

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ 20 AOÛT 1955 -SKIKDA
FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

MÉMOIRE PRÉSENTÉ POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE
MAGISTER

EN
Physique
Option : ÉNERGÉTIQUE
PAR

M^{me} MOKHBI Wassila

Modélisation et simulation de l'écoulement
bidimensionnel et du transfert de chaleur se produisant
autour d'une rangée de tubes cylindriques

Soutenue le 23 /04/2014

Devant le jury :

M^r : E. MEZAACHE	Pr.	Université du 20Août 1955 Skikda	Président
M^r : A. OMARA	Pr.	Université de Constantine 1	Examineur
M^r : S. LAOUAR	M. C.	Université du 20Août 1955 Skikda	Examineur
M^r : D. OMEIRI	Pr.	Université du 20Août 1955 Skikda	Rapporteur

Résumé

Le travail du présent mémoire porte, d'abord, sur la simulation numérique de l'écoulement bidimensionnel d'un fluide incompressible se produisant autour d'un cylindre placé perpendiculairement à l'écoulement sans transfert de chaleur et ensuite sur celui se produisant autour d'un faisceau de tubes placés en quinconces en tenant compte cette fois-ci des transferts de chaleur. Le code de calcul Fluent a été utilisé pour la résolution des équations de conservations régissant l'écoulement considéré. Pour le traitement du couplage vitesse-pression l'algorithme Simple a été utilisé. Dans le cas de l'écoulement autour d'un cylindre les champs de vitesses, de pression et les lignes de courant ont été représentés. Le phénomène de lâchée de Von Kàrmàn a été mis en évidence. Le calcul du nombre de Strouhal ainsi que le coefficient de lâchée de Von Kàrmàn ont été effectués. Pour l'écoulement autour d'un faisceau de tubes disposés en quinconce, des simulations, d'abord, en régime laminaire ($Re = 40$) et ensuite en régime turbulent ont été effectuées. Pour le cas du régime turbulent deux situations physiques sont considérées : cas d'un régime turbulent stationnaire pour ($Re = 400$) et le cas d'un régime turbulent instationnaire pour ($Re = 9255$) en utilisant les modèles de turbulence k-epsilon k-Omega SST-k oméga. Les résultats obtenus pour différentes simulations ont été présentés et commentés. L'influence du régime d'écoulement sur le champ de vitesse, de vorticités, de température et de l'énergie cinétique turbulente a été analysée. Une étude comparative a permis d'analyser la capacité prédictive des modèles de turbulence. L'influence de ces modèles sur les champs de vitesse, de température, de l'énergie cinétique turbulente et du nombre de Nusselt a été également étudiée.

Mots-clés : Ecoulement bidimensionnel, Cylindre perpendiculaire à l'écoulement, Faisceau de tubes, Transfert de chaleur ; Modèles turbulence, k- ϵ k- ω et SST-k ω .

Abstract

Flow past a two-dimensional circular cylinder is widely studied phenomenon since this problem is of interest with respect to many technical applications. In the present work, numerical simulations of flow past a circular cylinder, performed by using a commercial CFD code "Fluent" with laminar RANS ($k-\varepsilon$ $k-\omega$ and SST- $k\omega$) approaches. The time dependent turbulent flow for $Re = 150$ is simulated to investigate the force coefficient, Strouhal number, pressure distribution on cylinder and the complex vortex shedding of the cylinder wake region.

Numerical calculations of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle continue to attract interest due to its importance in the engineering application as well as the fact that this complex flow represents a challenging problem for CFD. In the present work steady simulations using ($k-\varepsilon$ $k-\omega$ and SST- $k\omega$) models are performed in two dimensional for a subcritical (for $Re = 400$ and $Re = 9255$) flow through a staggered tube bundle. Distributions of velocity, vorticity and turbulent quantities such as turbulent kinetic energy are predicted using RANS models and compared with each other.

Key words, Two dimensional flow, Cylinder perpendicular a flow, Heat transfer Tube bundle, Models of turbulence $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et SST- $k\omega$.

ملخص

يدرس هذا العمل محاكاة عددية لجريان مائع لا انضغاطي ذو بعدين .
أولاً: الناتج حول أسطوانة موضوعة عمودياً دون انتقال الحرارة.
ثانياً: الناتج حول مجموعة من الأنابيب موضوعة بطريقة خماسية وبانتقال حراري.
نستعمل في هذه المحاكاة نموذج Fluent والطرق العددية المتبعة من اجل حل المعادلات التي تصف الظاهرة هي طريقة الحجوم المنتهية ، كما استعمل نموذج Simple لمعادلة التزاوج بين السرعة والضغط.
دراسة وتحليل النتائج بالنسبة للأسطوانة عند $Re = 150$. أما بالنسبة لمجموعة من الأنابيب استعملنا أولاً نمط صفائحي $Re = 40$ ثم اضطرابي الأول مستقر $Re = 400$ والثاني غير مستقر $Re = 9255$ مع استعمال نماذج الدوران التالية: k-epsilon، k-omega، SST- k omega . ودراسة تأثير التمثين على حقل السرعة ، حقل الإعصار، الحرارة، الطاقة، الحركية الدورانية ومقارنة للعدد Nusselt مع مقارنة أفضل نموذج دوران.

الكلمات المفتاحية:

جريان ثنائي البعد، أسطوانة موضوعة عمودياً، مجموعة أنابيب، انتقال الحرارة، نماذج الدوران، k-omega، SST-k omega epsilon.

Remerciements

Avant tout, je remercie **ALLAH** qui m'a donné le courage de continuer mes études et de terminer ce travail.

Ce travail a été réalisé au niveau du laboratoire de Recherches sur la Physico- chimie des Surfaces et Interface (LRPCSI), Faculté des Science, Université du 20 Août 1955 Skikda.

Je voudrais tout d'abord adresser mes remerciements les profonds et les plus sincères à Monsieur **D. OMEIRI**, Professeur à l'Université du 20 Août 55 Skikda, encadreur de ce mémoire pour m'avoir soutenu et guidé tout au long de ce mémoire. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour la confiance qu'il m'a accordée pour son soutien tant scientifique qu'humain durant ces années

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur **E. MEZAACHE**, Professeur à l'Université du 20 Août 55 Skikda, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens également à signifier ma gratitude à Monsieur **A. OMARA**, Professeur à l'Université de Constantine1, et **S. LAOUAR**, Maître de Conférences à l'Université du 20 Août 55 Skikda, d'avoir accepté de faire partie du jury.

A tous, Je tiens à exprimer mes sincères remerciements.

Dédicace

À mes très chers parents

À mon mari

À mes enfants hadil abde esrahime all edine

À toute la famille

À tous mes amis

Sommaire

Remerciement	
Dédicaces	
Résumés	
Sommaire	
Liste des figures	
Liste des tableaux	
Nomenclature	
Introduction générale	1
Chapitre I : Etude bibliographique	3
I Généralités	3
I.1 Introduction	3
I.2 Écoulement laminaire	3
I.3 Écoulement turbulent	3
I.4 Écoulement autour d'un obstacle cylindrique	4
I.5 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre	4
I.5.1 Écoulement rampant	4
I.5.2 Écoulement stationnaire symétrique décollé	5
I.5.3 Régime instationnaire laminaire 2D	5
I.5.4 Régime laminaire instationnaire 3D	5
I.5.5 Régime subcritique	6
I.5.6 Régime critique	7
I.5.7 Régime supercritique	7
I.6 Coefficient de portance	7
I.7 Coefficient de traînée	7
I.8 Principes de la couche limite	8
I.10 Couche limite turbulente	9
I.10.1 Zone interne et zone tampon	10
I.10.2 Zone logarithmique	11
I.11 Revue bibliographique	11
Chapitre II : Modèles de turbulence	24
II.1 Introduction	24
II.2 Différents régimes de simulation	24
II.2.1 Simulation Numérique Directe(DNS)	25
II.2.2 Simulation des grandes Échelles (LES)	25
II.2.3 Équations de Navier Stokes moyennées (RANS)	27
II.3 Hypothèses simplificatrices	28
II.4 Décomposition de Reynolds	28

II.4.1 La moyenne d'ensemble	28
II.4.2 La moyenne temporelle	29
II.4.3 Notations	29
II.4.4 Équations de transport	29
II.4.4.1 Équation de continuité	29
II.4.4.2 Équations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)	29
II.5 Règles de Reynolds	30
II.6 Équation du mouvement moyen	30
II.6.1 Équation de continuité	30
II.6.2 Équation de transport de quantité de mouvement	30
II.7 Modèles de Fermeture	31
II.7.1 Modèle à 0 équation	31
a) Hypothèse de Boussinesq (concept de viscosité turbulente)	31
b) La longueur de mélange de Prandtl (1925)	33
II.7.2 Modèles à une équation de transport	33
a) Modèle de Spalart-Allmaras-1992	34
II.7.3 Modèles à deux équations	35
II.8 Modèle k- ε standard	35
II.8.1 Équation de continuité	36
II.8.2 Équations de conservation de la quantité de mouvement	36
II.8.3 Équation de transport de l'énergie turbulente k	36
II.8.4 Équation de transport du taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulent	36
II.9 Modèle k- ω	37
II.10 Modèle SST-k ω	38
Chapitre III : Modélisation numérique	39
III.1 Introduction	39
III.2 Choix de la méthode numérique	40
III.3 Maillage	40
III.4 Équation générale de transport	42
III.5 Schéma numérique	44
III.5.1 Fonction $A(P)$ pour différents schémas numériques	45
III.6 Résolution du système d'équations	46
III.7 Algorithme simple	46
III.8 La convergence	47
III.9 Résolution par fluent	47
III.9.1 Maillageur Gambit	47
III.9.2 Solveur Fluent	48
III.9.2.1 Traitement près des parois	48
III.9.2.1.1 Fonction de paroi standard	49
III.9.2.1.2 Quantité de mouvement	49
III.9.2.1.3 Turbulence	50

III.10.2.1 Choix des schémas de discrétisation	50
III.10.2.2 Sous relaxation	50
Chapitre IV : Résultats numériques	52
IV.1 Écoulement autour d'un cylindre sans transfert de chaleur	52
IV.1.1 Géométrie de l'écoulement	52
IV.1.2 Conditions aux limites	53
IV.1.3 Propriétés physiques du fluide	53
IV.1.4 Maillage utilisé	54
IV.1.5 Procédure de résolution	55
IV.1.6 Résultats et discussion	56
IV.1.6.1 Champ de vitesse	56
IV.1.6.2 Champ de pression	57
IV.1.6.3 Champ de vorticité	58
IV.1.6.4 Lignes de courant	61
IV.1.6.5 Paramètre globaux	61
IV.2 L'écoulement autour d'un faisceau de tubes placés en quinconce	63
IV. 2.1 Modèles de turbulences utilisées	63
IV. 2.2 Géométrie du problème	63
IV. 2.3 Condition aux limites	64
IV. 2.4 Propriétés physiques du fluide	65
IV. 2.5 Maillage utilisé	65
IV. 2.6 Procédure de résolution	66
IV.2.7 Critère de convergence	67
IV.2.8 Résultats et discussions	68
IV.2 .8.1 Régime laminaire stationnaire $Re = 40$	68
IV.2.8.2 Régime turbulent stationnaire $Re = 400$	70
IV.2.8.2.1 Champ des vitesse	70
IV.2.8.2.2 Champ de vorticité	75
IV.2.8.2.3 Champ de vecteurs vitesse	76
IV.2.8.2.4 Champ de température	77
IV.2.8.2.5 Champ de l'énergie cinétique turbulente	80
IV.2.8.2.6 Nombre de Nusselt	81
IV.2.8.3 Régime turbulent instationnaire $Re = 9255$	82
IV.2.8.3.1 Champ de vitesse	82
IV.2.8.3.2 Champ de vorticité	82
IV.2.8.3.3 Champ de l'énergie cinétique	83
IV.2.8.3.4 Champ de la température	83
Conclusion générale	96
Références bibliographiques	98

Liste des figures

Figure I.1	: Écoulement rampant $Re = 1$.	4
Figure I.2	: Écoulement stationnaire périodique symétrique à $Re = 40$	5
Figure I.3	: Champ de vorticité instantanée, écoulement laminaire symétrique à $Re = 100$, montrant l'allée de Von-K�rm�n.	6
Figure I.4	: Contours de la température à $Re=200$.	6
Figure I.5	: Représentation de la force de trainée et de portance.	8
Figure I.6	: Développement de la couche limite sur une plaque plane.	9
Figure I.7	: Géométrie considérée dans la référence [10].	14
Figure I.8	: �coulement autour d'un cylindre dans le domaine de définition [11].	14
Figure I.9	: Lignes de courant (a), simulation par élément spectrale (b) simulation par volume finie [17].	16
Figure I.10	: Géométrie domaine de calcul et les conditions aux limites [19].	17
Figure I.11	: Schéma du cylindre dans le canal (a) et le système de coordonnées (b) [20].	17
Figure I.12	: Position du point de décollement amont [20].	18
Figure I.13	: �coulement laminaire cas d'un cylindre elliptique [21].	18
Figure I.14	: Maillage [24]	19
Figure I.15	: Comparaison entre les nombres locaux de Nusselt et la distribution de la température dans les deux cas stationnaire et oscillatoire pour $Re = 200$ [25].	20
Figure I.16	: �coulement autour d'un cylindre non libre, écoulement autour d'un cylindre libre avec les conditions aux limites [28].	21
Figure I.17	: Domaine de calcul [31].	22
Figure II.1	: Schéma du principe de LES.	27
Figure III.1	: Volume de contrôle bidimensionnel.	41
Figure III.2	: Volume de contrôle décalé vers la droite.	41
Figure III.3	: Volume de contrôle décalé vers le haut.	42
Figure III.4	: Volume de contrôle typique.	42
Figure IV.1	: Configuration étudiée et les conditions aux limites.	53
Figure IV.2 (a)	: Domaine de calcul.	54
Figure IV.2 (b)	: Maillage autour d'un cylindre.	55
Figure IV.3	: Champ de vitesse à $t=0.6s$.	56
Figure IV.4	: Champ de vitesse à $t=0.75s$.	57
Figure IV.5	: Champ de vitesse à $t=1s$.	57
Figure IV.6	: Champ de pression.	58
Figure IV.7 (a-h)	: �volution temporelle de l'allée de Von Karman.	60
Figure IV.8	: Contours de fonction du courant.	61

Figure IV.9	: Évolution temporelle des coefficients de traînée et de portance, ($Re=150$).	62
Figure IV.10	: La géométrie de problème.	64
Figure IV.11	: Coupe du faisceau.	64
Figure IV.12(a)	: Maillage autour d'un faisceau.	66
Figure IV.12(b)	: Maillage autour d'un tube.	66
Figure IV.13	: L'évolution des résidus des différentes variables en fonction du nombre d'itérations effectuées.	68
Figure IV.14	: Champ de vitesse en régime laminaire.	69
Figure IV.15	: Champ de vorticité en régime laminaire.	69
Figure IV.16	: Champ de pression en régime laminaire.	69
Figure IV.17	: Champ de température en régime laminaire.	70
Figure. IV18	: Champ des vitesses.	72
Figure IV.19 (a-d)	: Variation de la vitesse u pour différentes valeurs de x/d en fonction de y pour différents modèles de turbulence.	73
Figure IV.20 (a-d)	: Variation de la vitesse v pour différentes valeurs de x/d en fonction de y pour différents modèles de turbulence.	74
Figure IV.21 (a-c)	: Contours de la vorticité.	76
Figure IV.22	: Contours des vecteurs vitesse pour le modèle SST-k ω	76
Figure IV.23 (a-c)	: Champ de température pour différents modèles de turbulence ($Re=400$).	78
Figure IV.24 (a-d)	: Variation de la température pour différentes valeurs de x/d en fonction de y pour différents modèles de turbulence.	79
Figure IV.25 (a-c)	: Champ de l'énergie cinétique ($Re=400$).	81
Figure IV.26	: Variation du nombre de Nusselt, en fonction de x/d (cylindre $N^{\circ}3$) ($Re=400$)	81
Figure IV.27 (a-c)	: Champ de vitesse à $t = 1s$.	84
Figure IV.28 (a-c)	: Champ de vitesse à $t = 2s$.	85
Figure IV.29 (a-c)	: Champ de vitesse à $t = 3s$.	86
Figure IV.30 (a-c)	: Champ de vorticité à $t = 1s$.	87
Figure IV.31 (a-c)	: Champ de vorticité à $t = 2s$.	88
Figure IV.32 (a-c)	: Champ de vorticité à $t = 3s$.	89
Figure IV.33 (a-c)	: Champ de l'énergie cinétique à $t = 1s$.	90
Figure IV.34 (a-c)	: Champ de l'énergie cinétique à $t = 2s$.	91
Figure IV.35 (a-c)	: Champ de l'énergie cinétique à $t = 3s$.	92
Figure IV.36 (a-c)	: Champ de température à $t = 1s$.	93
Figure IV.37 (a-c)	: Champ de température à $t = 2s$.	94
Figure IV.38 (a-c)	: Champ de température à $t = 3s$.	95

Liste des tableaux

Tableau II.1	: Coefficients empiriques du modèle Spalart Allmaras.	34
Tableau II.2	: Constantes du modèle k- ϵ .	36
Tableau II.3	: Constantes du Modèle k- ω Haut Reynolds.	37
Tableau II.5	: Constantes du Modèle k- ω Bas Reynolds.	38
Tableau II.6	: Constantes du modèle SST-k ω	38
Tableau III.1	: Fonction $A(P)$ pour différents schémas numériques Patankar, 1980) [41].	45
Tableau III.2	: Schémas de discrétisation.	50
Tableau III.3	: Les facteurs de sous relaxation.	51
Tableau IV.1	: Maillage d'un cylindre.	54
Tableau IV.2	: Schémas de discrétisation et facteurs de sous relaxations utilisés (cas du cylindre seul).	55
Tableau IV.3	: Des Paramètres globaux de l'écoulement.	62
Tableau IV.4	: Maillages d'un faisceau.	65
Tableau IV.5	: Schémas de discrétisation et facteurs de sous relaxation utilisés (faisceau de tubes).	67

Nomenclature

Lettres latines

Symbole	Définition	unités
A	Surface	[m ²]
A_p, A_E, A_W, A_N, A_S	Coefficients de l'équation algébrique de transport discrétisée	
$A P $	Fonction d'un schéma numérique en fonction du nombre de Peclet	
b	Terme source dans le système d'équations algébriques discrétisées	
$C(\mu, \varepsilon_1, \varepsilon_2)$	Coefficient empiriques	
C_d	Coefficient de traînée $C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2}\rho U^2 A}$	
C_L	Coefficient de portance $C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U^2 A}$	
C_p	Chaleur massique à pression constante	[J. kg ⁻¹ . K ⁻¹]
D_e, D_w, D_n, D_s	Flux diffusifs aux interfaces e, w, n, s de l'équation de transport discrétisées	
dX_e, dX_w, dY_n, dY_s	Distance entre le nœud considéré P et les nœuds E, W, N, S	
D	Diamètre du cylindre	[m]
F_e, F_w, F_n, F_s	Flux convectifs aux interfaces e, w, n et s de l'équation de transport discrétisé	
F_d	Force de traînée	[N]
f_f	Fréquence du lâcher tourbillonnaire	[Hz]
F_L	Force de portance	[N]
G_K	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente	[kg. m ⁻¹ . s ⁻³]
J_x, J_y	Flux totale de convection et de diffusion	
k	Énergie cinétique turbulente	[m ² . s ⁻²]
L	Échelle de longueur des tourbillons	[m]
l_m	Longueur de mélange de Prandtl	[m]
N	Nombre de rangées des tubes	
p	Pression	[N. m ²]
\mathcal{P}	Terme de production	
P_e, P_w, P_n, P_s	Nombre de Peclet aux interfaces e, w, n ets.	
R	Rayon du cylindre.	[m]
S_ϕ	Terme source de l'équation de transport discrétisée.	

T	Température.	[K]
T_∞	Température initiale.	[K]
t	Temps	[s]
Δt	Pas du temps.	[s]
U_∞	Vitesse à l'infini amont.	[m.s ⁻¹]
u, v	Composantes de la vitesse.	[m.s ⁻¹]
u'_i, u'_j	Fluctuations des vitesses.	[m.s ⁻¹]
U, V ou \bar{u}, \bar{v}	Vitesse moyen.	[m.s ⁻¹]
P^*, U^*, V^*	Champ estimé.	
P', U', V'	Termes de correction de pression et des vitesses.	
τ_p	Taux de cisaillement total.	[kg. m ⁻¹ . s ⁻²]
R_{ij}	Tension de Reynolds.	[kg. m ⁻¹ . s ⁻²]
F_2	Fonction.	
x, y	Coordonnées cartésiennes.	[m]

Lettres grecques

μ_t	Viscosité dynamique turbulente	[kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Coefficients empiriques	
ε	Taux de dissipation	[m ² . s ⁻³]
μ	Viscosité dynamique du fluide	[kg. m ⁻¹ . s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² . s ⁻¹]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente du fluide	[m ² . s ⁻¹]
ρ	Masse volumique du fluide	[kg. m ⁻³]
Γ	Coefficient de diffusion de l'équation générale du transport	
ϕ	Quantité spécifique	
ω	Dissipation spécifique	[s ⁻¹]
δ_{ij}	Symbole de kronecker	

Nombres adimensionnels

Nu	Nombre de Nusselt $Nu = \frac{h \cdot L}{\lambda}$
Pe	Nombre de Pecklet $Pe = Re \cdot Pr$
Re	Nombre de Reynolds $Re = \frac{uD}{\nu}$
Re_t	Nombre de Reynolds turbulent $Re_t = \frac{k}{\nu \omega}$

St Nombre de Strouhal $St = \frac{fD}{U_\infty}$

Abréviations

CFD	Computational Fluid Dynamic.
DNS	Direct Numirecal Simulation.
EDP	Équations Différentielles aux drivées Partielles.
LES	Large Eddy Simulation.
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes.
SIMPLE	Semi Implicit Method Pressure Linked Equations.
OES	Organized Eddy Simulation
RNG	Renormalization group
LDV	Laser DOPPLER Véllocimétrie
PIV	Particule image véllocimétrie
POD	Proper Orthogonal Décomposition

Introduction générale

Les écoulements autour des objets sont à l'origine de phénomènes dynamiques dont la maîtrise de l'énergie est indispensable pour résoudre un bon nombre de problèmes pratiques posés lors de la conception et de l'exploitation d'installation industrielle. Les résultats de ces études ont permis d'importantes améliorations de système industriel, notamment dans le domaine des centrales thermiques, les raffineries, les unités chimiques et pétrochimiques, etc.

Un exemple concerne les échangeurs de chaleur utilisant comme surface d'échange des tubes disposés perpendiculairement à un écoulement de fluide placé en quinconce. Où l'amélioration des réalisations nécessite une bonne compréhension physique du transfert de chaleur.

Dans le travail, on propose dans un premier temps, une étude numérique de l'écoulement autour d'un cylindre sans de transfert de chaleur. Ensuite, autour d'un faisceau de tubes placé en quinconce avec transfert de chaleur.

L'objectif de cette étude est d'approfondir la connaissance des mécanismes physiques associés à la naissance de la turbulence et aux origines de son développement dans les écoulements autour de structures solides portantes, est de capter l'écoulement dans un faisceau de tubes placés en quinconce, à l'aide de modélisation statistique de la turbulence et d'analyser la capacité prédictive de modèles de turbulence.

Le mémoire est constitué une introduction, quatre chapitres et une conclusion :

Le premier chapitre présente une brève introduction qui rappelle l'intérêt pratique des problèmes autour d'un obstacle. Une description des principaux travaux publiés sur le sujet, a été présentée selon leur nature expérimentale ou numérique et des généralités sur le phénomène de la turbulence et ses propriétés.

Le second chapitre débute par une présentation des différentes méthodes de simulations, les différents modèles de fermetures et la formulation mathématique du problème physique, cette dernière est basée sur les équations de Navier-Stokes moyennées et les modèles de turbulence. $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et SST- $k\omega$

Dans le chapitre troisième une brève introduction aux méthodes numériques de résolution existants dans la littérature (différences finis volume finis, éléments finis) est présentée. Ensuite, une description détaillée de la méthode numérique de résolution du

système complet des équations de conservation est présentée dans ce chapitre. La méthode des volumes finis avec l'algorithme de couplage vitesse –pression (algorithme Simple) est largement détaillée. Des simulations à l'aide du code de calcul commercial Fluent.

Enfin, le quatrième chapitre est consacré à la présentation des résultats. L'étude d'abord de l'écoulement turbulent d'un fluide incompressible se produisant autour d'un cylindre sans transfert de chaleur. Ensuite l'étude de l'écoulement autour d'un faisceau des tubes avec transfert de chaleur. Les résultats obtenus pour les différents cas tests seront analysés et interprétés. L'influence du régime de l'écoulement sur les profils des vitesses, de la vorticité, la variation de la température, l'énergie cinétique turbulent, a été analysée et commentée. Une étude comparative du nombre de Nusselt à la paroi, de la vitesse, de la vorticité, de la température, l'énergie cinétique turbulente pour différents modèles a été également effectuée pour les deux régimes.

CHAPITRE I**Etude bibliographique****I Généralités****I.1 Introduction**

L'étude des mécanismes physiques de l'écoulement autour d'un cylindre présente un grand intérêt, tant sur le plan de la recherche fondamentale que dans le domaine des applications industrielles. Cet écoulement a fait l'objet de nombreuses analyses dans la littérature.

I.2 Écoulement laminaire

Le fluide s'écoule par couche, chaque particule de fluide suit une ligne unique et continue. Les particules fluides dans chaque couche restent dans un ordre régulier sans passer les unes sur les autres. [Les soldats en parade fournissent une analogie quelque peu grossière de l'écoulement laminaire. Ils marchent suivant une ligne bien définie, l'un derrière l'autre, et maintiennent leur ordre même lorsqu'ils tournent ou traversent un obstacle]. Lorsqu'un fluide s'écoule en mouvement laminaire le long d'une surface dont la température est différente de celle du fluide, la chaleur est transmise seulement par conduction moléculaire aussi bien à l'intérieur de fluide qu'à l'interface entre le fluide et la surface. Ils n'existent pas dans ce cas des tourbillons au moyen desquels l'énergie, emmagasinée dans les particules fluides, est transportée à travers les filets fluides. La chaleur est transmise entre les couches fluides par mouvement moléculaire à une échelle microscopique.

I.3 Écoulement turbulent

Pour les écoulements turbulents, la vitesse moyenne du fluide est beaucoup plus importante que celle en régime laminaire, il y a un véritable mélange des particules fluides et d'innombrables tourbillons qui transportent la masse du fluide à travers des filets. Dans un écoulement turbulent, le mécanisme de conduction est modifié et favorisé par d'innombrables tourbillons qui transportent la masse de fluide à travers les filets fluide. Ces particules fluides

en se mélangeant avec d'autres particules jouent le rôle de porteuses d'énergie par conséquent un accroissement de la turbulence amène à une augmentation de la quantité de chaleur s'écoulant par convection.

I.4 Écoulement autour d'un obstacle cylindrique

Les études traitant le problème de l'écoulement autour d'un cylindre ont été d'un intérêt considérable dans le domaine de l'ingénierie. L'écoulement autour d'un cylindre dépend en grande partie du type de l'écoulement qui détermine le nombre de Reynolds défini par $Re = \frac{U_\infty D}{\nu}$, et représente le rapport des forces d'inertie et des forces de viscosité. U_∞ étant la vitesse du fluide à l'infini amont, D le diamètre du cylindre, et ν la viscosité cinématique du fluide considéré. Le sillage derrière un cylindre a fait l'objet de plusieurs études, expérimentales et numériques, fournissant une large gamme de résultats pour différents nombres de Reynolds et permettant de mettre en évidence les différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds.

I.5 Différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre

I.5.1 Écoulement rampant

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

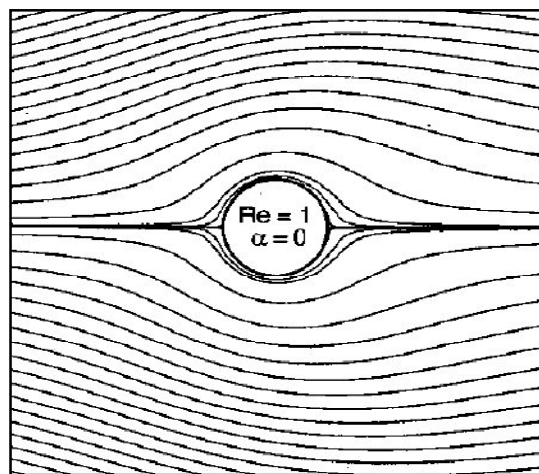


Figure I.1 : Écoulement rampant $Re = 1$.

I.5.2 Écoulement stationnaire symétrique décollé

Pour $5 < Re < 48$, les forces d'inertie augmentent et l'effet visqueux n'est plus assez grand pour empêcher l'écoulement de se décoller du cylindre. Deux tourbillons contrarotatifs se forment en aval du cylindre. Le point de rattachement s'éloigne du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique.

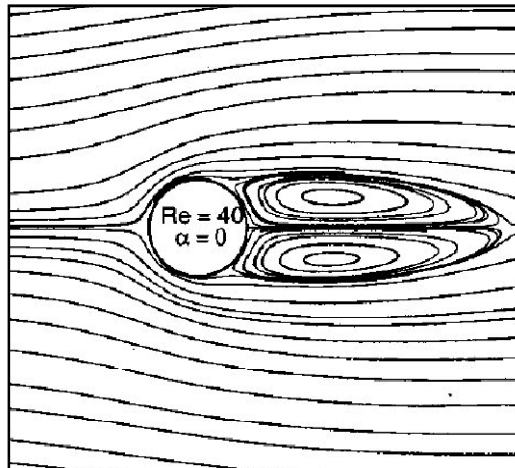


Figure I.2 : Écoulement stationnaire périodique symétrique à $Re = 40$.

I.5.3 Régime instationnaire laminaire 2D

Pour des nombres de Reynolds au-delà de 48, les différentes sources de perturbations ne peuvent plus être amorties. Ceci conduit à une perte de symétrie, et les deux tourbillons se détache alternativement de part et d'autre du cylindre, formant ainsi l'allée tourbillonnaire de Von-Karman, (cette instabilité est bidimensionnelle et se caractérise par une périodicité fortement prononcée). Le paramètre adimensionnel relatif à la fréquence du lâché tourbillonnaire est le nombre de Strouhal : $St = \frac{fD}{U_\infty}$ Dans ce régime, le nombre Strouhal augmente avec le nombre de Reynolds. Nous allons choisir un pas de temps, de l'ordre $\frac{1}{20}$ d'une période : $\Delta t = \frac{T}{20}$

I.5.4 Régime laminaire instationnaire 3D

Au-delà de $Re = 160$, commence la transition vers le régime turbulent qui se manifeste Par l'apparition des effets tridimensionnels dans le sillage. Une ondulation des

rouleaux de Von-Karman est observée dans le sens de l'envergure du cylindre, ainsi que la naissance de tourbillons longitudinaux. Deux modes se distinguent :

- ✓ Le mode A pour $160 < Re < 190$
- ✓ Le mode B ailleurs

Le mode A est caractérisé par une longueur d'onde de $4 \times D$, tandis que le mode B, pour une longueur d'onde plus faible de l'ordre d' $1 \times D$ (avec D le diamètre du cylindre).

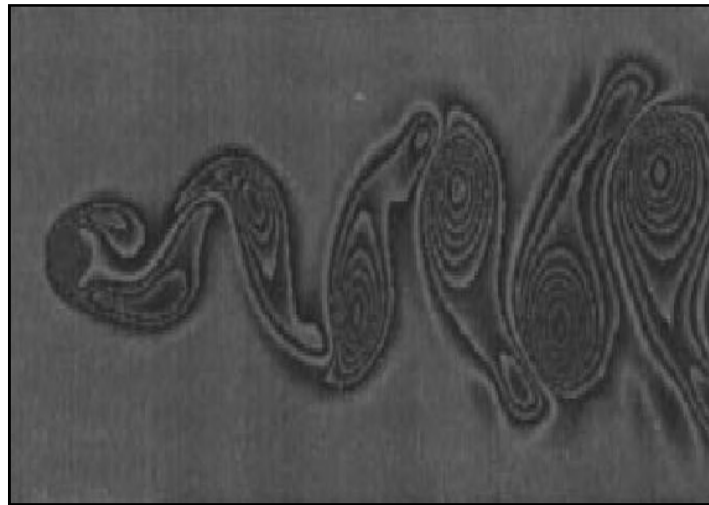


Figure I.3 : Champ de vorticité instantanée, écoulement laminaire symétrique à $Re = 100$, montrant l'allée de Von-Kàrmàn.

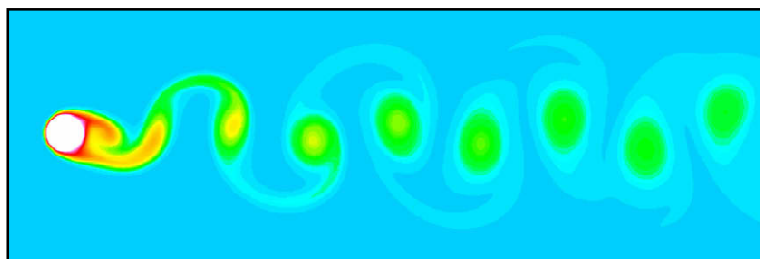


Figure I.4 : Contours de la température à $Re = 200$.

I.5.5 Régime subcritique

Pour $300 < Re < 10^5$ l'allée tourbillonnaire est turbulente ; le point de transition dans la couche cisailée se déplace vers l'amont quand le nombre de Reynolds augmente jusqu'à

rejoindre le point de décollement à l'entrée dans le régime critique. Le cisaillement important dans la zone décollée entraîne l'amplification d'une instabilité, et ainsi que la naissance des petits tourbillons de zone de mélange à partir de $Re = 2700$ [21].

I.5.6 Régime critique

Ce régime est atteint quand le point de transition qui remonte vers l'amont au cours du régime subcritique rejoint le point de décollement. Le régime critique est caractérisé par la transition turbulente de la couche limite avant le décollement. Le sillage est irrégulière et l'allée tourbillonnaire de Von-Kármán se dégrade et disparaît à la fin de ce régime [21].

I.5.7 Régime supercritique

Pour des nombres de Reynolds au-delà de $2 \cdot 10^6$ environ, la couche limite devient entièrement turbulente, et l'allée tourbillonnaire réapparaît dans le sillage à une fréquence de Strouhal constante plus élevée.

I.6 Coefficient de portance

La portance est la force perpendiculaire à la vitesse d'un corps en immersion dans un écoulement. C'est la composante de cette force qui assure la sustentation d'un avion. **Le coefficient de portance** est obtenue à partir de l'analyse dimensionnelle et il est donné par :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U^2 A}$$

Où :

- U : est la vitesse moyenne de l'écoulement autour du corps.
- F_L : est la force de portance autour du corps.
- A : est l'aire du corps.

Pour une aile d'avion ou une voilure, ce coefficient dépend entre autres de l'angle d'incidence et du nombre de Reynolds, ce coefficient étant inversement proportionnel au nombre de Reynolds.

I.7 Coefficient de traînée

La traînée est la force qui s'oppose à l'avancement d'un corps dans un fluide (ou si l'on préfère la résistance qu'oppose un corps fixe à un écoulement). Pour faire une analyse par similitude de la force F_D de traînée tangente à l'écoulement, on utilise **le coefficient de traînée**

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 A}$$

Dans le cas d'un écoulement aérodynamique autour d'une aile d'avion, on calculera la composante horizontale de la force de trainée.

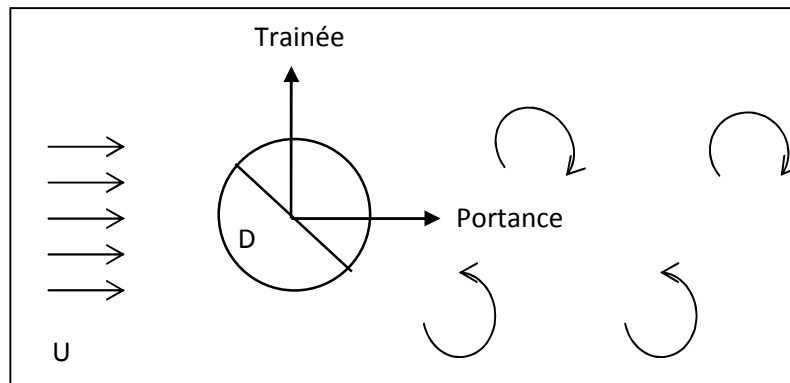


Figure I.5 : Représentation de la force de trainée et de portance.

I.8 Principes de la couche limite

La couche limite est la zone d'interface entre un corps et le fluide environnant lors d'un mouvement relatif entre les deux, conséquence de sa viscosité. Elle est un élément important en mécanique des fluides.

La définition même de la couche limite réside dans le fait qu'elle représente la région de l'écoulement où les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels. Ce n'est en effet pas le cas loin de la paroi, où l'écoulement est alors dit « d'Euler », et où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir.

Le profil de vitesse au sein de la couche limite dépend de sa nature laminaire ou turbulente. L'endroit où se produit la transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent dépend du nombre de Reynolds. On distingue plusieurs zones:

- **Zone laminaire:** débute au bord d'attaque ($x = 0$), son épaisseur augmente au fur et à mesure que l'écoulement avance le long de la paroi.
- **Zone de transition laminaire - turbulente:** cette zone caractérise le passage du régime laminaire au régime turbulent.
- **Zone turbulente:** il existe dans la zone turbulente une sous couche visqueuse dans laquelle les effets visqueux sont prédominants devant les effets d'inertie.

Le développement de la couche limite le long d'une plaque plane est représenté sur la figure ci-dessous:

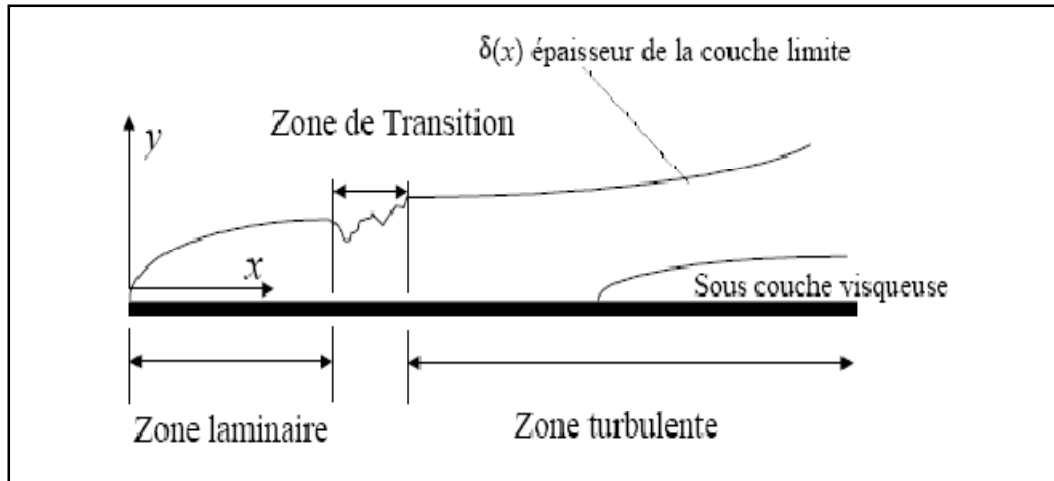


Figure I.6 : Développement de la couche limite sur une plaque plane.

I.9 Couche limite turbulente

De manière à envisager la modélisation de la turbulence à grand nombre de Reynolds dans le contexte de l'interaction fluide-structure, nous rappellerons certaines notions utiles de la structure de la couche limite proche - paroi en équilibre statistique. Le cas le plus simple est le développement de la couche limite sur une plaque plane. Dans ce cas l'espace peut être partagée en deux domaines :

- ❖ L'un appelé «couche limite» en proche-paroi où les effets de viscosité sont prépondérants,
- ❖ L'autre, à l'extérieur du premier, appelé «fluide libre» ; zones externes ou zone de sillage, où les effets de viscosité sont négligeables et pour lequel les équations d'Euler sont valables.
 - **La zone interne :** ou sous-couche visqueuse, où la viscosité moléculaire est prépondérante et les fluctuations turbulentes sont négligeables.
 - **La zone tampon :** où les effets moléculaires et les effets turbulents sont du même ordre.
 - **La zone logarithmique**

I.9.1 Zone interne et zone tampon

La zone interne se caractérise par une condition de non-glissement à la paroi :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \overline{uv} \right] = 0 \quad (\text{I.1})$$

Cette condition de non-glissement laisse supposer l'existence de la zone interne, où le taux de cisaillement total est constant et égal à sa valeur à la paroi τ_p

$$\tau_p = \rho \left[\nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \overline{uv} \right] \quad (\text{I.2})$$

En définissant la vitesse de frottement pariétale comme échelle de vitesse et comme échelle de longueur :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{I.3})$$

La condition de non-glissement peut s'écrire :

$$\bar{U}^+ = y^+ + \int_0^{y^+} \overline{uv}^+ dy^+ \quad \text{avec} \quad \bar{U}^+ = \frac{\bar{U}}{u_\tau} \quad (\text{I.4})$$

$$y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu} \quad (\text{I.5})$$

y^+ Échelle de longueur adimensionnelle de l'écoulement.

En proche-paroi, les fluctuations de vitesse u' et v' sont faibles et le frottement visqueux devient prépondérant devant le frottement turbulent. C'est ainsi qu'est obtenue la loi linéaire qui caractérise la zone interne, valable pour $5 \leq y^+$ d'après les résultats expérimentaux :

$$\bar{U}^+ = y^+ \quad (\text{I.6})$$

La zone tampon prolonge la zone interne. Les effets turbulents et visqueux se compensent, la production turbulente est maximale. Les fluctuations turbulentes deviennent importantes : la présence de la paroi engendre une forte anisotropie des fluctuations turbulentes :

En ce qui concerne la modélisation de la turbulence, pour les approches statistiques, seules les fermetures d'ordre élevé ou non-linéaires permettent de reproduire cette anisotropie.

I.9.2 Zone logarithmique

La zone logarithmique est une région intermédiaire entre les zones interne et tampon, et la zone externe. Le profil de similitude de la zone externe est défini par :

$$\frac{\bar{U} - U_e}{u_\tau} = F \left[\frac{y}{\delta} \right] \quad (I.7)$$

La fonction F n'ayant pas de caractère universel, elle dépend des conditions de l'écoulement. Les expériences menées sur des écoulements de paroi valident l'Eq. (I.6)

La zone logarithmique doit donc à la fois vérifier les relations (I.5) et (I.6) ce qui donne une loi de la forme :

$$\bar{U}^+ - U_e^+ = f(y^+) - U_e^+ = F \left[\frac{y^+}{\delta^+} \right] \quad (I.8)$$

Il est montré que :

Pour

$$\frac{y}{\delta} = \eta \text{ petit}, \frac{\bar{U} - U_e}{u_\tau} = \frac{1}{k} \text{Log}(y^+) + B \quad (I.9)$$

Pour

$$y^+ \text{ grand}, \bar{U}^+ = \frac{1}{k} \text{Log}(y^+) + C \quad (I.10)$$

L'expérience montre que $C \approx 5 - 5,2$ alors que B est dépendant des caractéristiques de l'écoulement. Clauser(1956) et Coles(1956) proposent de modifier la relation (I.9) en y ajoutant une fonction de sillage de manière à pouvoir regrouper les deux formulations. La relation (I.8) devient alors :

$$\bar{U}^+ = \frac{1}{k} \text{Log}(y^+) + C + \frac{\pi}{k} 2 \sin^2 \left[\frac{y \pi}{\delta 2} \right] \quad (I.11)$$

La loi logarithmique est valable pour : $40 < y^+ < 300 - 350$ (Cousteix (1989)).

I.10 Revue bibliographique

L'évolution de la technologie pousse les chercheurs à avancer dans des cas très compliqués et d'actualité susceptible d'être traitée à l'aide d'outils informatique très puissants et avec des moyens expérimentaux les plus sophistiqués et les plus performants. Parmi les travaux concernant l'écoulement autour d'un cylindre, citons :

Meece (1949) ^[1] a étudié l'influence du nombre de rangées de tubes transversales sur le coefficient d'échange de chaleur pour le régime laminaire avec des tubes en ligne disposés en carré et ayant une, deux, quatre, six, huit et dix rangées de tubes de 9.5 mm avec un rapport d'espacement sur diamètre égal à 1.25. Il a trouvé que, pour un nombre de Reynolds donné, le coefficient de chaleur moyen pour une seule rangée de tubes était 50% plus grand que celui obtenu avec 10 rangées. Pour les dispositions des tubes considérées, la variation du coefficient d'échange de chaleur avec N nombre de rangées de tubes dans la direction de l'écoulement, peut être généralisée par l'équation :

$$j_{N \text{ rangées}} / j_{10 \text{ rangées}} = (10/N)^{0.18} \quad (\text{I.11})$$

Grosh et Cess (1957) ^[2,3] ont récemment développé une méthode théorique et analogique pour l'estimation des coefficients d'échange de chaleur relatifs aux métaux liquides s'écoulant perpendiculairement à un seul cylindre placé dans un faisceau de tubes. Pour calculer ces coefficients, on suppose que, dans un fluide ayant un petit nombre de Prandtl, le transport de chaleur par remous est négligeable en comparaison de la conduction moléculaire. Pour de faibles vitesses, cette approximation donne des résultats en bon accord avec les mesures expérimentales. Aux vitesses élevées, toutefois, la théorie ne donne pas de très bons résultats, car elle néglige la contribution de la transmission de la chaleur par les remous.

Sreeni et Ramachandran (1961) ^[4] ont étudié l'effet des vibrations sur le transfert de chaleur d'un tube de cuivre. Le cylindre, placé au courant d'air est animé d'une vibration sinusoïdale perpendiculaire à l'écoulement. Ils ont utilisé une technique de mesure transitoire pour déterminer les coefficients de transfert de chaleur. En l'absence de vibration, les données expérimentales s'expriment par :

$N_{Nu} = 0.226 N_{Re}^{0.6}$ Pour $2500 < N_{Re} < 15000$. Ils ont imposé des vitesses de vibration atteignant jusqu'à 20 fois la vitesse de l'écoulement. Aucune modification n'a été observé sur les coefficients de transfert de chaleur.

Spaling et Pun (1962) ^[5] ont étudié quinze méthodes pour déterminer les coefficients de transfert de chaleur en régime laminaire, chacune de ces méthodes est en suite appliquée au calcul de la distribution du nombre de Nusselt sur le demi - bord d'attaque, d'un cylindre circulaire placé dans un écoulement laminaire. Il existe de grandes différences entre les

résultats prévus par les théories. Les résultats sont comparés à la solution exacte de Frossling et aux données expérimentales de Schmidt et Winner faute de données expérimentales plus sûres. Ils n'ont pu tirer aucune conclusion définitive sur la précision relative des méthodes théoriques.

Fand (1965) ^[6] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection forcée autour d'un cylindre placé dans un écoulement transversal d'eau pour une gamme des nombres de Reynolds de 10^4 à 10^5 . Les données expérimentales sont en bon accord avec la corrélation de Mc Adams.

Tang Shih et McDonald (1971) ^[7] ont étudié l'influence de la rotation sur le transfert thermique lors de l'ébullition nucléée à partir d'un cylindre horizontal circulaire chauffé, tournant autour de son axe dans un réfrigérant et dans l'eau distillée pour des cylindres de cuivre et de laiton $d = 2,86$ m et $L = 20,32$ cm à des densités de flux variant entre 25200 et 82000 W/m^2 pour des nombres de Reynolds de rotation comprise entre 0 et $2,6 \times 10^2$. Ils ont montré que la rotation n'a pas d'effet significatif sur le coefficient de transfert thermique pour des vitesses basses ou modérées dans cette région. Pour un nombre de Nusselt basé sur le diamètre du cylindre pour vitesses de rotation très élevées. L'ébullition cesse et la convection forcée devient le seul mode de transfert thermique. Dans cette région pour $Re > 1,35 Rec$ les résultats expérimentaux sont unifiés par le résultat entre ces cas limites, ils ont observé une région de transition graduelle pour laquelle, la taille et la fréquence des bulles décroissent avec l'augmentation de la vitesse jusqu'à la dissipation totale.

Elmar Achenbach (1975) ^[8] a étudié expérimentalement le transfert de chaleur local et global sur un cylindre circulaire lisse dans un écoulement d'air transversal pour le nombre de Reynolds $3 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^6$. Il a étudié l'interaction entre l'écoulement et le transfert de chaleur. En particulier, les effets de l'écoulement dans une couche limite sur le transfert thermiques tels que la transmission laminaire-turbulent.

Igarashi (1987) ^[9] a fait des recherches expérimentales sur l'écoulement et le transfert thermique autour d'un cylindre rectangulaire pour Reynolds compris entre $7,5 \times 10^4$ et $3,75 \times 10^5$. Le rapport longueur/ hauteur (c/d) de la section varie entre 0,33 et 1,5 (figure I.5). Il a montré que les coefficients de transfert locaux autour du cylindre sont reliés aux caractéristiques de l'écoulement, et augmentent en même temps que le coefficient de trainée c_d et le coefficient moyen de transfert.

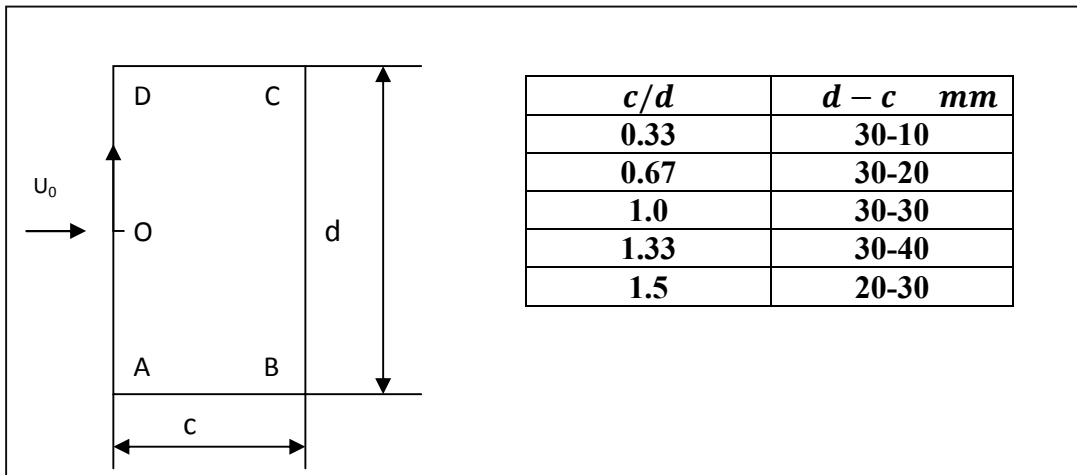


Figure I.7 : Géométrie considérée dans la référence [9].

Karniadakis (1988) ^[10] a étudié la convection forcée autour d'un cylindre en attaque transversal pour un nombre de Reynolds allant jusqu'à 200. Le système d'équations est discrétisé et traité numériquement (figure I.2). Il a fait des prédictions numériques sur la dimension du sillage, de la structure temporelle et spatiale de l'allée de tourbillons de Von Karman. Il a déterminé le coefficient de portance, de trainée et de transfert thermique local. Il a trouvé un bon accord avec les données expérimentales.

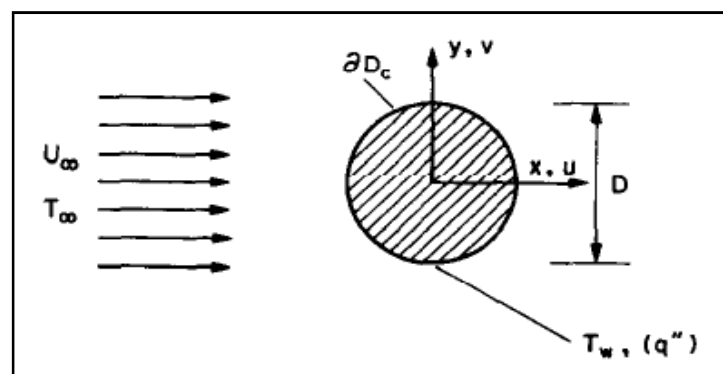


Figure I.8 : Écoulement autour d'un cylindre dans le domaine de définition [10].

Tatsutani et al. (1993) ^[11] ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement incompressible instable de deux cylindres de section carré placés en (tandem) dans un canal. Pour déterminer l'effet de la distance de séparation du cylindre λ sur le comportement de l'écoulement et le transfert thermique pour des rapports de diamètre de cylindre $D/d = 1$ et 2 , une gamme de Reynolds $200 < Re < 1600$. Ils ont montré un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux.

Balabani et al. (1994) ^[12] ont utilisé une technique de LDA pour mesurer la vitesse moyennée et les intensités turbulentes dans le faisceau des tubes disposés en quinconce. Les mesures ont été comparées aux prévisions. Ils ont utilisé un modèle de turbulence k_ϵ avec et sans une modification de courbure.

Zdravistch et al. (1995) ^[13] ont investi expérimentalement le transfert de chaleur et l'écoulement dans un faisceau des tubes disposés en ligne et en quinconce. En résolvant les équations de Navier Stokes pour les nombres de Reynolds dans le cas laminaire et entièrement turbulent. Ils ont trouvé un bon accord avec l'expérience.

Bailer et al (1997) ^[14] ont étudié numériquement le transfert de chaleur et l'écoulement d'air autour d'un cylindre chauffé de diamètre (d) égal à 20 mm et de longueur 1 m. Cette étude a été menée avec le logiciel de calcul trio développé au CEA. Ils ont utilisé une méthode de volume fini avec un schéma convectif du troisième ordre (QUICK) pour résoudre les équations de diffusion de la chaleur et de la quantité de mouvement régissant les échanges de chaleur par convection forcée. Ils ont déterminé les champs locaux de vitesse et de température, le nombre de Strouhal, la contrainte de cisaillement à la paroi, coefficient de pression, nombre de Nusselt. Ils ont confronté ces résultats avec ceux figurants dans la littérature.

Buyruk et al (1998) ^[15] ont effectué une étude expérimentale pour étudier les caractéristiques du transfert thermique d'un cylindre dans un écoulement croisé. Ils ont utilisé la formulation de fonction de courant –vorticité. Les calculs sont présents pour un tube simple isotherme dans un conduit avec des rapports de colmatage différents (0,18 – 0,47). Ils ont montré l'effet du colmatage et du nombre de Reynolds $120 < Re < 390$ sur les caractéristiques de transfert thermique.

Blackburn et Schmidt (2001) ^[16] a étudié par la méthode spectrale, le modèle LES (Large Eddy Simulation) pour simuler l'écoulement stationnaire et turbulent d'un fluide incompressible autour d'un cylindre pour $Re = 3900$ où le sillage est entièrement turbulente, mais les couches limites laminaire. Les résultats des simulations obtenues par la méthode spectrale sont comparés avec ceux obtenues par la méthode des volumes finis.

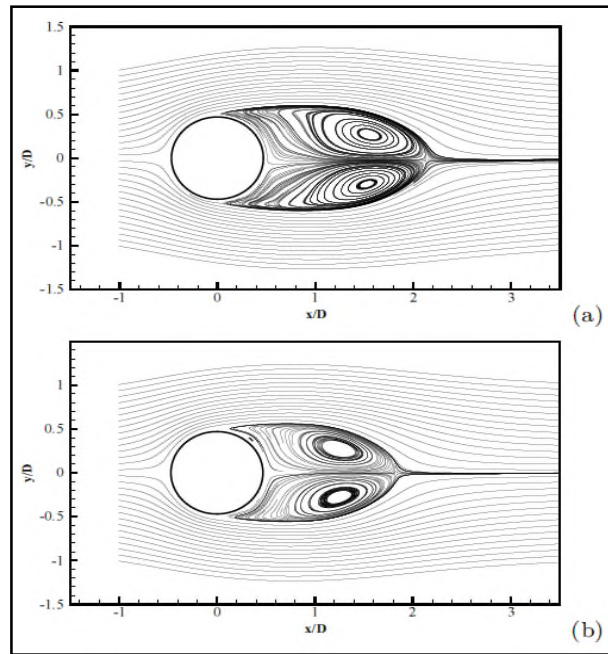


Figure I.9: Les lignes de courant (a) Simulation par méthode spectrale (b) simulation par volume finie [16].

Valentin et al (2001) ^[17] ont mesuré par une méthode électrochimique le coefficient de transfert de matière entre un fluide et une paroi parallèle à la direction de l'écoulement pour un obstacle placé perpendiculairement à l'écoulement en écoulement très turbulent $5 \times 10^4 < Re < 2 \times 10^5$. La présence de billes de verre ($200\mu m < dp < 1100\mu m$) ou le polystyrène ($dp \sim 600\mu m$) au sein du liquide ne modifie pas le flux de transfert de matière. Ils ont montré qu'il y a une augmentation de 10 à 25 % du flux de transfert de matière sur la face amont de l'obstacle et une diminution du même ordre de grandeur sur la face avale.

Tuta et Holdo (2001) ^[18] ont présenté une simulation numérique de l'écoulement transitoire autour d'un cylindre circulaire fixe bidimensionnel (figure. I.9). Ils ont employé deux modèles de turbulence dans un régime d'écoulement subcritique Le premier modèle est le modèle (RNG) (renormalization group) $k-\epsilon$ basé sur la viscosité turbulente, le seconde et la

simulation des grandes échelles Large Eddy Simulation (L E S). Les résultats aussi obtenus ont été confrontés avec les résultats expérimentaux.

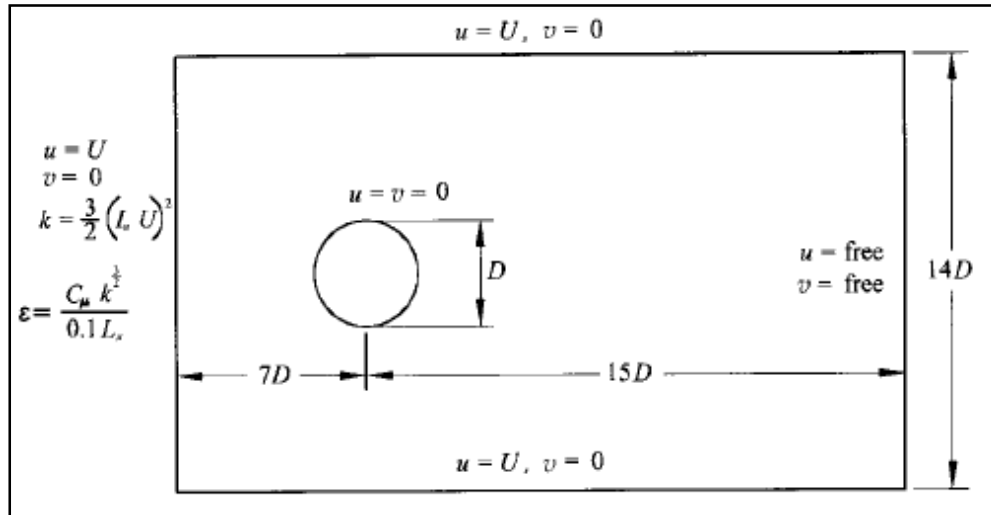


Figure I.10: Géométrie domine de calcul et les conditions aux limites [18].

Gonikode et al (2005) ^[19]. Ont fait une étude expérimentale et numérique de l'écoulement laminaire d'un fluide autour d'un cylindre en rotation perpendiculairement à l'écoulement pour trois valeurs des nombres de Reynolds (8500, 1700 et 3400). Le rapport entre la vitesse du cylindre et l'écoulement α varie entre 0 et 7. Des mesures ont été effectuées par la P I V (Particule Image Vélocimétrie) et par la L D V (Laser Doppler Vélocimétrie), pour localiser la position du point de décollement. Ils ont confirmé la localisation du point de décollement aval par le critère RM S et de proposer un autre critère basé sur la distribution de la composante radiale de vitesse. Ils ont trouvé que le point de décollement amont varie peu en fonction de α .

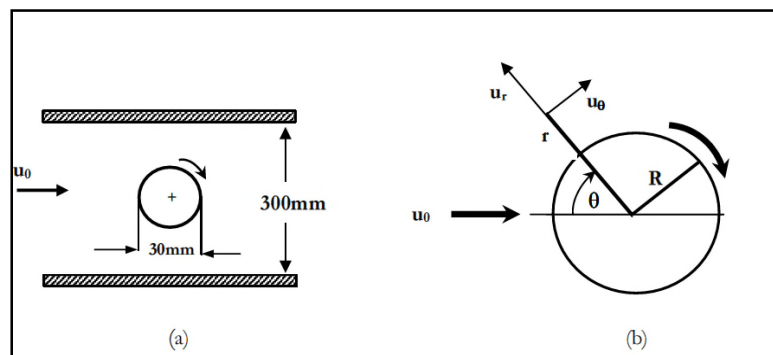


Figure I.11: (a) Schéma du cylindre dans le canal et (b) le système de coordonnées [19].

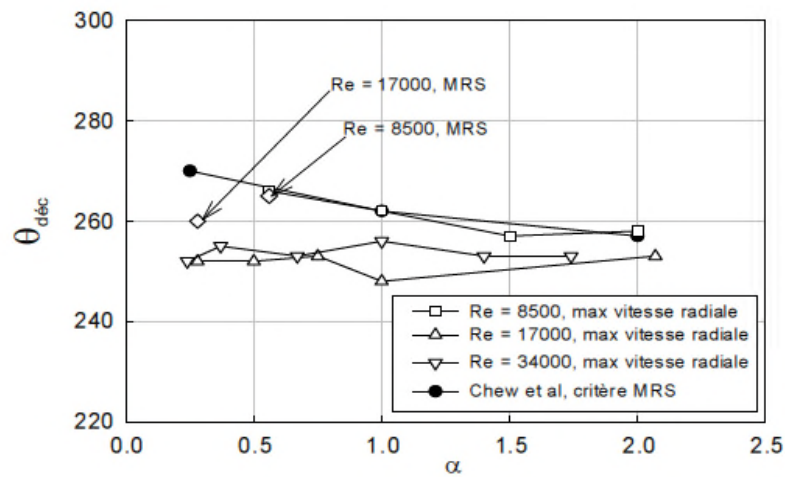


Figure I.12 : Position du point de décollement amont [19].

Khan et al (2005) [20] ont étudié le transfert thermique à partir d'un cylindre circulaire infini. Ils ont utilisé une approche intégrale de l'analyse de la couche limite et la méthode de Von Karman – Pohlhausen. Ils ont trouvé le coefficient de trainées et le coefficient moyen de transfert thermique pour un éventail des nombres de Reynolds et de Prandtl. Ils ont montré que les résultats sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

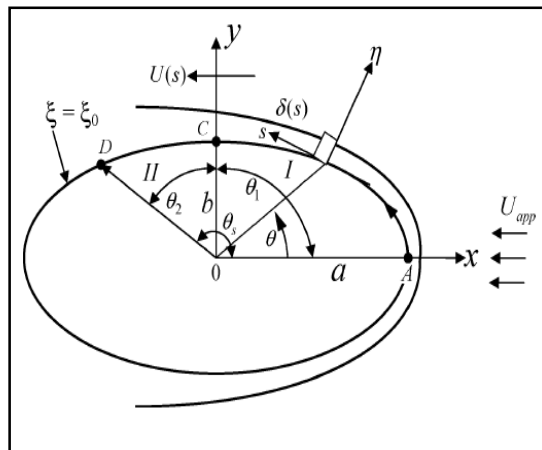


Figure I.13 : Écoulement laminaire d'un cylindre elliptique [20].

El Akoury (2007)^[21] a étudié les effets de rotation pariétale sur la transition laminaire - turbulente en nombre de Reynolds modéré et la modélisation de la turbulence d'écoulement instationnaires fortement détachés. Les étapes successives de la transition de l'écoulement autour d'un cylindre en rotation sont analysées par simulations numériques 2D et 3D. Les effets de rotation peuvent amplifier, maintenir ou atténuer les modes d'instabilité qui apparaissent d'une façon naturelle dans l'écoulement. L'amplification de l'instabilité 3D est étudiée à partir de la DNS et du modèle d'oscillateur global de Landau pour évaluer le nombre de Reynolds critique d'apparition de l'instabilité secondaire. L'analyse des structures organisées est réalisée par la POD (Proper Orthogonal Décomposition). Les approches de macrosimulation statistique OES, (Organised Eddy Simulation) et hybride LES, (Detached Eddy Simulation) est étudiée quant à leur capacité prédictive d'écoulements turbulents autour d'obstacles à nombre de Reynolds élevé.

Barbut et al. (2007)^[22] Ont étudié les simulations numériques d'écoulements à nombre de Reynolds 20000, sur des tubes cylindriques en lignes, reproduisant le caractère instationnaire de l'écoulement au travers de l'évolution temporelle des forces de portance et de traînée sur les cylindres. La modélisation de la turbulence instationnaire ainsi que la quantification des chargements proche paroi sont effectuées à l'aide de l'approche OES, (Organised Eddy Simulation). Une étude comparative entre les modèles $k-\varepsilon$ OES, $k-\omega$ OES et URANS/ SST- $k\omega$ est fournie ainsi qu'une analyse critique des capacités prédictives. L'ensemble de l'étude numérique a été réalisée sur une géométrie 2D, comportant 9 cylindres, premièrement sur une configuration de tubes statiques puis dans le cas d'une oscillation forcée sinusoïdale pour un tube.

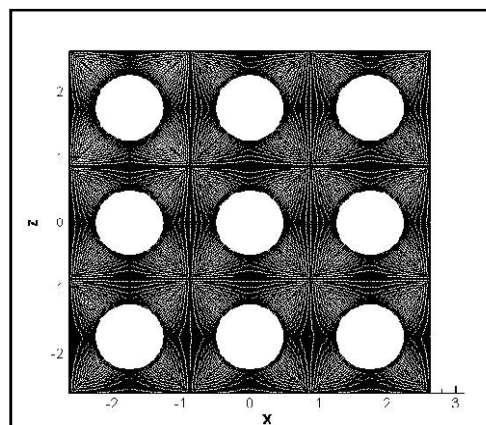


Figure I.14 : Maillage [22].

Zhang et al (2008) ^[23] ont utilisé la méthode de IB (Méthode Immersée de Boltzmann) pour étudier l'écoulement au dessus d'un cylindre stationnaire ou oscillant, les résultats de simulation sont comparés avec les résultats expérimentaux et numériques précédents dans les littératures pour nombre de Reynolds varie de 20 à 218 et un nombre de Prandtl égale 0.7. Ils ont trouvé que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre Reynolds.

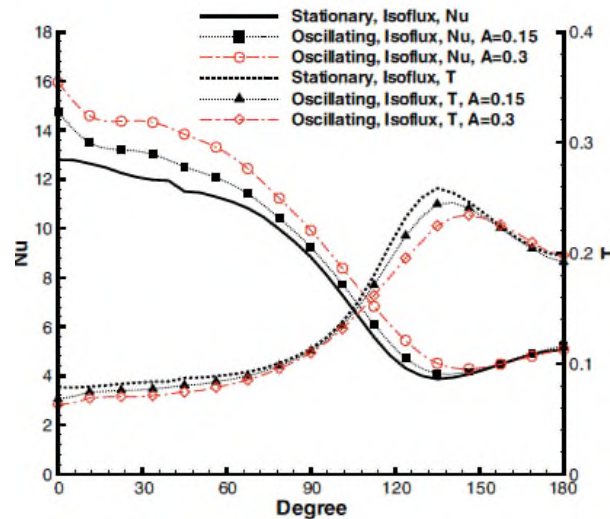


Figure I.15 : Comparaison entre les nombres locaux de Nusselt et la distribution de la température dans les deux cas stationnaire et oscillatoire pour $Re = 200$ [23].

Cao et Tamura (2008) ^[24] ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement autour d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds sous-critique. Ils ont constaté que le nombre de Strouhal ne montre aucune variation par rapport au paramètre de cisaillement, et que le point d'arrêt à haute vitesse a une grande influence sur la force aérodynamique.

Juncu (2009) ^[25] a étudié le transfert de chaleur conjugué dans le système de multi-particules. Il a employé des méthodes numériques pour un bas nombre de Reynolds. Pour expliquer les interactions d'inter-particule, il a résolu les équations de Navier-Stokes par la méthode des différences finies. Il a montré l'influence des propriétés physiques sur le taux de transfert de chaleur et de masse.

Pomarède et al. (2009) ^[26] ont simulé numériquement le phénomène des oscillations d'un cylindre d'écoulement transverse. Des calculs couplés fluides structure basés sur une procédure de couplage de codes sont réalisés pour caractériser le comportement du cylindre

au voisinage de l'accrochage. Les différentes grandeurs et technique caractérisant au influençant la réponse du tube obtenu par la simulation numérique est étudiée.

Lam et Zou (2009) ^[27] ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement turbulent autour de quatre cylindres, avec différents rapports d'espacement. Les résultats obtenus de la fluctuation de vitesse sont similaires aux résultats numériques.

Vijaya et al. (2010) ^[28] ont étudié numériquement les caractéristiques du transfert de chaleur en convection forcée bidimensionnelle pour un régime instable d'un cylindre, immergé dans un fluide en mouvement figure (I.16). La résolution est effectuée à l'aide du code fluent. L'étude est réalisée par les conditions suivantes indice de la loi de puissance $0.4 \leq n \leq 1.8$, nombre de Reynolds $40 \leq Re \leq 16$, et le nombre de Prandtl $1 \leq Pr \leq 100$. Les résultats obtenus montrent les effets des quantités sans dimensions (Re, n, Pr) sur le nombre de Nusselt et leurs évolutions avec le temps, les isothermes. Ils ont aussi montré l'effet de l'indice de la loi puissance sur les caractéristiques du transfert de chaleur.

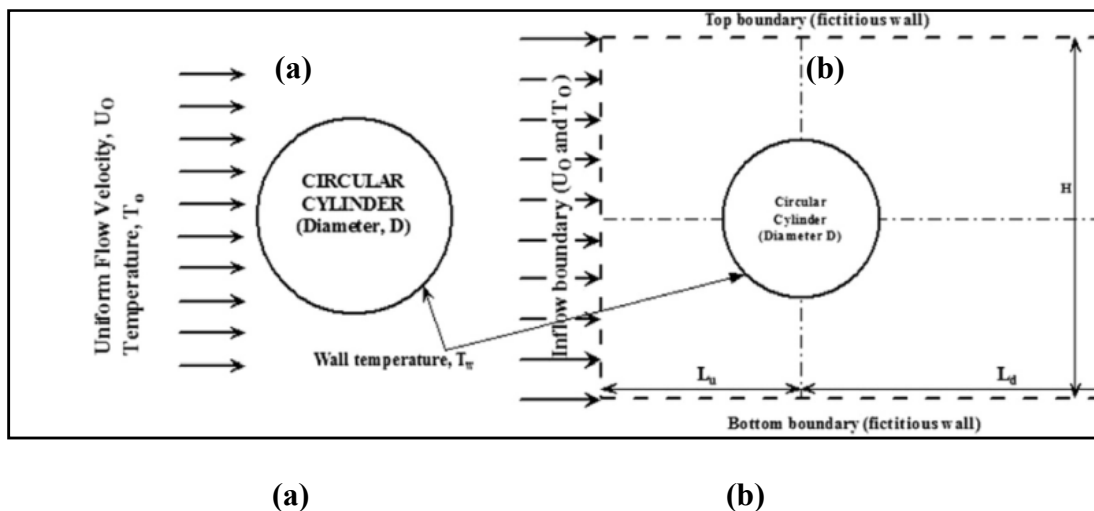


Figure I.16 : (a) Écoulement autour d'un cylindre non libre. (b) Écoulement autour d'un cylindre libre avec les conditions aux limites [28].

Duclercq (2010) ^[29] Ce travail porte sur le problème générique bidimensionnel d'un cylindre circulaire rigide soumis à un déplacement rectiligne sinusoïdal perpendiculairement à son axe, et plongé dans un fluide réel incompressible initialement au repos. Il a considéré que l'écoulement engendré par les oscillations forcées de la structure reste bidimensionnel et

laminaire. La problématique est de rechercher les phénomènes physiques à l'origine des forces de portance, traînée dans la dynamique de l'écoulement, et en particulier dans l'histoire des tourbillons. Il s'agit donc d'identifier les corrélations entre les caractéristiques des forces et celles de l'écoulement. Il propose notamment d'analyser les forces à partir de leur contenu spectral, l'écoulement à partir de diagrammes spatio-temporels de la vorticité sur le cylindre et le lien entre la structure et le fluide à partir d'une approche énergétique.

Sandip et al (2011) ^[30] ont étudié la convection forcée et mixte, après un cylindre circulaire dans le croisement de l'écoulement (figure I.16). Ils ont employé la méthode SUPG basée sur la méthode des éléments finis pour $80 < Re < 180$, $0,7 < Pr < 100$ et $0 \leq Ri \leq 2$. Ils ont montré l'effet combiné du nombre de Prandtl et de Richardson sur le sillage dynamique, et le transfert de chaleur. Les résultats obtenus montré que dans le cas de la convection forcée les nombres moyens et locaux de Nusselt augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds et Prandtl. Dans la convection mixte, ils ont montré l'effet de vorticité à la proximité du cylindre en s'approchant du sillage. Dans le cas de la gravité le nombre de Strouhal diminue avec l'augmentation du nombre de Prandtl et le nombre Nusselt moyen diminue avec l'augmentation du nombre de Richardson.

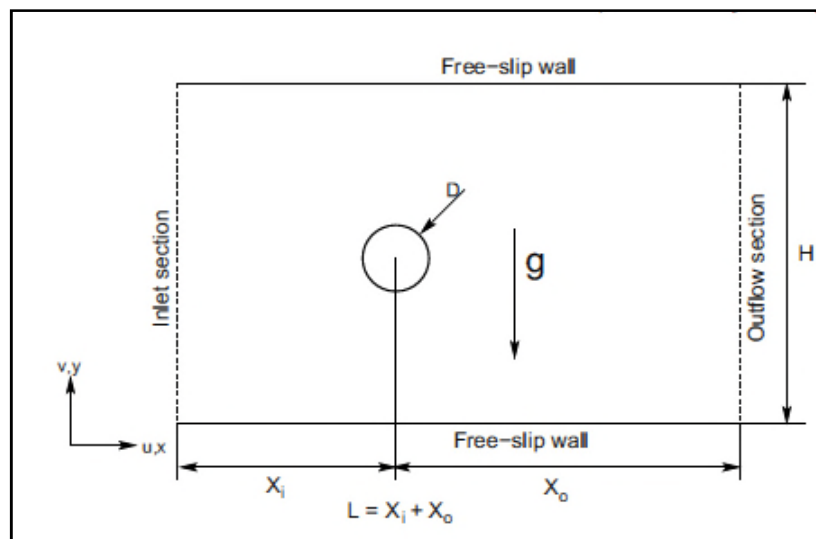


Figure I.17 : Domaine de calcul [30].

Marcel (2011) ^[31] a étudié la prédiction des instabilités fluide élastique qui se développent dans un faisceau de tubes. Utilisé dans la conception des générateurs de vapeur dans les centrales nucléaires afin de prévenir les accidents lies à ces instabilités. A examiné des

approches de modélisation de la turbulence statistique et hybrides pour des écoulements instationnaires bi et tridimensionnels, autour de surfaces portantes fixes et mobiles dans le cas du faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse. Les simulations numériques ont été effectuées à l'aide d'un code (Navier Stokes Multi Block).

CHAPITRE II**Modèles de turbulence****II.1 Introduction**

La turbulence est décrite comme un état d'écoulement de fluide caractérisé par une vorticité tridimensionnelle chaotique et aléatoire. La turbulence est toujours synonyme d'écoulement tridimensionnel et non-stationnaire. Quand elle existe, ces effets dominent largement tous les autres phénomènes tels que la dissipation de l'énergie, le mélange, le transfert de chaleur et les frottements. Comprendre la turbulence a toujours été un challenge pour les scientifiques et reste à nos jours un thème assez mystérieux sur lequel on ne dispose pas de beaucoup d'informations. Probablement, la seule et unique théorie exploitable qui existe à nos jours est celle initiée par le célèbre chercheur russe Andrei Nikolaevich Kolmogorov (voir biographie, Yaglom, (1994) [42]). Vu le caractère imprévisible de l'écoulement turbulent, Kolmogorov était convaincu dès le début que l'outil mathématique principal et indispensable pour approcher ce phénomène est sûrement en rapport avec l'étude des statistiques et de la probabilité. L'approche déterministe quant à elle, fournit une quant à elle, fournit une quantité énorme de données ayant une apparence de comportement aléatoire qu'il est impossible de traiter sans un fondement théorique. Le recours à la théorie des statistiques et de la probabilité est donc incontournable pour traiter le désordre apparent ou réel dans les données [32].

II.2 Différents approches de simulation

L'étude de tout écoulement turbulent pourrait se faire, en principe, par résolution directe des équations de Navier-Stokes qui décrivent le mouvement instantané du fluide. Pour des nombres de Reynolds élevés, le nombre de points de discrétisation nécessaire pour représenter les plus petites échelles de la turbulence atteint des valeurs élevées quant aux capacités des ordinateurs actuels. De nombreuses méthodes de macrosimulation de turbulence ont été construites et proposées au fil des années. Cependant, le choix d'un modèle de turbulence parmi les nombreuses formulations disponibles dans la littérature est souvent un problème délicat. Ce choix dépend essentiellement des réponses attendues et de leur qualité :

type d'informations que l'on désire obtenir, domaine d'application, précision des prévisions, simplicité de mise en œuvre, économie en temps de calcul. Toutefois, le modèle le plus universel n'est pas forcément le mieux adapté à un problème précis. Un choix doit être fait pour chaque problème traité en fonction des objectifs, et les constantes du modèle doivent être reconsidérées pour des cas d'écoulements qui sont loin de l'équilibre statistique [21].

II.2.1 Simulation Numérique Directe (DNS)

La simulation numérique directe (DNS) nécessite de très puissants moyens informatiques. La DNS ne peut être conduite actuellement que pour des écoulements et des géométries relativement simples, et pour des nombres de Reynolds peu élevés. La DNS consiste à résoudre les équations de Navier Stokes de façon instationnaire sans faire la moindre hypothèse sur les propriétés de la turbulence. On emploie à son propos le terme de simulation, car cette méthode si on peut la mettre en œuvre, simule au sens strict la réalité de l'écoulement. Certains auteurs parlent même d'expérimentation numérique afin de faire ressortir le fait que toutes les grandeurs physiques d'un écoulement, si difficiles à mesurer dans une expérience, sont ainsi offertes par le calcul. Des schémas numériques précis doivent être employés pour la discrétisation spatiale (opérateurs de convection et de diffusion) ou la discrétisation temporelle (dérivée de la vitesse par rapport au temps). La limitation de cette méthode vient de la nécessité de générer un maillage au moins aussi fin que le plus petit tourbillon présent dans l'écoulement [34].

II.2.2 Simulations des Grandes Échelles

La LES (Large Eddy Simulation) est la simulation des grandes échelles seules les structures de petite taille sont modélisées ; les structures de taille plus importante sont calculées à partir des équations de Navier-Stokes filtrées. Cette approche est intrinsèquement et obligatoirement tridimensionnelle, la LES représente une réalisation de l'écoulement. Pour un écoulement aléatoire, cette approche doit ainsi être couplée avec une moyenne d'ensemble a posteriori et donc nécessite soit l'hypothèse d'ergodicité (quand elle est valable) soit le calcul de plusieurs réalisations afin d'accéder aux propriétés statistiques. La partie à modéliser utilise également des concepts analogues à la viscosité turbulente associés à des fonctions de structure spécifiques et concerne la partie du spectre turbulent gouverné par des propriétés de turbulence homogène et isotrope. De ces faits, en présence de parois solides, l'approche LES pures (c'est-à-dire non-couplée avec des modèles statistiques) doit tendre vers une simulation numérique directe (DNS) dans la région proche - paroi et ceci rend l'approche LES très

onéreuse pour la prédiction des écoulements instationnaires turbulents en grand nombre de Reynolds en présence de parois solides. Ainsi, cette approche ne répond pas encore suffisamment aux sollicitations d'aérodynamique industrielle. Pour ces raisons, l'approche LES est récemment couplée avec des approches RANS près de la paroi solide. Cette Association a conduit à des approches de macrosimulation hybrides, (DES), Detached Eddy Simulation. L'approche LES reste très coûteuse et est limitée à des nombres de Reynolds de l'ordre 10^4 de puisqu'elle doit tendre vers une simulation directe vers la région proche paroi, ce qui nécessiterait une finesse du maillage élevée pour l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds supérieur à 10^4 (région habituelle de limitation de la LES). Pour s'affranchir des limitations de la LES dans la région proche paroi, l'approche (OES), Organized Eddy Simulation peut être utilisée. Elle consiste en une décomposition des structures présentes dans l'écoulement selon leur nature : cohérente ou aléatoire. Dans la simulation des grandes échelles SGE ou LES, la décomposition spectrale s'effectue dans la partie des hautes fréquences correspondant aux mouvements aléatoires de la turbulence fine. On prédit la partie du spectre située en amont de cette coupure par l'opérateur instationnaire 3D des équations du mouvement. Ainsi, la distinction entre les structures à prédire et celles à modéliser se fait sur la base de leur taille. La partie à modéliser, étant située vers les hautes fréquences, obéit aux hypothèses d'équilibre spectral d'une turbulence homogène et isotrope. Ceci permet l'utilisation de modèles très simples pour cette partie. Seules les grosses structures de longueurs d'onde supérieures à un ordre de grandeur sont résolues en appliquant au champ turbulent un filtre passe-bas de largeur. Cette décomposition en petites et grosses structures repose sur les mécanismes de cascade énergétique développés par Kolmogorov : ce sont les petites structures de la turbulence qui assurent le transfert d'énergie depuis les grandes structures. Ces petites structures ne sont pas résolues, car leur taille est inférieure à celle du filtre. Le rôle de la modélisation va donc être de compenser cette absence dans les équations et d'assurer les transferts énergétiques entre petites et grosses structures et réciproquement [21].

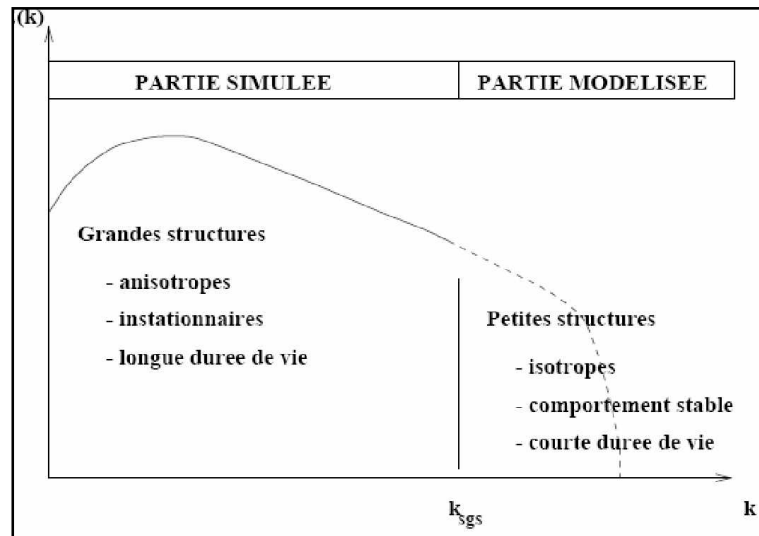


Figure II.1: Schéma du principe de la LES.

II.2.3 Équations de Navier Stokes moyennée (RANS)

Une classe intermédiaire de modèles de turbulence consiste à adopter des lois constitutives (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Elle est basée sur une description statistique de la turbulence. C'est la classe des méthodes RANS. Toute grandeur physique est décomposée en deux parties :

$$U = \bar{U} + u \quad (\text{II.1})$$

\bar{U} : est une moyenne statistique remplaçable par une moyenne temporelle sous l'hypothèse d'ergodicité.

u : est la fluctuation aléatoire. Cette classe de modélisation n'est valable que pour des écoulements en équilibre statistique dans le sens de la théorie de Kolmogorov, par exemple, les couches limites à grand nombre de Reynolds, la zone lointaine d'un sillage, d'un jet ou d'une zone de mélange. Les équations de Navier-Stokes moyennées qui régissent l'écoulement associé à cette décomposition conduit à un système d'équations pour le mouvement moyen dans lequel l'apparaissent des termes inconnus : les corrélations doubles des vitesses fluctuantes qui sont les composantes du tenseur des contraintes turbulentes ou tenseur de Reynolds. La résolution de ce système nécessite des lois de fermeture modélisant ces termes. Parmi les modèles les plus répandus, on distingue les modèles au premier ordre qui relient algébriquement le tenseur de Reynolds au mouvement moyen, et les modèles au second ordre qui utilisent les équations de transport de ces contraintes dans lesquelles les termes inconnus sont modélisés les corrélations doubles des vitesses fluctuantes jouant le rôle de contraintes. Les modèles au premier ordre les plus répandus sont les modèles linéaires qui

utilisent une hypothèse de fermeture Newtonienne basée sur une analogie avec la loi de comportement de fluide Newtonien. Le tenseur des contraintes turbulentes est dans ce cas relié linéairement au tenseur des taux de déformation moyenne, via une viscosité turbulente qui est déterminée à partir d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueur turbulente non linéaire reliant le tenseur de Reynolds au tenseur de déformation et de rotation du mouvement moyen [21].

II.4 Hypothèses simplificatrices

- Écoulement bidimensionnel.
- Régime turbulent (stationnaire, instationnaire).
- Les propriétés physiques du fluide (ρ, ν, C_p et k) sont supposés constantes.
- L'approche k-epsilon, k-omega, SST-k omega est utilisée pour la modélisation des termes de turbulence.

II.5 Décomposition de Reynolds

Pour résoudre ce système, une approche statique est utilisée. Les grandeurs caractéristiques instantanées de l'écoulement turbulent seront décomposées selon les règles de Reynolds comme suit : le premier représente la partie moyenne $\bar{\phi}$ et le second représente la partie fluctuante ϕ'

Donc chaque grandeur ϕ est décomposée en une valeur moyenne $\bar{\phi}$ et une fluctuation ϕ' autour de cette valeur moyenne.

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t) \quad (\text{II. 2})$$

II.5.1 La moyenne d'ensemble

- On réalise N expériences indépendantes portant sur le même écoulement.

On enregistre à la $i^{\text{ième}}$ expérience la valeur d'une même quantité à la même position en au bout du même temps, soit $f^{(i)}(x, t)$. La moyenne d'ensemble de la quantité f à la position x et l'instant t est définis par :

$$\overline{f(x, t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N f^{(i)}(x, t) \quad (\text{II. 3})$$

II.5.2 La moyenne temporelle

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

$$\bar{U}(x_j) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t U_i(x_j) dt \quad (\text{II. 4})$$

$$\bar{P} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t P \cdot dt \quad (\text{II. 5})$$

II.5.3 Notations

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

- ✓ Coordonnées (x, y, z) ou (X₁, X₂, X₃)
- ✓ Vitesses (u, v, w) ou (u₁, u₂, u₃)

II.5.4 Équations de transport

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

II.5.4.1 Équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i) = 0 \quad (\text{II. 6})$$

II.5.4.2 Équations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide Newtonien.

Les équations de quantité de mouvement écrites suivant x_i (i = 1, 2, 3) sont :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II. 7})$$

Où :

$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$: Représente la force d'inertie.

$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$: Représente la force appliquée.

$\frac{\partial U_i}{\partial t}$: Représente le terme instationnaire.

$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$: Représente le terme convectif.

$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i}$: Représente le terme de pression.

$\frac{\partial}{x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$: Représente le terme visqueux.

II.6 Règles de Reynolds

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

$$\overline{\phi'} = 0$$

$$\overline{\overline{\phi}} = \overline{\phi}$$

$$\overline{f\overline{\phi}} = \overline{f} \cdot \overline{\phi}$$

$$\overline{f+g} = \overline{f} + \overline{g} \tag{II.8}$$

$$\overline{f\phi'} = \overline{f} \cdot \overline{\phi'} = 0$$

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

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

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

II.7 Équations du mouvement moyen

Les équations moyennées s'obtiennent en introduisant la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier-Stokes instantanées puis en prenant la moyenne.

II.7.1 Équation de continuité

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{II.9}$$

Et

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \tag{II.10}$$

La partie moyenne et la partie fluctuante vérifie toute les deux équations de continuité.

II.7.2 Équation de transport de quantité de mouvement

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \tag{II.11}$$

Remarque : La dérivée temporelle de la valeur moyenne de la vitesse n'est pas forcément nulle. De même, la moyenne d'un produit de valeurs fluctuantes n'est pas nulle :

$$\overline{u'_i} = 0$$

Et $\overline{u'_i u'_j} \neq 0$

$$\overline{u'_j} = 0$$

La condition d'incompressibilité implique $\overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$. On définit alors le tenseur de

Reynolds :

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (\text{II. 12})$$

L'équation de Navier- Stokes moyennée s'écrit finalement comme suit :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tau_{ij}} + R_{ij}) \quad (\text{II. 13})$$

R_{ij} : Contraintes de Reynolds ou Tension de Reynolds.

Le tenseur de Reynolds est symétrique :

$$R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (\text{II. 14})$$

II.7.3 Equation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \overline{\text{grad} T} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \Delta T \quad (\text{II.15})$$

λ : conductivité thermique

II.3 Modèles de Fermeture

Les équations de Reynolds moyennée obtenues font apparaître un nombre d'inconnues supplémentaire $(\overline{u'_i u'_j})$ d'où la nécessité d'un modèle de turbulence afin de fermer le système d'équation à résoudre. Dans le code Fluent, il existe différents modèles de turbulence, qui se distinguent par un Nombre d'équations de transport supplémentaires nécessaires pour fermer le système d'équations du problème à résoudre. Dans notre cas, on a utilisé les modèles suivantes.

II.3.1 Modèle à 0 équation

Hypothèse de fermeture semi-empirique

a) Hypothèse de Boussinesq:(concept de viscosité turbulente)

Une équation algébrique est utilisée pour calculer la viscosité turbulente ; le tenseur des contraintes de Reynolds est calculé en utilisant une hypothèse reliant ce tenseur au gradient de vitesse et à la viscosité turbulente. Cette hypothèse s'appelle l'hypothèse de Boussinesq ; c'est un modèle basé sur la viscosité turbulente (eddy viscosity) [36], [33]

$$\tau_{ij} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial x_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.16})$$

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial x_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.17})$$

$\mu_t = f(\vec{x}, t)$: viscosité turbulente

Cette hypothèse est très facile à mettre en défaut :

$$R_{11} = -\rho \overline{u'u'} = 2\mu_t \frac{\partial U}{\partial x}$$

$$R_{22} = -\rho \overline{v'v'} = 2\mu_t \frac{\partial V}{\partial y} \quad (\text{II.18})$$

$$R_{33} = -\rho \overline{w'w'} = 2\mu_t \frac{\partial W}{\partial z}$$

La condition d'incompressibilité du champ moyen s'écrit

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.19})$$

Par définition l'énergie cinétique turbulente k dans ce cas :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'u' + v'v' + w'w'}) \quad (\text{II.20})$$

En remplaçant l'équation (II.17) dans l'équation (II.19) on obtient :

$$k = \frac{-2\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} \right) \quad (\text{II.21})$$

En se basant sur l'équation (II.18) on trouve que l'énergie cinétique turbulente serait nulle (absurde), pour éviter ce résultat, on retranche couramment la trace du tenseur

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II.22})$$

δ_{ij} : est le symbole de Kronecker

La modélisation de la turbulence dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq consiste à obtenir une relation entre $\mu_t(x, t)$ que (Boussinesq supposait constante) et les autres inconnues du problème afin de fermer le système d'équation à résoudre. Si on se place dans le cadre idéal d'une turbulence homogène, et pour un écoulement statistiquement stationnaire, on obtient un équilibre entre la production et la dissipation avec : $\mathcal{P}=\varepsilon$

Hypothèse de Bradshaw : proportionnalité entre $\overline{u'v'}$ et k

$$\overline{u'v'} = k\sqrt{c} \quad \text{Où } c \text{ est une constante}$$

Par définition

$$\mathcal{P} = -\overline{u'v'} \frac{dU}{dy} \quad \text{d'où } \varepsilon = -\overline{u'v'} \frac{dU}{dy}$$

En multipliant ε par $\overline{u'v'}$ et en utilisant l'hypothèse précédente :

$$\overline{u'v'} \varepsilon = ck^2 \frac{dU}{dy}$$

A partir de l'hypothèse de Boussinesq écrite sur R_{12}

$$-\rho \overline{u'v'} = \mu_t \frac{dU}{dy}$$

On obtient une expression de la viscosité turbulente

$$\mu_t = \rho c \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.23})$$

Donc :

$$v_t = c \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.24})$$

b) La longueur de mélange de Prandtl(1925) [37]

Prandtl a introduit la notion de longueur de mélange pour relier la viscosité turbulente μ_t au gradient des vitesses moyennes.

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (\text{II.25})$$

La longueur de mélange l_m dépend en général des coordonnées et caractérise l'échelle de la turbulence en un point donné. Toutefois, la fermeture par longueur de mélange donne de bons résultats pour des configurations simples.

II.3.2 Modèles à une équation de transport

Consiste à résoudre une équation de transport afin de déterminer une échelle caractéristique de la turbulence locale et toutes les autres grandeurs turbulentes nécessaires sont obtenues par des relations algébriques. Prandtl fut le premier auteur à proposer un

modèle à une équation basé sur le concept de viscosité turbulente. Ce modèle, écrit aussi pour les couches cisillées minces, résout une équation modélisée pour l'énergie cinétique turbulente et la tension de cisaillement est obtenue par la relation de Boussinesq via la viscosité turbulente de Prandtl –Kolmogorov. $\nu_t = C_\mu L \sqrt{k}$. Dans ce qui suit, nous introduisons le modèle à une équation de Spalart-Allmaras (1992). Ce modèle est largement utilisé dans l'industrie

au vue de sa simplicité et de sa stabilité. Les résultats obtenus sont relativement corrects pour une utilisation industrielle.

a)Modèle de Spalart- Allmaras-1992 [38 ,39].

Ce modèle résoud l'équation de transport de la viscosité turbulente

$$\frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \nabla \left[\vec{U} \rho \tilde{\nu} - \frac{1}{\sigma} (\mu + \rho \tilde{\nu}) \vec{\nabla} \tilde{\nu} \right] = (1 - f_{t2}) \tilde{S} \rho \tilde{\nu} + \frac{C_{b2}}{\sigma} \vec{\nabla} \rho \tilde{\nu} \cdot \vec{\nabla} \tilde{\nu} - \left(C_{w1} f_w - \frac{C_{b1}}{k^2} f_{t2} \right) \rho \frac{\tilde{\nu}^2}{d^2} \tag{II. 26}$$

Où :

$$\nu_t = \tilde{\nu} \cdot f_{\nu1} \quad ; \quad f_{\nu1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu1}^3} \quad ; \quad \chi = \frac{\rho \tilde{\nu}}{\mu} \quad ; \quad \tilde{S} = |\overline{\text{rot}} \vec{U}| + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{\nu1}$$

$$f_{\nu2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu1}} \quad ; \quad f_{t2} = \exp(-C_{t4} \chi^2) \quad ; \quad f_w = g \left(\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{\frac{1}{6}}$$

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad ; \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} k^2 d^2}$$

Les constantes :

C_{b1}	C_{b2}	σ	k	C_{w1}	C_{w2}	C_{w3}	$C_{\nu1}$	C_{t3}	C_{t4}
0.135	0.622	2/3	0.41	$\frac{C_{b1}}{k^2} + (1 + C_{b2})/\sigma$	0.3	2	7.1	1.1	2

Tableau II.1 : Coefficients empiriques du modèle Spalart Allmaras.

II.3.3 Modèles à deux équations

Ces modèles reposent sur le concept de viscosité turbulente proposé par Boussinesq en 1877. Ce concept introduit une relation de linéarité entre le cisaillement turbulent et le gradient transverse. Il a ensuite été généralisé à toutes les contraintes turbulentes :

$$-\tau_{ij} = -\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II.27})$$

Où ν_t est la viscosité turbulente. Cette relation comporte plusieurs limitations sur l'évolution des grandeurs turbulentes. En effet, la relation (II.3) suppose que cette viscosité soit un tenseur. La première des simplifications est de considérer que localement la viscosité est une constante. La proposition de Boussinesq implique une colinéarité entre les axes principaux du tenseur de déformation moyenne et le tenseur d'anisotropie défini

par : $a_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{K} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$ ce qui n'est valable que dans le cas d'une turbulence homogène isotrope. Le tenseur de Reynolds apparaît dans les équations moyennées de Navier-Stokes du fait de la non-linéarité du terme convectif. A l'inverse, la relation de Boussinesq confère à ces tensions un caractère linéaire et diffusif ce qui d'un côté introduit une certaine stabilité numérique mais qui de l'autre va avoir tendance à linéariser des phénomènes advectifs non-linéaires. Malgré ces limitations, les modèles à concept de viscosité turbulente restent satisfaisants pour un grand nombre d'écoulements. La viscosité turbulente peut donc être obtenue par le produit d'une échelle de longueur et d'une échelle de temps ou toute combinaison multiplicative des deux comme la formule de Prandtl-Kolmogorov : $\nu_t = C_\mu L \sqrt{k}$ où L est l'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie. Les modèles à deux équations résolvent une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente K et une autre pour une grandeur X qui permet par combinaison multiplicative de remonter à l'échelle de longueur $X = k^n l^m$.

Nous allons dans ce qui suit présenter le modèle k - ε , k - ω et le modèle SST- k ω qui sont utilisés dans cette étude.

II.4 Modèle k - ε standard

Le modèle k - ε standard est un modèle semi empirique basé sur les équations de transports de l'énergie cinétique k et de sa dissipation ε . L'équation modélisée de l'énergie cinétique turbulente est dérivée de l'équation exacte. Celle de la dissipation est obtenue sur une base d'un raisonnement physique. Dans ce modèle l'écoulement est supposé complètement turbulent. L'inconvénient de ce type de modèle est l'introduction de constantes

empiriques, déterminés en réalisant des expériences particulières. Les constantes le plus couramment utilisées sont celle de Jones et Launder (1972). Les variables k et ε sont déterminées à l'aide des équations de transports ((II.29) et (II.30)).

➤ **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = 0 \tag{II. 28}$$

➤ **Équations de conservation de la quantité de mouvement**

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((v + v_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \tag{II. 29}$$

➤ **Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k**

L'équation de l'énergie cinétique turbulente est donnée par:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + v \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \varepsilon \tag{II. 30}$$

➤ **Équation de transport du taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente**

L'équation de transport du taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulent

est donnée par :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{1\varepsilon} v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \tag{II. 31}$$

Où v_t est la viscosité turbulente :

$$v_t = C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \tag{II. 32}$$

Les coefficients est déterminé de façon empirique. Ces valeurs sont prises par défaut dans le logiciel Fluent.

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.31

Tableau II.2 : Constantes du modèle k - ε .

II.9 Modèle k- ω (Wilcox)

Le modèle à deux équations de Wilcox(1988) s'écrit, pour la viscosité turbulente :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{II. 33})$$

L'énergie cinétique turbulente

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k U) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \text{grad}(k) \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega \quad (\text{II. 34})$$

$$P_k = \left(2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \delta_{ij} \right)$$

Taux de dissipation

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho \omega U) = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \text{grad}(k\omega) \right] + \gamma_1 P_\omega - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (\text{II. 35})$$

$$P_\omega = \left(2\rho S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \delta_{ij} \right)$$

Les constantes du modèle sont regroupées dans le Tableau(II.3).

γ_1	β_1	β^*	σ_ω	σ_k
5/9	3/40	9/100	1/2	1/2

Tableau II.3 : Constantes du modèle k- ω

II.10 Modèle SST-k ω (Shear Stress Transport)

Le modèle SST-k ω est similaire au modèle standard. Les différences consistent à la modification des constantes et à l'ajout d'un terme supplémentaire : cross-diffusion. Ce modèle est obtenu en combinant le modèle k- ω classique multiplié par une fonction (F_1), au modèle k- ε transformé en k- ω et multiplié par $(1 - F_1)$. La fonction (F_1) devra être égale à 1 proche paroi et 0 dans la région lointaine. L'équation de l'énergie cinétique turbulente est identique à celle du modèle standard k- ω . On remplace $\varepsilon = k\omega$ l'équation du taux de dissipation est donne par :

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho\omega U) \\
& = \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega,1}} \right) \text{grad}(\omega) \right] + \gamma_2 \left(2\rho S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_2 \rho \omega^2 \\
& + 2 \frac{\rho}{\sigma_{\omega,2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k}
\end{aligned} \tag{II. 36}$$

S_{ij} : Taux de déformation symétrique

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right]$$

Les constantes sont regroupées dans le tableau (II.5)

σ_k	γ_2	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{\omega,2}$	β_2	β^*
1.0	0.44	2.0	1.17	0.083	0.09

Tableau II.5 : Constantes du modèle SST-k ω .

CHAPITRE III**Modélisation numérique****III.1 introduction**

Dans la pratique, tous les phénomènes physiques des écoulements laminaires ou turbulents sont décrits par le système d'équations aux dérivées partielles (E. D. P) non linéaire. Qu'il convient de résoudre pour obtenir et connaître les caractéristiques de l'écoulement (champs d'écoulement, champs thermiques).

La résolution de système d'équations (qui forme par l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement et d'équation d'énergie) analytiquement est pratiquement impossible de fait de la non-linéarité d'une part, et couplées d'autre part. Donc, il est nécessaire d'utiliser une méthode numérique adéquate pour trouver les meilleures approximations. Pour obtenir cette solution numérique, on doit transformer les équations différentielles en système d'équations algébriques au moyen d'une méthode de discrétisation la plus fréquemment utilisée dans les problèmes d'écoulement et de transfert thermique, telle que la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis.

- ❖ La méthode des différences finies approche, les dérivées par différences entre les valeurs prises sur un ensemble discret de points. Les résultats de la discrétisation en un point sont une équation algébrique liant la valeur d'une variable aux valeurs des variables des points voisins et d'autres termes considérés constants. L'avantage de cette méthode c'est la simplicité de sa mise en œuvre, un encombrement de mémoire et de temps de calcul raisonnables. L'inconvénient de cette méthode : le principe de conservation n'est pas assuré après la discrétisation, l'apparition d'instabilités numériques et ça pose des difficultés pour traiter des géométries complexes.
- ❖ La méthode des éléments finis, introduit une fonction de pondération, généralement, un polynôme. La solution s'obtient par minimisation du résidu. L'avantage de cette méthode est adapté aux géométries complexes. L'inconvénient de cette méthode : formalisme mathématique plus compliquée et plus difficile à mettre en œuvre, coûteux en stockage mémoire et en temps de calcul.

- ❖ La méthode des volumes finis intègre les équations de transport sur un ensemble discret de volumes finis couvrant le domaine physique. L'avantage de cette méthode : préservation du caractère conservatif des équations sur chaque volume de contrôle, valable pour n'importe quelle finesse du maillage mise en œuvre relativement facile. Cette méthode est applicable aux géométries complexes, avec un temps de calcul et un stockage mémoire raisonnable.

III.2 Choix de la méthode numérique

Pour la présente étude, nous avons choisis la méthode des volumes finis, cette méthode intégrée les équations de transport sur un volume fini ((appelé volume de contrôle)) couvrant le domaine physique. Le résultat de discrétisation en un point est une équation algébrique. La discrétisation des équations de transport par cette méthode présente certains avantages du fait qu'elle permet un traitement plus facile des milieux hétérogène et garanti la conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans chaque volume de contrôle, et dans tous les domaines de calcul aussi. Elle facilite la linéarisation des termes source s'ils ne le sont pas.

III.3 Maillage

Le domaine physique est divisé en un ensemble de volume élémentaires ou « volume de contrôle » le centre d'un volume fini typique est un point **P** et ses faces latérales « Est », « Ouest », « Nord » et « Sud », sont désignées respectivement, par les lettres **e**, **w**, **n** et **s** chacun de ces volumes finis intérieurs et entourés de quatre autres volumes finis, les centres de ces volumes sont les points **E**, **W**, **N** et **S**. les quantités scalaires (pression et température) sont stockées aux centres des volumes finis (figure III.1). Par contre, les quantités vectorielles (composante horizontale et verticale de la vitesse) sont stockées aux faces est et nord du volume de contrôle (figure III.2 et III.3).

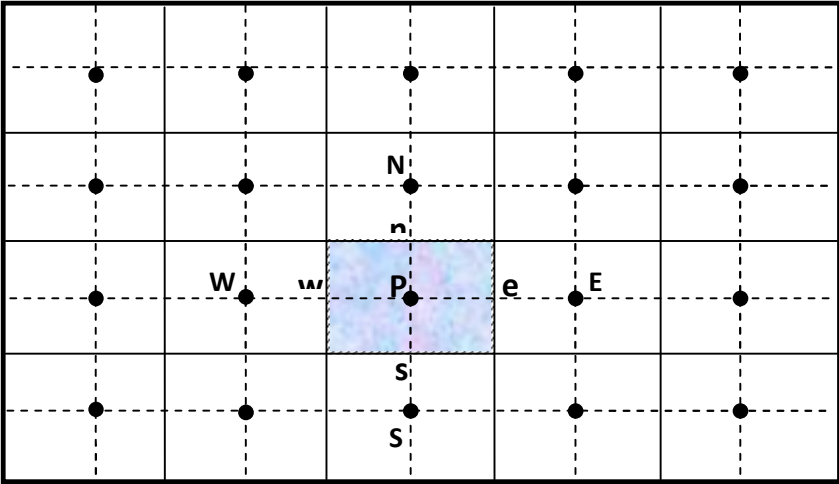


Figure III.1 : Volume de contrôle bidimensionnel.

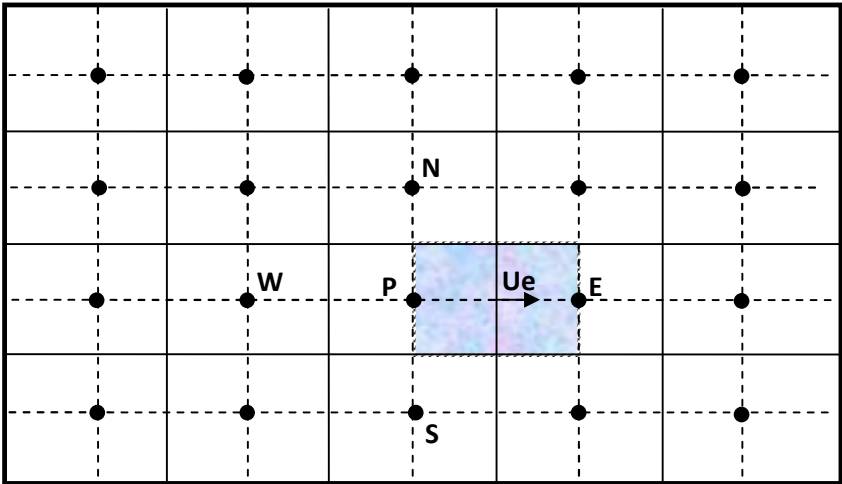


Figure III.2 : Volume de contrôle décalé vers la droite.

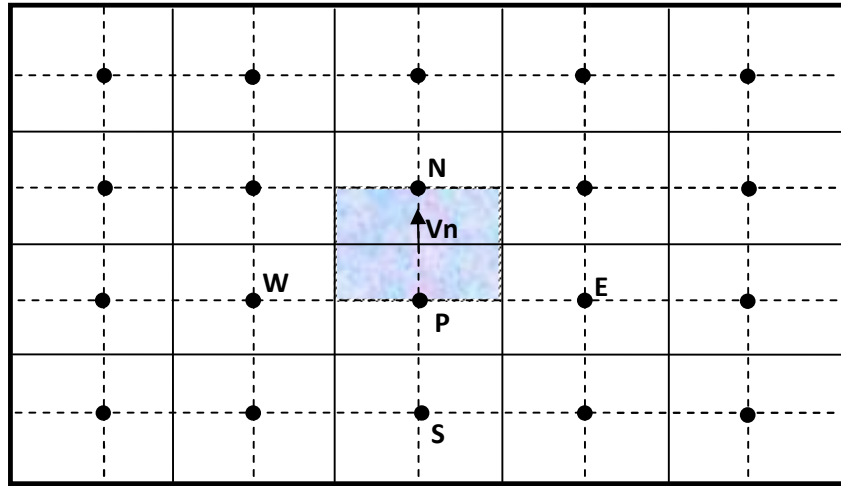


Figure III.3 : Volume de contrôle décalé vers le haut.

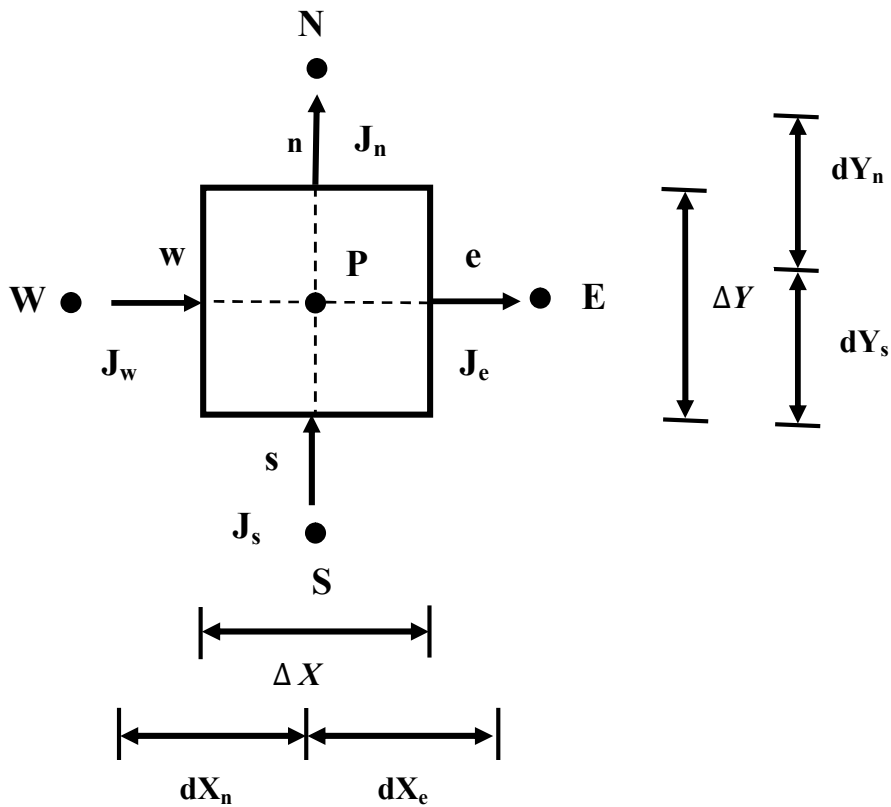


Figure III.4 : Volume de contrôle typique.

III.4 Équation générale de transport

L'équation générale de transport d'une variable ϕ pour un écoulement bidimensionnel et incompressible s'écrit dans le système cartésien comme suit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right] + S_\phi \quad (\text{III. 1})$$

En intégrant cette équation sur un volume de contrôle typique (figure III.4), on obtient :

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial t} dx dy d\tau + \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial(U\phi)}{\partial x} dx dy d\tau + \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial(V\phi)}{\partial y} dx dy d\tau = \\ & \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] dx dy d\tau + \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right] dx dy d\tau + \\ & \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy d\tau \end{aligned} \quad (\text{III. 2})$$

Où :

n : correspond au temps (τ)

n+1 : correspond au temps ($\tau + \Delta\tau$)

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial t} dx dy d\tau = (\phi_P^{n+1} - \phi_P^n) \Delta X \Delta Y \quad (\text{III. 3})$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial(U\phi)}{\partial x} dx dy d\tau = (U_e \phi_e - U_w \phi_w) \Delta Y \Delta \tau \quad (\text{III. 4})$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial(V\phi)}{\partial y} dx dy d\tau = (V_n \phi_n - V_s \phi_s) \Delta X \Delta \tau \quad (\text{III. 5})$$

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] dx dy d\tau = \\ & \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta Y \Delta \tau \end{aligned} \quad (\text{III. 6})$$

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right] dx dy d\tau \\ & = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta X \Delta \tau \end{aligned} \quad (\text{III. 7})$$

$$\begin{aligned} & \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy d\tau = \\ & \overline{S_\phi} \Delta X \Delta Y \Delta \tau \end{aligned} \quad (\text{III. 8})$$

En réduisant les termes semblables, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
& (\phi_P^{n+1} - \phi_P^n) \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} + (U_e \phi_e - U_w \phi_w) \Delta Y + (V_n \phi_n - V_s \phi_s) \Delta X \\
& = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right)_w \right] \Delta Y + \left[\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right)_s \right] \Delta X \\
& + \bar{S}_\phi \Delta X \Delta Y
\end{aligned} \tag{III.9}$$

En posant :

$$\begin{cases} J_x = U\phi - \frac{\partial \phi}{\partial X} \\ J_y = V\phi - \frac{\partial \phi}{\partial Y} \end{cases} \tag{III.10}$$

Dans l'équation (III.9) devient :

$$\begin{aligned}
& (\phi_P^{n+1} - \phi_P^n) \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta t} + J_e^{n+1} - J_w^{n+1} + J_n^{n+1} - J_s^{n+1} = \\
& \bar{S}_\phi \Delta X \Delta Y
\end{aligned} \tag{III.11}$$

Où :

$$\begin{aligned}
J_e &= U_e \phi_e \Delta Y - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right)_e \Delta Y \\
J_w &= U_w \phi_w \Delta Y - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X} \right)_w \Delta Y \\
J_n &= V_n \phi_n \Delta X - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right)_n \Delta X \\
J_s &= V_s \phi_s \Delta X - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right)_s \Delta X
\end{aligned} \tag{III.12}$$

Les quantités J_e , J_w , J_n et J_s sont les flux aux interfaces (e, w, n, s). Le terme S_ϕ est supposé être constant dans le volume de contrôle. \bar{S}_ϕ est évalué au centre du volume de contrôle.

III.5 Schéma numérique

La forme générale de l'équation algébrique discrétisée où le flux total de convection et de diffusion sont calculés par une fonction A (|P|) (voir tableau III.1)

$$A_P \phi_P^{n+1} = A_E \phi_E^{n+1} + A_W \phi_W^{n+1} + A_N \phi_N^{n+1} + A_S \phi_S^{n+1} + b \tag{III.13}$$

avec :

$$\begin{aligned}
A_E &= D_e A(|P_e|) + \text{Max}(-F_e, 0) \\
A_W &= D_w A(|P_w|) + \text{Max}(F_w, 0) \\
A_N &= D_n A(|P_n|) + \text{Max}(-F_n, 0) \\
A_S &= D_s A(|P_s|) + \text{Max}(F_s, 0)
\end{aligned} \tag{III.14}$$

$$b = (\overline{S_\phi} + \frac{\phi^n}{\Delta\tau}) \Delta X \Delta Y \quad (\text{III.15})$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S + (F_e - F_w + F_n - F_s) + \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta\tau} \quad (\text{III.16})$$

Les flux convectifs :

$$F_n = V_n \Delta X \quad F_s = V_s \Delta X \quad F_e = U_e \Delta Y \quad F_w = U_w \Delta Y$$

Les flux diffusifs :

$$D_n = \frac{\Gamma}{dx_n} \Delta X \quad D_s = \frac{\Gamma}{dx_s} \Delta X \quad D_e = \frac{\Gamma}{dx_e} \Delta Y \quad D_w = \frac{\Gamma}{dx_w} \Delta Y$$

Les nombres de Peclet aux interfaces : e, w, n, s.

$$P_e = \frac{F_e}{D_e} \quad P_w = \frac{F_w}{D_w} \quad P_n = \frac{F_n}{D_n} \quad P_s = \frac{F_s}{D_s}$$

III.5.1 Fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques

Le tableau (III.1) donne l'expressions de la fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques.

Schémas	Formule de la fonction $A(P)$
Différences centrées	$1 - 0.5 P $
Upwind	1
Hybrid	$\text{Max}(0, 1 - 0.5 P)$
Power Law	$\text{Max}[0, (1 - 0.5 P)^5]$
Exponentiel	$ P / [\exp(P) - 1]$

Tableau (III.1) : fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques (Patankar, 1980) [41].

III.6 Résolution du système d'équations

On vut que la discrétisation a remplacé les équations aux dérivées partielles par un système d'équations algébriques .la résolution de ce système coïncide avec deux problèmes :

- Le premier est que les coefficients des équations discrétisées de quantité de mouvement suivant x, y dépendant respectivement des variables U, V (équation non linéaire).

- Le deuxième est que le terme source des équations discrétisées de quantité de mouvement contient un gradient de pression et jusqu'à présent nous n'avons pas une équation qui gère cette variable

La résolution des deux problèmes est possible grâce à un algorithme développé par Patankar et Spalding(1972) « Algorithme SIMPLE » [41]. **SIMPLE : Semi Implicit Method for Pressure Links Equation** : Cet algorithme utilise une relation entre la vitesse et la correction de pression, pour imposer la conservation de la masse et obtenir le champ de pression.

Le principe est de partir d'un champ de pression arbitraire P^* , qui, par le biais des équations de conservation et de la quantité de mouvement conduit à un champ de vitesse approché U^* . Des corrections successives sont ensuite apportées à l'un et à l'autre de façon à se rapprocher petit à petit d'une solution qui satisfait de mieux l'équation de continuité. La procédure itérative de résolution est décrite dans (PATANKAR 1980) [41] et (FLUENT) [40]. Les différentes étapes sont répétées jusqu'à ce que l'erreur sur chaque équation de conservation, sur chaque volume de contrôle, et sur le domaine tout entier, soit inférieure à une valeur définie au préalable. L'algorithme SIMPLE, est une méthode pour calculer la pression et la vitesse, mais quand d'autres variables sont couplées aux équations de conservation de la quantité de mouvement, par exemple la température, la résolution doit être séquentielle.

III.7 Séquences de l'Algorithme SIMPLE

L'algorithme Simple suit les étapes suivantes :

- Estimer un champ de pression P^* .
- Résoudre les équations de quantité de mouvement pour en tirer les champs de vitesses U^* et V^* .
- Résoudre l'équation de correction de pression P' .
- Corriger la pression p : $P = P' + P^*$. (III.34)
- Corriger les champs de vitesses U et V .
- Résoudre les équations de transport en prenant compte des dernières valeurs trouvées dans ce qui précède.
- Tester la convergence, si celle-ci est atteinte, on arrête le processus de calcul.

III.8 La convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle converge lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait. Le critère de convergence utilisé par le code de calcul repose sur les résidus des équations de conservation. En toute rigueur, le résidu correspond à la somme sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrés dans l'équation discrétisées. En choisissant une valeur de résidu à ne pas dépasser, à chaque itération, ce résidu est calculé sur l'équation discrétisée et dès qu'il passe en dessous de la valeur fixée, le processus s'arrête considérant que les calculs ont convergé.

III.9 Résolution par Fluent

III.9.1 Mailleur Gambit

Gambit est un préprocesseur qui permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul. L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage.

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

Dans le présent travail, **GAMBIT** offre cette possibilité de définir des Obstacles cylindriques, créer un volume représentant le domaine de calcul et générer son maillage.

III.9.2 Solveur Fluent

Le code fluent est un programme de simulation numérique des écoulements de fluides compressibles, et incompressible, stationnaire ou in stationnaire impliquant divers phénomènes physiques tels que le transfert de chaleur, la turbulence, les réactions chimiques,

les écoulements dans les machines tournantes, moteurs thermiques, et ce, pour des géométries industrielles très complexes.

Fluent comporte deux fonctions. Ce code permet aussi le raffinement du maillage en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus. Cette capacité est particulièrement utile surtout dans les régions à gradients importants comme les couches limites ou zone de mélange. Enfin, toutes les fonctions exigées pour calculer une solution et pour manifester les résultats sont accessibles par une interface pilotée par le menu.

Solveur : permet de définir numériquement les conditions opérateur (gravité pression...) dans lesquelles, est effectuée, la simulation ainsi que la spécification des conditions aux limites, il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de vitesse et de pression.

Postprocesseur : Permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine, mais sur tout d'afficher les résultats obtenus, il est ainsi possible de visualiser les champs (pression, vitesse, température...) ainsi que toutes les grandeurs calculées. Il offre aussi la possibilité de tracer et visualiser les lignes de courants.

III.9.2.1 Traitement près des parois

Les écoulements turbulents sont affectés par la présence des parois d'une manière significative. Pour l'écoulement moyen, il doit satisfaire une condition de non glissement. En ce qui concerne l'écoulement turbulent, tout près des parois, l'effet de la viscosité réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle parallèle à la paroi, tandis que le blocage cinématique cause l'atténuation des fluctuations normales. Dans la partie extérieure de la région proche de la paroi, la turbulence augmente rapidement à cause de production de l'énergie cinétique turbulente due aux forts gradients des vitesses moyennes. Le modèle k- ϵ est principalement valide pour les régions centrales des écoulements. Il a été trouvé que la région proche de la paroi peut être subdivisée en trois couches :

La couche intérieur, dite sous couche visqueux, où l'écoulement y est laminaire et la viscosité moléculaire joue un rôle dominant. La couche extérieur est complètement turbulente. Entre ces deux couches, il y' a une couche transitoire où il n'y a pas domination de l'un des effets par rapport à l'autre. Il existe deux approches pour modéliser l'écoulement près des parois. L'une se base sur des formules semi empiriques dites fonctions de paroi pour lier la couche complètement turbulente et la paroi sans tenir compte des autres couches. L'autre consiste à

raffiner le maillage de telle sorte que la distance entre le premier nœud et la paroi soit inférieur à l'épaisseur de la sous couche visqueuse.

III.9.2.1.1 Fonction de paroi standard

C'est la fonction prise par défaut dans "Fluent" . Elle a été proposée par Launder et Spalding (1974)

III.9.2.1.2 Quantité de mouvement

La loi de paroi pour la vitesse moyenne est :

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*) \quad (\text{III.35})$$

Où :

$$U^* = \frac{U_p C_\mu^{1/4} C_P^{1/2}}{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{III. 36})$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} C_P^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{III.37})$$

K : est la constante de Von Karman (=0.42).

E : constante empirique qui dépend de la rugosité de la paroi, égale à 9.81.

U_p : est la vitesse moyenne du fluide au point P.

y_p : est la distance entre le point P et la paroi.

K_p : est l'énergie cinétique turbulente au point P.

μ : est la viscosité dynamique du fluide.

La loi logarithmique est valide pour $y^* > 30$ à 60. Pour "Fluent" elle est employée pour $y^* > 11.225$. Dans le cas contraire, une relation linéaire (écoulement laminaire de couette) est utilisée : $U^* = y^*$

III.9.2.1.3 Turbulence

Pour le modèle k - ε , l'option pour obtenir les conditions aux limites imposées sur la paroi sera :

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

La production de l'énergie turbulente G_k et son taux de dissipation ε dans les cellules adjacentes aux parois, sont des termes sources dans l'équation k et ε sont calculés :

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\rho k C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P} \quad (\text{III.38})$$

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{k y_P} \quad (\text{III.39})$$

III.9.2.2 Choix des schémas de discrétisation

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

Pression	Standard
Quantité de mouvement	upwind Second ordre
Couplage vitesse pression	Simple
Énergie cinétique turbulente	upwind Second ordre
Taux de dissipation	upwind Second ordre

Tableau III.2 : Les schémas de discrétisation.

III.9.2.3 Sous relaxation

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

Dans le présent travail nous avons choisis, les facteurs de sous relaxation suivant :

	Quantité de	Énergie cinétique	Taux de dissipation
--	-------------	-------------------	---------------------

	mouvement	turbulente k	
0.3	0.7	0.8	0.8

Tableau III.3 : Les facteurs de sous relaxation.

CHAPITRE IV

Résultats et discussions

IV.1 Écoulement autour d'un cylindre sans transfert de chaleur

L'étude des sillages autour des obstacles est d'un intérêt très important dans la pratique. En effet la connaissance des structures turbulentes générées derrière ces obstacles et leurs différents régimes est d'une utilité primordiale dans la conception des ouvrages exposés aux écoulements de fluides. Le choix de l'étude d'un cylindre découle de sa géométrie simple permettant d'avoir des facilités expérimentales et numériques.

Dans le cadre de ce travail, on va s'intéresser aux structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage du cylindre. On étudiera le régime laminaire instationnaire pour $Re = 150$. A partir de l'évolution du coefficient de portance C_L , nous allons déterminer la fréquence des lâches de Von karaman, et le nombre de Strouhal. Les résultats sont obtenus à partir de différentes simulations effectuées à l'aide du logiciel fluent.

IV.1.1 Géométrie de l'écoulement

La figure ci –dessous (Fig IV.1) représente la géométrie et le domaine de calcul de l'écoulement bidimensionnel se produisant autour d'un cylindre placé perpendiculairement à l'écoulement sans transfert de chaleur. Le cylindre considéré a un diamètre $D = 6$ mm et une longueur πD .

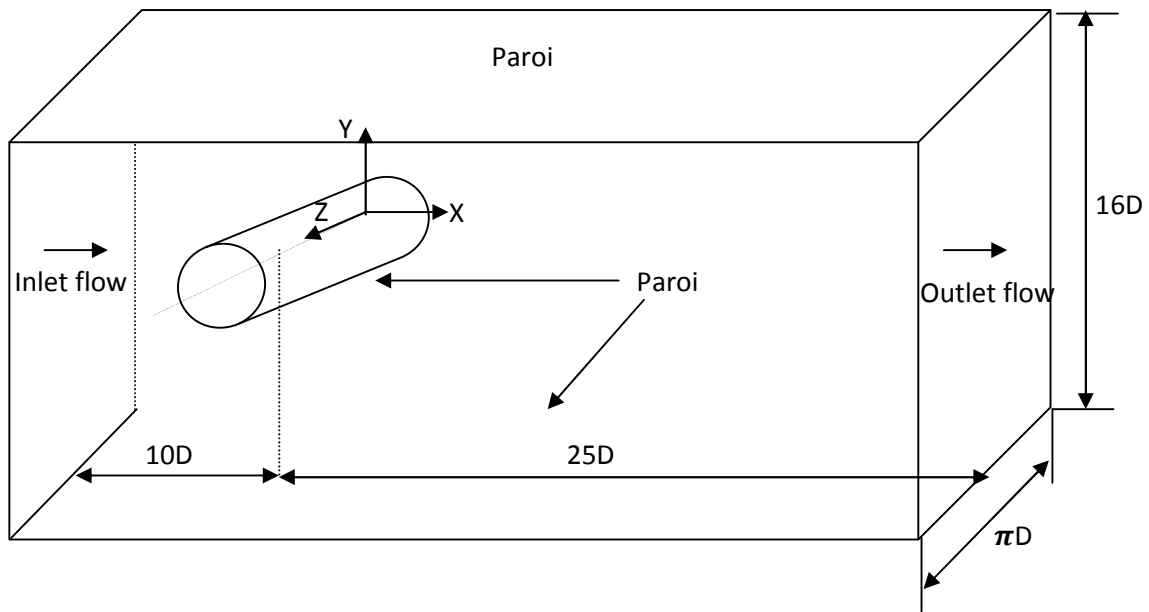


Figure IV 1 : Configuration étudiée et les conditions aux limites.

IV.1.2 Conditions aux limites

Pour les simulations numériques effectuées dans cette étude, les conditions aux limites suivantes ont été adoptées. À l'entrée, la vitesse longitudinale $U_{\infty} = 0.365 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Correspondant à un nombre de Reynolds $Re = 150$ à la sortie une pression a été choisie égale à la pression atmosphérique $P = 101325 \text{ Pa}$. Les côtés et les surfaces sont des parois solides.

IV.1.3 Propriétés Physiques du Fluide

Le fluide utilisé est l'air avec les propriétés suivantes :

- Masse volumique : 1.225 kg/m^3
- Chaleur spécifique : $1006.43 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$
- Viscosité : $1.7894 : 1.7894 \times 10^{-5} \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$

IV.1.4 Maillage utilisé

Le maillage utilisé dans cette étude est un maillage structuré obtenu à l'aide du préprocesseur Gambit. Les figures (Fig IV.2(a) et Fig IV.2(b)) montrent, respectivement, le maillage du domaine de calcul et le raffinement de celui-ci autour du cylindre. Pour résoudre la séparation de la couche limite et les vortex. Les caractéristiques de ce maillage sont présentées sur le tableau (IV.1) ci-dessous :

surfaces	Cellules	Nœuds	Partition
30358	15020	15338	1

Tableau IV.1 Maillages d'un cylindre.

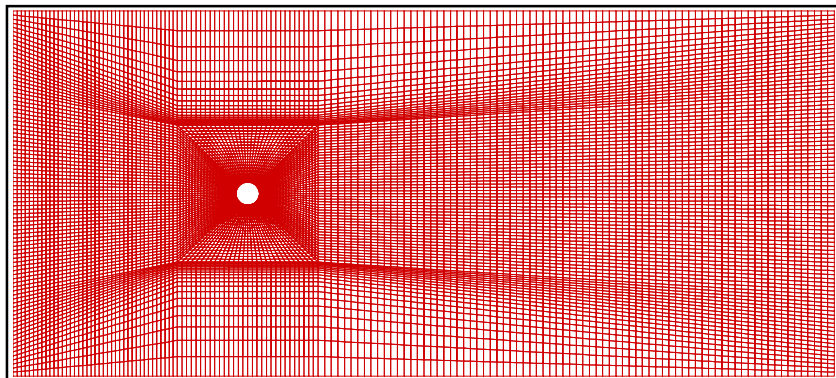


Figure IV.2 : (a) domaine de calcul.

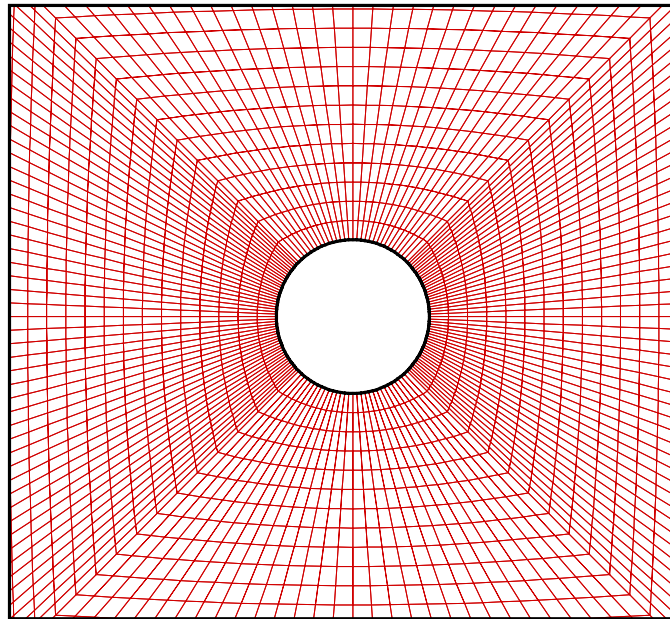


Figure IV 2 : (b) maillage autour d'un cylindre.

IV.1.5 Procédure de Résolution

Après avoir importé la géométrie et le maillage généré par le préprocesseur Gambit, dans le solveur Fluent, nous procédons au choix du type du solveur, dans notre cas nous avons utilisé le solveur découplé implicite « Segregated-Implicit ». Quant au choix de la pression de référence, elle a été choisie, égale à la pression atmosphérique. Les conditions aux limites sont détaillées dans le paragraphe IV.1.2. Ensuite nous avons choisi l'algorithme SIMPLE pour le couplage vitesse-pression, le type de simulation 2D laminaire instationnaire. Les schémas de discrétisation et les facteurs de sous relaxations utilisés sont regroupés dans le tableau IV.2. Tandis que les critères de convergence sont choisis lorsque les résidus des différentes variables sont inférieurs à 10^{-5} . Les schémas de discrétisation et les facteurs de sous relaxations utilisés sont regroupés dans le tableau IV.2

Variables	Schémas	Facteurs de sous relaxation
La pression P	Standard	0.3
Quantité de mouvement	Upwind 2 ^{er} ordre	0.7

Tableau IV.2 Schémas de discrétisation et facteurs de sous relaxations utilisés (cas du cylindre seul).

IV.1.6 Résultats et discussion

Nous allons représenter les champs de vitesses, de la vorticité, de la pression et les lignes de courant.   partir de l'évolution du coefficient de portance C_L nous allons déterminer la fréquence des lâches de Von karaman, et le nombre de Strouhal.

Les résultats numériques obtenus à partir des différentes simulations sont traités à l'aide du logiciel « Tecplot ».

IV.1.6.1 Champ de vitesse

Sur les figures (IV.3 - IV.5) nous avons représenté les champs de vitesse aux instants ($t = 0.6s$, $t = 0.75s$ et $t = 1s$). Ces figures montrent le décollement du fluide à la paroi et mettent en évidence une zone de recirculation dans le sillage. On constate que le sillage devient dissymétrique et commence à osciller. Cette dissymétrie est due à l'augmentation de l'amplitude des fluctuations de vitesse dans le sillage. Des instabilités se développent dans la zone de recirculation et s'amplifient avec l'augmentation du nombre de Reynolds. On assiste alors à l'apparition de paire de tourbillons alternés de signes opposés qui se détachent derrière le cylindre. L'oscillation dans le sillage est purement périodique dans ce régime. On observe que l'écoulement se divise au point d'arrêt du cylindre et une couche limite se forme le long de la surface. On note une accélération de la vitesse du fluide lorsqu'il passe sur la surface du cylindre. Nous pouvons constater aussi que le fluide se détache de l'obstacle en fonction du nombre de Reynolds.

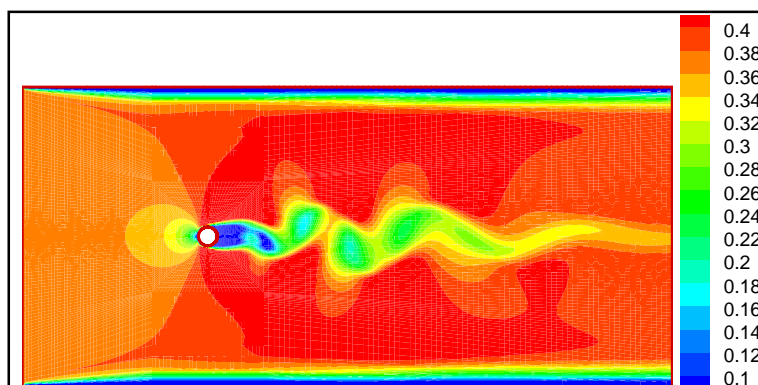


Figure IV.3 : Champ de vitesse à t = 0.6 s.

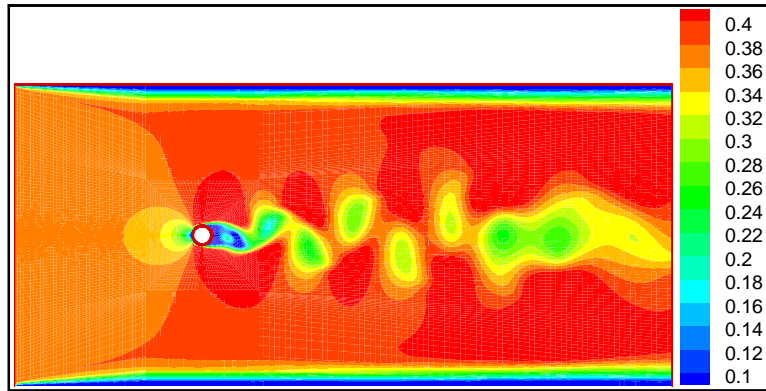


Figure IV.4 : Champ de vitesse à $t = 0.75$ s.

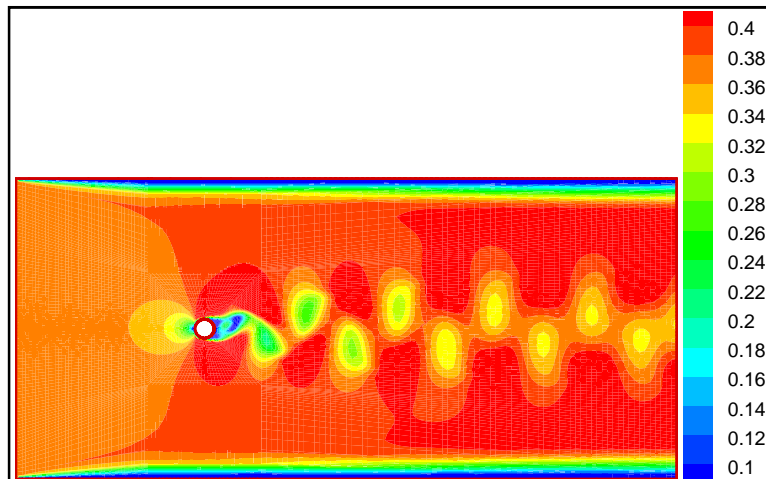


Figure IV.5 : Champ de vitesse à $t = 1$.s.

IV.1.6.2 Champ de pression

La figure (IV.6) montre les contours de la pression statique. On constate une diminution de la pression dans la partie aval du cylindre. Cette diminution conduit à une accélération de l'écoulement, et un ralentissement en amont du cylindre induit un gradient de pression inverse. Ce dernier produit un écoulement de retour qui dévie l'écoulement incident et cause ainsi un décollement de chaque côté du cylindre. Le décollement modifie radicalement le champ de pression dans la zone de sillage, la pression y fluctue de façon aléatoire dans le temps et dans l'espace.

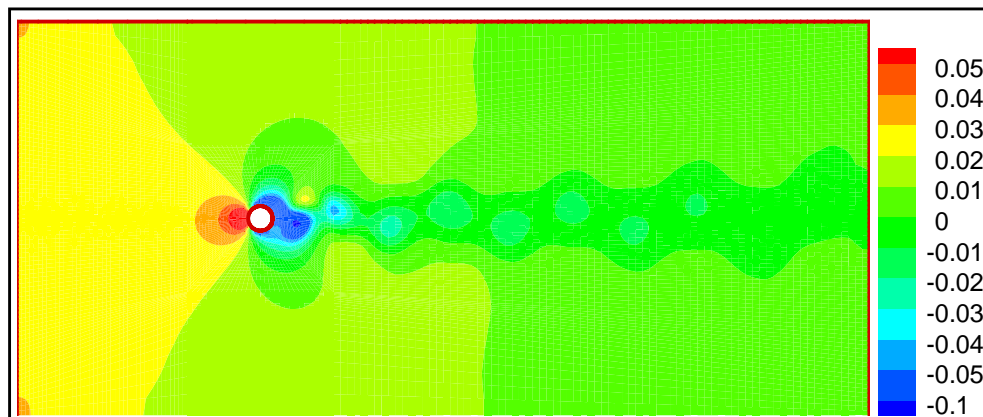
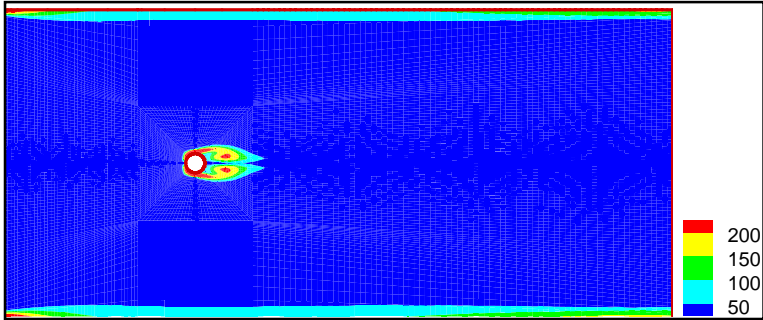


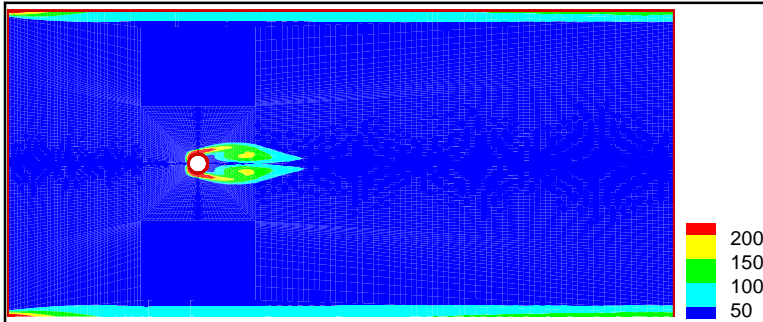
Figure IV.6 : Contours de pression.

IV.1.6.3 Champ de vorticités

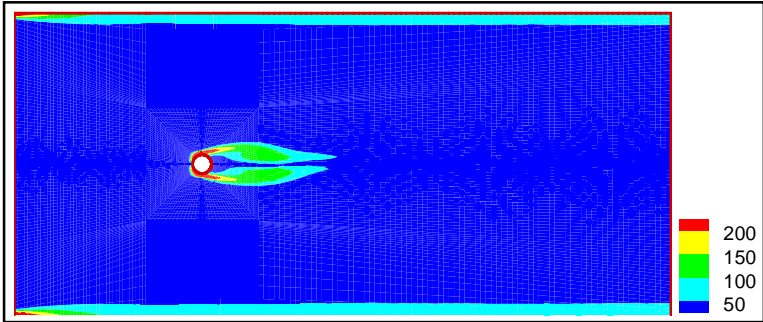
Les figures (IV.7 a-h) montrent l'évolution de la vorticité de l'écoulement au cours du temps ($t = 0.12s$ - $t = 0.96s$). A l'instant ($t = 0.12s$) on constate un écoulement symétrique qui montre la présence de deux tourbillons fixes contrarotatifs et symétriques dans le sillage derrière l'obstacle. Par la suite on note ce changement au fil du temps. Où on constate un changement net de vortex qui se développe en visualisant l'allée tourbillonnaire de Von Kàrmàn avec un allongement de la zone de sillage. On constate ainsi à l'apparition de deux tourbillons alternés de signes opposés qui se détachent derrière le cylindre. Les instabilités de l'écoulement augmentent et l'écoulement prend une forme oscillatoire quand le pas du temps augmente. Ainsi, la fluctuation dans le sillage est purement périodique montrant une augmentation de l'amplitude et une fréquence variable. On constaté aussi, qu'il y a des gros tourbillons qui se développent et ils sont éjectés en alternance parfois vers la paroi supérieure et par fois vers la paroi inférieure. On peut dire qu'il ya un roulement des tourbillons dans la zone de sillage et non pas glissement.



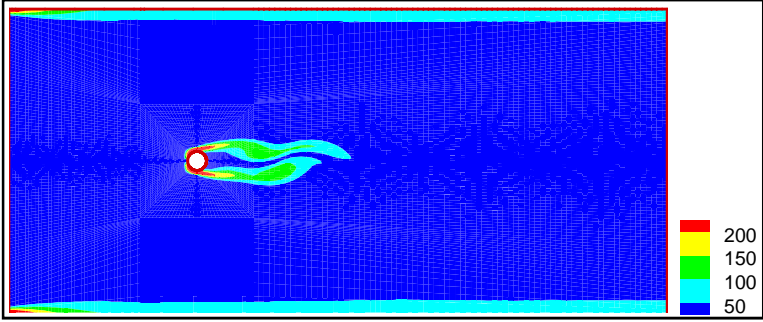
(a) $t = 0.12$ s.



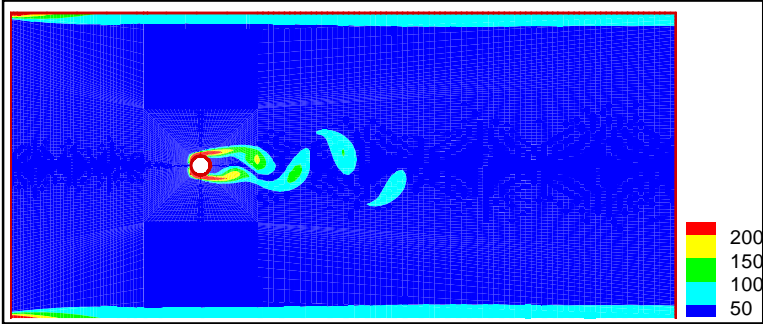
(b) $t = 0.24$ s.



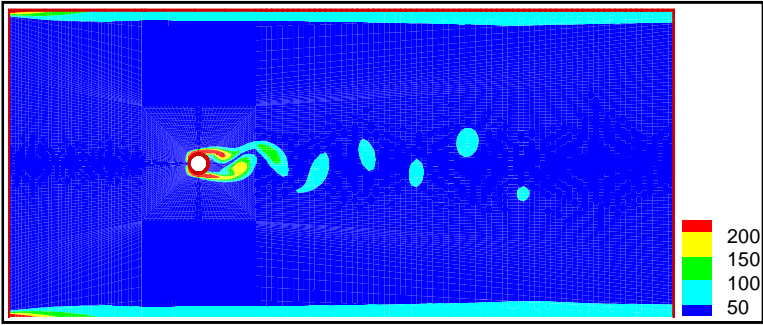
(c) $t = 0.36$ s.



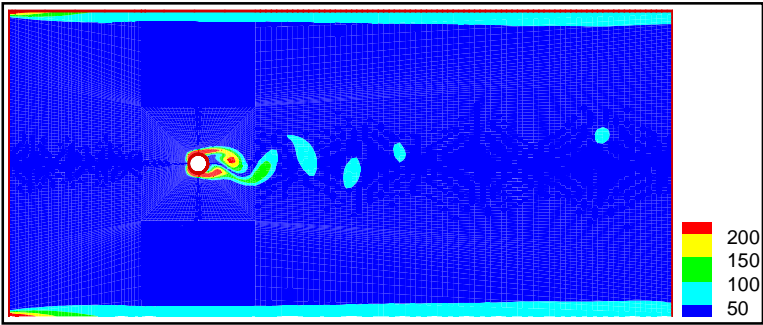
(d) $t = 0.48$ s.



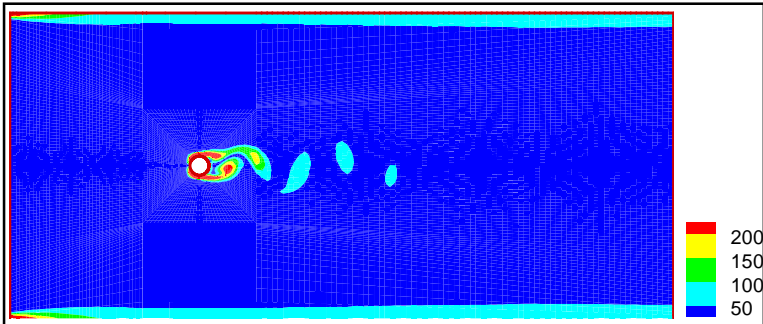
(e) $t = 0.6$ s.



(f) $t = 0.72$ s.



(g) $t = 0.84$ s.



(h) $t = 0.96$ s.

Figure IV.7 (a-h) : Évolution temporelle d'allée de Von Kàrmàn.

IV.1.6.4 Lignes de courant

La figure (IV.8) représente les lignes de courants. On constate que l'écoulement autour d'un cylindre présente un décollement au niveau de la paroi où la couche limite rencontre un gradient de pression positif qui donne naissance à une zone de recirculation sa longueur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Le resserrement des lignes de courant indique que le fluide est progressivement accéléré. En revanche, il est décéléré quand il le quitte. On constate aussi la présence de paires de tourbillons alternés de signes opposés qui se détachent derrière le cylindre. Ces tourbillons atteignent une certaine épaisseur, se détachent de la couche limite et se retrouvent entraînés dans l'écoulement en aval qui prend alors l'allure d'une allée tourbillonnaire.

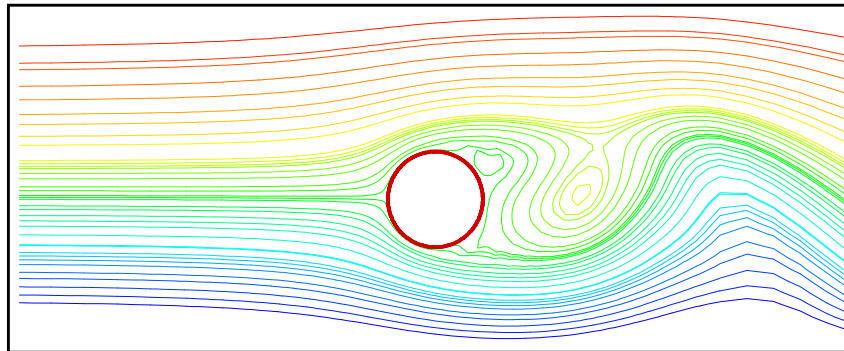


Figure IV.8 : Contours de fonction du courant.

IV.1.6.5 Paramètre globaux

Parmi les paramètres caractéristiques de ce type d'écoulement, le nombre de Strouhal qu'est une écriture adimensionnelle de la fréquence de détachement des tourbillons, et qu'est défini par : $St = \frac{fd}{U_\infty}$. Avec f est la fréquence de détachement des tourbillons primaires de Von Karman, U_∞ la vitesse moyenne de l'écoulement et d le diamètre du cylindre. Ce nombre dépend fortement de la géométrie de la structure considéré (section circulaire, elliptique, carrée, etc.) et du nombre de Reynolds de l'écoulement considéré. Le nombre de Strouhal croît en fonction de Reynolds. Le Nombre de Strouhal de l'écoulement est calculé à base de la fréquence de l'oscillation du coefficient de portance. La figure (IV.9) montre les évolutions temporelles des coefficients de portance et de traînée sur quelques périodes. On observe que la fréquence de fluctuation du coefficient de portance est égale à la moitié de celle du

coefficient de traînée. Ceci s'explique par le fait que la portance est à son maximum lorsque le tourbillon de la partie haute de la structure se détache, et à son minimum lorsque celui de la partie basse se détache, tandis que la traînée atteint son maximum avant chaque lâcher tourbillonnaire, sans noter de différence selon qu'il se détache de la partie haute ou basse de la structure.

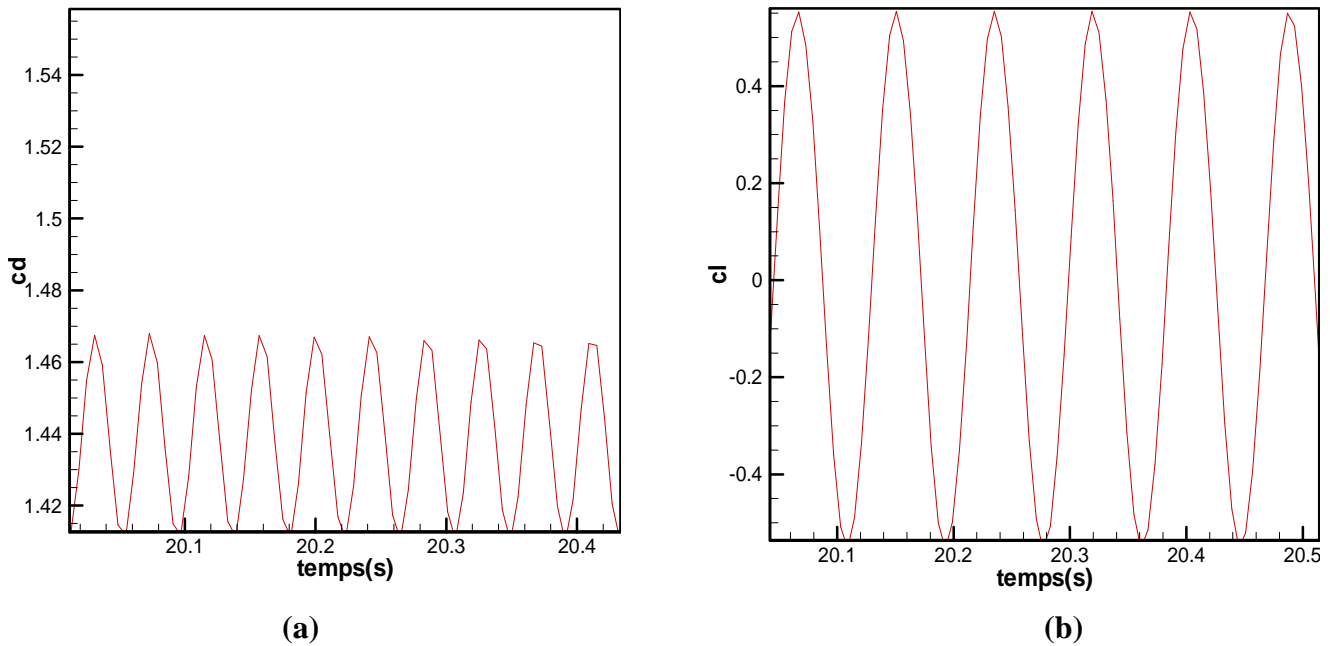


Figure IV.9 : Évolution temporelle des coefficients de traînée et de portance $Re = 150$.

(a) : Coefficient de traînée, (b) : Coefficient de portance.

Re = 150			
C_d	C_l	St	f
1.46	0.54	0.11	11.93

Tableau IV.3 Des Paramètres globaux de l'écoulement.

IV.3 l'écoulement autour d'un faisceau de tubes placés en quinconce

Dans cette partie nous étudierons l'écoulement autour d'un faisceau de tubes placés en quinconce. Le transfert de chaleur entre une rangée de tubes et un fluide s'écoulant perpendiculairement aux tubes est une étape importante dans la conception et l'étude du rendement de nombreux types d'échangeurs de chaleur. Le transfert de chaleur dans un écoulement autour d'un faisceau de tubes dépend en grande partie du type d'écoulement et du degré de turbulence, qui à leurs tours sont des fonctions de la vitesse du fluide et de la dimension et disposition des tubes. Pour une disposition de tubes en quinconce plus rapprochés, la dimension du sillage turbulent derrière chaque tube est un peu plus petite, mais il n'y a pas de diminution appréciable de l'énergie globale dissipée.

IV. 3.1 Modèles de turbulence utilisée

Dans ce travail nous allons examiner l'efficacité et l'applicabilité des modèles de turbulence sur l'écoulement d'un faisceau de tubes disposé en quinconce en utilisant plusieurs modèles de turbulence R.A.N.S tel que le modèle $k-\varepsilon$, le modèle $k-\omega$ et le modèle SST- $k\omega$

IV. 3.2 Géométrie du problème

La géométrie considérée est schématisée sur la figure (IV-10), il s'agit d'un faisceau de tubes disposé en quinconce placés perpendiculairement à l'écoulement. Le faisceau contient 4 rangées de tubes de diamètre 10 mm, chaque rangée contient un ou deux tubes, les demi-tubes sont également montés le long des murs supérieurs et inférieurs pour simuler un faisceau de tubes infini et réduite au minimum la couche limite. S_T, S_L sont respectivement l'espacement transversal et longitudinal.

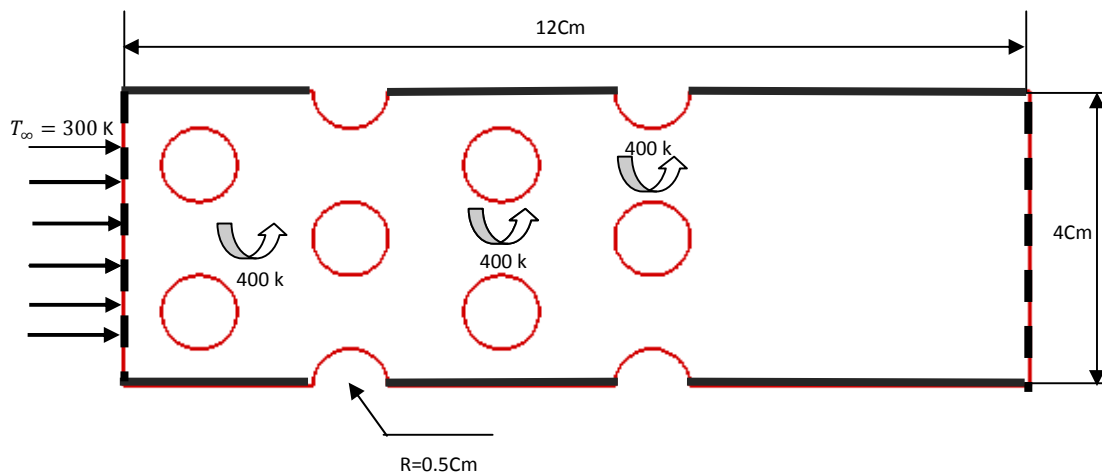


Figure IV.10 : La Géométrie de problème.

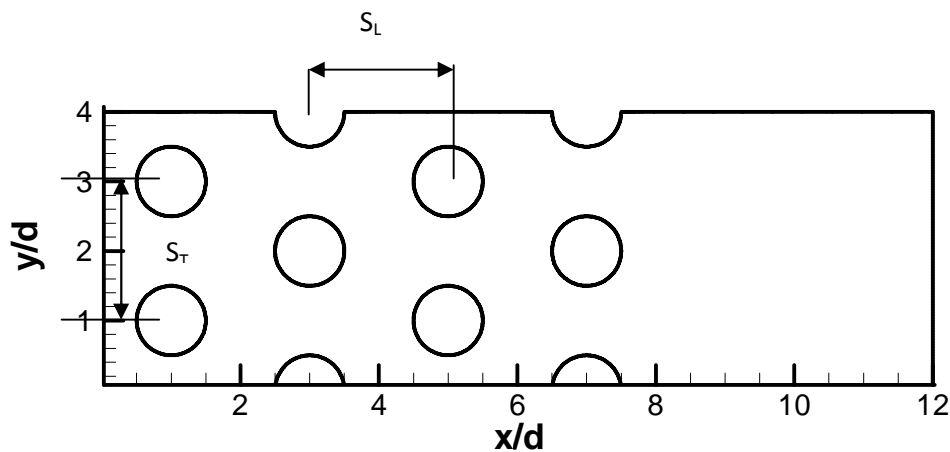


Figure IV.11 : Coupe du faisceau.

IV.2.3 Conditions aux limites

Pour les simulations numériques effectuées dans cette étude, les conditions aux limites et les hypothèses suivantes ont été adoptées.

- ✓ Régime stationnaire turbulent.

À l'entrée, la vitesse longitudinale est maintenue constante $U_{\infty} = 0.04 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ Correspondant à un nombre de Reynolds $Re = 400$.

- ✓ Régime instationnaire turbulent.

À l'entrée, la vitesse longitudinale est maintenue constante $U_{\infty} = 0.93 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ Correspondant à un nombre de Reynolds $Re = 9255$.

Pour les deux cas la température de la paroi des tubes est maintenue à 400 K et celle du fluide à l'entrée est $T_{\infty} = 300K$. À l'entrée, l'intensité relative turbulente égale 6%. La pression à la sortie est maintenue à la pression atmosphérique ($P = 101325 Pa$)

IV .2.4 Propriétés Physiques du Fluide

Le fluide utilisé est l'eau à l'état liquide avec les propriétés suivantes :

- Masse volumique : $998.2 kg/m^3$.
- Chaleur spécifique : $4182 J/kg.K$
- Conductivité thermique : $0.6 W/m.K$
- Viscosité : $0.001003 kg/(m.s)$

IV.2.5 Maillage utilisé

Dans cette simulation le maillage utilisé est un maillage structuré pour la région en contact avec les parois est triangulaire pour le reste du domaine de calcul, ce maillage a été généré par le préprocesseur « GAMBIT ». La figure (FigIV.12a) montre le maillage dans le domaine de calcul. La figure (FigIV.12b) montre le raffinement du maillage près de la paroi du tube. Les caractéristiques concernant ce maillage sont présentées dans le tableau (IV.1) ci-dessous

surface	Cellules	Nœuds	Partition
87497	53614	33878	1

Tableau IV.4 : Maillages d'un faisceau.

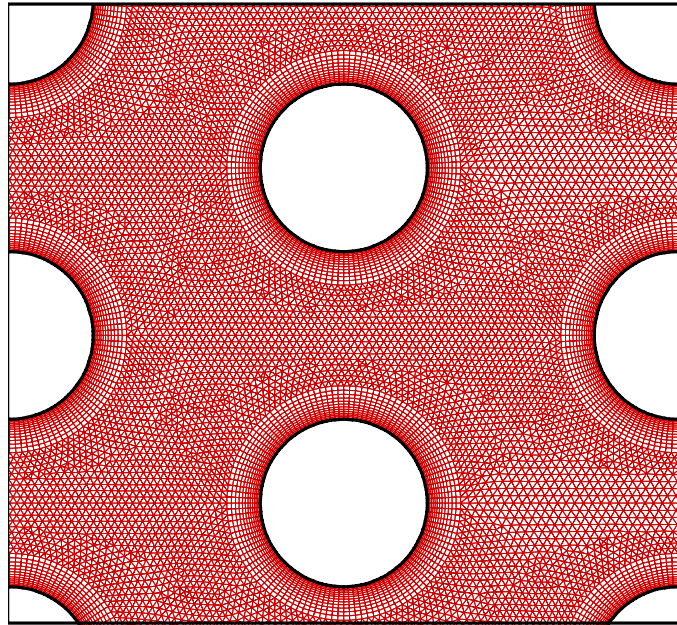


Figure IV.12 (a): Maillages autour d'un faisceau.

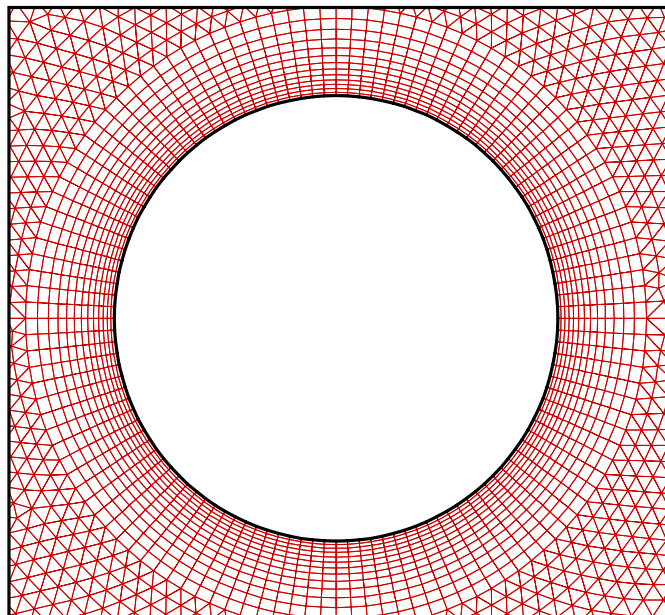


Figure IV.12(b) : Maillage autour d'un tube.

IV.2.6 Procédure de Résolution

Après avoir importé la géométrie et le maillage généré par le pré processeur Gambit, dans le solveur Fluent, nous procédons au choix du type du solveur, dans notre cas nous avons

utilisé le solveur découplé implicite « Segregated-Implicit ». Quant à la pression de référence, elle a été choisie égale à la pression atmosphérique. Les conditions aux limites sont détaillées dans le paragraphe IV.3.4. Nous avons choisi l'algorithme SIMPLE pour le couplage vitesse-pression, les schémas de discrétisation et les facteurs de sous-relaxations utilisés sont regroupés dans le tableau IV-5, tandis que les critères de convergence sont détaillés sur le paragraphe IV.3.2. La température T , l'intensité de turbulence et le rapport de la viscosité turbulente sont respectivement initialisés par les valeurs (300K, 6% et 10).

Variables	Schémas	Facteurs de sous relaxation
La pression P	Standard	0.3
La masse Volumique ρ	Upwind 2 ^{er} ordre	1
Quantité de mouvement	Upwind 2 ^{er} ordre	0.7
Energie cinétique turbulente k	Upwind 2 ^{er} ordre	0.8
Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε	Upwind 2 ^{er} ordre	0.8
L'énergie	Upwind 2 ^{er} ordre	1

Tableau IV.5 : Schémas de discrétisation et facteurs de sous-relaxations utilisés (faisceau de tubes).

IV.2.7 Critère de convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. La convergence est atteinte lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour arrêter le processus itératif lorsqu'il est satisfait. Dans notre cas, nous avons choisi le critère de convergence lorsque les résidus des différentes variables (ρ, U, V, T, k et ε) sont inférieurs à 10^{-5} . La figure (IV.15) donne l'évolution des résidus des différentes variables en fonction du nombre d'itérations effectuées.

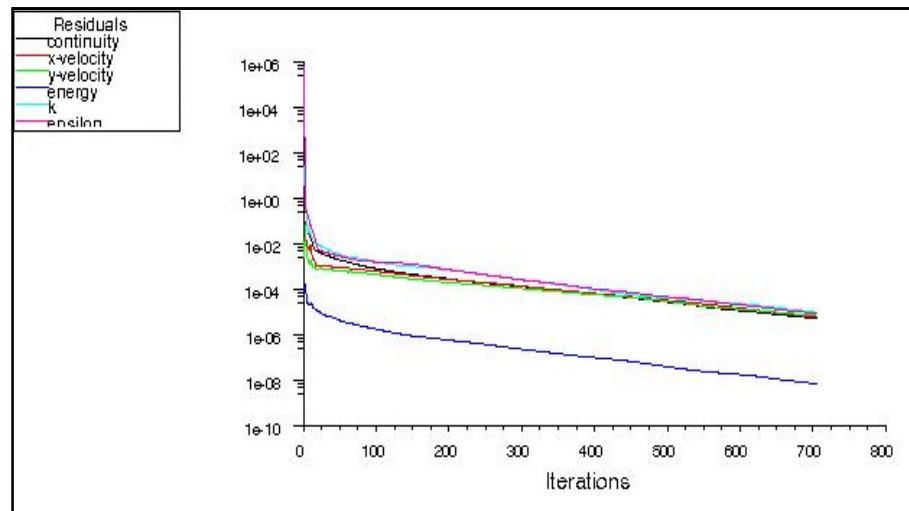


Figure IV.13 : L'évolution des résidus des différentes variables en fonction du nombre d'itérations effectuées.

IV.2.8 Résultats et discussions

L'objectif de la présente étude est d'exécuter l'évaluation détaillée des capacités des modèles statistiques de turbulence. Nous allons d'abord étudier le cas du régime laminaire correspondant à un nombre de Reynolds égale à ($Re = 40$). Nous allons donc étudier l'influence des trois modèles de turbulence $k-\epsilon$, $k-\omega$ et SST- $k\omega$ pour reproduire l'écoulement et les quantités turbulentes dans un faisceau de tubes placés en quinconce.

IV.2.8 .1 Régime laminaire stationnaire $Re = 40$

Les figures (IV.15-17 IV.) représentent respectivement les champs de vitesse, de vorticité et de pression. On constate alors que les forces d'inertie augmentent et l'effet visqueux n'est plus assez grand pour empêcher l'écoulement de se décoller du cylindre. Deux tourbillons contra-rotatifs se forment en aval du cylindre. On constate un décollement de chaque côté du cylindre. Le point de rattachement, qui est défini comme le lieu où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central du sillage s'éloigne du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'abscisse de ce point définit la longueur de recirculation. L'augmentation du nombre de Reynolds conduit le déplacement du point de décollement vers l'amant du cylindre. L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique. La figure(IV.18) montre le champ de température. On constate que la température du fluide augmente près des parois des tubes et dans la zone de sillage.

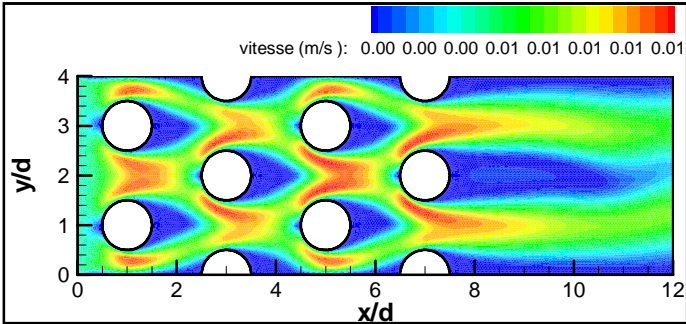


Figure IV.14 : Champ de vitesse en régime laminaire.

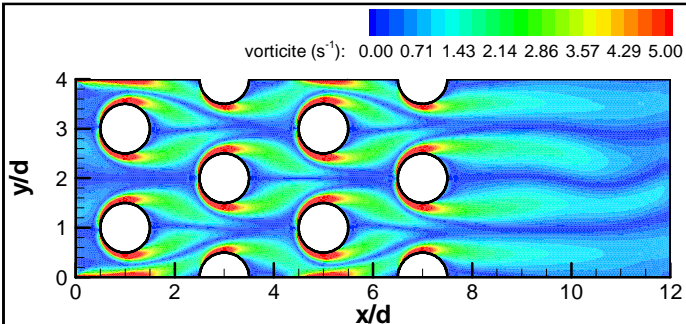


Figure IV.15 : Champ de vorticité en régime laminaire.

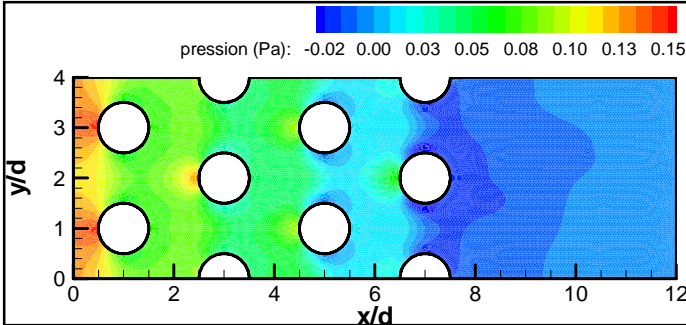


Figure IV.16 : Champ de pression en régime laminaire.

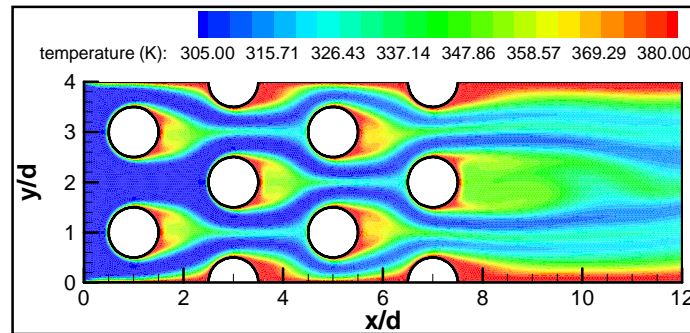


Figure IV.17 : Champ de température en régime laminaire.

IV.2.8.2 Régime turbulent stationnaire

Dans ce cas, nous allons présenter une étude comparative entre les modèles de turbulences **k- epsilon**, **k- omega** et **SST- komega** et fourni ainsi une analyse critique des capacités prédictives de ces modèles, pour $Re = 400$.

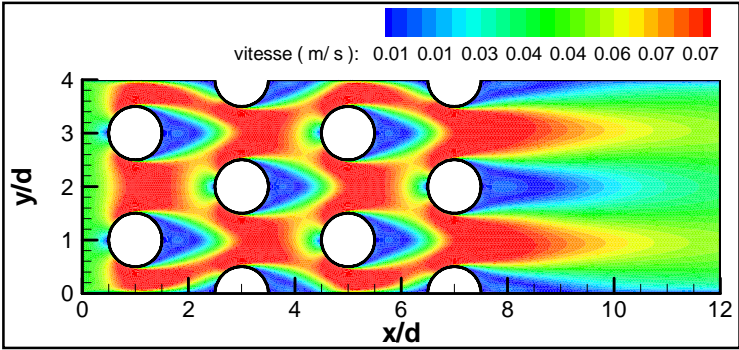
IV.2.8.2.1 *champ des vitesses*

Les figures (IV.18 a, b et c) montrent les contours de vitesses, respectivement, pour les trois modèles de turbulence **k-ε**, **k-ω** et **SST-kω** la figure (IV.18 a) montre que le modèle **k-ε** prévoit la distribution uniforme de la vitesse. On constate qu'après la deuxième rangée de tubes l'absence de zone de recirculation. Le modèle **k-ε** est mal adapté pour décrire l'écoulement dans les régions de grande courbure. Pour les figures (IV.18 b et c) on voit que pour les deux modèles, **k-ω**, **SST-kω**, il existe une zone de recirculation après la première rangée de tubes, le modèle **k-ω** produit une grande vitesse après la troisième rangée de tubes dans la direction transversale. Tandis que l'effet du modèle **SST-kω** se trouve derrière la quatrième rangée de tubes, comparé aux modèles **k-ε**, **k-ω**.

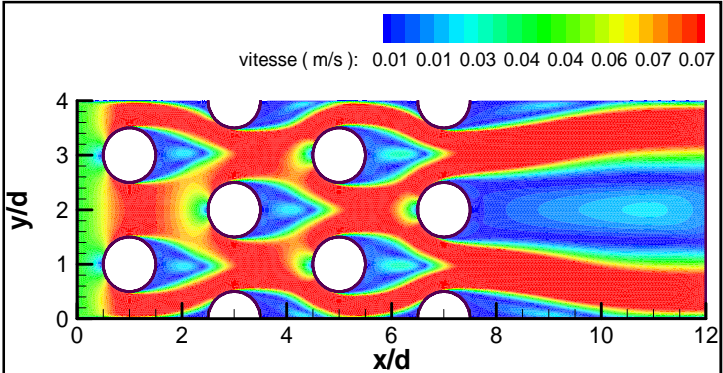
Les figures (IV.19 a-d) montrent les variations de la vitesse (u) en fonction de y pour différentes valeurs de x/d ($x/d = 2, 4, 6$ et 8) qui se trouvent derrière les tubes et différents modèles de turbulence. Pour $x/d = 2$ la figure (IV.19 a) montre que la vitesse atteint sa valeur maximale pour $y/d \sim 2.5$ ce maximal diminue jusqu'à -0.3 où il y a un phénomène de retour de l'écoulement. On constate que les trois modèles de turbulence, **k-ω**, **SST-kω** donnent des résultats très proches dans la région de développement de l'écoulement. Pour $x/d = 4$ la figure (IV.19 b) montre des écarts importants dans la zone de sillage entre le modèle **k-ε** et les modèles **k-ω**, **SST-kω** ce ci justifie que le modèle **k-ε** est mal adapté pour décrire l'écoulement dans les régions de grande courbure. La figure (IV-19 c) montre

l'évolution de la vitesse $\frac{U}{U_\infty}$ en fonction de y/d . En $x/d = 6$ on constate que pour les modèles $k-\omega$ et SST- $k\omega$ donne des profils similaires. et des écarts importants entre ces modèles et le modèle $k-\varepsilon$. Pour $x/d = 8$, correspondant à la zone de sillage les trois modèles sont différents.

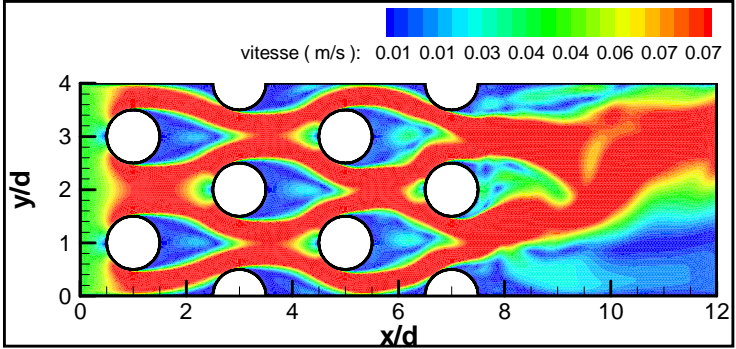
Les figures (IV-20a-c) montrent les profils de la vitesse transversale (v) en fonction de y pour différentes valeurs de x/d ($x/d = 2, 4, 6$ et 8) et les trois modèles de turbulence, $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et SST- $k\omega$. Pour $x/d = 2, x/d = 4$ et $x/d = 6$ les trois modèles de turbulence donnent des profils de vitesse similaires. On constate que dans la région $x/d = 4$ et $2 \leq y/d \leq 4$ la vitesse v est négative ($v < 0$) ce qui correspond à une zone de recirculation.



(a)



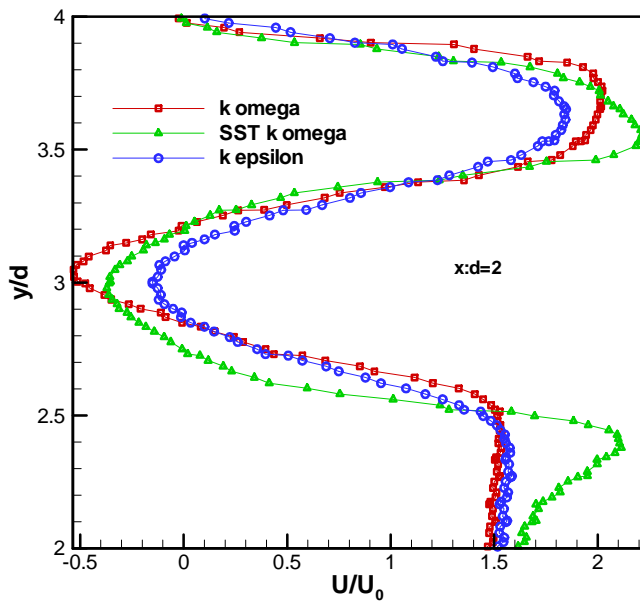
(b)



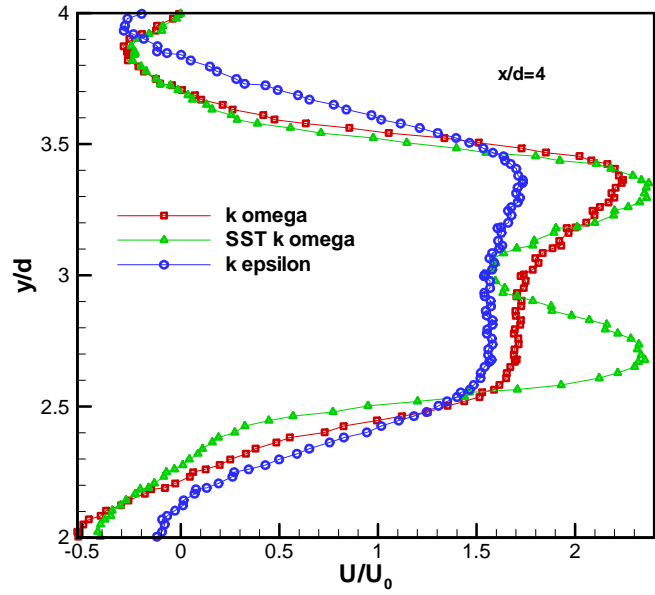
(c)

Figure IV.18 : Champ de vitesse pour différents modèles de turbulence $Re = 400$.

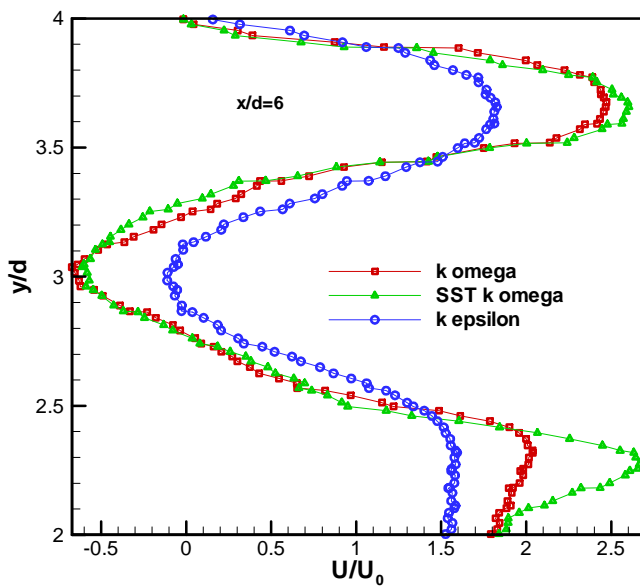
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k-omega, (c) : Modèle SST-k omega.



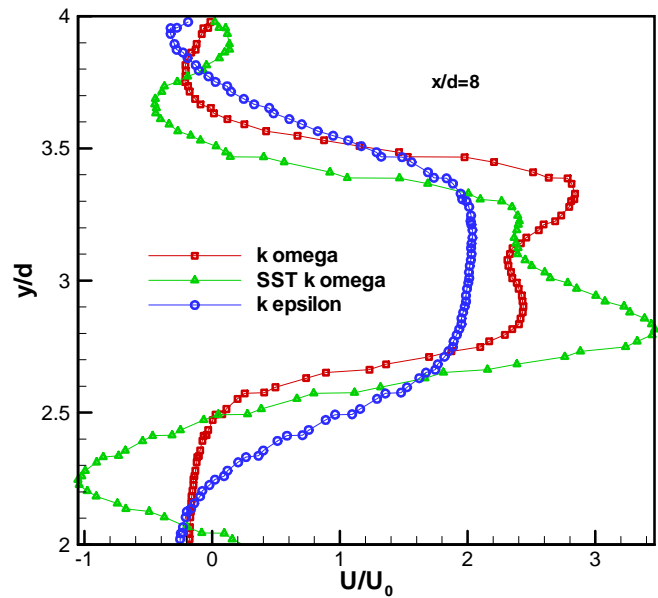
(a)



(b)

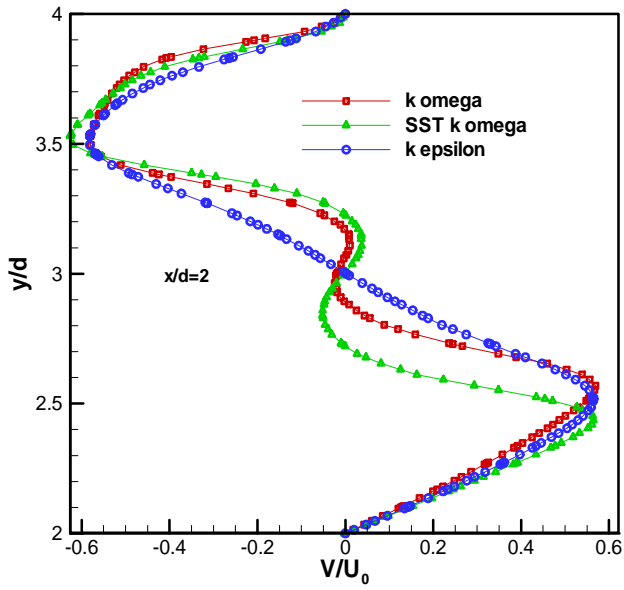


(c)

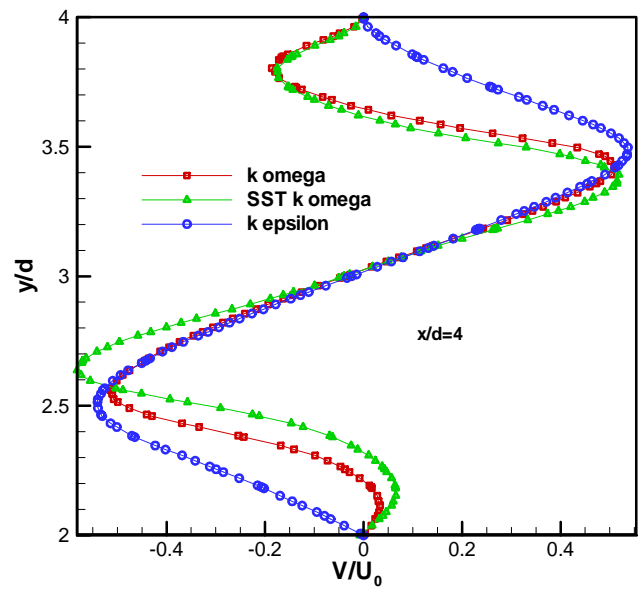


(d)

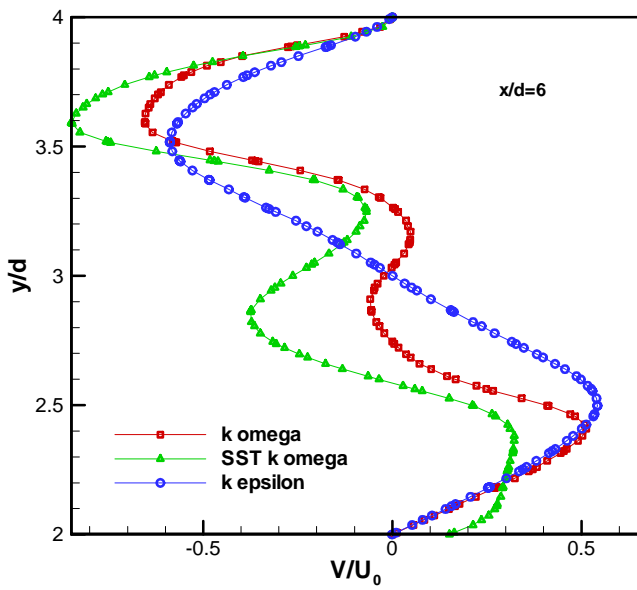
Figure IV.19 (a-d) : Variation de la vitesse u pour différentes valeurs de x/d en fonction de y pour différents modèles de turbulence .



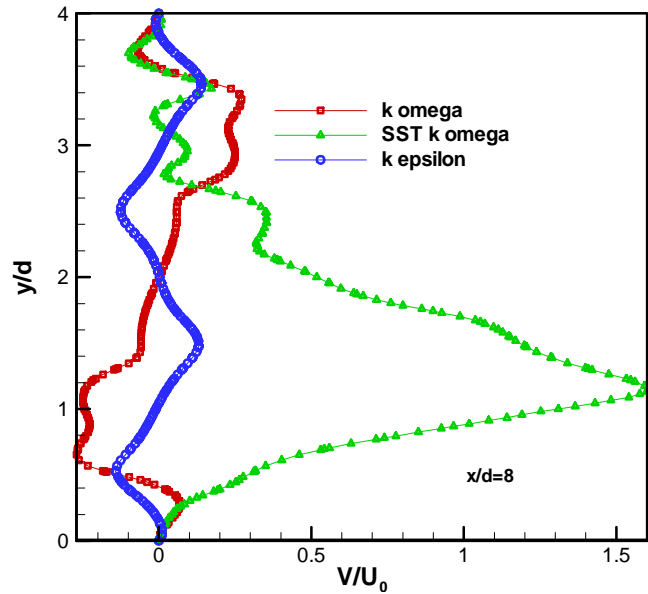
(a)



(b)



(c)

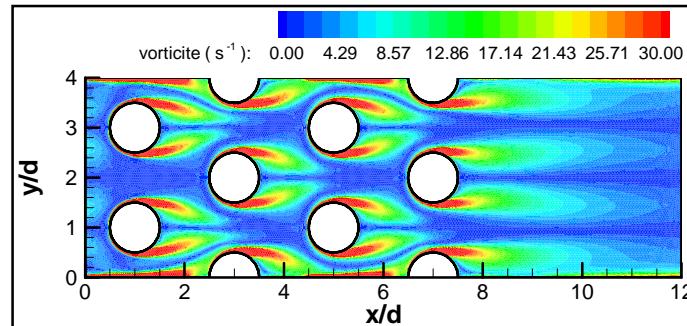


(d)

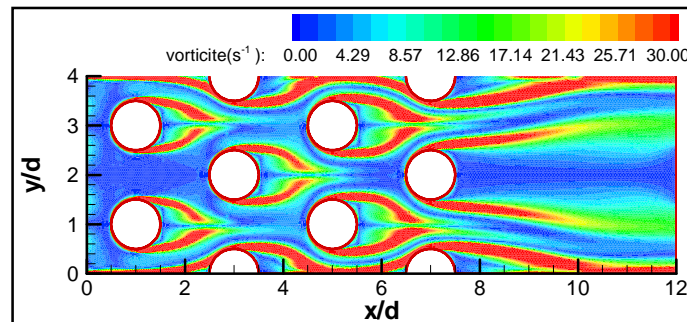
Figure IV. 20 (a-d) : Variation de la vitesse v pour différentes valeurs de x/d en fonction de y pour différents modèles de turbulence.

IV.2.8.2.2 Champ de vorticité

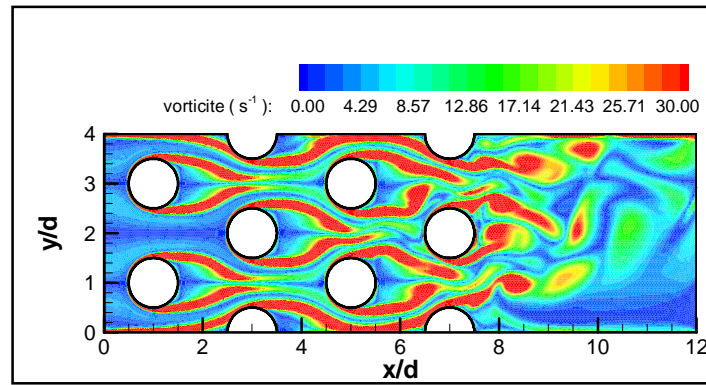
Les figures (IV.21 a-c) montrent les contours de vorticité pour les trois modèles de turbulence. On constate que pour le modèle k- ϵ , les variations de vorticités sont faibles. Ce modèle est donc mal adapté. On constate également que les variations de la vorticité s'accroissent au niveau de la quatrième rangée des tubes. C'est dans cette région que l'on observe une zone de recirculation.



(a)



(b)



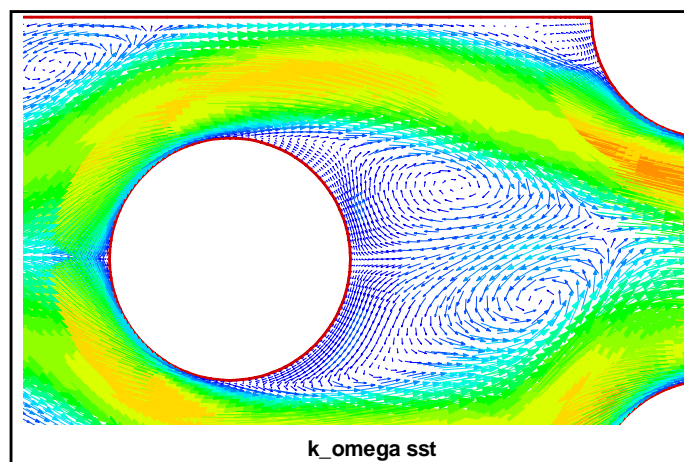
(c)

Figure IV.21 : Contours de la vorticité (a-c).

(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k-omega, (c) : Modèle SST-k omega.

IV.2.8.2.3 Champ de vecteurs vitesse

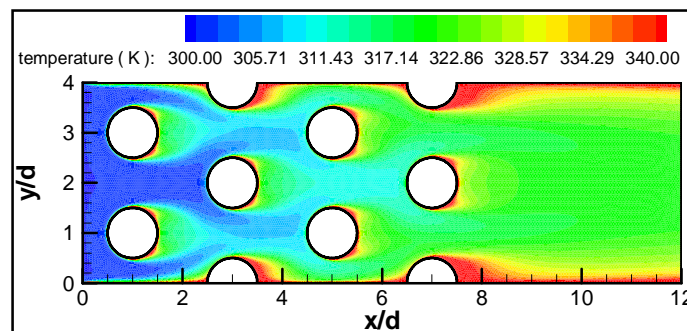
La figure (IV.23) représente le champ de vecteurs vitesses pour le modèle SST-k ω . D'après cette figure il est clair que le modèle SST-k ω Peut prévoir les phénomènes de retour. Cette figure montre bien l'existence de deux zone de recirculation dans le sillage du cylindre.

**Figure IV.22** : Champ des vecteurs vitesse pour le modèle SST-k ω .

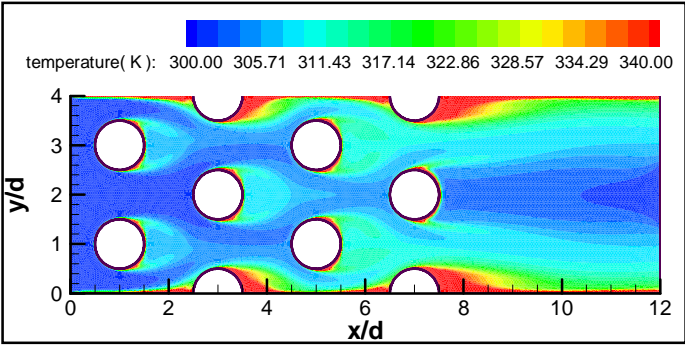
IV.2.8.2.4 Champ de température

Les figures (IV.23) montrent le champ thermique pour les trois modèles de turbulence. On constate le développement puis le décollement d'une couche limite thermique dans la partie amont du cylindre. Les tourbillons libérés dans le sillage emportent la chaleur transportée dans la couche limite thermique en amont du point de séparation. Les échanges de chaleur convectés sont transférés dans la zone de recirculation à l'aval du cylindre. À partir du point d'arrêt, une couche limite thermique se développe emprisonnant la chaleur près de la paroi. Le fluide subit une vorticité de sens opposés entre les deux côtés du cylindre.

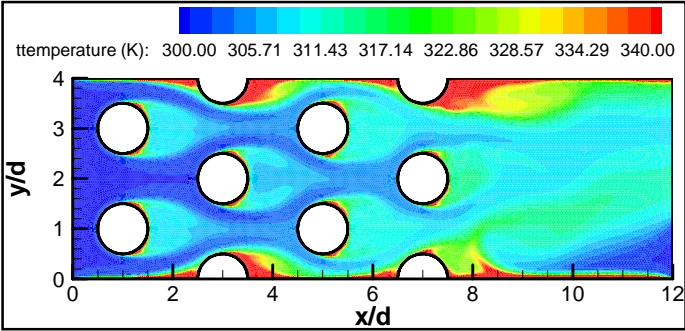
Les figures (IV-24 a-d) montrent les variations de la température en fonction de y/d pour différents modèles de turbulence et pour différentes valeurs de x/d . Ces figures montrent une élévation de la température dans la zone de recirculation des tubes et une légère diminution de la température en amont des cylindres, ceci est justifié par le fait que dans les régions de grandes vitesses faible temps de transit du fluide. Les échanges de chaleur entre le fluide et les parois sont faibles, alors que dans la zone de sillage le temps transit du fluide est plus grand (recirculation du fluide) donc les échanges de chaleurs sont plus importants, ceci montre que la turbulence favorise le transfert de chaleur entre le fluide et les parois.



(a)



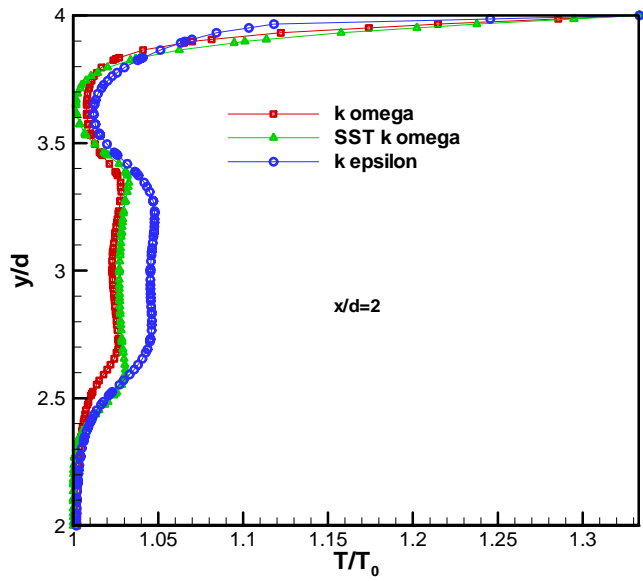
(b)



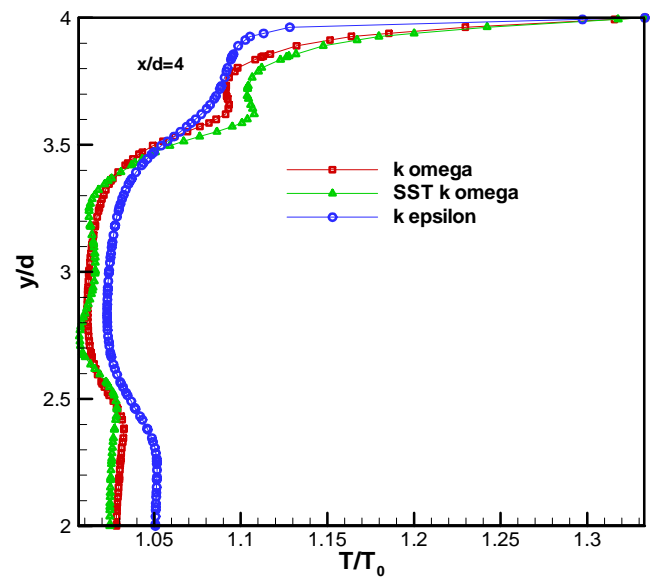
(c)

Figure IV.23 : Champ de température.

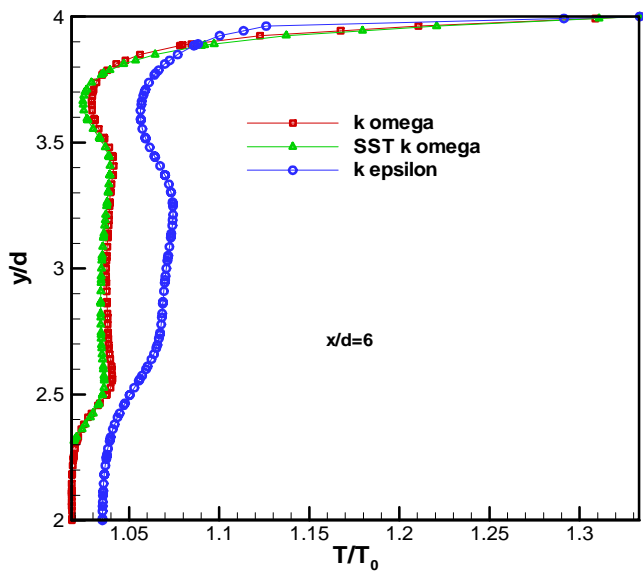
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k-omega, (c) : Modèle SST-k omega.



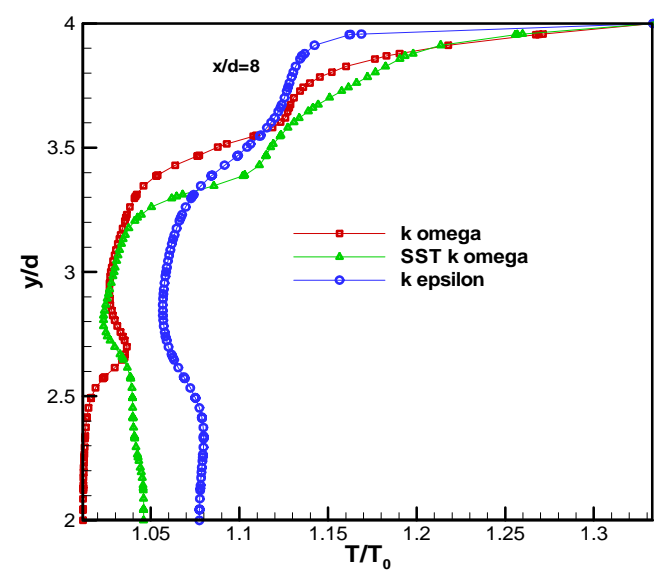
(a)



(b)



(c)

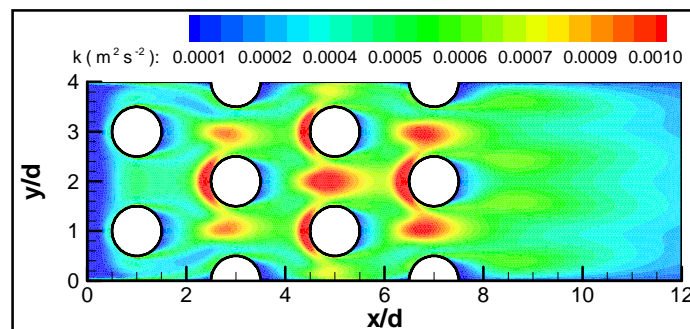


(d)

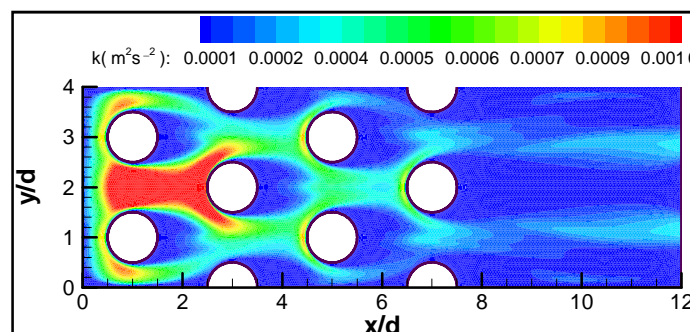
Figure IV.24 : Variation de la température pour différentes valeurs de x/d en fonction de y pour différents modèles de turbulence.

IV.2.8.2.5 champ de l'énergie cinétique turbulente

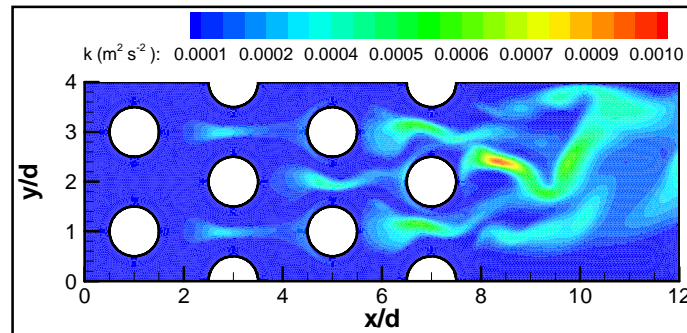
Les figures (IV.25 a-c) montrent les champs de l'énergie cinétique pour les trois modèles de turbulence. On constate que les valeurs de l'énergie cinétique sont relativement faibles dans la zone de recirculation et augmentent en dehors de celle-ci. La turbulence apparaît donc principalement dans la zone de recirculation. En raison de la grande turbulence dans le sillage, les couches limites autour des tubes dans la seconde et les rangées suivantes deviennent progressivement plus minces. La dimension du sillage turbulent derrière chaque tube est petite, mais il n'y a pas de diminution appréciable de l'énergie globale dissipée.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.25 : Champ de l'énergie cinétique.

(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k-omega , (c) :Modèle SST-k omega.

IV.2.8.2.6 Nombre de Nusselt

La figure (IV-26) montre les variations du nombre de Nusselt le long de la paroi du cylindre N°3 . On constate que le nombre de Nusselt varie d'une façon similaire pour les trois modèles de turbulence mais des écarts entre les valeurs données par le modèle k-ε et celles des modèles k-ω et SST-kω atteignent 55% .On constate que dans la partie amont du cylindre une diminution des échanges de chaleur, et une remontée de l'échange de chaleur favorisé par les recirculations dans la partie aval du cylindre.

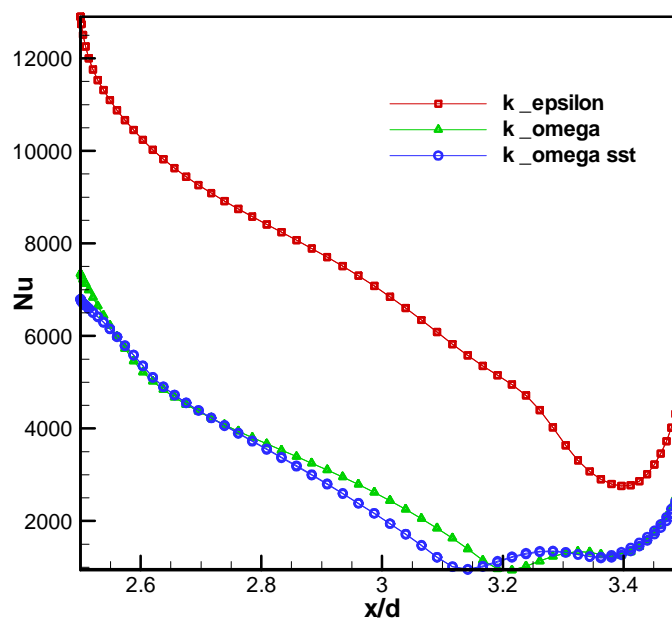


Figure IV.26 : Variation du nombre de Nusselt, en fonction de x/d (cylindre N° 3).

IV.2.8.3 Régimes instationnaire turbulents

Dans ce cas, nous allons présenter une étude comparative entre les modèles de turbulences **k epsilon**, **k omega** et **SST komega** et fourni ainsi une analyse critique des capacités prédictives de ces modèles, pour $Re = 9255$ et de différentes valeurs de t ($t=1s$, $t = 2s$ et $t=3s$).

IV.2.8.3.1 Champ de vitesse

Les figures (IV.27, IV 28 et IV.29 a-c) montrent l'évolution de la vitesse de l'écoulement au cours du temps ($t= 1s$, $t = 2s$ et $t = 3s$) pour les trois modèles de turbulence. On constate que le modèle $k-\epsilon$ ne prévoit pas de zone de sillage en aval de chaque cylindre. On remarque qu'après la deuxième rangée de tubes l'étendue de la zone de recirculation est faible. Le modèle $k-\epsilon$ ne décrit, donc pas correctement les écoulements dans les régions de grande courbure. Les deux autres modèles de turbulence, $k-\omega$ et SST- $k \omega$ montrent l'existence d'une zone de recirculation importante après la première rangée de tubes. Ces figures montrent que le modèle $k-\omega$ produit de grandes vitesses après la troisième rangée de tubes dans la direction transversale de l'écoulement. Ces figures montrent que pour le modèle SST- $k\omega$ un phénomène de retour apparait après la quatrième rangée de tubes.

IV 2.8.3.2 Champ de vorticités

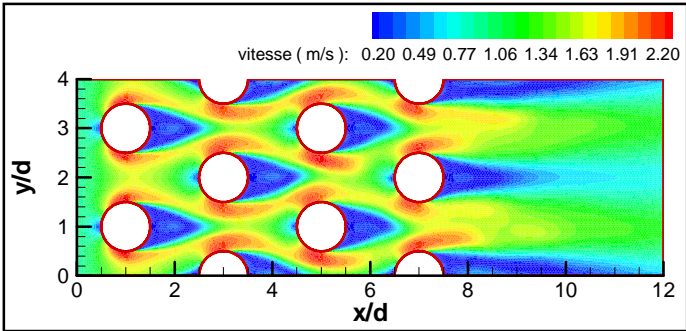
L'évolution des champs de vorticités au cours du temps ($t = 1s$, $t = 2s$, $t = 3s$) est représentée sur les figures (IV.30 IV.31, et IV.32 a-c) pour les trois modèles de turbulence. On constate que le modèle $k-\epsilon$ donne des résultats différents de ceux obtenus avec les deux modèles $k-\omega$ et SST- $k \omega$. Ce modèle montre que pour les trois valeurs de t ($t = 1s$, $t = 2s$, et $t = 3s$) les champs de vorticités sont similaires. On constate aussi que la zone de recirculation se trouve derrière la troisième rangée. Pour les modèles $k-\omega$ et SST- $k \omega$ on remarque que les champs de vorticités changent au fil du temps. On constate la présence de deux tourbillons dans le sillage des cylindres de la première rangée. Après la deuxième rangée la taille de ces tourbillons diminue dans la zone de recirculation. Ces figures montrent que pour le modèle SST- $k \omega$ un phénomène de retour apparait après la quatrième rangée. Ces figures montrent que le modèle $k-\epsilon$ ne décrit pas correctement les écoulements dans les régions de grande courbure.

IV.2.8.3. 3 Champ de l'énergie cinétique

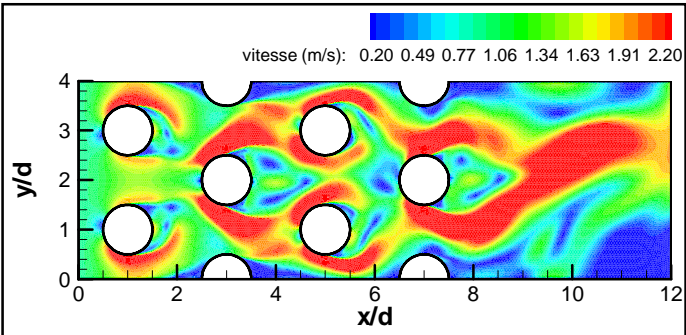
La répartition de l'énergie cinétique turbulente k dans le champ d'écoulement est représentée pour différentes valeurs de t ($t = 1s$, $t = 2s$, $t = 3s$) et pour les trois modèles de turbulence sur les figures (IV.33, IV.34, et IV.35 a-c). On remarque que pour le modèle $k-\varepsilon$ les champs d'énergie cinétique sont presque similaires aux différents instants t ($t = 1s$, $t = 2s$, et $t = 3s$). La valeur de l'énergie cinétique est maximale en amont du cylindre de la quatrième rangée. Pour les modèles $k-\omega$ et SST- $k\omega$ on remarque que les champs de l'énergie changent au fil du temps. Les tourbillons sont émis, transportant de l'énergie cinétique qui n'est dissipée que progressivement derrière les cylindres. Ces figures montrent que pour le modèle de turbulence $k-\omega$ la valeur maximale de l'énergie cinétique se trouve après la troisième et la quatrième rangée dans les zones de recirculation. On constate que pour le modèle SST- $k\omega$ la valeur de l'énergie cinétique se trouve en aval de la première rangée des cylindres. Cette valeur commence à augmenter jusqu'à la troisième et la quatrième rangée pour la valeur maximale dans les zones de recirculation.

IV.2.8.3. 4 Champ de la température

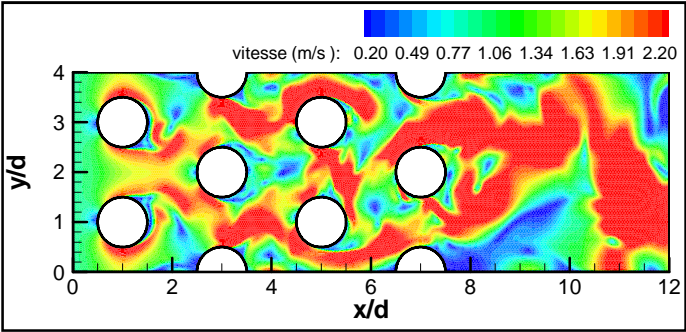
Les figures (IV.36, IV.37 et IV.38 a-c) montrent les champs de la température pour les trois modèles de turbulence aux instants ($t = 1s$, $t = 2s$, et $t = 3s$). Pour le modèle $k-\varepsilon$ on remarque que les champs de la température sont presque similaires pour les trois valeurs de t . Ce modèle montre que la température augmente près des parois. Les champs de la température des modèles $k-\omega$ et SST- $k\omega$ sont comparables entre eux. On remarque qu'une couche limite thermique se développe, emprisonnant la chaleur dans une zone confinée près de la paroi. Cette zone devient plus épaisse et la chaleur convectée est transférée dans la zone de recirculation à l'aval du tube.



(a)



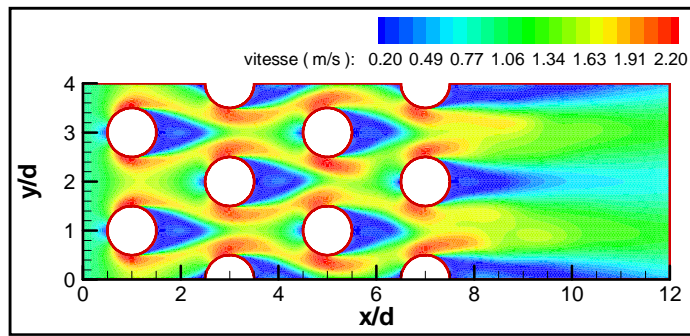
(b)



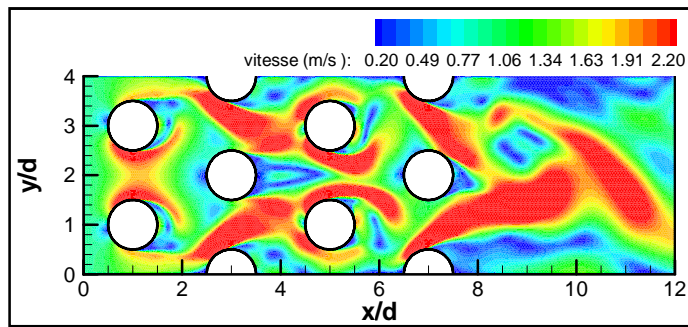
(c)

Figures IV.27 (a-c) : Champ de vitesse à t = 1s.

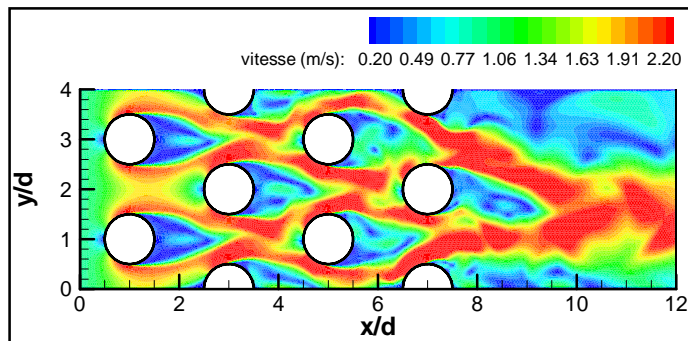
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



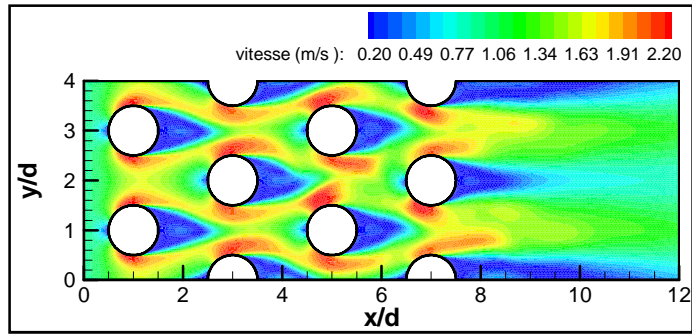
(b)



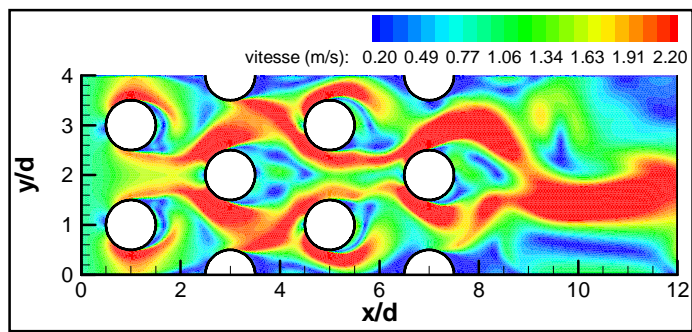
(c)

Figures IV.28 (a-c) : Champ de vitesses à $t = 2$.

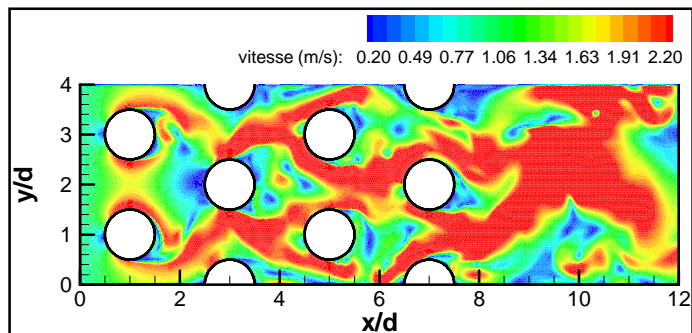
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



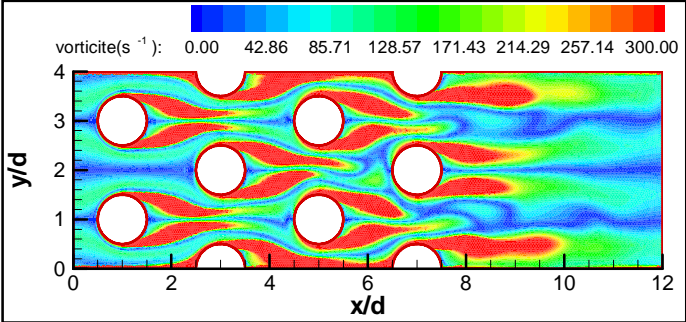
(b)



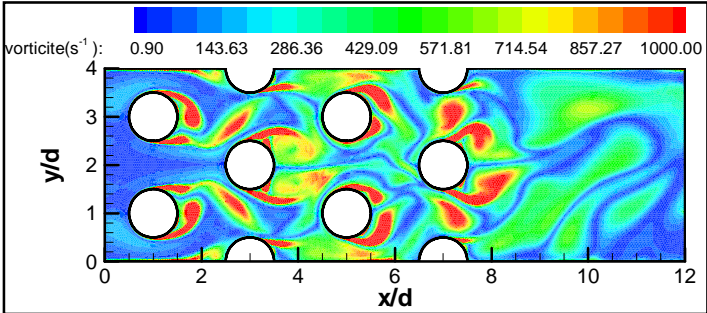
(c)

Figures IV.29 (a-c) : Champ de vitesses à $t = 3s$.

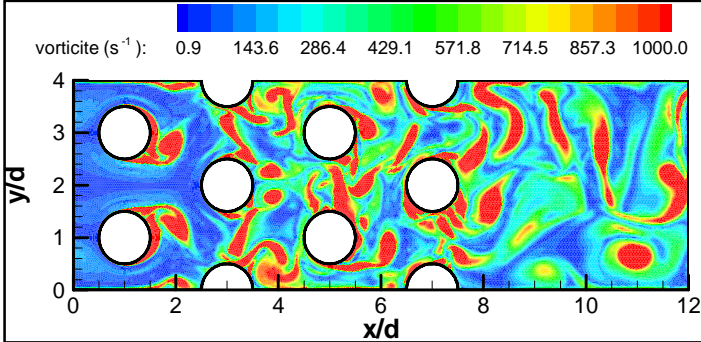
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



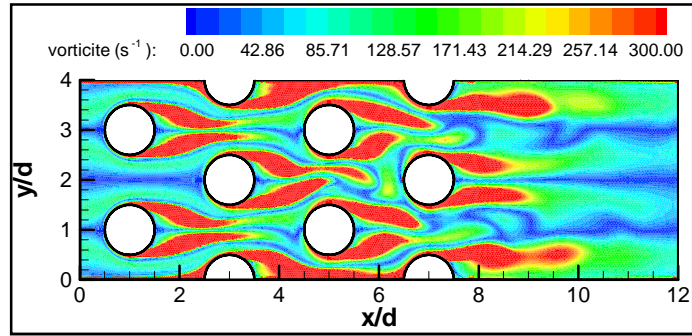
(b)



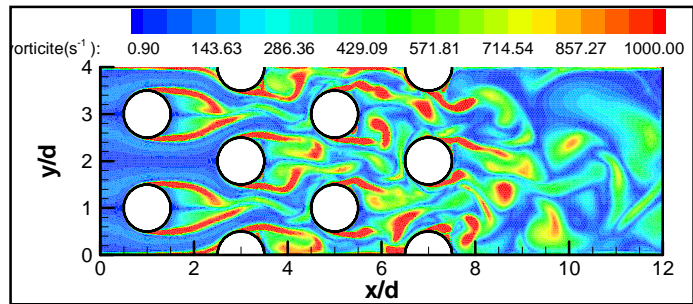
(c)

Figures IV.30 (a-c) : Champ de vorticité à t = 1s.

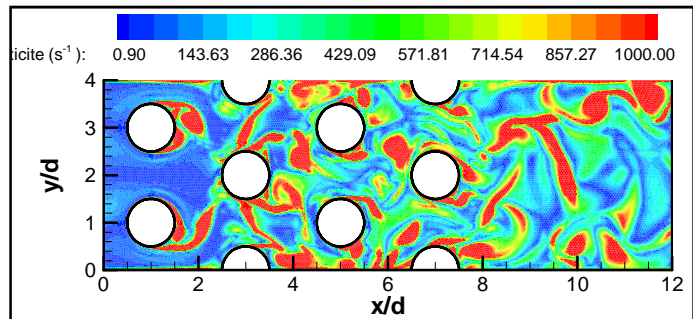
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



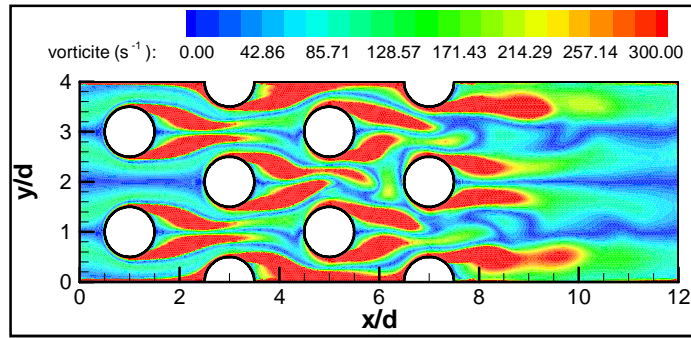
(b)



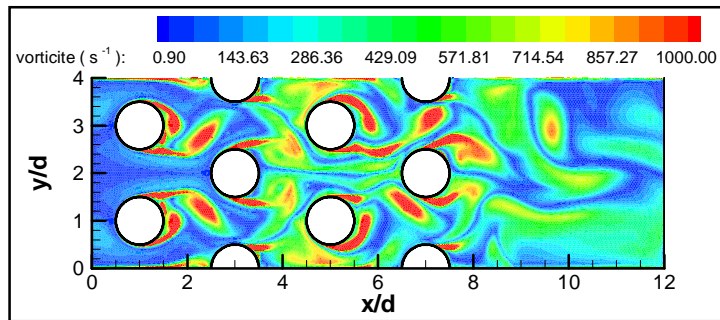
(c)

Figures IV.31 (a-c) : Champ de vorticité à $t = 2s$.

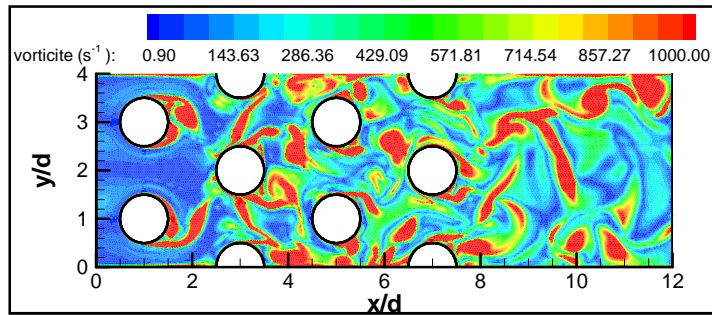
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



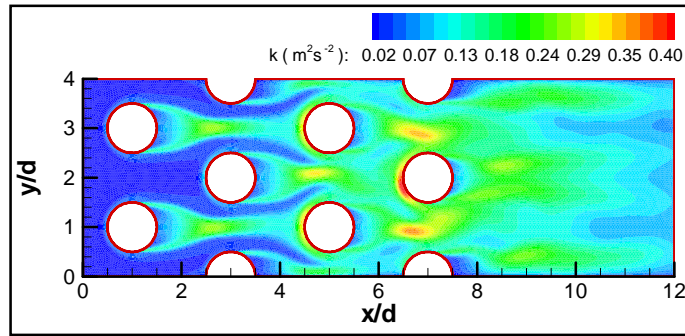
(b)



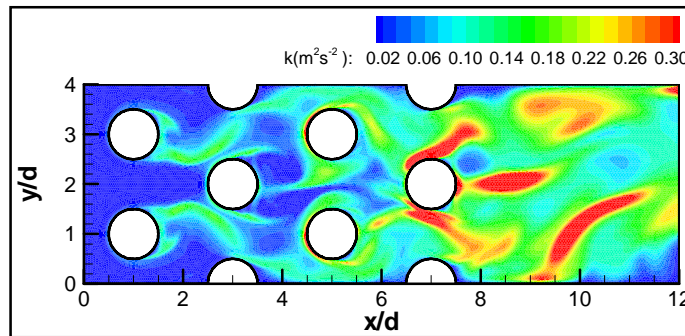
(c)

Figures IV.32 (a-c) : Champ de vorticité à $t = 3s$.

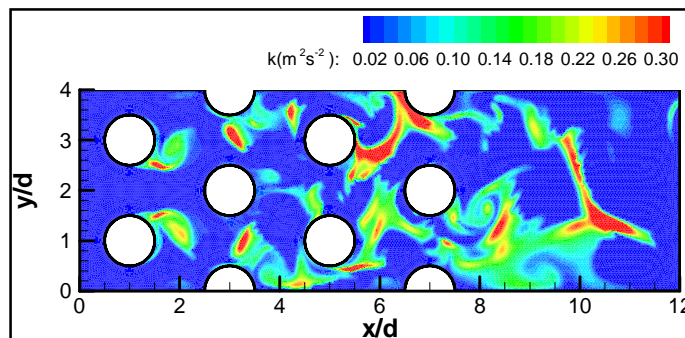
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k-omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



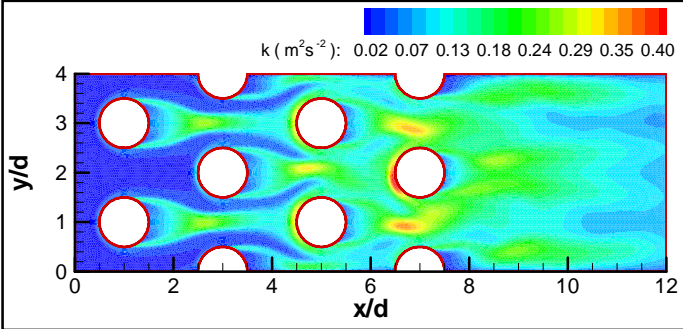
(b)



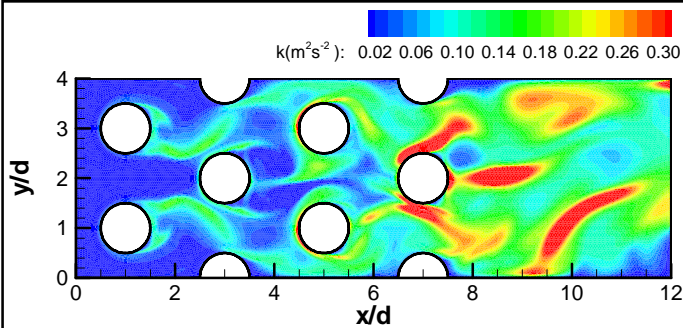
(c)

Figures IV.34 (a-c) : Champ de l'énergie cinétique à $t = 1s$.

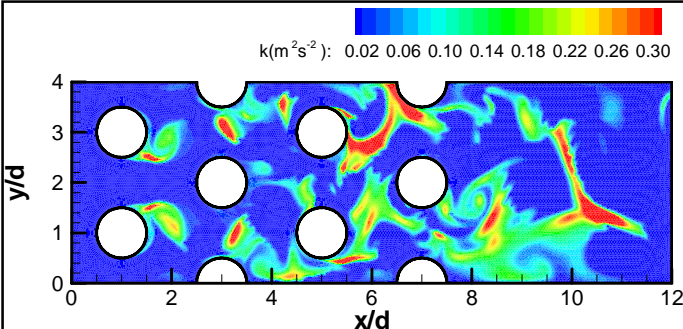
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



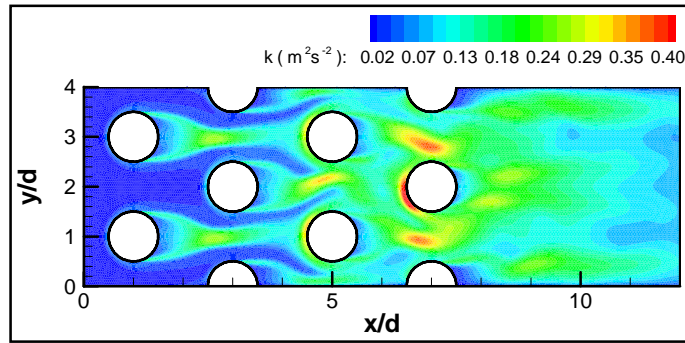
(b)



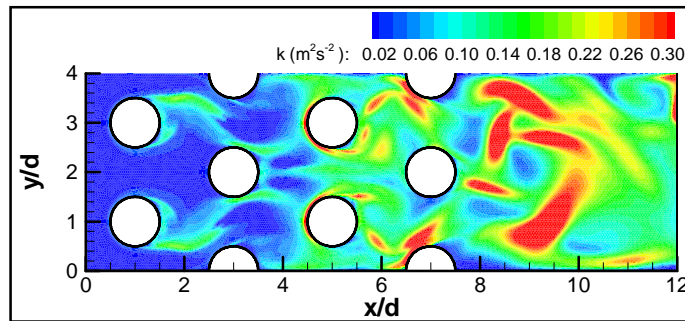
(c)

Figures IV.35 (a-c) : Champ de l'énergie cinétique à $t = 2s$.

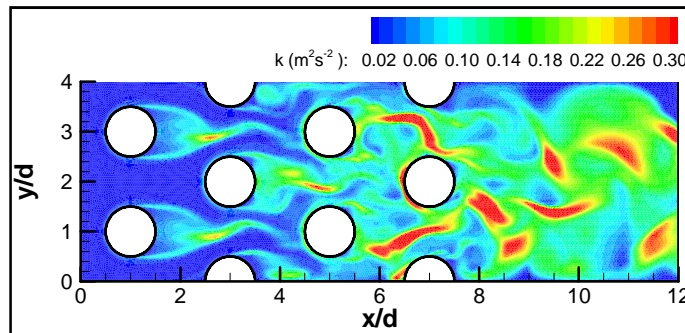
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



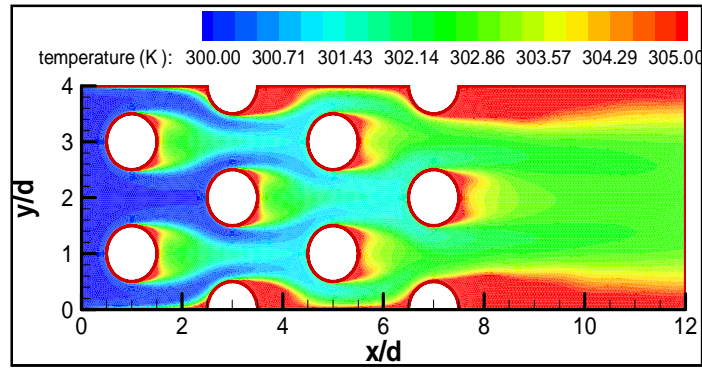
(b)



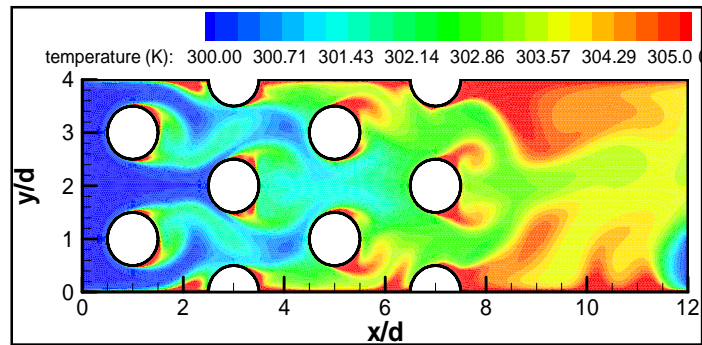
(c)

Figures IV.36 (a-c) : Champ de l'énergie cinétique à $t = 3s$.

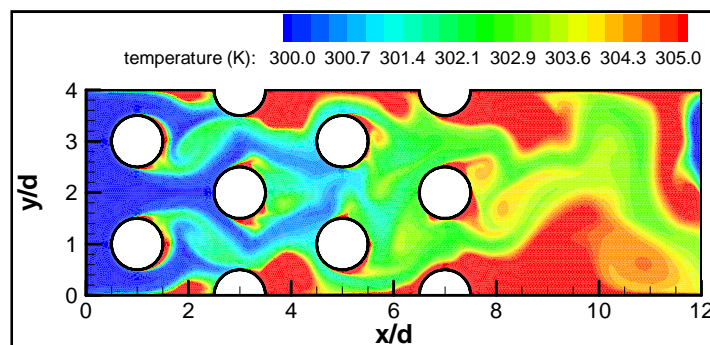
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



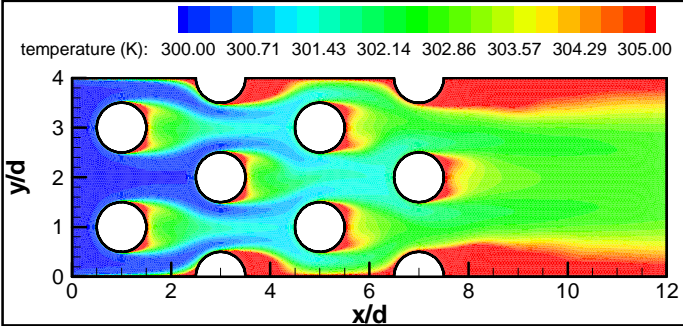
(b)



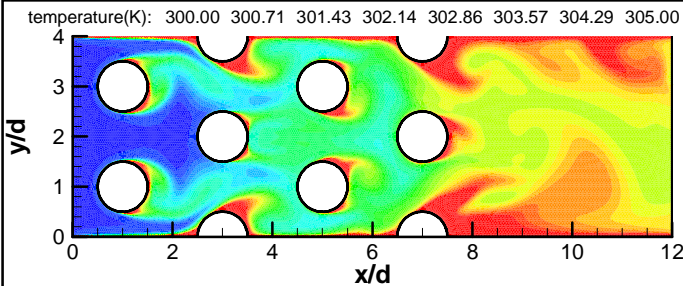
(c)

Figures IV.37 (a-c) : Champ de température à $t = 1s$.

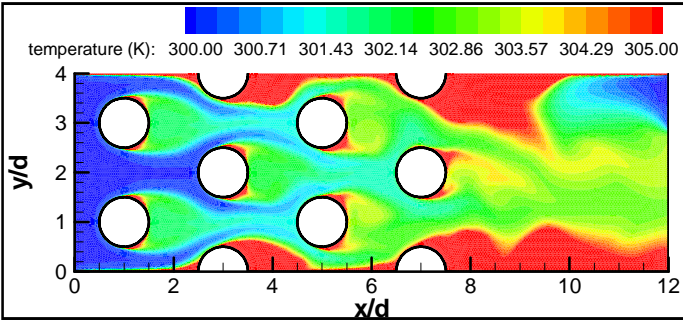
(a) : Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k-omega, (c) : Modèle SST k-omega.



(a)



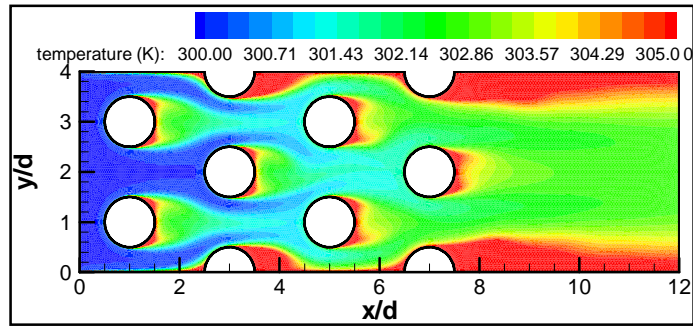
(b)



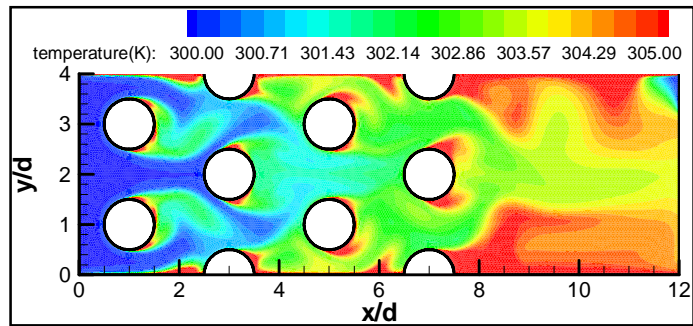
(c)

Figures IV.38 (a-c) : Champ de température à t = 2s.

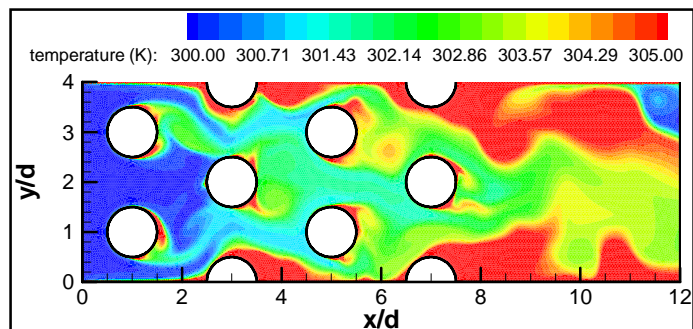
: Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega



(a)



(b)



(c)

Figures IV.39 (a-c) : Champ de température à $t = 3s$.

: Modèle k-epsilon, (b) : Modèle k- omega, (c) : Modèle SST k-omega

Conclusion générale

Dans le présent travail une étude numérique de l'écoulement d'un fluide incompressible produisant autour d'un cylindre seul et autour d'un faisceau de tubes placés en quinconces a été effectuée. Les équations de conservations du cas étudié sont résolues numériquement à l'aide du code fluent. Cette étude numérique nous a permis, dans le cas de l'écoulement laminaire en régime instationnaire autour d'un seul cylindre, de déterminer les champs de vitesse, de pression et les lignes de courant. Nous avons pu également mettre en évidence le phénomène des lâchées de Von Karman et le calcul du nombre de Strouhal. Plusieurs simulations pour différents régime d'écoulements. Pour tester le code de calcul nous avons d'abord effectué une simulation de l'écoulement laminaire ($Re = 40$) en régime stationnaire. A partir des champs de vitesse et de vorticité, nous avons pu ainsi vérifier les résultats bien connus par la présence de deux tourbillons contrarotatifs à l'aval des cylindres.

Concernant le cas de l'écoulement turbulent ($Re = 400$ et $Re = 9255$) autour d'un faisceau de tubes cylindrique, une étude numérique comparative entre les trois modèles de turbulence $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et SST- $k \omega$ à été menée pour les deux régimes (régime turbulent stationnaire et instationnaire). Un bon accord entre les résultats des modèles $k-\omega$ et SST- $k \omega$ a été observée, ce qui nous a permis de constater que ces derniers donnent des résultats cohérent pour des écoulements dans les régions présentant de grande courbure. Au contraire le modèle $k-\varepsilon$ est mal adapté pour décrire des écoulements dans de telles régions. Nous avons pu remarquer une production importante de l'énergie cinétique turbulente derrière les cylindres et dans la zone de sillage. Pour ce qui est de la température nous avons observé une augmentation près de la paroi, et dans la zone de sillage. Notant, aussi que l'évolution de la température montre une élévation de la température dans la zone de recirculation des tubes et une légère diminution de la température en amont des cylindres. Nous avons constaté que le Nombre de Nusselt varie d'une façon similaire pour les trois modèles de turbulence, il atteint des valeurs maximales dans la partie aval du cylindre ces valeurs diminuent en amont de celui-ci.

Pour décrire rigoureusement de tels d'écoulements qui en réalité ont un caractère tridimensionnel, nous envisageons mener une étude à l'aide de la simulation des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation).

Références bibliographiques

- [1] **W. E. Meece**, "The Effect of the Number of tube rows upon heat transfer and pressure drop during viscous flow across in-line tube banks", M.S. Thesis, Univ, of Delaware, 1949.
- [2] **R. J. Grosh et R. D. Cess**, "Heat transfer to fluids with low Prandtl Numbers for flow across Plates cylindres of various cross sections", ASME Paper NO57-F-29, 1957.
- [3] **R. D. Cess. et R. J. Grosh** , "Heat transmission to fluids with low Prandtl Numbers for flow through tube banks", ASME, HICHE Heat Transfer Confernce Paper No57-HT-12, 1957.
- [4] **K. Sreenivasan et A. Ramachandran**, "Effect of Vibration on heat transfer from a horizontal cylinder to a normal air stream ", .International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 3, pp.60-67. 1961.
- [5] **D. B. Spalding et W. M. Pun**, " Areview of methods for predicting heat-transfer coefficients for laminar uniform-property boundary layer flows", International Journal of Heat Mass Transfer, Vol .5pp,239-249 Pergamon Press 1962.
- [6] **R. M. Fand**, " Heat transfer by forced convection from a cylinder to water in cross flow" , International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, pp.995-1010. 1965.
- [7] **T. Shih et T. W . Mcdonald**," A study of heat transfer from a rotating horizontal cylinder", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 14, P 1643-1652, IN5-IN7, 1653-1657, 1971.
- [8] **E. Achenbach**," Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in cross-flow at high Reynolds number", International Journal of Heat and Mass Transfer ,Vol.18pp.1387-1387.1975.
- [9] **T. Igarashi**, "Fluid flow and heat transfer around rectangular cylinders (the case of a width/height ratio –of a section of 0.33-1.5)" , International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.30.No.5, pp.893-901, 1987.
- [10] **G. EM karniadakis**, "Numerical simulation of forced convection heat transfer from a cylinder in cross-flow", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.31.No.1, pp.3311-3328, 1993.

- [11] **K. Tatsutani, R. Devarakonda, J. A. C. Humphrey,** "Unsteady flow and heat transfer for cylinder pairs in a channel", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, No. 13, pp.3311-3328. 1993.
- [12] **S. Balabani, G. Bergeles, D. Burry, M. Yianneskis,** "Velocity characteristics of the of cross-flow over tube bundles", In: *International Proceedings of the 7th International Symposium an Application of Laser Anemometry to Fluid Mechanics Lisbon*, Vol. P.39.3.1 39.3.8, 1994.
- [13] **F. Zdravistch, C. Fletcher, et M. Belmia,** "Numerical laminar and turbulent fluid flow and heat transfer predictions in tube banks", *Int. J. Methods for Heat and Fluid Flow*, Vol. 5, P. 717-733, 1995.
- [14] **F. Bailer, P. Tochon, J. M. Grillot, Mercier,** "Simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur autour d'un cylindre", *Rev Gén therm* 36, 744-75, 1997.
- [15] **E. Buyruk, M.W. Johnson, I. Owen,** "Numerical and experimental study of flow and heat transfer around a tube in cross-flow at low Reynolds number", *International Journal of Heat and Fluid Flow* 19, 223±232, 1998.
- [16] **H. M. Blackburn, et S. Schmidt,** "Large Eddy Simulation of Flow Past a Circular Cylinder", 14th Australasian Fluid Mechanics Conference Adelaide University, Adelaide, Australia 10-14 December 2001.
- [17] **G. valentin, P. Le Goff, F. Vergnes,** "Etude du transfert de matière entre un cylindre et un liquide en écoulement rapide chargé de grains isolants", *The Chemical Engineering Journal* Volume 9, Issue, Pages, 197-205, 1975.
- [18] **M. Tuta, et A. E. Holdo,** "Computational modelling of flow around a circular cylinder in sub-critical flow regime with various turbulence models", *International Journal for Numerical Methods*, 35: 763–784, 2001.
- [19] **G. Kahissim, L. Labraga, et L. Keirsbulck,** "Étude expérimentale de la position du décollement autour d'un cylindre en rotation", 17^{ème} Congrès Français de Mécanique Troyes, -Septembre 2005.

- [20] **W. A. Khan, J. R. Culham, et M. M. Yovanovich** , "Fluid flow around and heat transfer from elliptical cylinders: analytical approach " , Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 19, No. April–June 2005.
- [21] **R. El Akoury (2007)**, "Analyse physique des effets de rotation de paroi en écoulements transitionnels et modélisation d'écoulements turbulents autour de structures portantes " , Institut National Polytechnique de Toulouse MEGeP ,2007.
- [22] **G. Barbut, M. Braza, G. Harran, Y. Hoarau , J. Vos , E. Longatte, T. Pasutto** "Prédiction de l'écoulement turbulent dans un faisceau de tubes en configuration statique et en mouvement d'oscillation forcée", 18ème Congrès Français de Mécanique Grenoble, 2731, 2007.
- [23] **N. Zhang, Z. C. Zheng, S. Eckels** "Study of heat-transfer on the surface of a circular cylinder in flow using an immersed-boundary method", International Journal of Heat and Fluid Flow ,29 ,1558–1566,2008.
- [24] **S. Cao, Y. Tamura**, "Flow around a circular cylinder in linear shear flows at subcritical Reynolds number", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 96 PP 1961-1973 ,2008.
- [25] **G. Juncu**, "Unsteady conjugate forced convection heat/mass Transfer in ensembles of spherical particles with cell models", International Journal of Heat and Mass Transfer 52 1817–1826, 2009.
- [26] **M. Pomarède, J. F. Sigrist, E. Longatte**, " Couplage de codes appliqué à la simulation de l'accrochage ," 19 ème Congrès Français de Mécanique Marseille, 2009.
- [27] **K. Lam, L. Zou**, "Expérimental study and large eddy simulation for the turbulent flow around four cylinders in an in-line square configuration " , International Journal for Heat and Fluid Flow. Vol 30 pp 276-285, 2009.
- [28] **Vijaya K. Patnana, Ram P. Bharti, Raj P. Chhabra** , "Two-dimensional unsteady forced convection heat transfer in power-law from a cylinder" , International Journal of Heat and Mass Transfer ,53, 4152–4167,2010.

- [29] **M. Declercq**, "Étude de l'interaction entre un fluide et une structure oscillante : régimes d'écoulement et de forces, du cylindre isolé au réseau de cylindres " , Institut National Polytechnique de Toulouse Mécanique ,2010.
- [30] **Sandip Sarkar, Amaresh Dalal, G. Biswas**," Unsteady wake dynamics and heat transfer in forced and mixed convection past a circular cylinder in cross flow for high Prandtl numbers", International Journal of Heat and Mass Transfer ,54 ,3536–3551,2011.
- [31] **T. Marcel**,"Simulation numérique et modélisation de la turbulence statistique et hybride dans un écoulement de faisceau de tubes à nombre de Reynolds élevé dans le contexte de l'interaction fluide-structure", Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse) Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP) 2011.
- [32] **A. Azzi**, "Initiation à la simulation des grandes échelles de la turbulence" ,Cours de la Faculté de Génie-Mécanique USTO Oran, Algérie 2005.
- [33] Cour 1ère Année post-graduation 2009 Énergétiques université de 20 août 55.
- [34] **Ph. Marty**, "Mécanique des fluides " , IUP Génie des Systèmes industriels de Grenoble, 2001.
- [35] **E. Goncalves**, "Généralités sur les codes RANS en écoulement compressible", INPEG, Grenoble, 2004.
- [36] **L. Davidson**,"An Introduction of Turbulence Models" , Departement of Thermo and Fluid Dynamics, CHALMERS University of Technology ,Nov 2003 .
- [37] **L. Prandtl**,"Uber die ausgebildete Turbulenz.ZAMM", Vol.5 (n°2) : pages 136-139,1925.
- [38] **P.R Spalart et S R. Allmaras**,"A one-equation Turbulence model for aerodynamic flows,"In AiAA 92-04 39 ,30 th Aerospace sciences Meeting-Reno,Nevada,January 6-9 , 1992.
- [39] **P. R Spalart et S R. Allmaras**,"A one-equation Turbulence model for aerodynamic flows.La recherche aérospatiale, 5-21,1994.
- [40] Fluent 6.1 documentation. User's Guide. Fluent. Inc.2003.
- [41] **Patankar. V**, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow",Mac Graw-Hall,New York, 1980 .

[42] **A. M. Yaglom, A. N. Kolmogorov**, "as a Fluid Mechanician and Founder of a School in Turbulence Research, *Annu . Rev .Fluid Mech.* ,26 :1-22 ,1994.