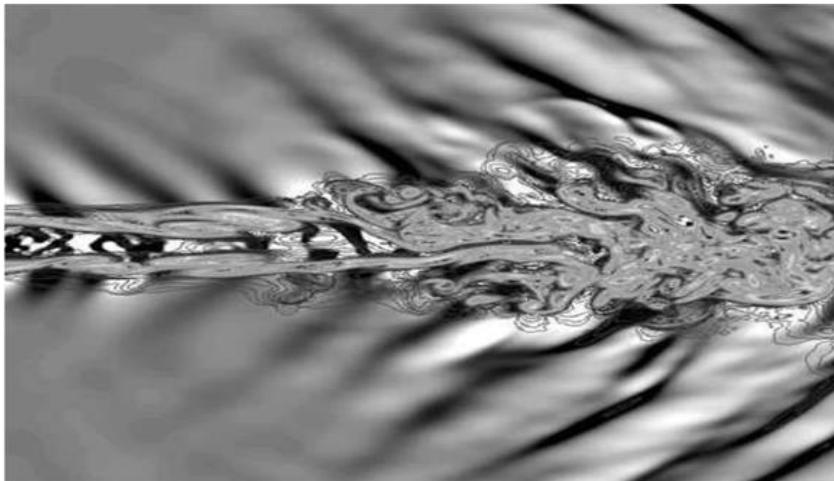


Figure 15 : Simulation directe numérique d'un jet, $M=1.92$, [32]

III.6.2 Simulation des grandes échelles (LES)

Dans les simulations de grands tourbillons, les équations de Navier-Stokes tridimensionnelles dépendantes du temps sont résolues numériquement. Puisque, à des nombres de Reynolds plus élevés, le mouvement turbulent à petite échelle ne peut être résolu, il est alors filtré et seuls les mouvements supérieurs à la largeur du filtre, qui est en général de l'ordre de la taille du maillage, sont résolus.

Les grandes simulations de Foucault (LES) sont généralement considérées comme le modèle de turbulence standard de la recherche en mécanique. Ce n'est pas un modèle RANS, mais plutôt une solution filtrée des équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie [33]. Grâce à cette technique de filtrage, le modèle LES permet de résoudre les plus grands mouvements contenant de l'énergie tout en modélisant les mouvements à l'échelle de la sous-grille. L'équation de quantité de mouvement contient le tenseur de contrainte, qui est obtenu simplement avec un modèle de viscosité turbulente [34]. Cette formulation est utilisée dans la hiérarchie du modèle de turbulence entre les simulations numériques directes (DNS), où toutes les échelles sont résolues jusqu'à l'échelle de longueur de Kolmogorov, et RANS où toutes les échelles sont modélisées [34]. Cela permet une précision beaucoup plus élevée que celle des modèles RANS. Cependant, les simulations LES nécessitent une résolution beaucoup plus fine des grilles de maillage, ce qui augmente le temps de calcul au moins linéairement. La plupart des simulations LES nécessitent un filtre et une résolution de grille de façon à ce que 80% de l'énergie soit résolue [34]. Pour les simulations dans ce travail de thèse, un modèle SGS de Smagorinsky-Lilly dynamique a été utilisé. Les facteurs de relaxation ont dû être ajustés pour assurer la stabilité.

III.6.3 Modélisation statistique de la turbulence (RANS)

Dans cette approche, le calcul des écoulements turbulents consiste généralement à utiliser des équations de Reynolds moyennées de Navier-Stokes (RANS) qui nécessitent des approximations heuristiques de fermeture pour modéliser les contraintes de Reynolds qui apparaissent dans ces équations à la suite du processus de calcul de la moyenne temporelle.

Les modèles RANS sont souvent incorporés dans des applications d'ingénierie mais présentent des difficultés en particulier pour la modélisation des écoulements complexes avec des taux de déformation moyens supplémentaires. Néanmoins, notons tout de suite que cette approche présente un fort degré d'empirisme, rendant alors la méthode peu fiable dans certaines configurations. Le domaine d'application est très vaste, avec ou sans transfert thermique.

Le principe de cette méthode repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées.

III.7 Modèles de turbulence

Il existe une grande variété de modèles de turbulence. On distingue en général les différentes méthodes de fermeture en fonction de leur complexité relative. Les modèles les plus simples utilisent des relations purement algébriques pour spécifier les contraintes turbulentes. Ces modèles s'appuient sur le concept de viscosité turbulente, dont la détermination est effectuée à l'aide de formules empiriques simples (modèles de Goertler, Prandtl, Cebeci-Smith,...).

Les modèles à une équation calculent une équation de transport turbulent, généralement l'énergie cinétique de turbulence. Il s'agit techniquement de l'énergie cinétique turbulente spécifique, bien qu'elle soit généralement appelée énergie cinétique de turbulence. Un modèle d'équation est incomplet car il relie normalement l'échelle de longueur de la turbulence à un paramètre d'écoulement. Le modèle original à une équation a été développé par Prandtl en 1945 [38].

Les modèles à deux équations de transport, fournissant un système fermé, constituent le système complet le plus simple utilisé dans les modélisations CFD. Ils se présentent sous la forme de deux équations : l'une pour l'énergie cinétique de turbulence spécifique et l'autre, pour l'énergie de dissipation, est liée à l'échelle de longueur de la turbulence.

Les modèles précédents s'appuient tous sur la notion de viscosité turbulente. Ce concept est mis

en défaut dans divers types d'écoulements, ce qui conduit à spécifier les contraintes de Reynolds à l'aide d'un système complet d'équations de transport. On parle alors de *modèles de second ordre ou modèles RSM* « Reynolds Stress Model ».

Il existe aussi des modèles intermédiaires qui utilisent deux équations de transport et un ensemble de relations algébriques pour calculer les éléments du tenseur de Reynolds.

L'objectif de ces modèles de turbulence pour les équations RANS, est de calculer les tensions de Reynolds, qui peuvent être faites par les trois principales du modèle RANS.

III.7.1 Modèles de turbulence zéro équation

Les modèles de turbulence algébriques ou modèles de turbulence zéro équation sont des modèles qui ne nécessitent pas la solution des équations, et sont calculées directement à partir des variables d'écoulement. En conséquence, ce modèle ne peut pas être en mesure de bien tenir compte des effets de l'histoire sur la turbulence, comme la convection et la diffusion de l'énergie turbulente. Ces modèles sont souvent trop simples pour une utilisation dans des situations générales, mais peuvent être très utiles pour les géométries simples d'écoulement ou dans des situations de démarrage. Les deux modèles à zéro équation les plus cités sont :

- Modèle de Baldwin-Lomax
- Modèle Cebeci-Smith

D'autres modèles encore plus simples, décrits sous forme de lois de viscosité

$\mu_t = f(y^+)$, sont parfois utilisés dans des situations particulières (par exemple, de sous couches ou des jets limites), comme le modèle Johnson-King.

III.7.2 Modèle de turbulence une équation

Les modèles une équation reposent sur la résolution d'une équation de transport turbulent, généralement l'énergie cinétique turbulente. Le modèle à une équation originale est le modèle d'une équation de Prandtl.

- Modèle de Prandtl

Pour compléter la fermeture de l'équation de l'énergie cinétique, Prandtl a posé une forme pour la dissipation ε en introduisant un coefficient de fermeture C_D , la dissipation devient alors : [35]

$$\varepsilon = \frac{C_D K^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (\text{III.16})$$

l représente l'échelle de longueur de la turbulence qui doit être spécifiée dans chaque cas particulier de l'écoulement. Elle est en générale proportionnelle à l'épaisseur de l'écoulement, mais la constante de proportionnalité varie en fonction de l'écoulement.

On écrit alors une équation supplémentaire pour obtenir l'énergie cinétique k :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial k_j} - C_D \rho \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u + \frac{u_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (\text{III.17})$$

$$\mu_t = \rho K^{\frac{1}{2}} l \quad (\text{III.18})$$

- Modèle de Nee et Kovasznay (1969)

Avec le schéma de Nee et Kovasznay, c'est la viscosité de turbulence elle-même qui fait l'objet d'une équation de transport. Celle-ci, totalement empirique, revêt la forme générale de bilan avec les termes d'advection, de diffusion, source (production) et puits (dissipation). Pour des nombres de Reynolds élevés, celle-ci s'écrit :

$$\bar{U} \frac{\partial v_t}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial v_t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(v_t \frac{\partial v_t}{\partial y} \right) + A v_t \left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right| - B \frac{v_t^2}{l^2} \quad (\text{III.19})$$

A et B sont deux coefficients, l désigne une échelle de longueur qui est prescrite algébriquement. Les inconvénients des modèles à une équation sont l'empirisme de la prescription de l'échelle de longueur et l'extension difficile au cas tridimensionnel.

III.7.3 Modèles de turbulence à deux équations

Les modèles de turbulence à deux équations sont les couramment utilisés en. Des modèles comme le modèle k - ε et celui de k - ω sont devenus des modèles standards de l'industrie et sont couramment utilisés pour la plupart des types de problèmes d'ingénierie. Les modèles de turbulence de deux équations font aussi l'objet de nombreux travaux de recherche ayant pour objectif l'élaboration de nouveaux modèles à deux équations raffinés.

Le plus souvent, l'une des variables transportées est l'énergie cinétique turbulente k ; la seconde variable transportée varie en fonction du type de modèle, à deux équations, utilisé. Les choix les plus communs sont la dissipation turbulente, ε , ou la dissipation spécifique, ω . La seconde variable peut être considérée comme la variable qui détermine l'ampleur de la turbulence (une longueur ou une dimension temporelle) alors que la première variable, k , détermine l'énergie dans la turbulence.

III.7.3.1 Modèle k - ε :

Le modèle k - ε est le modèle le plus populaire. Il présente les équations de l'énergie cinétique de turbulence spécifique (k) et de la dissipation par unité de masse (ε). Il a été développé pour la première fois par Jones & Launder [36], puis amélioré par Launder et Sharma [37]. Ce modèle est largement utilisé, il est normalement appelé modèle k - ε standard ou simplement modèle k - ε sans aucune référence.

- **Modèle standard k - ε**

Ce modèle est décrit par les équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho k u_i = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(u + \frac{u_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k + P_b + P_\varepsilon - Y_m + S_k \quad (\text{III.20})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \rho C_{1\varepsilon} S_\varepsilon \frac{\varepsilon}{K} (P_K + C_{3\varepsilon} P_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} + S_\varepsilon \quad (\text{III.21})$$

Dans les équations III.24 et III.25, P_k et P_b ce sont les termes de production de l'énergie cinétique dus respectivement aux gradients de vitesse moyenne et à la flottabilité. Les nombres turbulents de Prandtl pour k et ε sont représentés respectivement par les constantes σ_ε et σ_k .

La viscosité turbulente est ensuite modélisée par l'équation 26 :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.22})$$

Ce modèle nécessite cinq coefficients de fermeture qui seront présentés sur le tableau 2 :

C_{1s}	C_{2s}	C_μ	σ_k	σ_s
1.44	1.92	0.09	1.0	1.3

Tableau 2 : Coefficients empiriques du modèle k - ε standard.

• Modèle k - ε réalisable

Le terme «*realizable*» veut dire que le modèle satisfait certains critères mathématiques sur les contraintes normales consistantes avec la physique des écoulements turbulents. Ce modèle proposé par Shih et al [38] a été proposé dans l'intention d'améliorer les déficits du modèle standard k - ε en adoptant:

- Une nouvelle formule de viscosité turbulente impliquant une variable μ initialement proposée par Reynolds.
- Un nouveau modèle d'équations pour la dissipation basé sur l'équation dynamique du carré de la vorticité fluctuante.

Équations de transport

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho k u_i = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + 2U_t S_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon + Y_M \quad (\text{III.23})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{K + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (\text{III.24})$$

Avec

$$C_1 = \max \left[0.43 \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad \eta = S \frac{K}{\varepsilon} \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

G_k étant la production de l'énergie cinétique turbulente $G_h = \mu_t S^2$

$$S = 2S_{ij}S_{ij} \quad (\text{III.25})$$

S est le module du taux de tenseur de déformation moyen.

Les valeurs des constantes du modèle sont présentées dans le tableau 3

C_{1s}	C_{2s}	σ_k	σ_s
1.44	1.9	1.0	1.2

Tableau 3: Coefficients empiriques du modèle k - ε réalisable.

III.7.3.2 Modèle RNG $k-\varepsilon$:

Le modèle a été développé par Yakhot et al [39] en utilisant RNG Re-Normalisation Groupe (RNG). Cette méthode consiste à normaliser les équations de Navier-Stokes, pour tenir compte des effets de petites échelles de mouvement. Dans le modèle $k-\varepsilon$ standard, la viscosité turbulente est déterminée à partir d'une échelle de longueur de turbulence unique, de sorte que la diffusion turbulente calculée correspond à ce qui se produit uniquement à l'échelle spécifiée, alors qu'en réalité, toutes les échelles de l'écoulement contribueront à la diffusion turbulente.

L'approche de RNG, est une technique mathématique qui peut être utilisée pour un modèle de turbulence similaire à celui de $k-\varepsilon$, se traduit par une forme modifiée de l'équation epsilon en prenant en compte les différentes échelles de mouvement.

Viscosité turbulente :

$$v_t = \frac{c_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.26})$$

Energie cinétique de turbulence :

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = 2v_t S_{ij} S_{ij} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III.27})$$

Taux de dissipation :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{2v_t S_{ij} S_{ij} \varepsilon}{K} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{K} - R + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{(v+v_t)}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III.28})$$

R représente :

$$R = \frac{c_\mu \gamma^3 (1-\gamma/\gamma_0) \varepsilon^2}{1+\beta\gamma^3} \frac{1}{K} \quad (\text{III.29})$$

Où

$$\gamma = \sqrt{2} S_{ij} K / \varepsilon \quad (\text{III.30})$$

C_{s1}	C_{s2}	C_μ	σ_k	σ_ε	γ_0	B
1.42	1.68	0.085	0.72	0.72	4.38	0.012

Tableau 4 : Coefficients empiriques du modèle RANG $k-\varepsilon$.

III.7.3.3 Le modèle K- ω

Le modèle K- ω est l'un des modèles de turbulence les plus couramment utilisés. Il comprend deux équations de transport supplémentaires pour représenter les propriétés de turbulence de l'écoulement et permet de tenir compte notamment des effets de la convection et de la diffusion de l'énergie turbulente. Il présente aussi l'avantage d'analyser l'écoulement près de la paroi.

Ce modèle est décrit par :

- Viscosité turbulente :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (\text{III.31})$$

- Dissipation

$$\varepsilon = c_\mu \omega k \quad (\text{III.32})$$

L'équation d'énergie cinétique de turbulence devient :

$$\rho \frac{\partial K}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.33})$$

Celle du taux de dissipation spécifique ou fréquence turbulente s'écrit :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = 2\alpha S_{ij} S_{ij} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.34})$$

Les valeurs des coefficients sont :

$$c_\mu = 0.09, \sigma_k = 2, \sigma_\omega = 2, \alpha = \frac{5}{9} \approx 0.56, \beta = \frac{3}{40} = 0.075$$

- **Modèle SST k- ω**

Le modèle k- ω Shear-Stress Transport (SST) combine la force et la précision des modèles standard k- ω et k- ε et adapte le terme de contrainte de cisaillement au modèle Johnson-King [40]. Il fonctionne très bien dans les régions de sous-couches visqueuses et de paroi éloignée. Ceci est accompli par l'ajout de fonctions de mélange qui sont nulles loin de la frontière résultant en un modèle de type k- ε et une à l'intérieur de la couche limite résultant en un modèle k- ω [41]. Les équations de transport pour le modèle k- ω SST sont :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \bar{P}_k - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{III.35})$$

Dissipation spécifique :

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = 2\alpha \rho S_{ij} S_{ij} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{III.36})$$

La fonction F_1 est définie par :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{c_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L^2 \omega} \right) \frac{4\rho \sigma_\omega k}{CD_{k\omega} L^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (\text{III.37})$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_\omega k \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (\text{III.38})$$

La viscosité turbulente est donnée par la relation :

$$V_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \sqrt{2} S_{ij} F_2)} \quad (\text{III.39})$$

La deuxième fonction de mélange F_2 est définie par :

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (\text{III.40})$$

Pour éviter l'accumulation de la turbulence dans des régions de stagnation une production limitée est utilisée :

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot C_\mu \rho k \omega) \quad (\text{III.41})$$

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.42})$$

Les constantes de modèle sont calculées en utilisant la fonction de mélange F_1 :

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (\text{III.43})$$

Les valeurs des constantes de ce modèle sont dans le tableau 5:

σ_{k1}	σ_{k2}	C_μ	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$	α_1	α_2	β_2
0.85	1.0	0.09	0.5	0.856	5/9	0.44	0.0828

Tableau 5 : Coefficients empiriques du modèle SST $k-\omega$.

Ce modèle est principalement conseillé dans des situations où le fluide subit des changements brusques de contraintes, c'est le cas par exemple pour des écoulements sur des surfaces courbées ou lors de séparation de couches limites.

III.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les équations mathématiques régissant l'écoulement du fluide, les trois approches numérique de la turbulence, ainsi que les différents modèles de turbulence, et on a pu conclure que le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est plus précis que les autres modèles surtout dans la zone près de la paroi et il est très utilisé dans les cas de décollement de la couche limite, c'est ce modèle qui sera utilisé dans la suite de ce travail.

Chapitre IV :
Simulations numériques sous
ANSYS-Fluent
-Résultats et discussions

IV. Introduction :

La mécanique des fluides numérique (MFN), plus souvent désignée par le terme anglais Computational Fluid Dynamics (CFD), consiste à étudier les mouvements d'un fluide, ou leurs effets, par la résolution numérique des équations régissant le fluide. En fonction des approximations choisies, qui sont en général le résultat d'un compromis en termes de besoins de représentation physique par rapport aux ressources de calcul ou de modélisation disponibles, les équations résolues peuvent être les équations d'Euler, les équations de Navier Stokes, etc. La MFN a grandi d'une curiosité mathématique pour devenir un outil essentiel dans pratiquement toutes les branches de la dynamique des fluides, de la propulsion aérospatiale aux prédictions météorologiques en passant par le dessin des coques de bateaux. Dans le domaine de la recherche, cette approche est l'objet d'un effort important, car elle permet l'accès à toutes les informations instantanées (vitesse, pression, concentration) pour chaque point du domaine de calcul, pour un coût global généralement modique par rapport aux expériences correspondantes.

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats de simulation obtenus à l'aide du code CFD (Ansys Fluent 17.2). On va étudier l'influence de plusieurs paramètres sur l'écoulement autour d'un seul obstacle et deux obstacles en position verticale et horizontale tels que : L'influence du nombre de Reynolds (laminaire $Re = 5$ et 10 et 20 [42] turbulent $Re = 5000$ et 22000 et 10000 . [11][13]

L'influence de l'espacement entre les deux obstacles sur la structure de l'écoulement. Les résultats obtenus sont présentés sous forme des Contours

IV.1 Description du problème et conditions aux limites

Le dessin schématique du problème considéré dans l'étude actuelle est présenté sur la figure.15 contient la géométrie d'un obstacle à un et deux obstacle carre (verticale et horizontale) à analyser dans ce travail sur la figure.16 (a) et 16. (b), un seul obstacle carré de taille $D=0.1\text{m}$ est placé à l'intérieur d'un domaine de calcul de forme rectangulaire de hauteur $H=0.70\text{m}$ et de longueur $L=0.80\text{m}$. La distance entre la position d'entrée du domaine et la surface avant de l'obstacle est $L_u=0.20\text{m}$ tandis que la distance depuis la surface arrière d'obstacle pour sortir de la position du domaine est $L_d=0.50\text{m}$. À la position d'entrée, les vitesses longitudinales et transversales sont réglées sur U_0 et $v = 0$. En position de sortie, condition aux limites Pression atmosphérique.

Aucune condition aux limites de glissement $u = v = 0$ n'est appliquée aux surfaces solides comme le corps de l'obstacle. La géométrie du problème présentée sur les figures 16 ; 16(b) et 16(a).

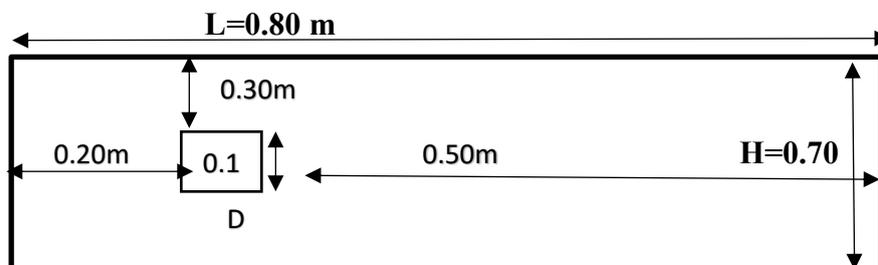


Figure 16 : Géométrie du problème

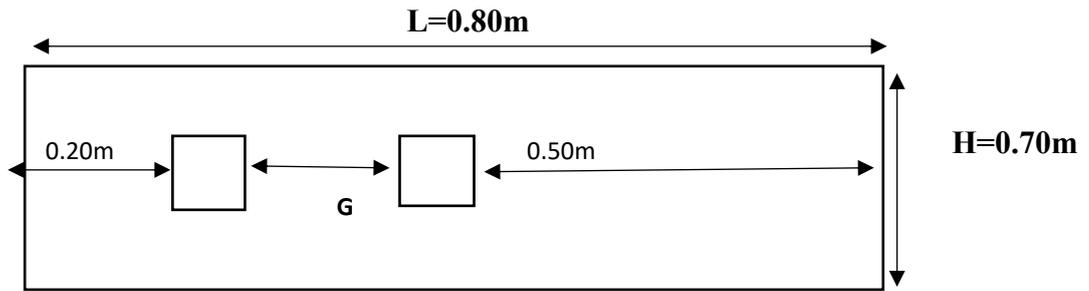


Figure 16(a) : Géométrie de deux obstacles horizontaux

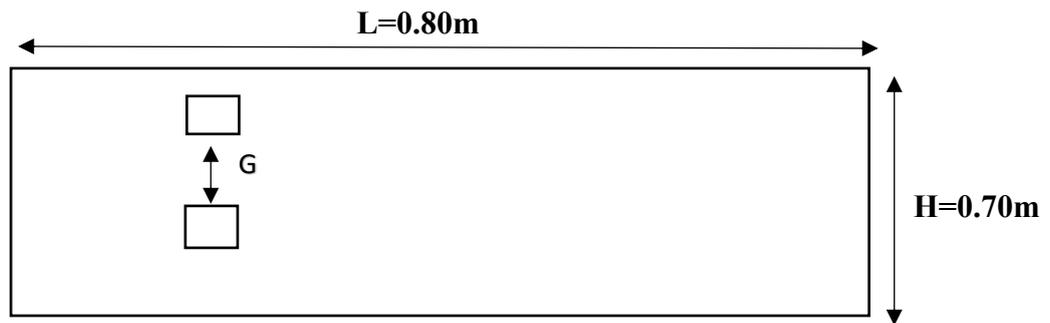


Figure 16(b) : Géométrie de 2 obstacles verticale

IV.1.1. Conditions aux limites :

Les conditions aux limites utilisées dans cette étude sont les suivants :

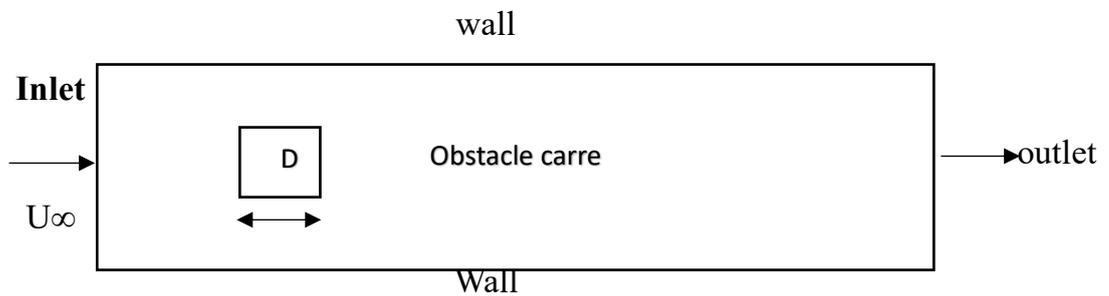


Figure 17 : Condition aux limites

- A l'entrée de l'écoulement la condition aux limites est de type vitesse à l'entrée < velocity inlet > cette vitesse est variable

$$\text{On a: } Re = \frac{\rho U_{\infty} D}{\mu} \quad \rightarrow \quad U_{\infty} = \frac{\mu Re}{\rho D}$$

Avec ρ :la masse volumique en kg/m³

μ :la viscosité dynamique en Pa.s

Le tableau suivant montre les différentes vitesses utilisées dans cette étude

Vitesse	Nombre de Reynolds
$U_{\infty}=0.0524 \text{ m /s}$	Re=5000
$U_{\infty}=0.10048 \text{ m/s}$	Re=10000

$U_{\infty}=0.22106$ m/s	Re=22000
--------------------------	----------

Tableaux 6 : Vitesses

- La sortie de la conduit, la condition aux limites est la pression atmosphérique <pressure outlet>.
- Pour les deux parois en parallèle et l’obstacle carre la condition est parois <Wall> sans transfert de chaleur
- La masse volumique et la viscosité dynamique de l’eau sont respectivement 998.2 Kg /m³ et 0.001003 Pa.s

IV.1.2. Hypothèses simplificatrices :

Afin de rendre le model de calcule plus détaillé et plus précis. Il faut introduire certaines

Hypothèses simplificatrices qui se sont reparties comme suit :

- L’écoulement est instationnaire
- Le fluide est incompressible et visqueux (dans notre étude c’est l’eau)
- L’écoulement est supposé bidimensionnel sans transfert de chaleur
- Le régime de l’écoulement de fluides est laminaire (comme première étape) et turbulent (pour la majorité des calculs).

IV.1.3. Paramètres de la simulation numérique :

Le tableau suivant illustre les différents paramètres de la simulation numérique :

Type of solver	2D
Temporal Discretization	Instationnaire
Scale Mesh	<ul style="list-style-type: none"> • Unités : mètre
Viscous	Laminaire; Turbulent
Turbulent Model	SST k- ω
Material	Fluide incompressible
Boundary conditions	<ul style="list-style-type: none"> • Entrée : Velocity inlet • Sortie : Pressure outlet
Solution methods	<ul style="list-style-type: none"> • Scheme : SIMPLE • Pressure : QUICK • Momentum : second ordre upwind
Initialize	Hybride initialisation <ul style="list-style-type: none"> • Initialize
Calculation	<ul style="list-style-type: none"> • Autosave Every (Time Steps) :1
Run circulation	<ul style="list-style-type: none"> • Time step size : 0.01 • Number of time steps : 500

Tableaux 7 : Paramètres de la simulation numérique

IV.2 Indépendance de la grille, indépendance du domaine et validation du code

Avant de commencer les calculs pour le problème réel, l'étude de l'indépendance de la grille est effectuée afin de sélectionner une taille de grille qui n'affecte pas les résultats des calculs. À cette fin, quatre tailles de grille différentes, à savoir une grille à 50000 nœuds ; 44439 nœuds ; 32383 nœuds et 21805 nœuds sont sélectionnées le long de la surface d'un seul obstacle carré, le nombre de Reynolds est fixé à $Re=22000$. Outre la taille de la grille, la taille du domaine de calcul a également une grande influence sur les caractéristiques de l'écoulement autour des corps carrés. Cela peut accélérer ou ralentir le processus de libération des vortex, ce qui affecte considérablement les paramètres physiques. A partir de la grille de 44439 nœuds on remarque que la solution (la vitesse) est indépendante du maillage donc on a abouti au cas de 44439 points de grille sur la surface de l'obstacle carré pour l'étude actuelle.

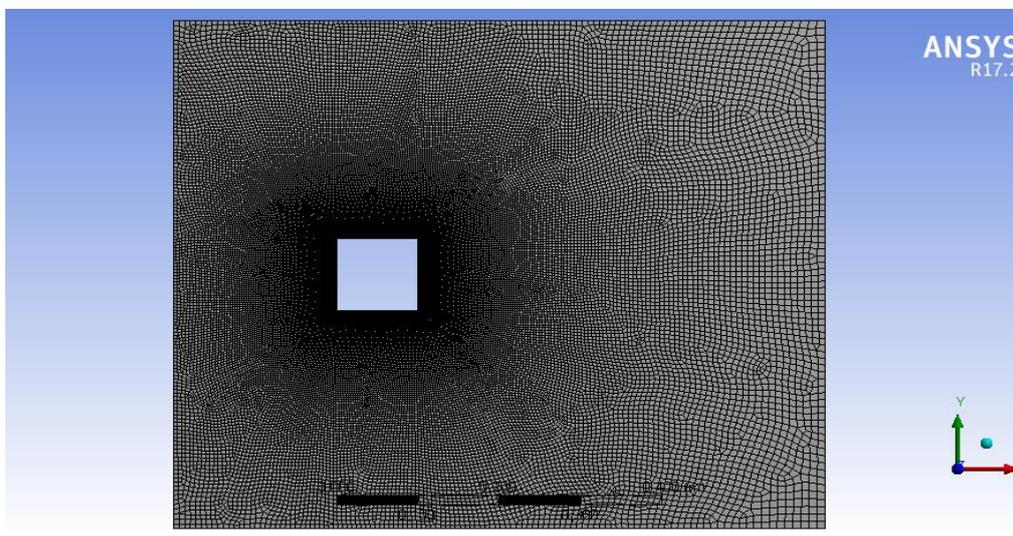


Figure 18 : Dimensions et partition de maillage du un seule obstacle

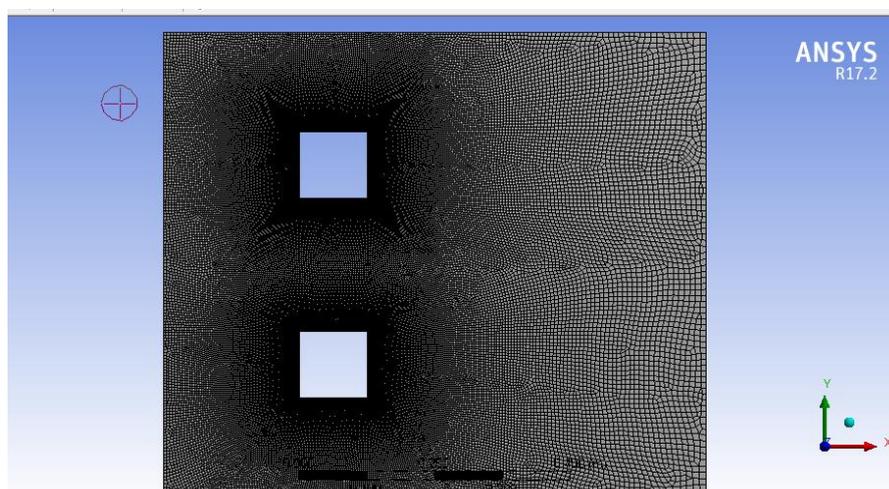
IV.2.1 Cas deux obstacles horizontales :

Figure 18(a) : Maillage de deux obstacles horizontaux

IV.2.2 Cas deux obstacles horizontales :

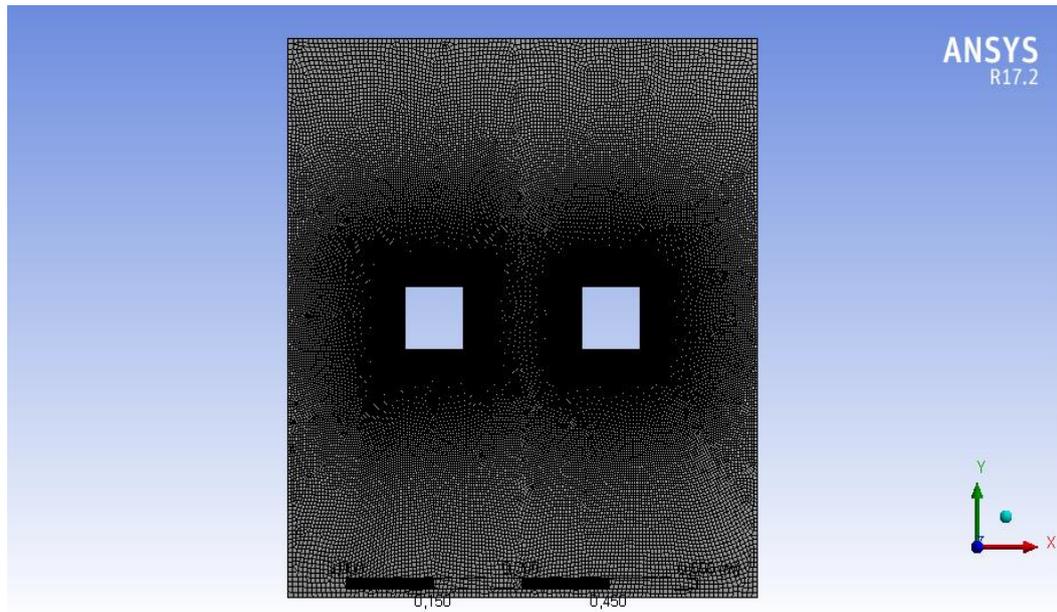


Figure 18(b) : Le maillage de 2 obstacles verticale

Des simulations numériques CFD ont été réalisées à l'aide du logiciel ANSYS-Fluent 17.2 de turbulence SST $k-\omega$ a été adoptée. Le schéma QUICK a été adopté pour discrétiser le terme de quantité de mouvement et le schéma Standard a été adopté pour le terme de pression. L'algorithme SIMPLE a été utilisé pour résoudre l'équation couplée de pression et de vitesse, et le coefficient de correction d'asymétrie a été fixé à 1,0. Les critères de convergence pour les résidus itératifs de tous les paramètres ont été fixés à moins de 1×10^{-5} , et la vitesse et la pression de tous les points de surveillance ne changent pas. Afin de garantir la précision et la stabilité des résultats CFD, des grilles structurées ont été adoptées et la zone proche de l'obstacle carré a été affinée (voir Figure 18). Il convient de noter que, afin de capturer les caractéristiques d'écoulement à proximité de la récession du coin

La vitesse du fluide entrant U_0 du domaine de calcul a été fixée à 0.22106 m/s et le nombre de Reynolds correspondant Re était de 22 000. Le fluide utilisé dans la simulation c'est l'eau de masse volumique $\rho=998.2 \text{ kg/m}^3$ et une viscosité $\mu=0.001003 \text{ Pa.s}$

IV.3 Ecoulement autour d'un seul obstacle carré

Afin d'analyser plus en détail les écoulements autour des obstacles carrés, on s'intéresse premièrement à l'écoulement de l'eau autour d'un seul obstacle en régime laminaire. Pour ce faire on fait varier le nombre de Reynolds de ... à ... et on trace les lignes de courant pour chaque cas.

IV.3.1 Ecoulement Laminaire

Les figures 19 (a), (b), (c), (d) et (e) montrent que les lignes de courant sont uniformes, ou deux lobes presque symétriques se forment derrière l'obstacle et s'éloignent de l'obstacle en augmentant la vitesse de circulation de l'eau. De plus, on remarque que lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, le point de détachement s'éloigne de l'obstacle. Tandis que la figure 19(e), montrent des phénomènes

transitoires et un sillage instationnaire qui se forme derrière l'obstacle carré. Ces résultats sont en accords avec ceux de la Réf [42], comme le montre les contours présentés sur la fig 20.

Lorsque le nombre de Reynolds est faible (Fig 19 -a), les forces visqueuses dominent et l'écoulement est généralement laminaire et lisse. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, les forces d'inertie deviennent plus importantes et les écoulements peuvent devenir turbulents (figure 19e). Dans le cas d'un écoulement autour d'un obstacle carré, l'augmentation du nombre de Reynolds peut entraîner des modifications significatives des caractéristiques de l'écoulement. Aux faibles nombres de Reynolds, l'écoulement peut être laminaire avec des lignes aérodynamiques bien définies. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, des tourbillons et des zones de séparation peuvent se former derrière l'obstacle, entraînant une augmentation des pertes de charge et des forces de traînée.

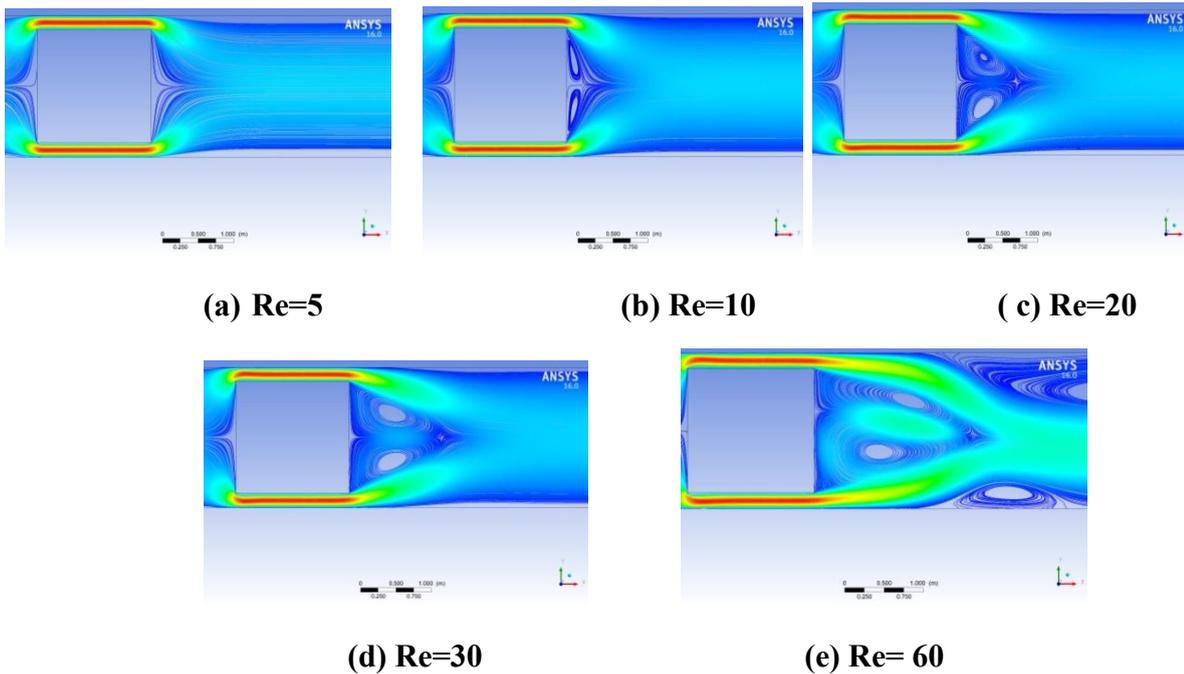


Figure 19 : Lignes de courant pour différents nombres de Reynolds à t=2s

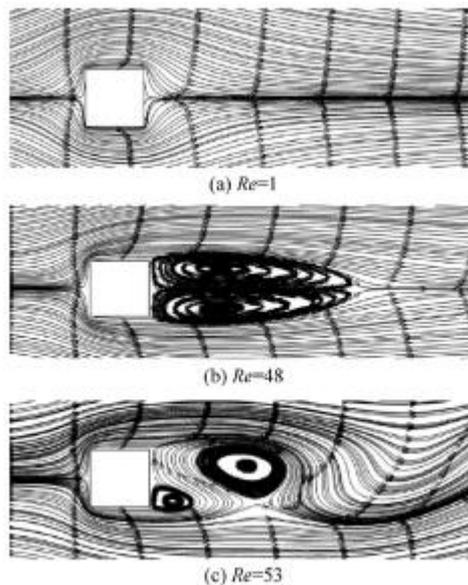


Figure 20 : Lignes de courant pour différents nombres de Reynolds [42]

IV.3.2 Ecoulement turbulent

IV.3.2.1 Effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement autour d'un obstacle carré

Les figures (21-23), montrent les contours de tourbillon instantané autour de la section carrée. Pour différents nombres de Reynolds (5000-10000- 22000) à l'instant $t=5s$. on peut voir sur les figures (21-23) qu'il y avait de nombreuses structures de vortex autour des sections. La face inférieure était dominée par des vortex positifs. Tandis que les vortex négatifs dominaient la face supérieure. Avec la formation et le développement des vortex en aval, une perte alternée de vortex s'est produite dans la région du sillage, et la modification de la récession du coin n'a pas modifié la tendance au développement des vortex. On compare les résultats avec le travail de Zhang, Ling [50] et de Sercan Yagmur et Al,[51] dans les figures (24-26)

On remarque aussi que la longueur de la zone de recirculation augmente en fonction de nombre de Reynolds.

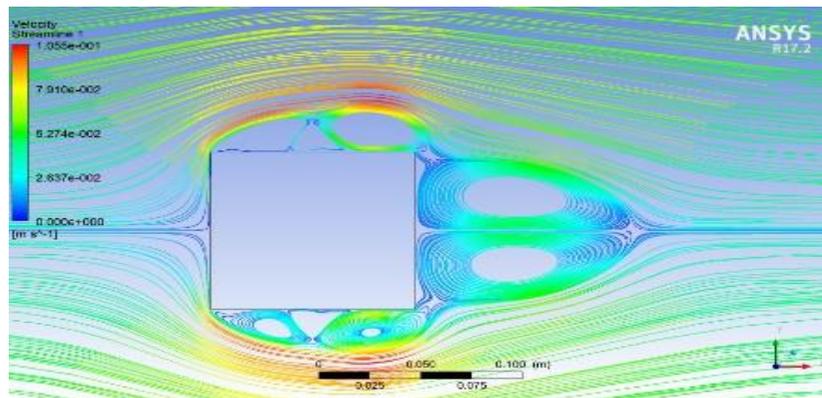


Figure 21 : Lignes de courant pour le cas : Re 5000 et $t=5s$

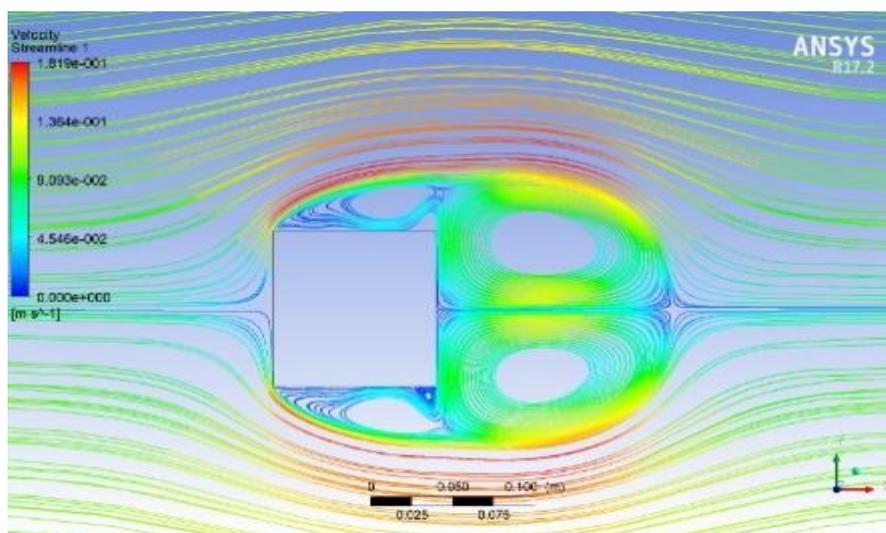


Figure 22 : Lignes de courant pour le cas : Re 10000 et $t=5s$

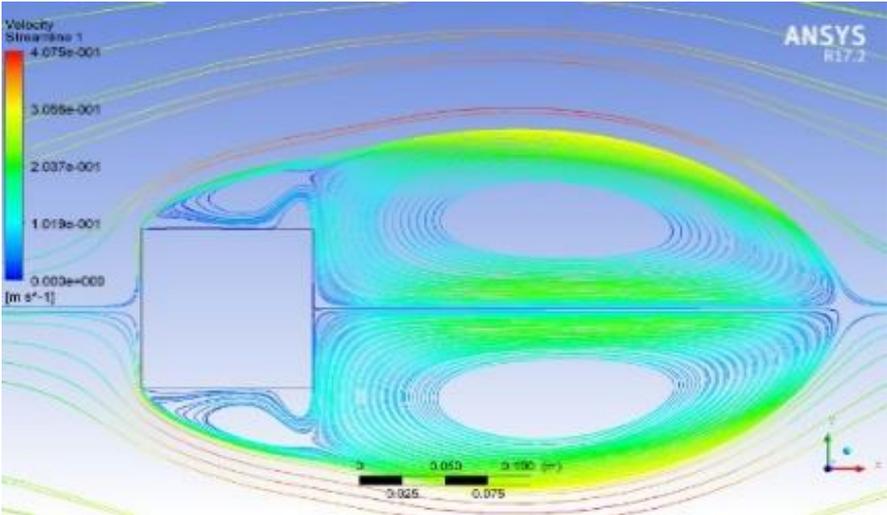


Figure 23 : Lignes de courant pour le cas : Re 22000 et t=5s

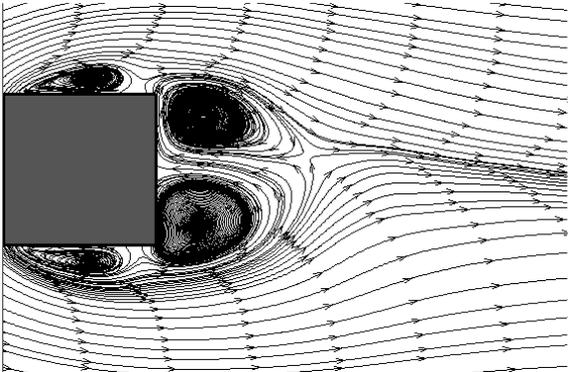


Figure 24 : Re=10000 (le travail de Sercan Yagmur et Al,[13])

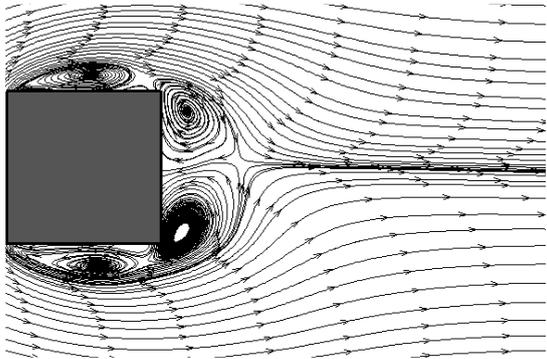
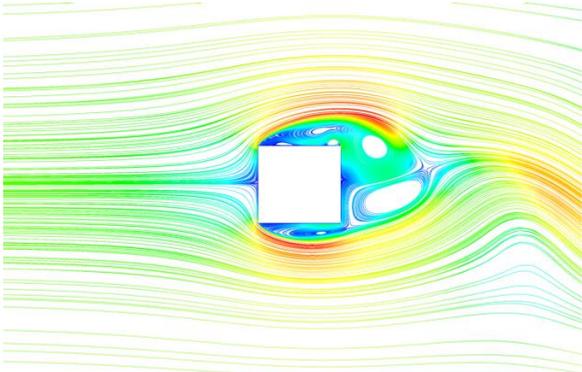
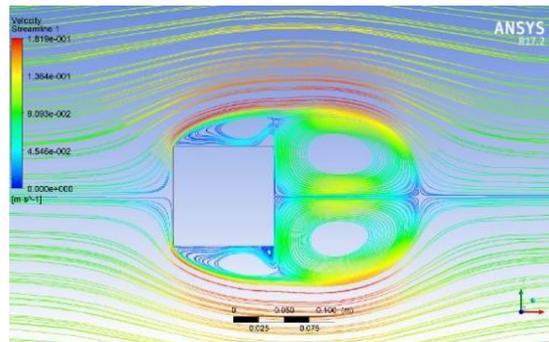


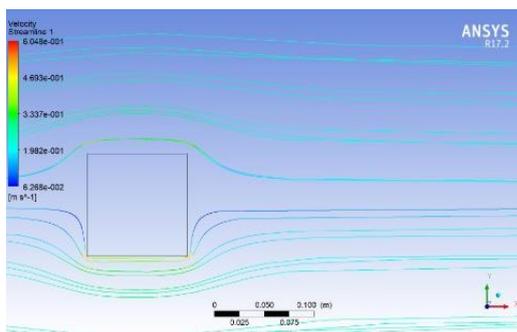
Figure 25 : Re=5000 (le travail de Sercan Yagmur et Al,[13])



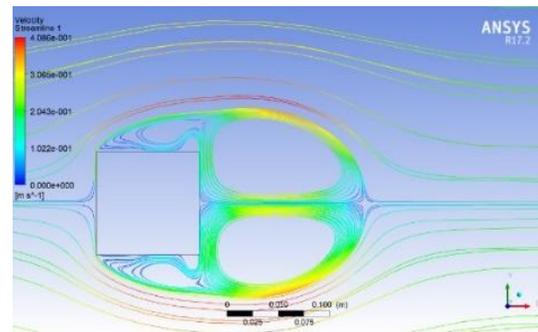


$t=5s$

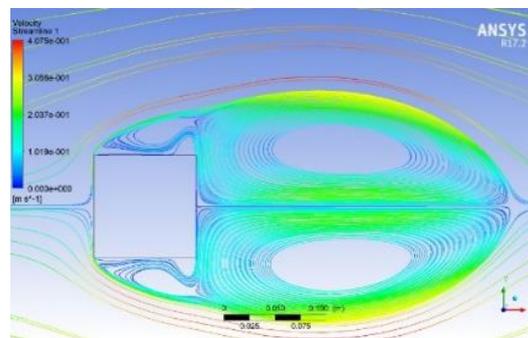
Figure 28 : Lignes de courant pour le cas : Re 10000



$t=0.01s$



$t=2.5s$



$t=5s$

Figure 29 : Lignes de courant pour le cas : Re 22000

IV.4 Écoulement autour de deux obstacles carrés verticaux

L'écoulement à travers deux structures de section carrés dépend principalement de deux paramètres : Re et G. Dans cette section, la variation des états d'écoulement autour d'obstacle à deux obstacles verticaux, sous l'effet des nombres de Reynolds, sera discutée à 4 espacements d'espacement différents, c'est-à-dire $G = 0.05 ; 0.1 ; 0.2$ et 0.3 . Comme nous l'avons déjà vu dans la section ci-dessus indique qu'il existe trois états principaux d'écoulement autour d'un seul obstacle carré : état stable, état de transition et état instable, et chaque état a sa propre plage de Re, dans cette section, nous étudierons l'effets de Re et du gap G sur la forme de l'écoulement.

IV.4.1 Effet du Gap :

A partir d'études antérieures, on peut déduire qu'à $g = 0.05$ (voir figure 30), il existe un fort effet de proximité des obstacles. Les caractéristiques de débit de chaque obstacle sont influencées par celles de l'autre obstacle en raison de l'espace étroit entre ces corps. Mais à $G = 0.3$ (figure.33), l'effet de proximité devient plus faible et chaque obstacle dans le champ d'écoulement est capable de se débarrasser de ses propres vortex. C'est pourquoi nous avons sélectionné ces deux valeurs d'espacement afin d'analyser la variation des états d'écoulement sous l'effet de Re temporellement à la fois à faible et à grand espacement entre les obstacles. Cette sélection nous permet d'analyser les caractéristiques d'écoulement sous deux aspects : (A) lorsqu'il existe une forte influence de plusieurs corps les uns sur les autres et (B) lorsque ces multiples corps ont des caractéristiques d'écoulement indépendantes. Il convient également de noter que pour analyser la variation de l'état d'écoulement autour de chaque géométrie, les calculs sont démarrés à partir de $Re = 5000$ et arrêtés à une valeur de $Re = 22000$.

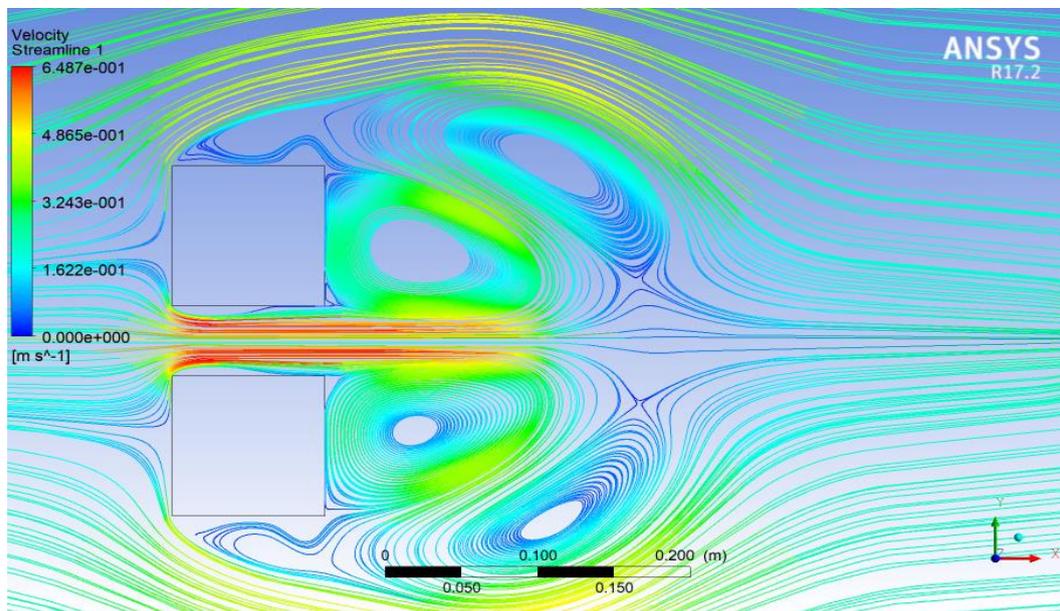


Figure 30 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.05m$, $t=2.5s$, $Re=22000$

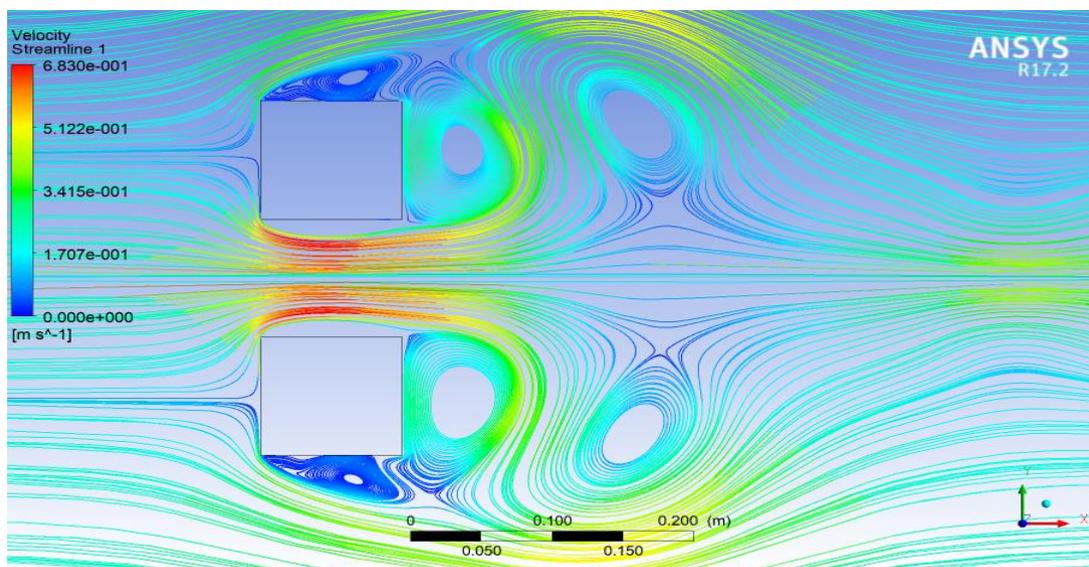


Figure 31 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.1\text{m}$, $t=2.5\text{s}$, $Re=22000$

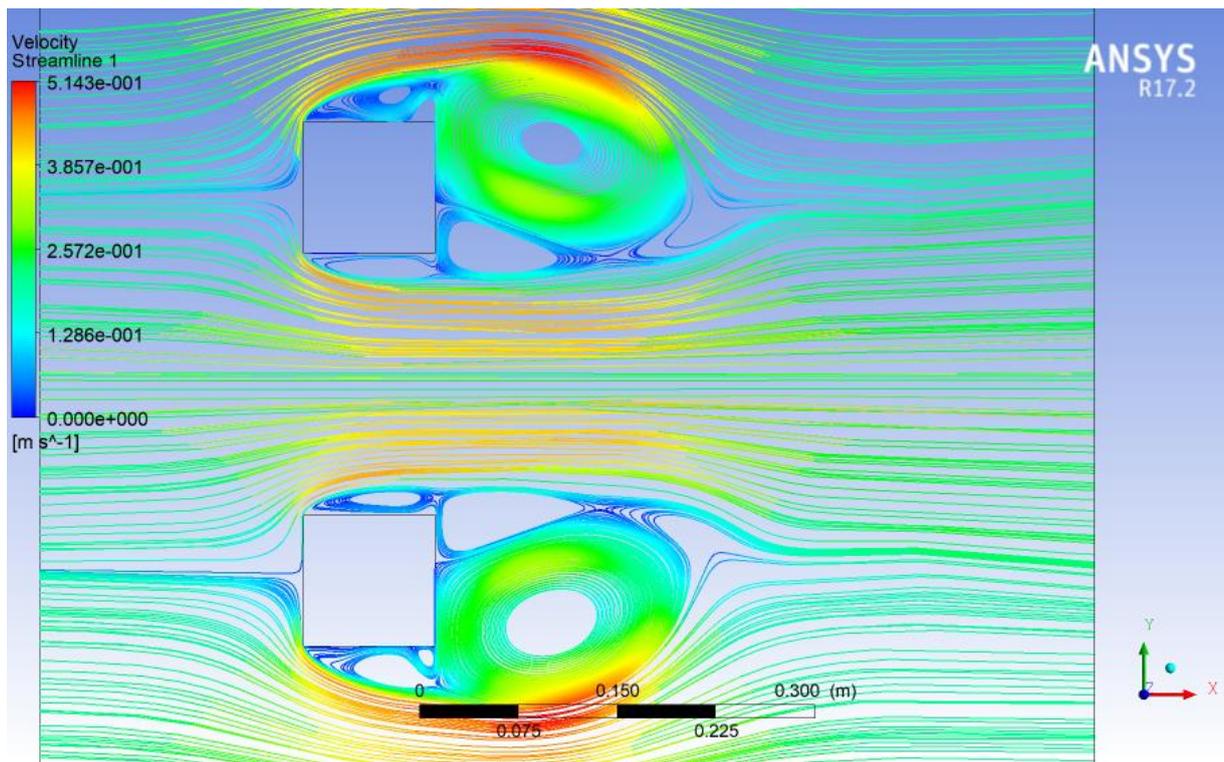


Figure 32 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.2\text{m}$, $t=2.5\text{s}$, $Re=22000$

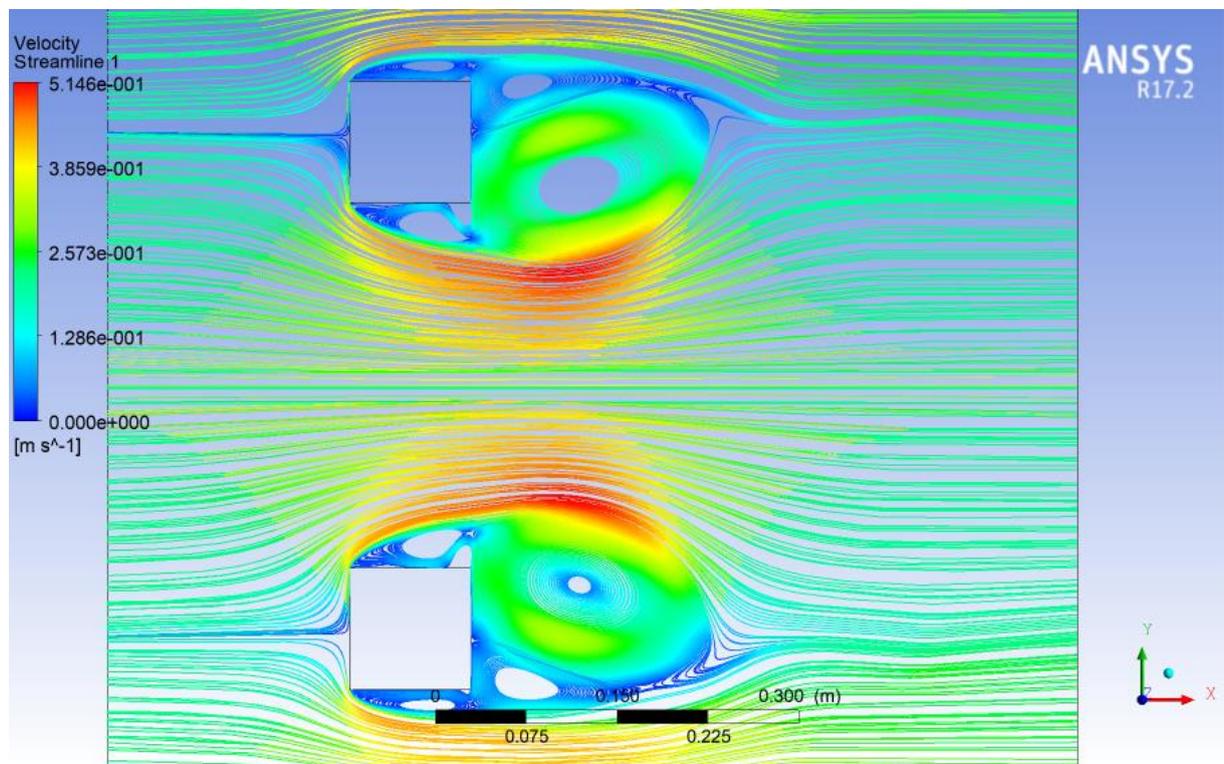


Figure 33 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.3\text{m}$, $t=2.5\text{s}$, $Re=22000$

IV.4.2 Evolution temporelle de la vitesse de l'écoulement autour des deux obstacles verticaux

Les figures.34-37 représentent le changement de mode, un des phénomènes qui est capté seulement par des méthodes avancées. Dans notre étude, la détection de ce phénomène avec l'approche RANS a été possible. Le phénomène d'instabilité est très clair ici (figure.34, figure 37) de $t=0.01s$ à $t=5s$. Donc au débit de l'écoulement du fluide ici l'eau ; l'écoulement est stable est le profil des lignes de courant c'est pratiquement laminaire. En fonction du temps l'instabilités de l'écoulement commence à apparaître.

Notre attention est orientée vers la compréhension de la physique responsable du changement de mode (instabilité). Vu que ce changement se fait de façon rapide, il est difficile de réaliser des moyennes temporelles sur un seul mode stable, comme le cas d'un obstacle. En plus, la présence du phénomène du jet sur le côté avant des deux obstacles en aval, complique d'avantage l'étude du cas. Le jet cause la déflexion de l'écoulement dans le sens inverse de chaque mode stable même si ce dernier change rapidement.

Les figures.34-37 à partir de $t=2.5s$ montrent le champ de vitesse et le changement de mode (instabilité) est bien visible sur ces figures. On peut voir que le passage d'un mode à l'autre (du haut vers le bas et vice versa) est plus rapide. Ce changement n'est pas périodique et se produit aléatoirement.

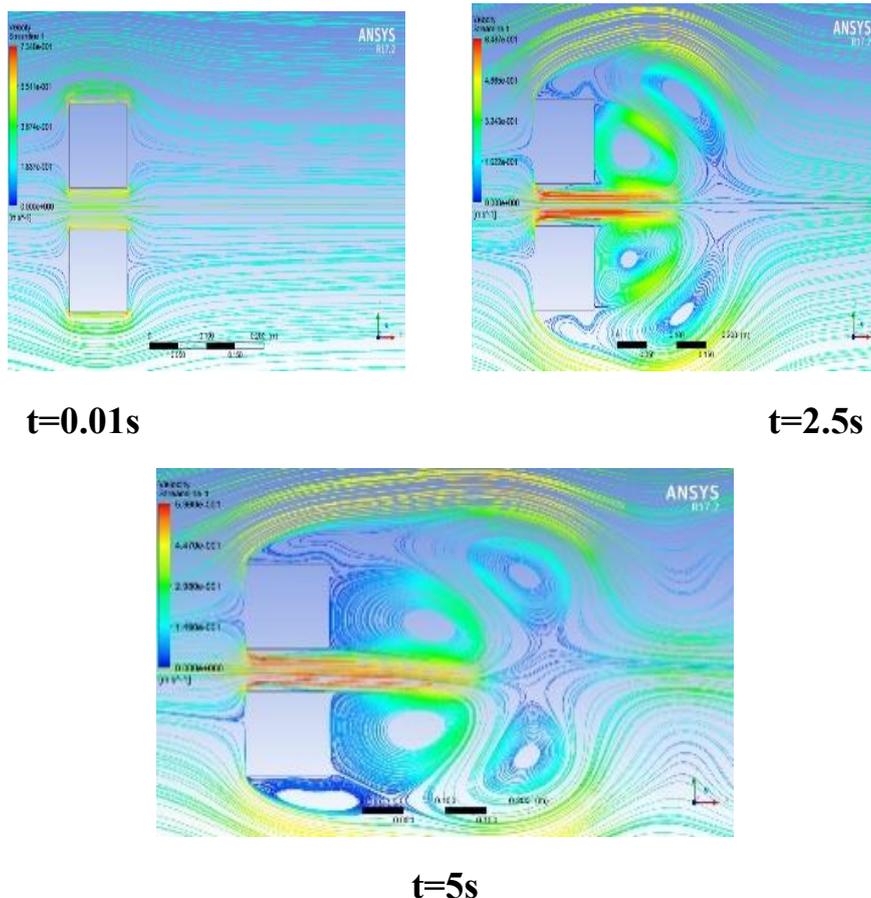
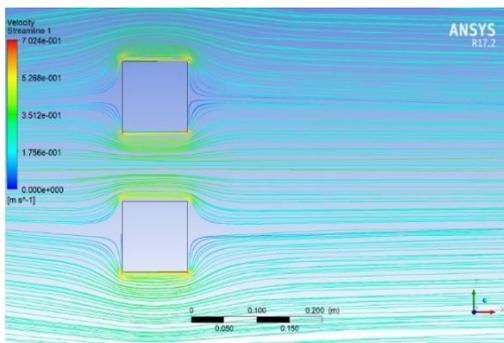
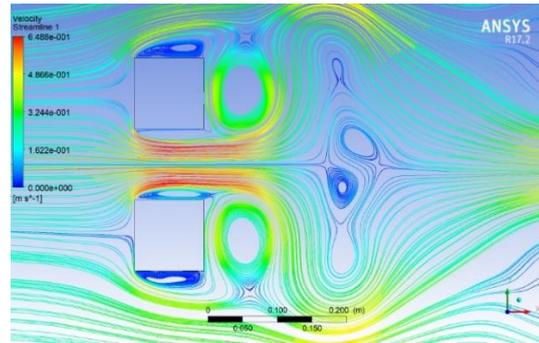


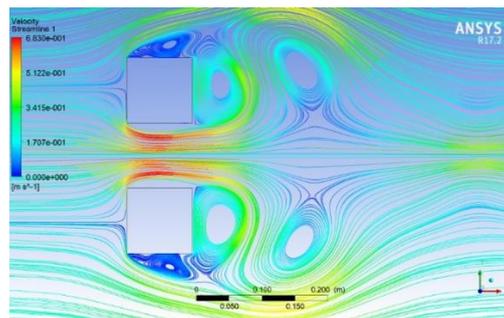
Figure 34 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.05m$, $Re=22000$



$t=0.01s$

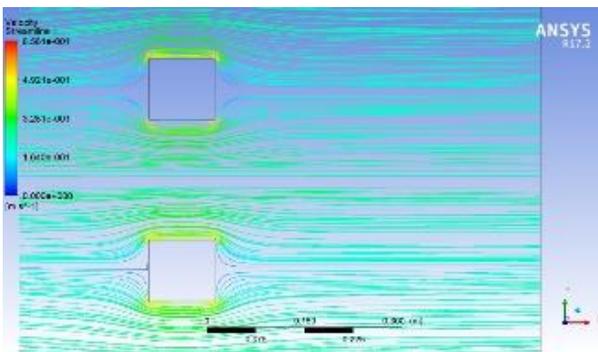


$t=2.5s$

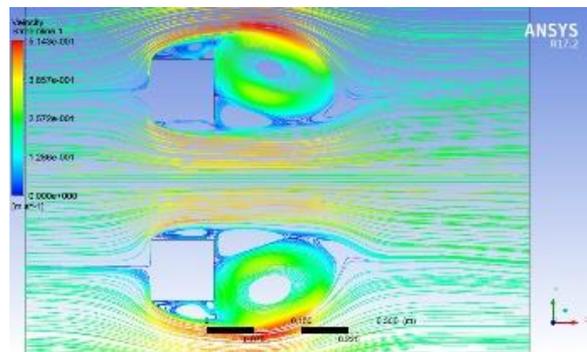


$t=5s$

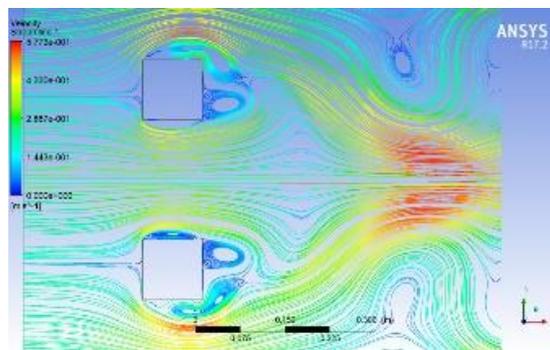
Figure 35 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.1m$, $Re=22000$



$t=0.01s$



$t=2.5s$



$t=5s$

Figure 36 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.2m$, $Re=22000$

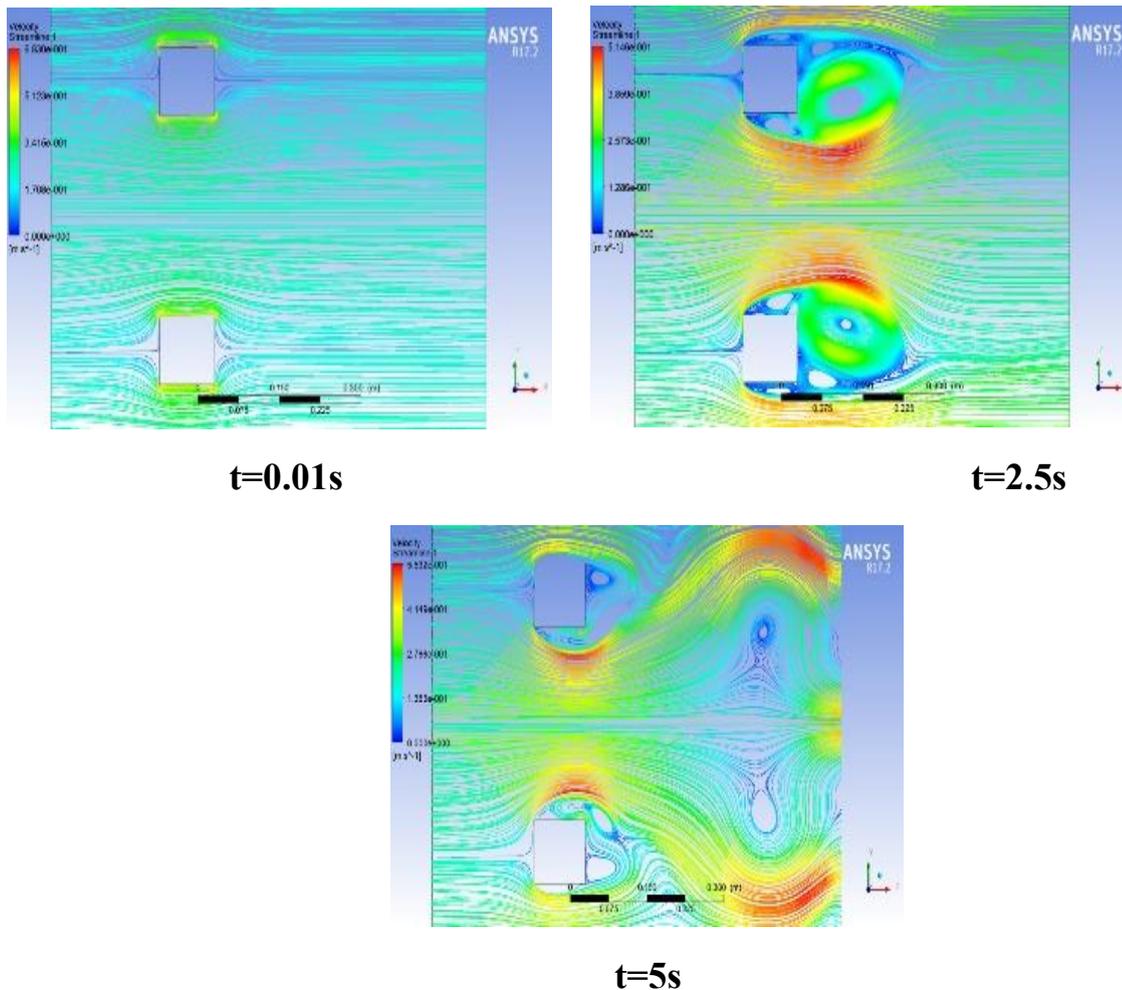


Figure 37 : Lignes de courant pour le cas : $G=0.3m$, $Re=22000$

IV.5 Ecoulement autour de deux obstacles carrés horizontales

Dans cette partie on fixe le nombre de Reynolds à 22000 et on fait varier l'espacement entre les deux obstacles de 0.05 à 0.3. On trace les lignes de courant pour suivre la structure de l'écoulement et étudier l'effet de la vitesse sur ce dernier. Puis on trace l'évolution de l'écoulement en fonction du temps.

IV.5.1 Effet du Gap :

À $G = 0.05$, en raison de l'espace étroit entre les obstacles, plusieurs bulles s'est formée pour les deux obstacles (Fig .38). De plus, à $G = 0.3$ (voir fig.41), bien que l'espacement soit augmenté (figures 38-41), l'écoulement est toujours en régime turbulent avec formation de vortex comme dans le cas de $G = 0.05$ et de plus l'écoulement entre ces deux obstacles (cas de $G=0.3$) se transforme en un écoulement autour d'un seul obstacle. Donc les vortex se détache et entoure chaque obstacle individuellement. Les résultats obtenus montrent que si l'espacement entre les deux obstacles augmente l'écoulement de l'eau autour de deux obstacles est similaire de l'écoulement autour d'un seul obstacle. Cela indique que pour un Re fixe, l'espacement entre les deux obstacles carrés, a une grande influence sur l'écoulement de l'eau.

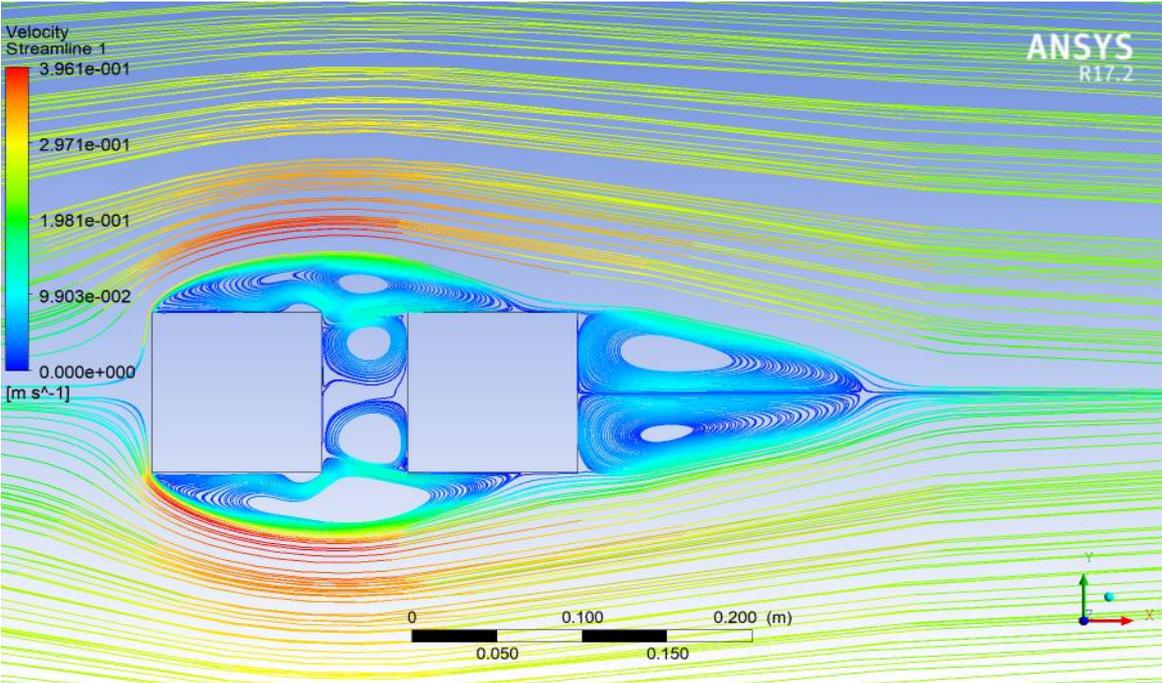


Figure 38 : Lignes de courant pour le cas : G=0.05m , t=2.5s , Re=22000

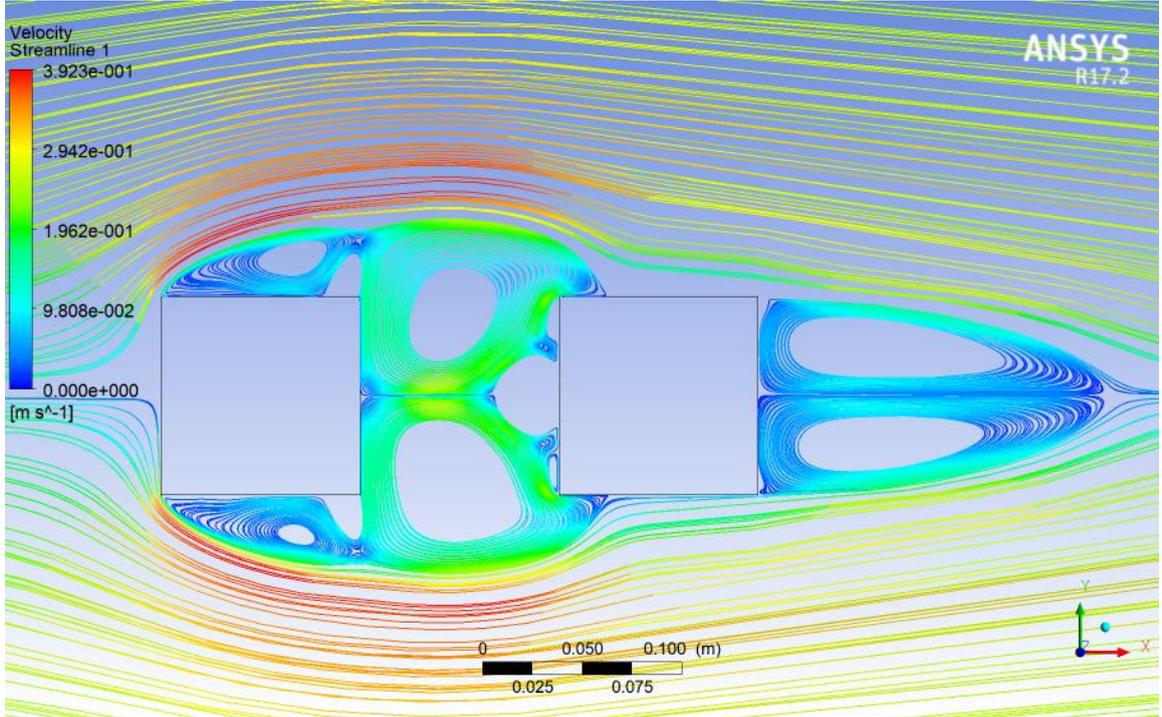


Figure 39 : Lignes de courant pour le cas : G=0.1m , t=2.5s , Re=22000

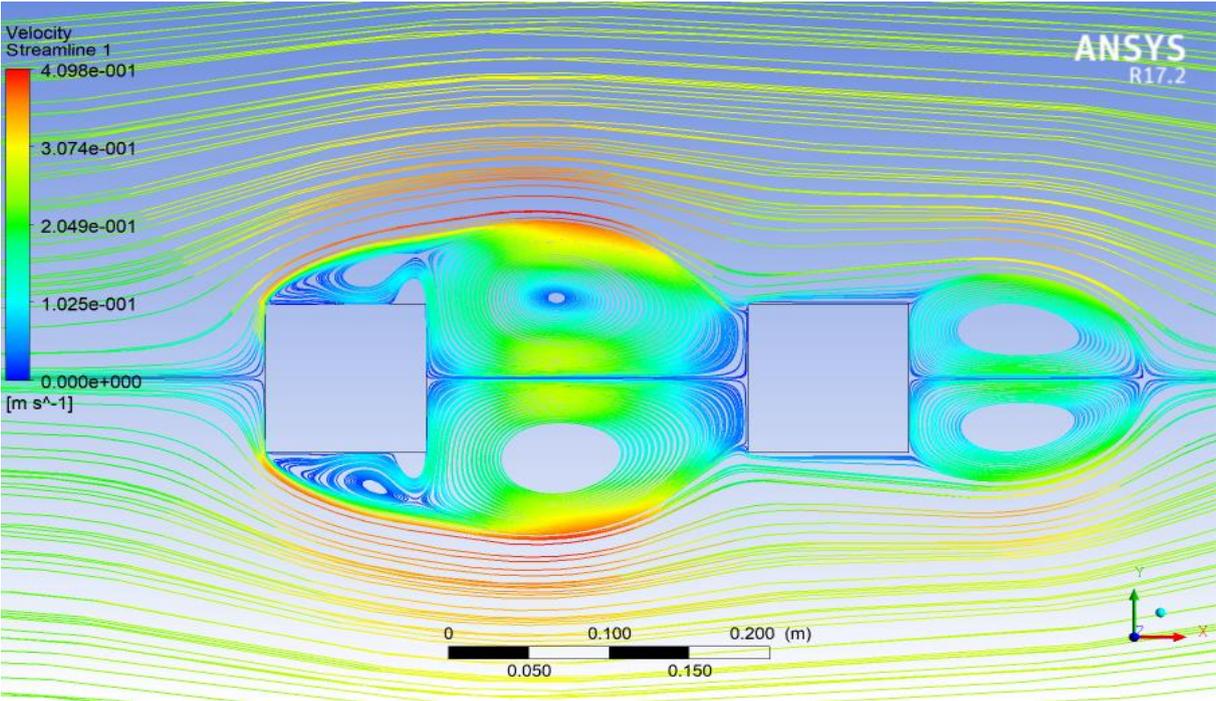


Figure 40 : Lignes de courant pour le cas : G=0.2m , t=2.5s , Re=22000

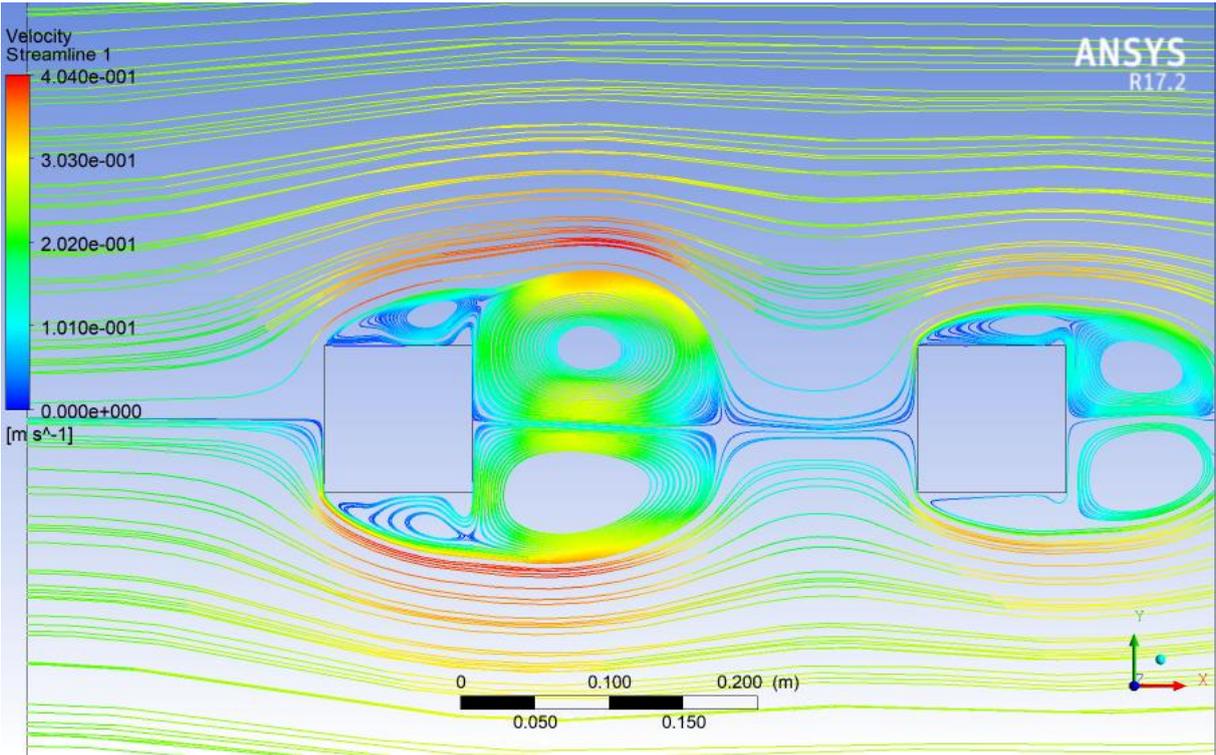


Figure 41 : Lignes de courant pour le cas : G=0.3m , t=2.5s , Re=22000

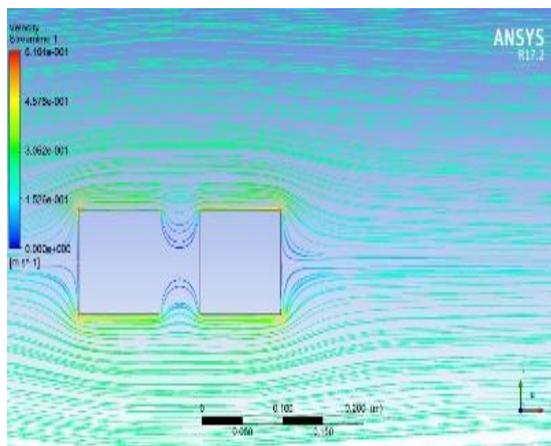
IV.5.2 Evolution temporelle de la vitesse de l'écoulement autour des deux obstacles horizontaux

En augmentant le temps de $t=0.01s$ à $t=5$, l'écoulement change de topologie et présente de nouvelles structures. Cette fois la zone de recirculation reste relativement régulière entre les deux obstacles de section carrés mais devient fortement perturbée à la fin de la zone de recirculation où les premiers tourbillons sont générés.

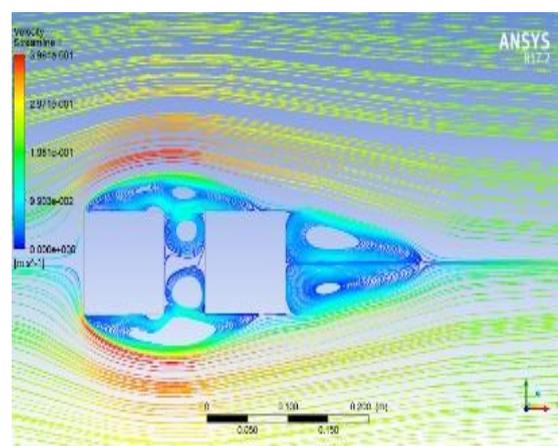
Après la phase de transition, le comportement de l'écoulement change pour devenir complètement instable. Un cas représentatif de deux obstacles en position horizontale à $Re = 22000$ et $G = 0.3$ pour cet état d'écoulement est illustré dans les figures .42-45. Dans cet état, le flux s'enroule pour former des vortex après avoir interagi avec les obstacles (Fig.42). Ces vortex se déplacent alternativement dans le champ d'écoulement et forment une rue de vortex Karman bien connue. Également en raison de l'espace étroit entre les obstacles, les tourbillons se propagent dans la région en aval uniquement et les couches de cisaillement sont légèrement supprimées à l'intérieur des espaces. Cela est dû à l'influence d'un espacement plus petit entre les obstacles. À un espacement aussi petit, le flux ne trouve pas suffisamment d'espace pour s'enrouler, ce qui empêche la variation de la force de traînée appliquée sur chaque obstacle. Ce type de comportement d'écoulement est également appelé perte de corps de bluff en raison du fait que tous les obstacles agissent comme un seul corps de bluff [43].

Lankadasu et Vengadesan [44] ont découvert que pour les obstacles carrés à deux obstacles en position horizontale, le rejet du vortex commence à $Re = 100$ et $G = 3$.

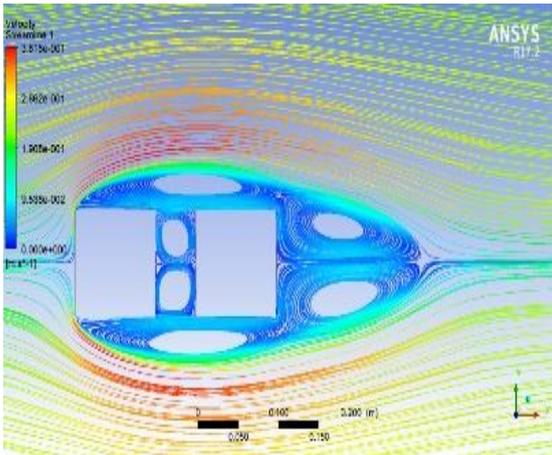
En état d'écoulement instable, à $G = 0.3$, les tourbillons peuvent être visible dans les interstices ainsi que dans la région en aval d'obstacle. Cela est dû au fait qu'avec l'augmentation de l'espacement $G = 0.3$, le fluide trouve suffisamment d'espace entre les interstices s'enrouler sous forme de tourbillons. Hetz et al.[43] ont qualifié ce type d'écoulement en tant que perte d'espace. En comparant les Fig.41 et 44, ça peut observer que la tendance des tourbillons à $G = 0.3$ est différente de ceux observés à $G = 0.05$.



t=0.01s

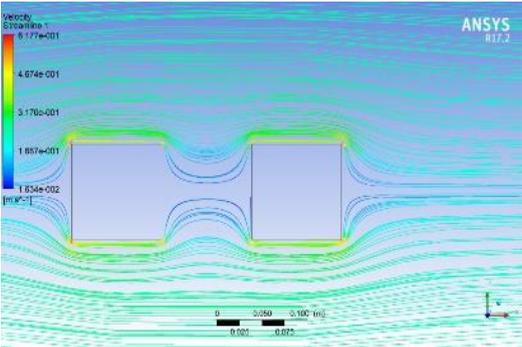


t=2.5s

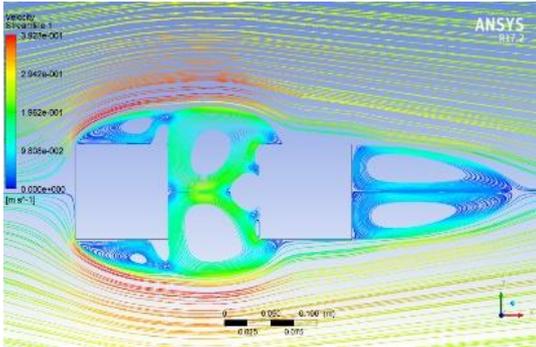


t=5s

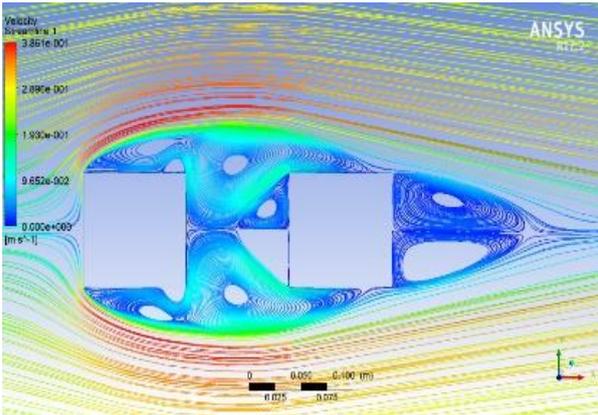
Figure 42 : lignes de courant pour le cas : G=0.05m ,Re=22000



t=0.01s

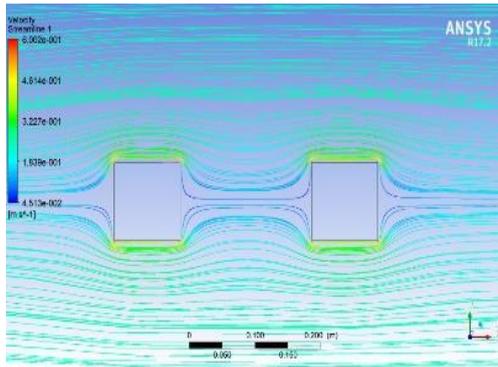


t=2.5s

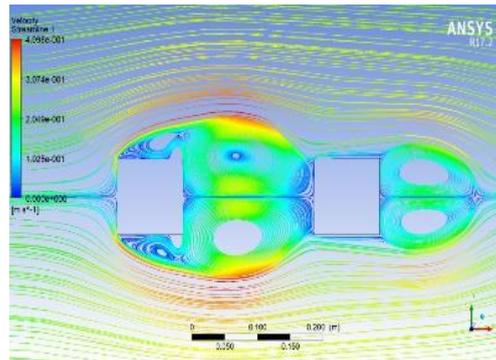


t=5s

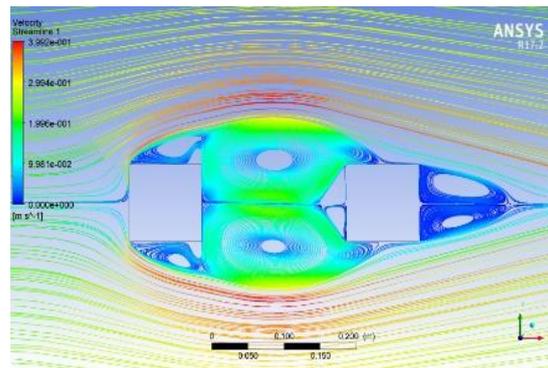
Figure 43 : lignes de courant pour le cas : G=0.1m ,Re=22000



t=0.01s

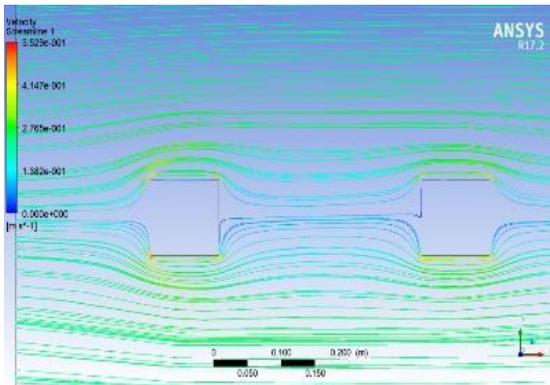


t=2.5s

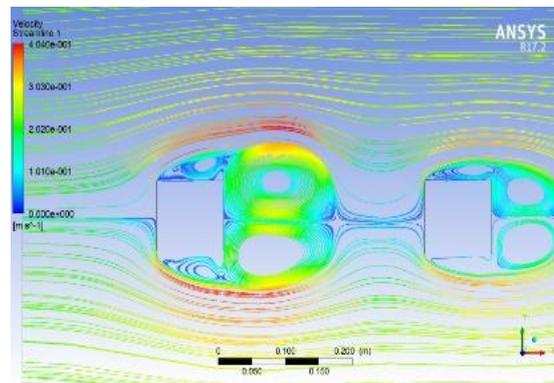


t=5s

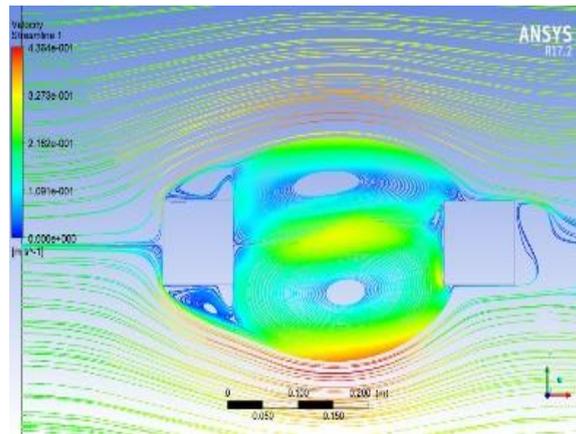
Figure 44 : lignes de courant pour le cas : $G=0.2m$, $Re=22000$



t=0.01s



t=2.5s



$t=5s$

Figure 45 : lignes de courant pour le cas : $G=0.3m$, $Re=22000$

IV.6 Conclusion

A l'aide du logiciel ANSYS- Fluent, une étude numérique est réalisée pour un écoulement laminaire et turbulent autour d'un ou deux obstacles. La compréhension du comportement de l'écoulement et l'explication des phénomènes physiques qui apparaissent a été l'objectif du présent travail, ce qui permettra une meilleure prédiction des chargements hydrodynamiques lors d'étude de systèmes réels. Comme conditions aux limites, une vitesse est imposée à l'entrée. L'écoulement est modélisé par les équations différentielles aux dérivés partielles de conservation de masse et de quantités de mouvement. Pour la discrétisation des équations, Fluent utilise la méthode des volumes finis. En premier lieu, une analyse des champs de vitesses et la longueur de recirculation.

Dans une première partie on a étudié l'effet du nombre de Reynolds sur les contours de vitesses ainsi que toutes l'évolutions en fonction du temps.

En deuxième lieu, une étude de l'évolution de l'écoulement pour la configuration de deux obstacles en arrangement verticale et horizontale avec espacement entre les deux obstacles variables et un nombre de Reynolds égal à 22000. Le phénomène des instabilités a été détecté à l'aide des différents champs de vitesse.

Chapitre V :
Simulation numérique sous
FEATool Matlab
- Comparaison et Discussions

V. 1 Introduction

Le logiciel ANSYS Fluent a été utilisé, dans les précédentes études, pour simuler l'écoulement dans des régimes stationnaires et instables pour des valeurs spécifiques du nombre de Reynolds ainsi que l'espacement entre les obstacles. Dans ce dernier chapitre la simulation autour des deux obstacles en position verticales et on régime turbulent ($Re=22000$) est étudié sous le logiciel FEATool Multiphysics dans MATLAB (R2019b).

L'objectif principale dans cette étude est de comparer les résultats obtenus dans les deux logiciels de CFD : ANSYS-Fluent et FEATool.

V.2 Boîte à outils FEATool Multiphysique MATLAB FEM

FEATool Multiphysique est une boîte à outils de simulation physique et par éléments finis entièrement intégrée, flexible et facile à utiliser pour MATLAB. Développé avec une facilité d'utilisation à l'esprit, tout le monde est capable de configurer et d'effectuer des simulations multiphysiques complexes dans une interface graphique simple sans apprendre le codage, la programmation ou les scripts. En plus des solveurs FEM et PDE intégrés. FEATool offre une intégration complète avec les solveurs hautes performances OpenFOAM CFD et FEniCS PDE. Avec la CAO et le pré-traitement intégrés, la génération automatique de maillage, les solveurs et le post-traitement, FEATool permet de configurer et de résoudre facilement et rapidement des modèles dynamiques et des simulations physiques à grande échelle directement dans l'interface graphique FEATool MATLAB. La multiphysique et la multi-simulation permettent également des simulations entièrement couplées d'écoulement de fluide, de transfert de chaleur, de transport chimique, d'électromagnétisme et d'interaction fluide-structure.

V.2.1 Fonctionnalités :

- MATLAB
- Multiphysique
- PDE
- GUI
- Boîte à outils
- FEM
- Méthode des éléments finis
- FEA
- Analyse par éléments finis
- Mécanique des milieux continus
- Simulation de physique

V.2.2 FEATool Multiphysics pour la dynamique des fluides

Les équations d'écoulement prédéfinies et/ou les modes physiques faciles à utiliser dans FEATool Multiphysics facilitent la mise en place de problèmes d'écoulement de fluides couplés et entièrement interactifs dans n'importe quelle dimension spatiale.

- Équations de Navier-Stokes
- Écoulement tourbillonnaire
- Équations d'Euler compressibles
- Interaction fluide-structure
- Équations de Brinkman
- Écoulement non newtonien
- Loi de Darcy
- Transfert de chaleur
- Convection et diffusion

FEATool Multiphysics peut également analyser des expressions non linéaires générales, y compris des variables dépendantes couplées et des dérivées. Cela permet aux utilisateurs de changer et de modifier les équations et de définir des coefficients d'équations complexes, sans aucune programmation, en saisissant simplement l'expression telle qu'elle est écrite sur papier. Cela peut par exemple être utilisé pour définir rapidement des fluides non newtoniens et non isothermes en modifiant les expressions de densité et de viscosité pour inclure une dépendance à la température.

V.2.3 L'approche suggérée

Le processus de génération de données CFD est une étape essentielle dans la mise en œuvre d'algorithmes d'apprentissage profond en dynamique des fluides numérique. Le processus comprend généralement les étapes suivantes.[45]

- Génération d'obstacles étudiés : la première étape consiste à générer des obstacles à l'aide du solveur MATLAB FEATool. Cela implique de définir la géométrie des obstacles et de configurer l'environnement de simulation dans le logiciel.
- Résolution des équations de Navier-Stokes : les équations de Navier-Stokes qui décrivent le comportement de l'écoulement des fluides sont résolues numériquement à l'aide de la méthode immergée pour obtenir la vitesse du fluide, la pression et d'autres paramètres d'écoulement.
- Acquisition des champs de fluides CFD : l'étape finale consiste à obtenir les champs de fluides CFD, y compris les coordonnées (x, y), les vitesses (u, v) et la pression (p). Ces champs de fluides fournissent des informations détaillées sur les modèles d'écoulement des fluides et peuvent être utilisés pour former des modèles d'apprentissage profond (Figure 46).

Les sections suivantes présentent les composants détaillés de l'architecture.

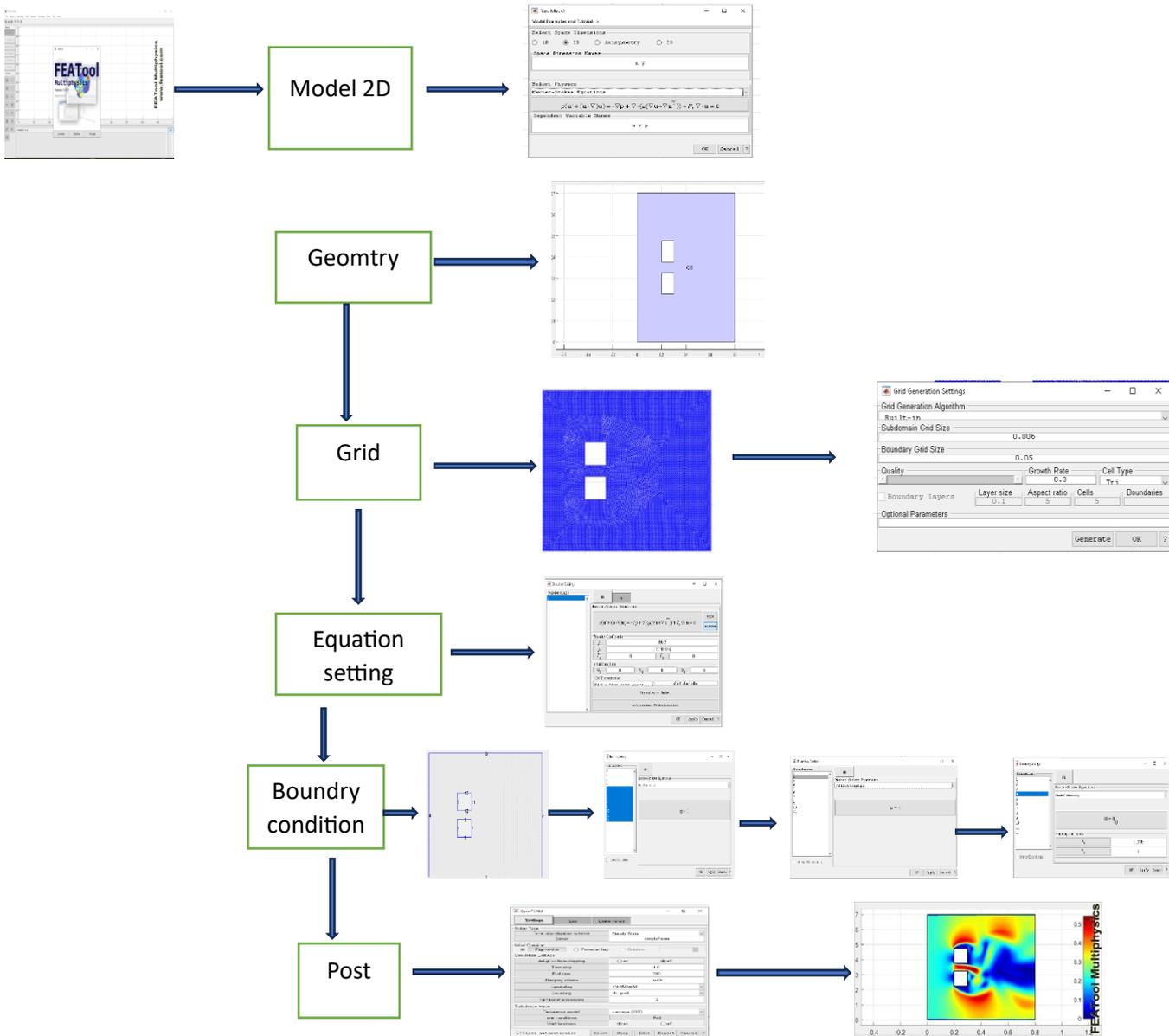


Figure 46 : Collecte de données à partir du solveur FEATool

V.3 Génération de formes aléatoires

Les simulations numériques, ont été réalisées à l'aide de la boîte à outils de simulation FEATool Multiphysics dans MATLAB (R2019b), elles sont effectuées pour différents nombres de Reynolds et aussi pour différents gap (distance entre les deux obstacles).

Un domaine de calcul 2D rectangulaire avec un et deux obstacles de sections carrés ont été considéré dans le domaine numérique dans le plan XY.

La figure .47 présente le problème de référence pour un écoulement turbulent instationnaire et incompressible autour des deux obstacles, qui a été établi dans un domaine 2D rectangulaire. Les dimensions du domaine 2D rectangulaire ont été définies comme suit : la largeur dans la

direction du courant est de 0,8 m et la hauteur perpendiculaire à l'écoulement est de 0,7 m. Le obstacles a un diamètre de 0,1 m , avec le domaine de calcul centré autour de lui, comme illustré dans la Figure 47

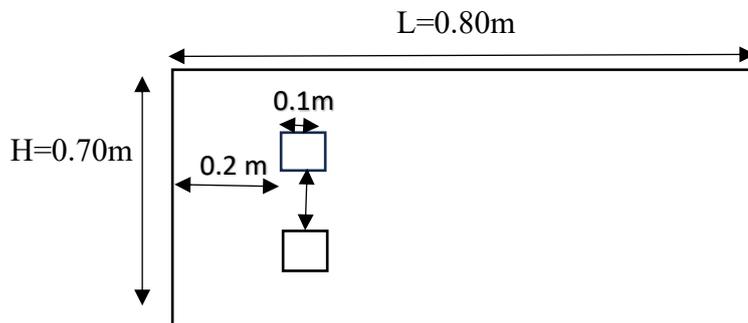


Figure 47 : Géométrie du système d'écoulement

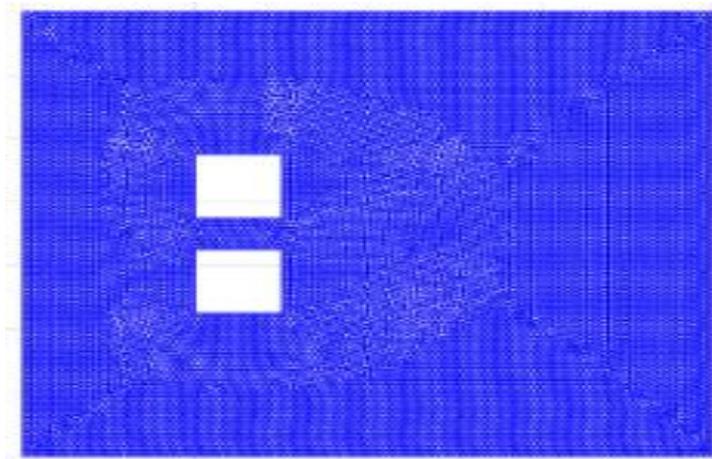


Figure 48 : Maillage du domaine sous FEATool MATLAB

L'écoulement dans cette simulation a été modélisé comme un écoulement turbulent visqueux. Pour établir la simulation, il a été nécessaire d'entrer les propriétés physiques dans le logiciel, comme indiqué dans le tableau.8 Ces propriétés comprenaient la viscosité et la densité dynamiques, toutes deux essentielles pour modéliser avec précision le comportement de l'écoulement. Pour définir les conditions aux limites, le domaine 2D était l'entrée de vitesse et le côté droit était la sortie de pression. Des conditions d'absence de glissement ont été attribuées à la surface de l'obstacle carré et aux côtés supérieur et inférieur comme parois d'obstacle, comme illustré dans la figure.49.

Fluid	Density ρ (Kg/m ³)	Dynamic Viscosity, μ (Pa. s)
Water	998.2	0.001

Tableau 8 : Propriétés physiques du fluide

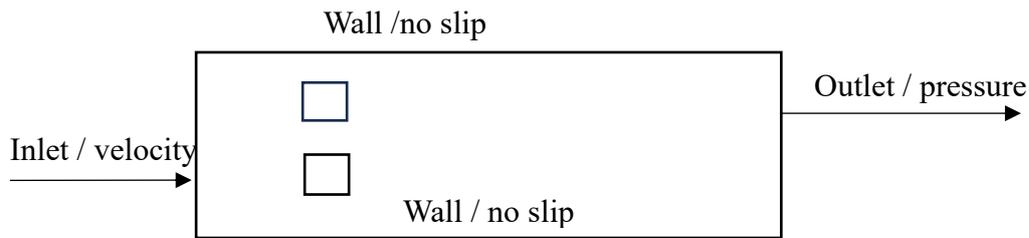
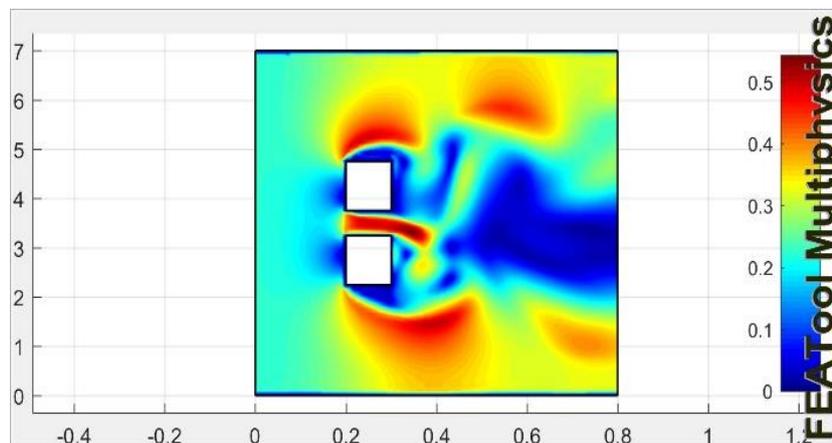


Figure 49 : Conditions aux limites sur FEATool

V.4 Résultats et discussion

Les contours de vitesse sont représentés sur les figures (50-51-52-53) ; si le nombre de Reynolds est important, l'écoulement devient de plus en plus instable et commence à se détacher de la surface de l'obstacle. Ceci est mis en évidence par la formation de tourbillons au-dessus et en dessous de l'obstacle, qui sont le résultat de la turbulence de l'écoulement. Lorsque la turbulence s'intensifie, le sillage derrière l'obstacle s'étend en longueur et les vitesses au-dessus et en dessous de l'obstacle deviennent inégales. Au gap le plus élevé ($G=0.3$), le sillage derrière les deux obstacles devient plus court et plus énergétique. Cela est dû à l'augmentation de la force de l'écoulement tourbillonnant en aval, ce qui entraîne une réduction de la longueur du sillage au-delà de l'obstacle.

La structure de l'écoulement autour de l'obstacle pour un G important a été validée par les travaux antérieurs pour un nombre de Reynolds $Re = 22000$ (Figures 50-53). Dans le cas ($G=0.3$) l'écoulement autour de deux obstacles se réagit comme un seul obstacle. La partie du fluide, qui est bloquée entre la paroi inférieure du canal et la face avant de l'obstacle, conduit à une vitesse nulle dans cette région, ce qui explique l'apparition d'une petite zone de recirculation. En amont de l'obstacle, une partie du fluide est restée bloquée, formant une petite zone de recirculation. En aval de l'obstacle, un grand vortex est apparu, comme le montrent clairement les différentes figures. Ceci était dû à la forte dépression de l'écoulement dans cette région, qui a engendré un courant de retour (vortex). La séparation s'est produite au-dessus de l'obstacle ; elle a été provoquée par le point d'arrêt en amont de l'obstacle (point de séparation). A ce point, l'écoulement s'accélère en raison de la présence de l'obstacle qui conduit à la constriction de la section de passage de l'écoulement. Une simple comparaison entre les deux simulations sous ANSYS-Fluent et FEATool a permis de conclure que les résultats obtenus par le solveur FEATool Multiphysics est nettement plus performant et plus rapides.



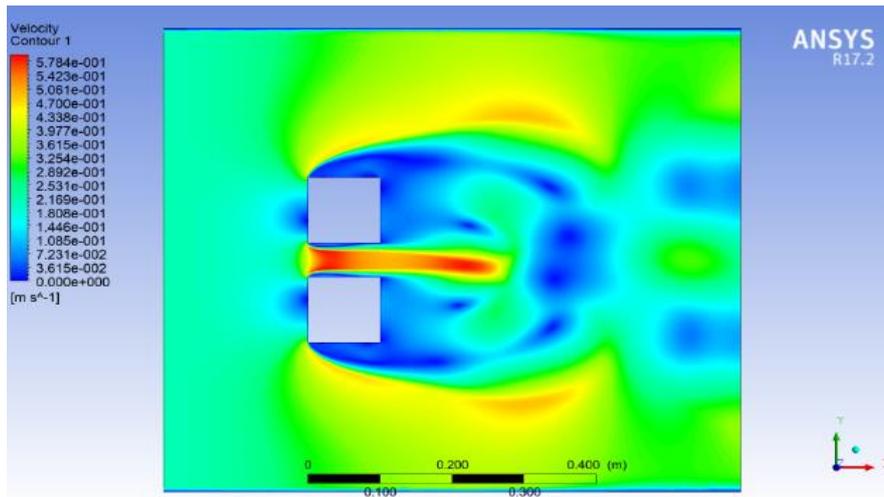


Figure 50 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.05m$ Obtenues sous FEATool et Fluent

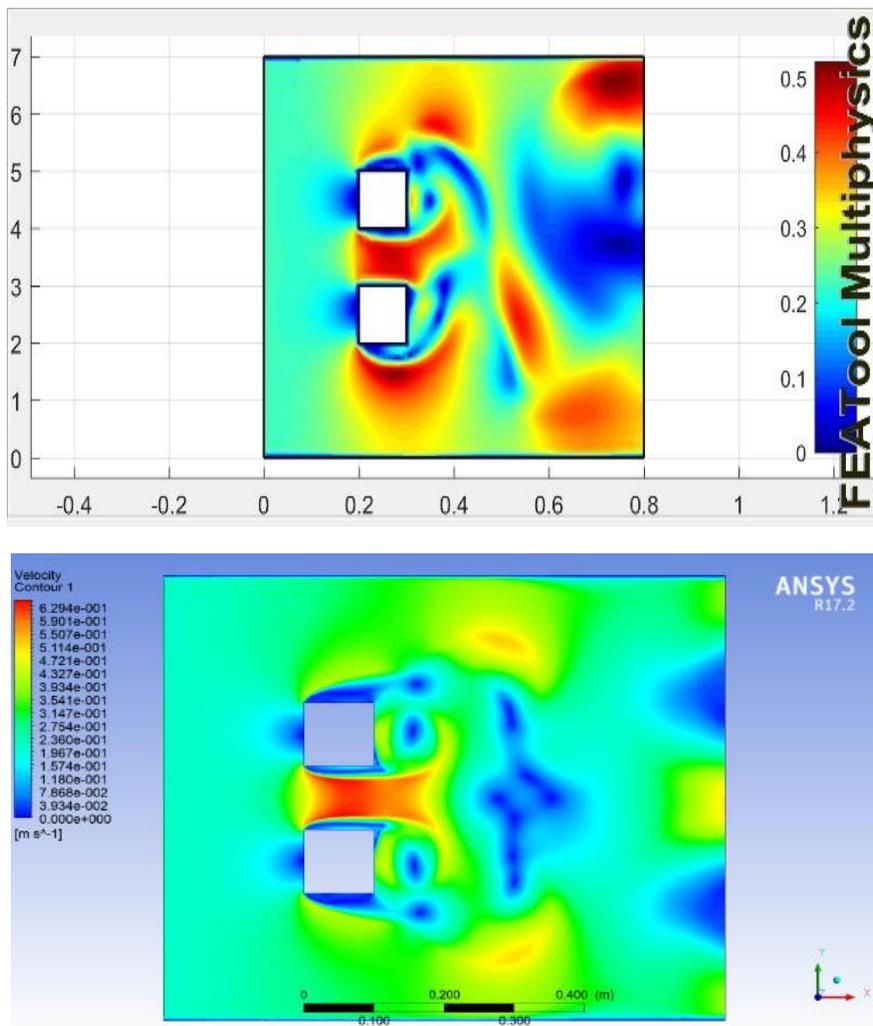


Figure 51 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.1m$ Obtenues sous FEATool et Fluent

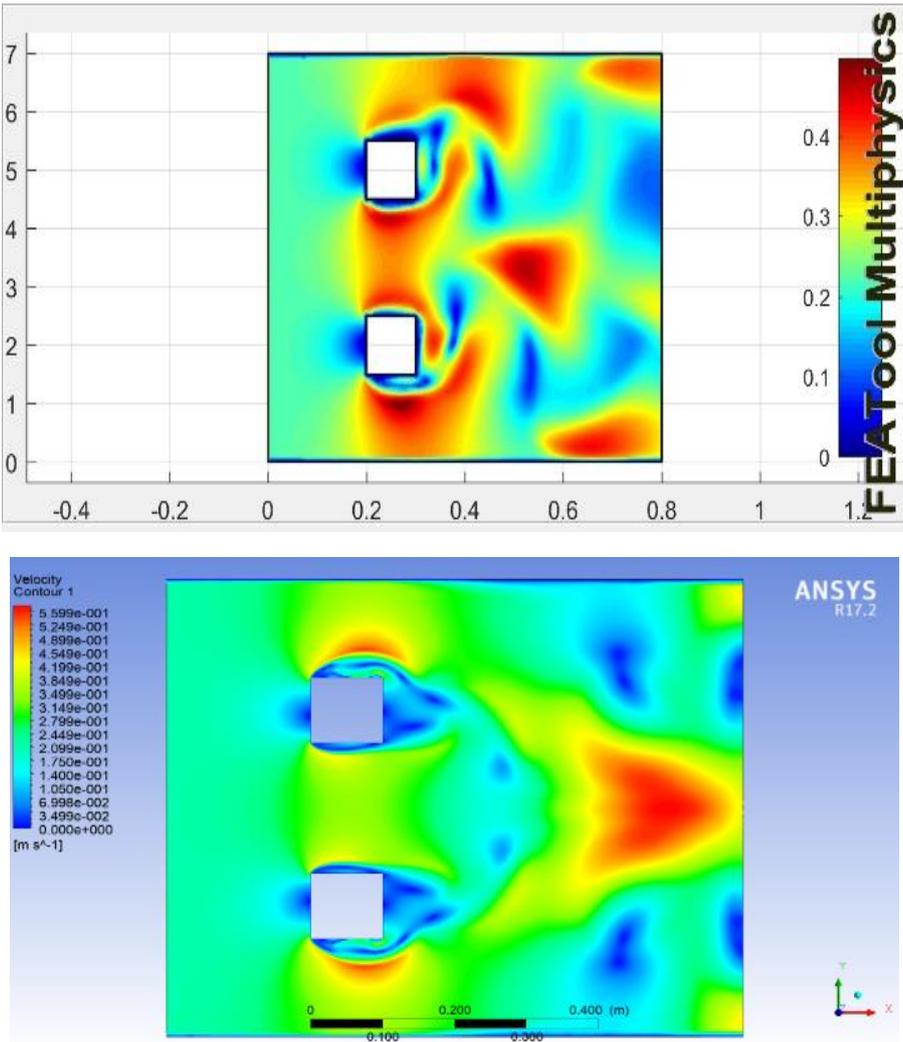
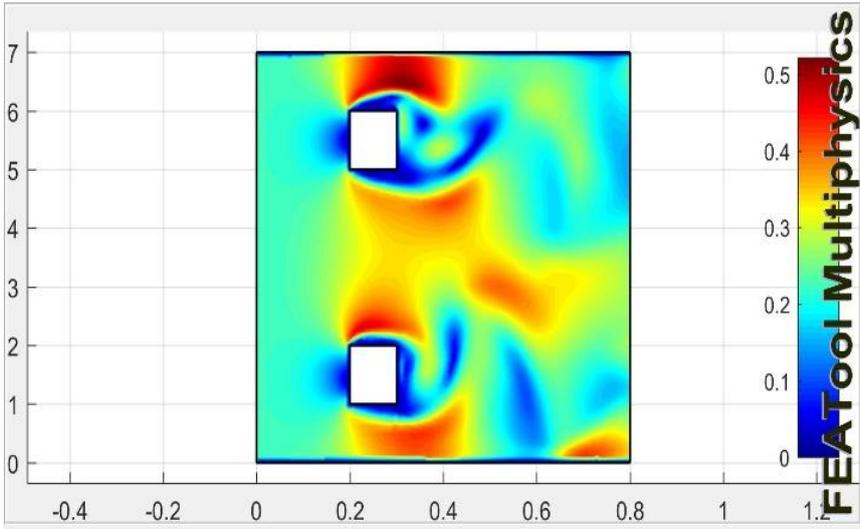


Figure 52 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.2m$ Obtenues sous FEATool et Fluent



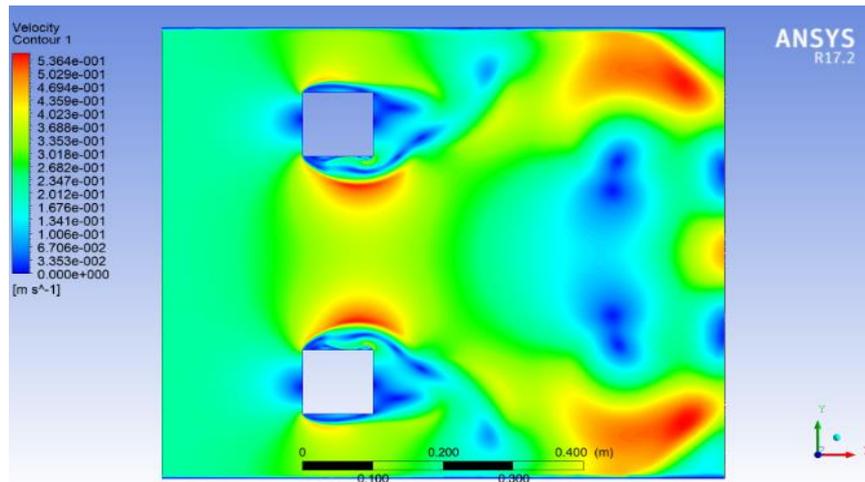


Figure 53 : Comparaison des Contours de vitesse pour $G=0.3m$ Obtenues sous FEATool et Fluent

V.5 Conclusion

Cette étude s'est concentrée sur l'analyse du comportement de l'écoulement Turbulent autour deux obstacles carré à un nombre de Reynolds égale à 22000 et pour différents espacements entre ces deux obstacles en régime instationnaire dans des géométries bidimensionnelles. L'étude a atteint avec succès tous ses objectifs en effectuant des simulations sous FEATool sous MATLAB en tirant plusieurs conclusions. Tout d'abord, l'étude a révélé que l'espacement G influençait de manière significative l'écoulement du fluide autour des deux obstacles bidimensionnels. Enfin, l'étude a analysé les contours de vitesse, révélant que la simulation sous ANSYS-Fluent ou bien sous FEATool se rassemble.

Conclusion générale

L'obstacle de section carré est une forme typique largement adoptée dans les immeubles de grande hauteur et les structures de grande hauteur, qui présentent généralement une flexibilité importante et de faibles taux d'amortissement. De telles caractéristiques rendent les structures très sensibles à l'action du vent, ce qui entraîne une défaillance de la sécurité structurelle ou un inconfort pour les occupants. Par conséquent, il est d'une grande importance et nécessité d'explorer des mesures de contrôle aérodynamique et dynamique des écoulements pour atténuer les charges de vent et les réponses induites par les vitesses de fluide (cas des tsunامي).

Des simulations numériques bidimensionnelles sont réalisées afin d'étudier la dynamique des écoulements autour de deux obstacles de section carré disposés côte à côte en position verticale et horizontale. Les résultats ont montré que, outre l'influence de paramètres tels que le nombre de Reynolds, l'espacement entre les deux obstacles, sur le comportement de l'écoulement, la disposition des obstacles le long de l'écoulement est également importante.

Ainsi, il est montré la grande importance de la disposition des obstacles de section carré combinée au rapport d'espacement sur le processus de détachement des vortex, la séparation des couches de cisaillement et par conséquent sur la configuration du sillage. Il est également vérifié que, en maintenant l'espacement (G) et on fait varier Re , la dynamique de l'écoulement est fortement influencée par la vitesse de l'écoulement U_0 . Dans le présent travail, le nombre de Reynolds est limité à 22000. Cette valeur peut aller jusqu'au plus de 80000 dans des cas de tsunami.

On constate également, pour le cas des obstacles alignés, que le nombre Re a une forte influence sur les caractéristiques de l'écoulement, de sorte que le sillage semble désorganisé, avec des instabilités tridimensionnelles et des vortex de tailles et de forces différentes. De plus, ces caractéristiques se reflètent dans la force de traînée et de portance, et modifient également le modèle de fluctuations. Une autre grande influence de la disposition des obstacles verticales ou horizontales. Les résultats montrent que la forme des lignes de courants est totalement changée si on change la position des deux obstacles ainsi que l'espacement entre ces derniers.

Une étude complémentaire sous le logiciel FEATool de l'écoulement autour de deux obstacles verticaux avec changement de l'espacement G et à un nombre de Reynolds 22000. Les résultats montrent que si G est faible (<0.05) les vortex se déplacent alternativement dans le champ d'écoulement et forment une rue de vortex Karman bien connue. Également en raison de l'espace étroit entre les deux obstacles, les tourbillons se propagent dans la région en aval uniquement et les couches de cisaillement sont légèrement supprimées à l'intérieur des espaces. Cela est dû à l'influence d'un espacement plus petit entre les obstacles. À un espacement aussi petit, le flux ne trouve pas suffisamment d'espace pour s'enrouler, ce qui empêche la variation de la force de traînée appliquée sur chaque obstacle. Ce le type de comportement d'écoulement est également appelé perte de corps de bluff en raison du fait que tous les obstacles agissent comme un seul corps de bluff [49]. L'augmentation de l'espace entre les deux obstacles ($G = 0.3$), conduit le fluide a trouvé suffisamment d'espace entre les interstices s'enrouler sous forme de tourbillons. Les résultats sous FEATool montrent bon accord avec les résultats obtenus sous ANSYS-Fluent.

References bibliographies

- [1] Ayukawa, K., J. Ochi, G. Kawahara, and T. Hirao (1993), Effects of shear rate on the flow around a square cylinder in a uniform shear flow". In: Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 50.C, pp. 97–106.
- [2] Sohankar, A., Davidson, L., & Norberg, C. (1995). Numerical simulation of unsteady flow around a square two-dimensional cylinder. In R. W. Bilger (Ed.), *Twelfth Australasian Fluid Mechanics Conference: The University of Sydney, Australia 1995* (pp. 517-520). University of Sydney.
- [3] M.Breuer et Al, Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods: Lattice-Boltzmann and finite volume, International Journal of Heat and Fluid Flow 21 ,2000.
- [4] Damien Calluau, Laurent David, Sébastien Rouvreau, Pierre Joulain, Ecoulement laminaire autour d'un obstacle carré, Nancy, 3-7 Septembre 2001
- [5] Hidenori Ishii et Al, Experimental and Numerical Investigation on Tsunami Run-up Flow in the Built Environment a Department of Civil and Environmental Engineering, Waseda University, Tokyo, Japan et Centre Eau Terre Environment, Institute national de la recherche scientifique, Québec
- [6] R. Belakroum, M. Khadja, H. Zibouche, Simulation numérique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire dans la zone de sillage d'un obstacle de section circulaire, International Conference on Energetics and pollution Constantine .2007.
- [7] Marcin Huptas, Witold Elsner., Steady and unsteady simulation of flow structure of two surface-mounted square obstacle Taskquarterly 12 N 3,197-207
- [8] Necati Mahir Three-dimensional flow around a square cylinder near a wall Ocean Engineering Volume 36, Issue 5, April 2009, Pages 357-367
- [9] Jiraporn Yojina, Waipot Ngamsaad and Narin Nuttavut, Investigating flow patterns in a channel with complex obstacles using the lattice Boltzmann method", Journal of Mechanical Science and Technology 24(10)-2010
- [10] Stephane Mossaz (2011), Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre », Thèse université Grenoble Alpes, France, 2011.
- [11] Zhang, Ling, "Numerical Simulation of Flows past a Circular and a Square Cylinder at High Reynolds Number, and a Curved Plate in Transitional Flow" (2017). Engineering and Applied Science Theses & Dissertations. 264. http://openscholarship.wustl.edu/eng_etds/264
- [12] Bibhab Kumar Lodh, Ajoy K Das, N. Singh, Numerical comparison of rans and les turbulence model for wind flow over a cube in a turbulent channel using OPENFOAM, International Journal of Engineering Research & Technology (IJERT), ISSN: 2278-0181, Vol. 6 Issue 02, February-2017.
- [13] Sercan Yagmur1, Sercan Dogan1, Muharrem H. Aksoy, Eyub Canli, Muammer Ozgoren Experimental and Numerical Investigation of Flow Structures around Cylindrical Bluff Bodies Selcuk University, Engineering Faculty, Mechanical Engineering Department, 42250 Konya, Turkey
- [14] Cours sur les notions de Mécanique Des Fluides.pdf <http://learn.univsba.dz/pluginfile.php/1984/course/overviewfiles/cours>

- [15] Batchelor, Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press 1970
- [16] ION Paraschivoiu, « Aérodynamique subsonique », Editions de l'école polytechnique de Montréal (Québec), Canada, 1998.
- [17] Cours la méthode de mesure de la viscosité «viscosimètre capillaire, couette, chute de bille»<https://www.hellopro.fr/viscosimetres>
- [18] <https://lesfluides8sciences.weebly.com/les-proprietes-des-fluides.html>. Site web consulté le 10 aout 2020
- [19] <https://ridha.users.lmno.cnrs.fr/pdf/HOutDynFluidM1-4.pdf>. Site web consulté le 10 aout 2020
- [20] ION Paraschivoiu, Aérodynamique subsonique Editions de l'école polytechnique de Montréal (Québec), Canada, 1998.
- [21] DANIEL Cauvin, Aérodynamique, mécanique de vol, université aéronautique Jean Mermoz, France, 1990
- [22] B. E. Lee. The effect of turbulence on the surface pressure of a square prism. J. Fluid Méch., 69 :263-282, 1975
- [23] Khabbouchi, M.S. Guellouz. Ecoulement autour d'un cylindre circulaire proche d'une paroi, Effet de l'écoulement type jet. Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques Ecole Nationale d'Ingénieurs Monastir, Tunisie. 2008
- [24] Benjamin Renaud, Instabilité de Bénard –Von Karman derrière obstacle oscillant. Rapport de stage expérimental, Laboratoire de Physique et de Mécanique des Milieux Hétérogènes, Paris, 2000
- [25] M. Cheng, D.S. Whyte, J. Lou Numerical simulation of flow around a square cylinder in uniform-shear flow Journal of Fluids and Structures 23 207–226 2007
- [26] R. Belakroum, M. Khadja, H. Zibouche. Simulation numérique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire dans la zone de sillage d'un obstacle de section circulaire. International Conférence on Energetics and pollution Constantine .2007.
- [27] D.Calluau, L.David, S. Rouvreau, P. Joulain. étude expérimentale et numérique d'un écoulement autour d'obstacle carré et cylindrique Présenté pour obtenir le diplôme de magistère 2009/2010
- [28] Eames, I. Flor, J. B, New developments in understanding interfacial processes in turbulent flows, Philosophical Transactions of the Royal Society A. 369 (1937): 702– 705 January 17, 2011 .
- [29] L. F. Richardson, Weather prediction by numerical process. Cambridge university Press, 1922.
- [30] P. Sagaut, S. Deck et M. Terracol, Multiscale and multiresolution approaches in turbulence. Imperial College Press, 2006.
- [31] J.H. Ferziger, High-level simulations of turbulent flows, Computational Fluid Dynamic, VKI Lecture Series LS 81-05, 1981.
- [32] J. B. Freund et P. Moin S. K. Lele, Numerical Simulation of a Mach 1.92 Turbulent Jet and Its Sound Field. AIAA Journal, 38 (11), 2023–2031, 2000.

- [33] Porté-Agel, F., Wu, Y.-T., Lu, H., et Conzemius, R. J, Large-eddy Simulation of Atmospheric Boundary Layer Flow Through Wind Turbines and Wind Farms, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99, 154-168, 2011.
- [34] Pope, S. B, *Turbulent Flows*. New York: Cambridge University Press, 2010.
- [35] R. Schistel, *Les écoulements turbulents*. Edition Hermes, Paris, 1988.
- [36] Jones WP, Launder BE, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2):301–314,1972.
- [37] Launder BE, Sharma BI, Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2):131–138, 1974.
- [38] T.H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, et J.Zhu, A new k- ϵ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows, *Comput. Fluids* 24, 227,1995.
- [39] V. Yakhot, S.A. Orszag, S. Thangam, T.B. Gatski, C.G. Speziale, Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique, *Physics of Fluids A*, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520, 1992.
- [40] Menter, F. R, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32 (8), 1598-1605, 1994.
- [41] Menter, F. R, Review of the Shear-Stress Transport Turbulence Model Experience from an Industrial Perspective. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 23 (4), 305-316, 2009.
- [42] Nils Goseberg et Torsten Schlurmann-stationary flow around buildings during run-up of tsunami waves on a plain beach *Conference Paper in Coastal Engineering Proceedings* · June 2014 DOI: 10.9753/icce.v34.currents.21
- [43] Hetz AA, Dhaubhadel MN, Telionis DP. Vortex shedding over five in-line cylinders. *J Fluids Struct* 1991;5(3):243–57.
- [44] Lankadasu A, Vengadesan S. Interference effect of two equal-sized square cylinders in tandem arrangement: With planar shear flow. *International Journal of Numerical Methods in Fluids* 2007;57 (8):1005–21.
- [45] Binahi M. A. Said Ali , Numerical Modeling of the Flow around a Cylinder using FEATool Multiphysics, *Engineering, Technology & Applied Science Research* Vol. 13, No. 4, 2023, 11290-11297
- [46] Alexander G. Kuzmin, Using FEATool Multiphysics software for CFD Education, *International Journal of Open Information Technologies* ISSN: 2307-8162 vol. 12, no. 1, 2024