

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد- تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd- Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



Mémoire de fin d'étude pour l'obtention de diplôme de Master

En : Génie Mécanique

Spécialité : ÉNERGÉTIQUE

Par :

•BENMANSOUR Bachir Salim

Sujet

***Simulation à grande échelle d'un écoulement
autour d'un obstacle.***

Soutenue publiquement, le 03/07/2021, devant le jury composé de :

Mr. ALIANE Khaled	PR	Univ. Tlemcen	Président
Mr. ROSTANE Brahim	MCA	Univ. Tlemcen	Encadreur
Mr. BENMANSOUR Abdelkrim	MCB	Univ. Tlemcen	Co-Encadreur
Mr. SARI HASSOUN Zakaria	MCA	Univ. Tlemcen	Examineur

Année universitaire 2020-2021

NB : les membres du jury doivent être classés conformément au P.V de l'autorisation de soutenance

REMERCIEMENT :

Je voudrais dans un premier temps remercier, mon directeur de mémoire B.

ROSTANE professeur à l'université de Tlemcen, pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion.

Un remerciement chaleureux est adressé à mon co-directeur de thèse Monsieur A. BENMANSOUR, Professeur à l'Université de Tlemcen pour ces conseils et sa précieuse aide durant la rédaction de mon mémoire.

Un remerciement distingué au président de cette soutenance Mr. ALIANE Khaled qui a accepté ma thèse et a œuvré pour le bon déroulement du mémoire.

Je remercie également toute l'équipe pédagogique de l'université de Tlemcen et les intervenants professionnels responsables de ma formation, pour avoir assuré la partie théorique de celle-ci.

Dédicace :

Je dédie ce modeste travail à toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire de master, plus particulièrement : A mes très chers parents, tout mon respect et affection en témoignage de leurs conseils et orientations dans ma vie ;

A ma très chère sœur et mon cher frère ;

A toute ma famille et mes amies.

Résumé :

L'étude des écoulements autour d'obstacles se décompose en trois positions différentes par rapport à l'obstacle : en amont de l'obstacle, sur l'obstacle et en aval de ce dernier. Le comportement du fluide en aval de l'obstacle est moins connu, et des modélisations physiques et numériques sont en cours, vu l'existence des zones de recirculation caractérisées par leurs comportements complexes.

L'objectif de ce travail est de faire une étude bidimensionnelle basée sur une modélisation ou une simulation, et comparer les résultats obtenus pour trouver la meilleure solution. La méthode RANS sera d'abord utilisée pour étudier l'écoulement en utilisant deux modèles de turbulence (KEpsilon et KW-SST), puis on étudiera cet écoulement avec la modélisation URANS. Enfin, on pourra observer l'effet et les résultats de la simulation LES sur notre écoulement.

MOTS CLES : écoulement turbulent ; couche limite ; obstacle prismatique ; longueur de réattachement ; SST- $K\omega$; méthode des volumes finis ; GAMBIT ; FLUENT.

ABSTRACT:

The study of flows around obstacles can be broken down into three different positions with respect to the obstacle: upstream of the obstacle, on the obstacle and downstream of the obstacle. The behaviour of the fluid downstream of the obstacle is not established, and physical and numerical modelling is underway, given the existence of recirculation zones characterised by their complex behaviour.

The objective of this work is to make a two-dimensional study based on simulation, and compare results obtained to find the best solution. The RANS method will first be used to study the flow using two turbulence models (KEpsilon and KW-SST), then flow was studied using the URANS method. Finally, the simulation was extended to LES method.

KEYWORDS: turbulent flow; boundary layer; prismatic obstacle; reattachment length; SST- $K\omega$; finite volume method; GAMBIT; FLUENT.

ملخص:

يمكن تقسيم دراسة التدفقات حول العوائق إلى ثلاثة مواضع مختلفة فيما يتعلق بالعقبة: منبع العائق، على العائق ثم المصب الأخير. إن سلوك المائع في اتجاه تيار العائق غير معروف جيداً، والنمذجة المادية والرقمية قيد التقدم، نظراً لوجود مناطق إعادة تدوير تتميز بسلوكياتها المعقدة.

الهدف من هذا العمل هو إجراء دراسة ثنائية الأبعاد تعتمد على النمذجة والمحاكاة، ومقارنة النتائج التي تم الحصول عليها لإيجاد الحل الأفضل. سيتم استخدام طريقة RANS أولاً لدراسة التدفق باستخدام نموذجين للاضطراب (KEpsilon و KW-SST)، ثم سنقوم بدراسة هذا التدفق بنمذجة URANS، وأخيراً، سنكون قادرين على ملاحظة تأثير ونتائج محاكاة LES على تدفقنا.

الكلمات الرئيسية: تدفق مضطرب، الطبقة الحدودية؛ عقبة $K\omega$ SST طريقة الحجم المحدود، LES .GAMBIT.

Sommaire

Résumé :	4	
NOMENCLATURE	9	
LISTE DES FIGURES	13	
Liste des tableaux	18	
CHAPITRE- I	ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	20
I.1	INTRODUCTION	21
I.2	Structure de l'écoulement autour d'un obstacle	21
I.2.1	L'effet de coin	22
I.2.2	L'effet de sillage	23
I.2.3	L'effet de passage sous immeuble	23
I.2.4	Le rouleau tourbillonnaire	24
I.2.5	L'effet de barre	24
I.3	Phénomène de décollement de la couche limite	25
I.3.1	La couche limite dynamique au voisinage d'un obstacle	25
I.3.2	Le phénomène de décollement de couche limite bidimensionnelle	26
I.3.3	Le phénomène de décollement de couche limite tridimensionnelle	28
I.3.3.1	Les points singuliers	29
I.3.3.1.a	Les points nœuds	30
I.3.3.1.b	Les points selles ou cols	32
I.3.3.2	Les lignes séparatrices de décollement et de réattachement	32
I.4	Étude qualitative de l'écoulement autour d'obstacles	33
I.4.1	Écoulement autour d'un seul obstacle	33
I.4.2	Écoulement autour de plusieurs obstacles	36
I.4.2.1	Cas d'un tandem d'obstacles alignés dans le sens de l'écoulement	36
I.4.2.2	Cas d'un tandem de cubes en quinconce	39
I.5	Étude quantitative de l'écoulement autour d'obstacle.	39
I.6	Technique de contrôle du décollement de la couche limite	42
I.6.1	Introduction	42
I.6.2	Comment opérer sur le fluide afin de contrôler le décollement ?	43
I.6.2.1	Déformation du profil de vitesse	43
I.6.2.2	Énergiser la couche limite	44
I.6.2.3	Rendre la couche limite plus résistante au décollement	45
I.6.3	Systèmes passifs de contrôle	45
I.6.3.1	Contrôle par générateurs de vortex	45
I.6.3.2	Ajout d'éléments solides	47
I.6.3.2.a	Plaques séparatrices transversales	47
I.6.3.2.b	Plaques séparatrices longitudinales	48
I.6.4	Systèmes actifs de contrôle	48
I.6.4.1	Les parois mobiles	49
I.6.4.2	Contrôle par soufflage/aspiration	49
I.6.4.3	Les jets synthétiques	52
CHAPITRE- II	MODÉLISATION DE LA TURBULENCE	53

II.1	INTRODUCTION	54
II.2	Étude de la turbulence	54
II.3	Description de la turbulence	54
II.4	Cascade d'énergie	55
II.5	Équations fondamentales de conservation pour un écoulement laminaire (équations de Navier-Stokes)	56
II.6	Simulation des écoulements turbulents	58
II.6.1	Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)	58
II.6.1.1	Equations et contraintes de Reynolds [17]	58
II.6.1.2	Viscosité turbulente (Hypothèse de Boussinesq) [2]	60
II.6.1.3	Problème de la fermeture [17]	62
II.6.1.4	Modèle de résolution avec la méthode RANS	65
II.6.1.4.a	Modèle $k-\epsilon$: [18]	65
II.6.1.4.b	Modèle $k-\omega$ [18]	66
II.6.1.4.c	Modèle $k-\omega$ SST [18]	69
II.6.2	La Simulation des Grandes Echelles (LES) :	70
II.6.2.1	Modèle de Smagorinsky [19]	70
II.6.3	La Simulation Numérique Directe (DNS) :	71
CHAPITRE- III PRESENTATION DU LOGICIEL GAMBIT ET FLUENT		73
III.1	Qu'est-ce que la CFD	74
III.2	Les méthodes numériques en mécanique des fluides	74
III.2.1	Méthode des différences finies	74
III.2.2	Méthode des éléments finis	75
III.2.3	La méthode des volumes finis	75
III.3	Intégration des équations de transport [20]	76
III.4	Discrétisation spatiale [21]	76
III.5	Algorithme de couplage vitesse pression	77
III.6	Sous relaxation [18]	77
III.7	Notice d'utilisation de Gambit	78
III.7.1	Menu création des éléments de la géométrie	78
III.7.2	Choix du type de maillage :	81
III.8	Notice d'utilisation de Fluent :	83
CHAPITRE- IV RESULTATS ET INTERPRETATIONS		85
IV.1	Mise en œuvre de la modélisation par les logiciels GAMBIT et FLUENT :	86
IV.1.1	Géométrie, conditions aux limites et Approches numériques :	86
IV.2	Maillage :	88
IV.2.1	Maillage RANS, URANS et LES :	88
IV.2.1.1	Maillage RANS :	89
IV.2.1.2	Maillage URANS :	90
IV.2.1.3	Maillage LES :	91

IV.3	Résultats et interprétations :	95
IV.3.1	L'évolution de la vitesse avec la modélisation RANS :	95
IV.3.2	L'évolution de la turbulence avec la modélisation RANS :	96
IV.3.3	L'évolution de la vitesse avec la modélisation URANS :	97
IV.3.4	L'évolution de la Turbulence avec la modélisation URANS :	98
IV.3.5	L'évolution de la vitesse avec la modélisation LES :	99
IV.3.6	L'évolution de la turbulence avec la modélisation LES :	100
IV.3.7	Profil de vitesse à $x/H=11$:	101
CONCLUSION GENERALE :		103
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		104

NOMENCLATURE

Lettres latines :

C_p	Chaleur spécifique à pression constante	[J/kg.K]
C_p	Coefficient de pression h Hauteur du canal	[m]
H	Hauteur de l'obstacle	[m]
k	Energie cinétique de turbulence	[m ² /s ²]
L	Largeur du canal	[m]
l_m	Longueur de mélange	[m]
\dot{m}	Débit massique	[kg/s]
P	Pression	[Pa]
P_{atm}	Pression atmosphérique	[Pa]
Pr	Nombre de Prandtl	
R	Rayon de courbure de l'arête aval de l'obstacle	[m]
Re	Nombre de Reynolds	
$Re_h = U_b h / \nu$	Nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal	
S_θ	Terme source	[w/m ²]

t	Temps	[s]
T	Température	[K]
T_u	Intensité de turbulence	
U_b	Vitesse moyenne à l'entrée du domaine	[m/s]
U	Vitesse d'écoulement	[m/s]
\bar{U}	Vitesse moyenne	[m/s]
u'	Vitesse fluctuante	[m/s]
U^+	Vitesse adimensionnelle	
u,v,w	Composante de vitesse suivant x,y,z	[m/s]
W	Largeur de l'obstacle	[m]
x, y, z	Coordonnées spatiales	[m]
X_F	Longueur de séparation	[m]
X_R	Longueur de réattachement	[m]
y	Distance adimensionnelle	

Lettres grecques :

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

Liste des abréviations :

CFD	Mécanique des fluides numérique
LES	Modèle de Simulation des grandes échelles
RANS	Équation de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds.
SST	Modèle transport des contraintes de cisaillement.
URANS	Équation de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds en mode instationnaire
Sgs	Sub-grid-scale

LISTE DES FIGURES

Figure I. 1 : <i>Effets du vent sur un obstacle [1]</i>	21
Figure I. 2 : : <i>Schéma Effet De Coin [1]</i>	22
Figure I. 3 : <i>Effet de sillage [1]</i>	23
Figure I. 4 : <i>Effet de passage sous immeuble [1]</i>	24
Figure I. 5 : <i>Le rouleau tourbillonnaire [1]</i>	24
Figure I. 6 : <i>Effet de barre [1]</i>	25
Figure I. 7 : Les différentes phases de la couche limite au voisinage d'un obstacle [2].	26
Figure I. 8 : Principe de décollement de la couche limite [2].	27
Figure I. 9 : Décollement de la couche limite sur les obstacles.	28
Figure I. 10 : (a) décollement bidimensionnel, (b) décollement tridimensionnel [2]	29
Figure I. 11 : Vecteur de frottement pariétal [2]	30
Figure I. 12 : Les points nœuds ; (a) : nœud de réattachement, (b) : nœud de décollement [2].	31
Figure I. 13 : Schéma d'un foyer convergent [2].	31
Figure I. 14 : Le point selle ou col [2].	32
Figure I. 15 : Schéma de ligne séparatrice ; (a) : lignes séparatrices de reattachement, (b) : ligne séparatrice de décollement [3].	33

Figure I. 16 : Géométrie de l'obstacle dans un écoulement en canal [4].	34
Figure I. 17 : Caractéristiques de l'écoulement autour d'obstacle [4].	34
Figure I. 18 : Visualisation par film d'huile pour différents rapports W/H [4].	35
Figure I. 19 : Régimes d'écoulement au-dessus d'obstacles en fonction du rapport H/E : écoulement d'obstacle isolé [5].	37
Figure I. 20 : Régimes d'écoulement au-dessus d'obstacles en fonction du rapport H/E : écoulement d'interférence de sillages [5].	37
Figure I. 21 : Régimes d'écoulement au-dessus d'obstacles en fonction du rapport H/E : écoulement rasant [5].	38
Figure I. 22 : Influence des paramètres géométriques sur les écoulements [5].	38
Figure I. 23 : Champs de vecteurs de vitesses moyennes d'un écoulement autour d'un tandem de cubes en quinconce [6].	39
Figure I. 24 : Lignes de courant (gauche) et les contours de vitesse u/u_b (droite) dans le plan de symétrie [7].	41
Figure I. 25 : Profil de vitesse dans le plan de symétrie pour deux positions après l'obstacle [7]. Symbole : solution stationnaire ; solution instationnaire ; ooooo : expérimental Signet non défini.	solution Erreur !
Figure I. 26 : Distributions de vitesse de couche limite et leurs dérivées [8].	43
Figure I. 27 : Contrôle de l'écoulement avec des générateurs de vortex placés dans une lunette arrière d'un véhicule [9].	46
Figure I. 28 : Nomenclature liée aux générateurs de vortex [10].	46

Figure I. 29 : Expérience de générateur de vortex sur une marche descendante à culot droit [11]. ...	47
Figure I. 30 : Plaques séparatrices transversales La recirculation du fluide dans la cavité D entraîne une remontée de pression au niveau du culot d'origine. La présence de la plaque uniformise et augmente la pression [12]......	48
Figure I. 31 : Plaques séparatrices longitudinales [12]......	48
Figure I. 32 : Contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi [13]......	49
Figure I. 33 : Visualisation de l'écoulement créé par un vortex générateur fluide pulsé placé dans un écoulement transverse [14].	50
Figure I. 34 : Contrôle de la couche limite par soufflage [14].	50
Figure I. 35 : Contrôle aérodynamique de la couche limite par aspiration Aspects successifs du profil des vitesses [14].	51
Figure I. 36 : L'effet d'aspiration sur C_x et C_z [14]......	51
Figure I. 37 : Système de fonctionnement d'un jet synthétique : gauche : durant la phase de soufflage et à droite : durant la phase d'aspiration [15].	52
Figure II. 1 : Cascade d'énergie [16].	56
Figure II. 2: Hypothèse de Boussinesq[17].	63
Figure III. 1 : volume de contrôle bidimensionnel [18].	76

Figure III. 2 : Vue globale de Gambit.	78
Figure III. 3 : Menu création des différents éléments de la géométrie.....	79
Figure III. 4 : Menu ligne.....	79
Figure III. 5 : Menu face.....	80
Figure III. 6 : Menu maillage.....	80
Figure III. 7 : Types de maillages, 2D et 3D [22].	81
Figure III. 8 : Maillage structuré [22].	81
Figure III. 9 : Maillage non-structuré [22].....	82
Figure III. 10 : Maillage hybride [22].....	82
Figure III. 11 : Menu de commande pour définir les conditions.	83
Figure III. 12 : Menu de commande pour restituer les résultats.....	84
Figure IV. 1 : Géométrie étudiée.	86
Figure IV. 2 : Maillage grossier sur GAMBIT en utilisant un interval size de 0.5.....	87
Figure IV. 3 : visualisation du maillage grossier sur FLUENT.	88
Figure IV. 4 : Maillage adaptative k- ϵ	89

Figure IV. 5 : Maillage adaptative k- ω SST.....	89
Figure IV. 6 : Maillage adaptative URANS k- ω SST.	90
Figure IV. 7 : Spectre d'énergie en fonction de l'échelle de longueur inversée (échelles logarithmiques).	91
Figure IV. 8 : Représentation du filtre LES.....	92
Figure IV. 9 : Evolution de $k(l)k$ par rapport à l/l_0	93
Figure IV. 10 : Fonctions personnalisées pour la méthode LES.....	94
Figure IV. 11 : Mailles agrandis.....	94
Figure IV. 12 : Maillage LES.....	95
Figure IV. 13 : Evolution de la vitesse avec la modélisation KEpsilon RANS.	95
Figure IV. 14 : Evolution de la vitesse avec la modélisation KW-SST RANS.....	95
Figure IV. 15 : Evolution de la turbulence avec la modélisation Kepsilon RANS.....	96
Figure IV. 16 : Evolution de la turbulence avec la modélisation KW-SST RANS.	96
Figure IV. 17 : Evolution de la vitesse avec la modélisation URANS.	97
Figure IV. 18 : Evolution de la turbulence avec la modélisation URANS.....	98
Figure IV. 19 : Evolution de la vitesse avec la modélisation LES.	99
Figure IV. 20 : Evolution de la turbulence avec la modélisation LES.....	100

Figure IV. 21 : Profil de vitesse à $x/H=11$ 101

Liste des tableaux

Tableau I. 1 : Valeurs de longueurs de réattachement et de séparation pour les différentes configurations [7]. 40

Tableau II. 1 : Valeur de constantes empiriques de modèle $k-\varepsilon$ [14]..... 66

Tableau II. 2 : valeur des constantes empiriques du modèle $k - \omega$ 69

Tableau IV. 1 : K Par rapport à l'échelle de longueur des tourbillons basée sur le spectre d'énergie de Kolmogorov00.....93

INTRODUCTION GENERALE

La grande majorité des écoulements fluides rencontrés dans la vie de tous les jours sont turbulents. On peut citer en exemple : les écoulements d'air autour des ailes d'avion ou l'aérodynamisme des voitures, les courants océaniques, les mouvements des masses atmosphériques, le déplacement des vents et même les écoulements sanguins dans notre corps.

La turbulence est quasi omniprésente dans les processus industriels qui mettent la plupart du temps en jeu, dans de grandes dimensions, des écoulements de fluide peu visqueux. Dans de nombreux cas, la turbulence vient au secours de l'ingénieur en provoquant des mélanges convectifs qui accroissent les transferts. Par contre, elle gêne certains processus de séparation, accompagne et complique le développement des vibrations induites par l'écoulement ; enfin, elle introduit des notions statistiques inhabituelles.

L'objectif de ce travail est de proposer une étude bidimensionnelle basée sur plusieurs approches statistiques (**RANS, URANS, LES**) à l'aide du code de calcul qu'utilise FLUENT. Cette étude se fera dans un premier cas avec les deux modèles de turbulence **$k-\omega$ -SST** et **$k-\epsilon$** puis avec le modèle de **Smagorinsky**.

La contribution de cette étude consiste à approcher les résultats obtenus par des études tridimensionnelles, malgré le fait qu'un écoulement est considéré comme un phénomène tridimensionnel.

Une discussion approfondie sera menée par la suite pour discuter l'influence et l'incidence d'une vitesse importante sur notre étude.

CHAPITRE- I
ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, on présentera une synthèse bibliographique en premier lieu sur la structure de l'écoulement autour d'obstacles et les différents effets engendrés, suivie par l'analyse du phénomène de décollement de la couche limite sur l'obstacle dans les deux cas bidimensionnel et tridimensionnel. Après cela, une étude qualitative et quantitative de l'écoulement autour d'obstacles. Et pour clore ce chapitre nous présenterons un sommaire des différentes techniques de contrôle de décollement de la couche limite sera présenté.

I.2 Structure de l'écoulement autour d'un obstacle

Lorsque le vent s'abat sur les parois extérieures des bâtiments, perpendiculairement à une des façades, différentes zones perturbées peuvent être distinguées : sur la façade au vent une région de surpression, sur les côtés et la partie supérieure un décollement et une couche limite turbulente, sur la façade sous le vent une région de dépression turbulente.

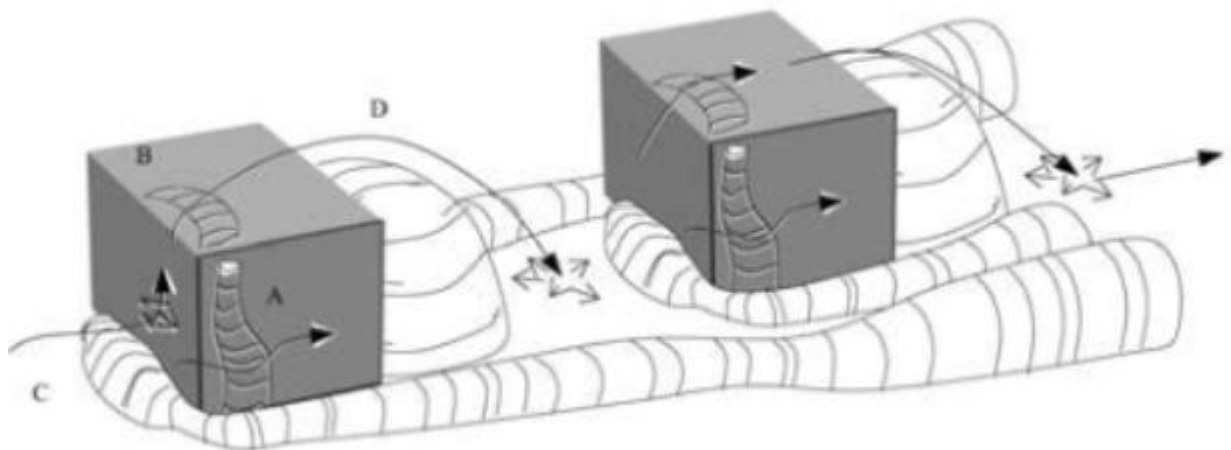


Figure I. 1 : Effets du vent sur un obstacle [1].

Cinq mécanismes élémentaires de l'écoulement du vent autour des formes simples ont été classés.

L'effet de coin,

L'effet de sillage,

L'effet de passage sous immeuble,

Le rouleau tourbillonnaire,

L'effet de barre.

I.2.1 L'effet de coin

L'augmentation de la vitesse au coin d'un bâtiment, dû à un gradient très élevé du champ de pression sur un espace limité entre la façade exposée et celle qui se situe en dépression. L'effet est proportionnel à la hauteur de l'angle de la construction : la vitesse peut augmenter de 1,2 à plus de 2 fois son état initial pour des bâtiments de quelques niveaux à des tours de grande hauteur (R+30).

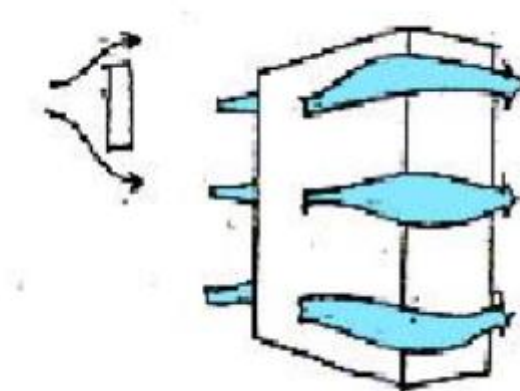


Figure I. 2 : Schéma Effet de Coin [1].

I.2.2 L'effet de sillage

C'est l'effet tourbillonnaire de l'air sur la façade située sous le vent et plongeant sur la façade en dépression. Le phénomène est relatif à la surface du bâtiment qui s'oppose à l'écoulement principal du vent.

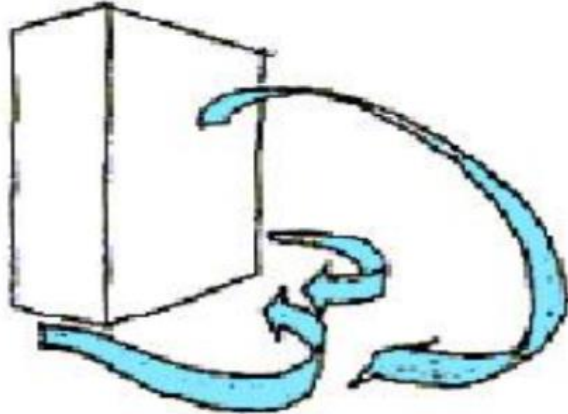


Figure I. 3 : Effet de sillage [1].

I.2.3 L'effet de passage sous immeuble

Quand l'immeuble est à une hauteur de 15 m, élevée sur des colonnes, des trous ou des pilotis, l'air traverse ses derniers. C'est un phénomène qui relie l'avant du bâtiment en surpression et son arrière en dépression. Les pilotis de forme pleine font le travail de pales de guidage alors que les trous sous immeuble sont plus sensibles à la direction du vent incident. Plus le bâtiment est élevé, plus le confort est diminué.

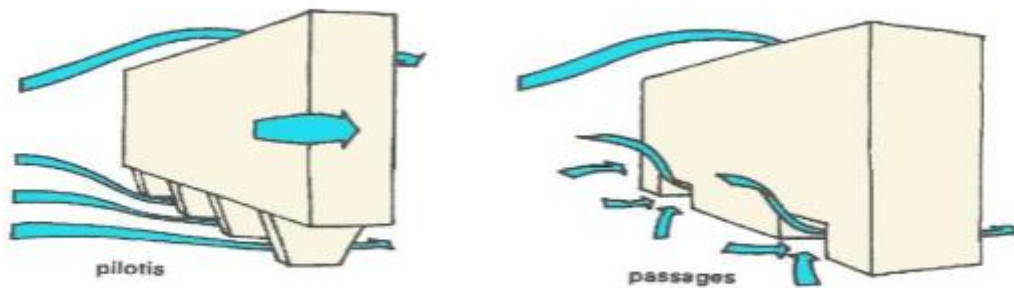


Figure I. 4 : Effet de passage sous immeuble [1].

I.2.4 Le rouleau tourbillonnaire

Peu sensible pour les constructions basses, importante pour les constructions supérieures à R+5. Le tourbillon est à l'origine d'une forte augmentation de la turbulence au sol.



Figure I. 5 : Le rouleau tourbillonnaire [1].

I.2.5 L'effet de barre

Il s'agit d'une virée de l'écoulement du vent au passage d'une barre avec un angle proche de 45° . Ce phénomène existera à hauteur de $H < 25$ m, et une la longueur minimum de la barre $L > 8H$. Les barres isolées, ou groupées et alignées sans un grand espacement subissent

également le même effet.

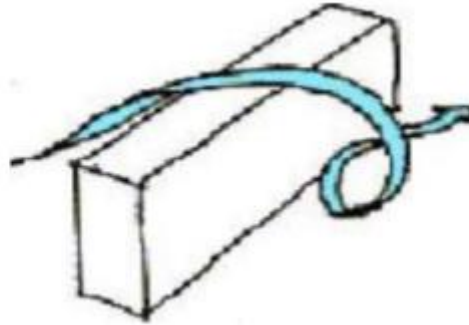


Figure I. 6 : Effet de barre [1].

I.3 Phénomène de décollement de la couche limite

I.3.1 La couche limite dynamique au voisinage d'un obstacle

Les termes de frottement dans les équations de **Navier-Stokes** résultent de la viscosité des fluides et du gradient des vitesses. Ces derniers donnent matière à d'importantes forces de viscosité lorsque les gradients des vitesses sont très grands. Ces gradients de vitesse ne peuvent avoir cours que dans une région du fluide où les vitesses sont très faibles. Ceci ne se produit que dans une couche adjacente, dans laquelle les contraintes de frottement sont importantes, appelée couche limite (figure I-7).

Dans d'autres termes, la couche limite demeure dans le fait qu'elle constitue la région de l'écoulement où les effets visqueux sont aussi importants que les effets inertiels (en termes d'ordre de grandeur). Hors loin de la paroi l'écoulement est dit « écoulement d'**EULER** », et où les effets visqueux ne se font pratiquement pas ressentir.

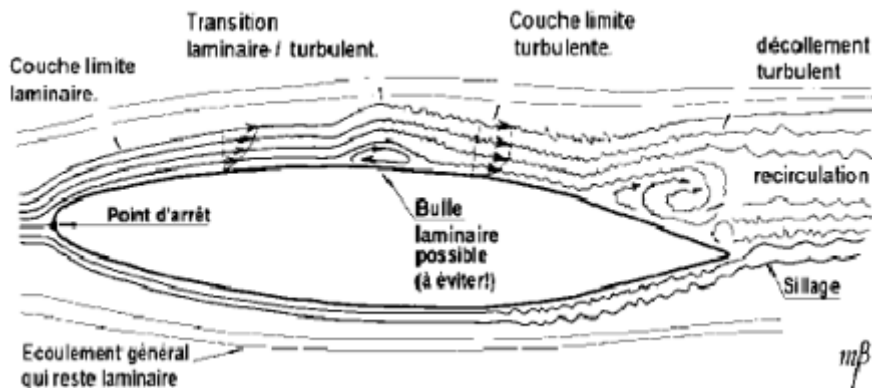


Figure I. 7 : Les différentes phases de la couche limite au voisinage d'un obstacle [2].

I.3.2 Le phénomène de décollement de couche limite bidimensionnelle

En 1904 en même temps qu'il édifiait sa théorie de couche limite, **Prandtl** traités le problème du décollement et sa maîtrise. Il a étudié le phénomène de décollement dans le contexte de couche limite stationnaire à deux dimensions développées sur une plaque plane avec une répartition de pression extérieure donnée. D'autre part il appliquait la méthode de contrôle par aspiration sur le prototype d'un cylindre dans le but de minimiser la trainée.

Considérant un écoulement dans une région où le gradient de pression est propice (négatif), les forces de pression aident les forces d'inertie vis-à-vis des forces de frottement visqueux par conséquent il n'y aura pas de décollement.

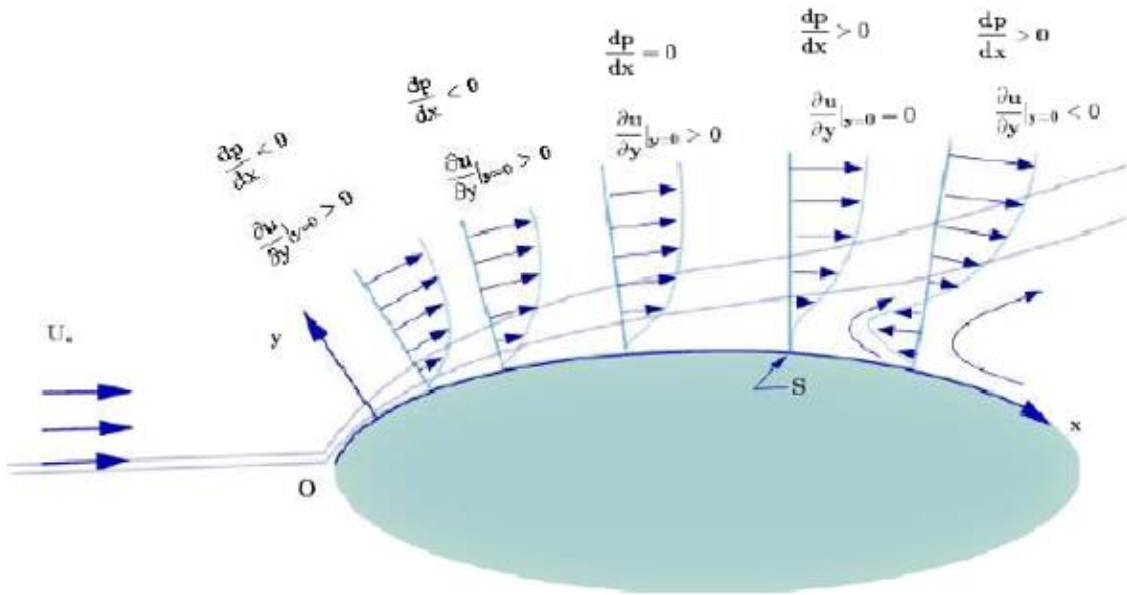
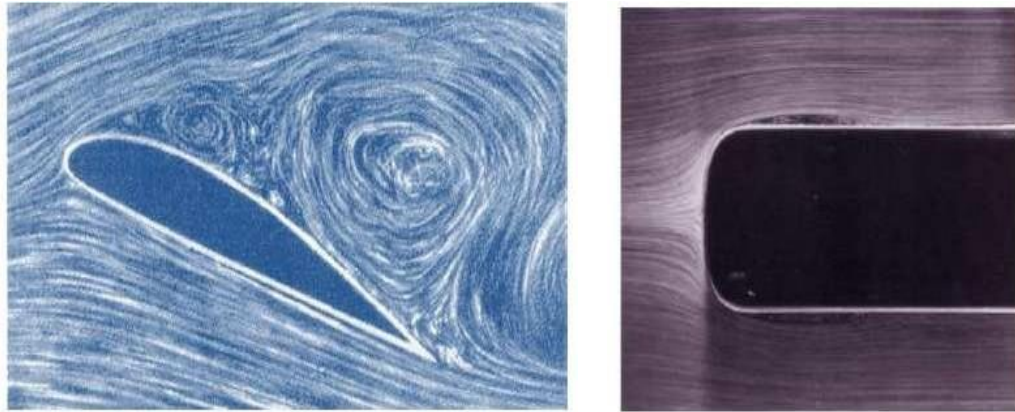


Figure I. 8 : Principe de décollement de la couche limite [2].

Mais dans le cas où la couche limite pénètre dans une zone où le gradient de pression est défavorable (positif), les filets fluides usés au voisinage de la paroi se décolle. Les conséquences des forces de pression et les forces visqueuses se manifestent comme des forces retardatrices vis-à-vis des forces de l'inertie et donc le profil de vitesse devient évidé au niveau de la paroi sous l'influence du ralentissement d'écoulement et donc le fluide perd de son énergie. (Figure I-8).

L'évaluation de **Prandtl** de la couche limite n'est plus adoptable dans ce cas s'il y a une présence de vitesse transversale importante et le profil perd son efficacité aérodynamique globale. Le caractère du courant opposé sur tout le profil peut-être conservé par la couche limite décollée. Pour faire une petite synthèse, la géométrie fortement courbée, des efforts d'impact aérodynamique axiaux et circonférentielles, de l'interférence entre l'onde de choc et la couche limite dans les écoulements supersoniques et aussi des perturbations cycliques, dues aux phénomènes de pompage et décrochage tournant dans les compresseurs provoquent l'apparition des décollements de couche limite.



(a)

(b)

Figure I. 9 : Décollement de la couche limite sur les obstacles

(a) : profil aérodynamique.

(b) : obstacle non profile [2].

L'agissement importun du décollement sur l'aérodynamique qu'il dégrade la portance, déstabilise la distribution de pression, et provoque le décrochage.

I.3.3 Le phénomène de décollement de couche limite tridimensionnelle

S'il y a un recollement de la couche limite, la région de décollement bidimensionnel est caractérisée par un point de séparation et il peut subsister un point d'attachement ou de réattachement. Le passage au décollement tridimensionnel comme la Figure I-10 le montre, la vitesse se déploie transversalement et l'écoulement file dans cette direction et ainsi le fluide n'est plus enfermé dans le bulbe de décollement, mais à l'alternative de se déverser sur les côtés.

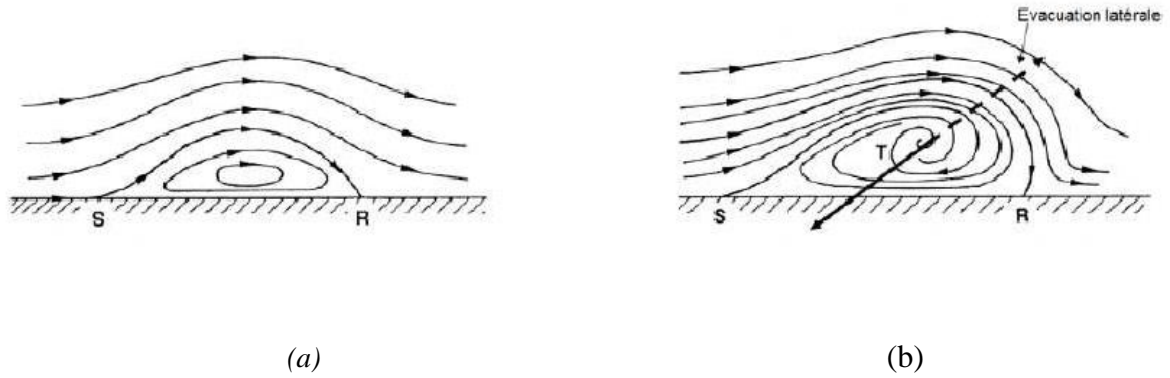


Figure I. 10 : (a) décollement bidimensionnel, (b) décollement tridimensionnel [2].

En plus, Il se trouve en tridimensionnel des structures très distinctes assimilées par des surfaces, des lignes et des points bien caractérisés formées par deux effets liés à la zone d'écoulement inversé. Le premier effet est l'arrondi de ces lignes de courant provoqué par le gradient de pression latéral, le deuxième évoque la convergence ou la divergence des lignes de courant. Théoriquement on utilise un examen pour étudier ces structures qui est la théorie de la topologie des écoulements tridimensionnels stationnaires. Cette dernière utilise les lignes de frottement ou les lignes de courant frontières (lignes de courant se rapportent à une distance minuscule perpendiculaire à la paroi) comme un outil pour représenter la structure tourbillonnaire des écoulements en 3D.

I.3.3.1 Les points singuliers

Quand le frottement en 2D est déterminé par un scalaire qui est la contrainte de frottement, l'analyse tridimensionnelle est fondée sur un champ de vecteurs comme la vitesse et le rotationnel. Le frottement pariétal dans le cas 3D avec ces vecteurs de contraintes de cisaillement τ_x et τ_z ou on peut remarquer dans la Figure I-11. Le fluide s'arrange sous forme de tourbillons et peut se répandre dans la direction latérale. En outre, les lignes provenant à partir des points critiques où les vecteurs de frottement s'annulent engendrent l'allure des écoulements sur des surfaces accolées avec des décollements.

Concordant à l'annulation des composantes du vecteur frottement τ_x et τ_z les points

singuliers ou points critiques sont classés en deux catégories : les points nœuds et les points selles.

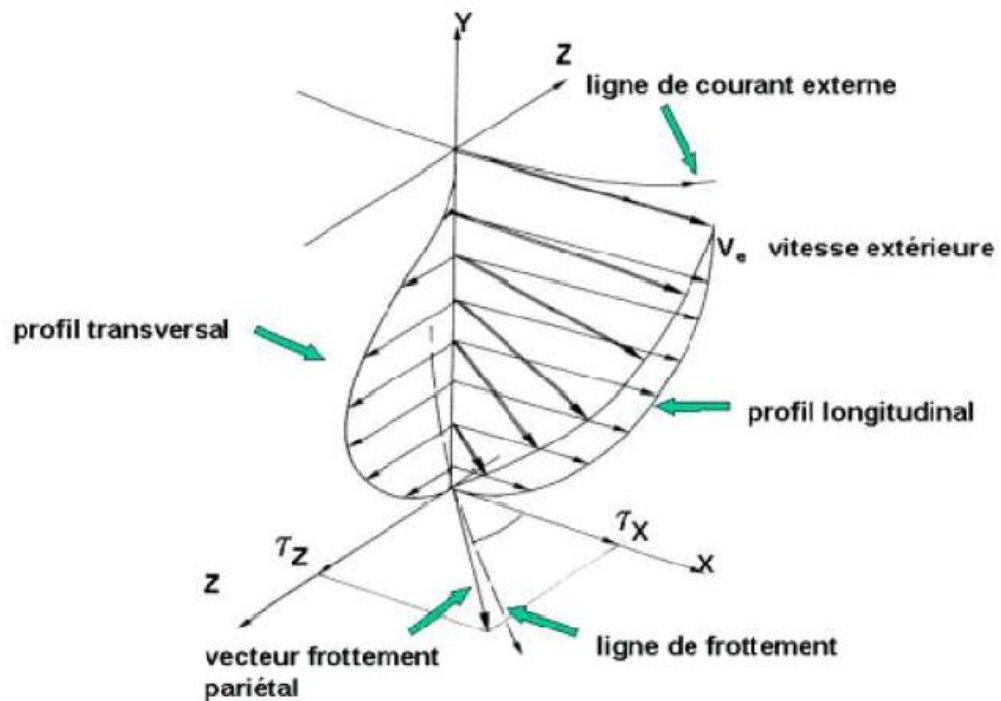


Figure I. 11 : Vecteur de frottement pariétal [2]

I.3.3.1.a Les points nœuds

On peut voir dans la Figure I-12 que le point nœud est un foyer collectif à une infinité de lignes de courant frontières ou lignes de frottement pariétal et qu'à la direction de ce point, toutes les lignes convergent ou divergent en donnant un nœud de séparation ou un nœud de réattachement et toutes ces lignes sont tangentes à une droite. Le nœud de séparation vient heurter la paroi et se conduit en tant que source de contraintes pariétales ou de vorticité quand les lignes convergent, et dans le cas contraire le nœud de réattachement est envisagé comme un puits de vorticité.

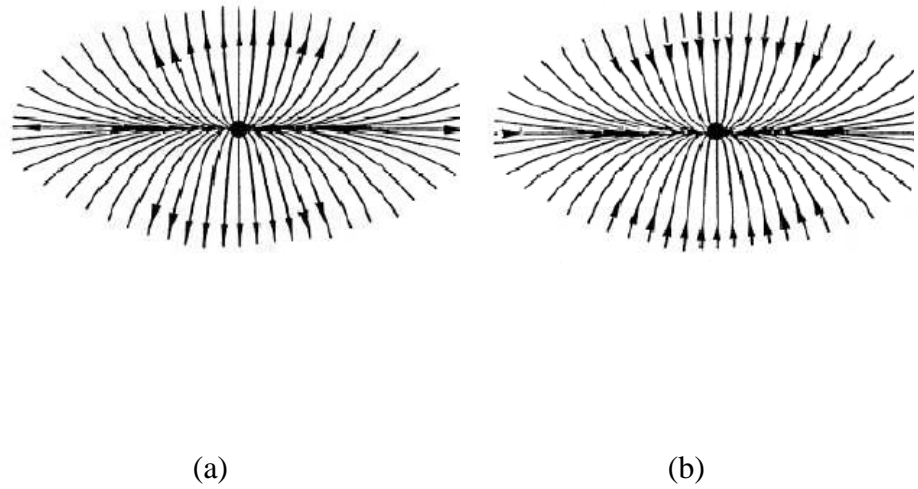


Figure I. 12 : Les points nœuds ; (a) : nœud de réattachement, (b) : nœud de décollement [2].

Sous forme d'un tourbillon le foyer est un point spiral à proximité duquel s'encercle une multitude de lignes de frottement sans tangentes communes qui se distingue par deux types : un foyer de séparation dont la ligne de frottement tourbillonnaire s'achemine vers ce foyer et un foyer d'attachement avec un entraînement de lignes de frottement vers l'extérieur (Figure I-13).

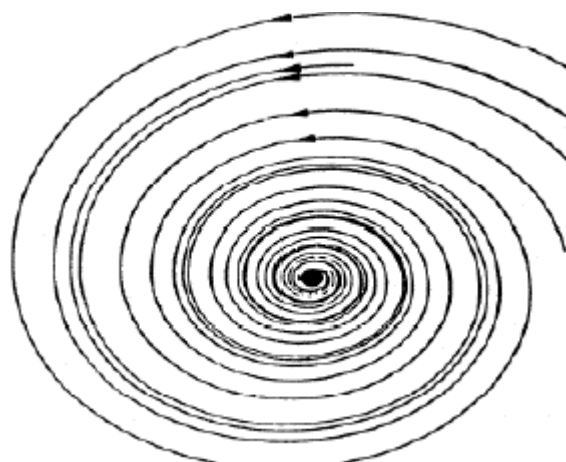


Figure I. 13 : Schéma d'un foyer convergent [2].

I.3.3.1.a Les points selles ou cols

Le point selle est croisé seulement par deux lignes se comportant comme une barricade entre deux régions de lignes de frottement. On peut remarquer dans la Figure I-14 la présence des points individuels qui s'accompagne de lignes de séparation ou plus couramment des surfaces de séparation suite au décollement tridimensionnel.

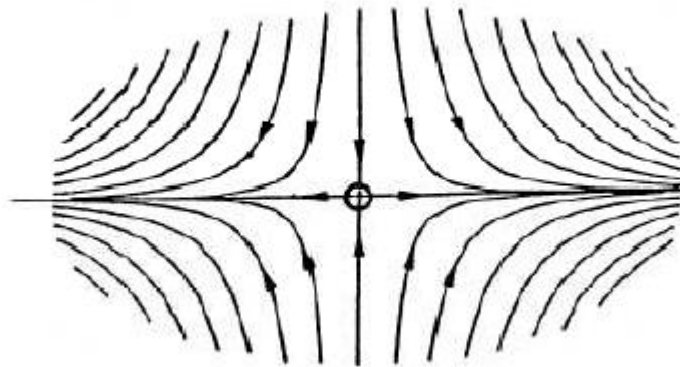


Figure I. 14 : Le point selle ou col [2].

I.3.3.2 Les lignes séparatrices de décollement et de réattachement

Le point selle garantit la compatibilité entre toutes les lignes singulières dans les décollements en 3D. Les lignes qui s'entament par un col et s'achèvent par un point critique sont appelées les lignes séparatrices de décollement, et les deux lignes qui commencent à partir des points singuliers et se terminent au col les lignes séparatrices de réattachement.

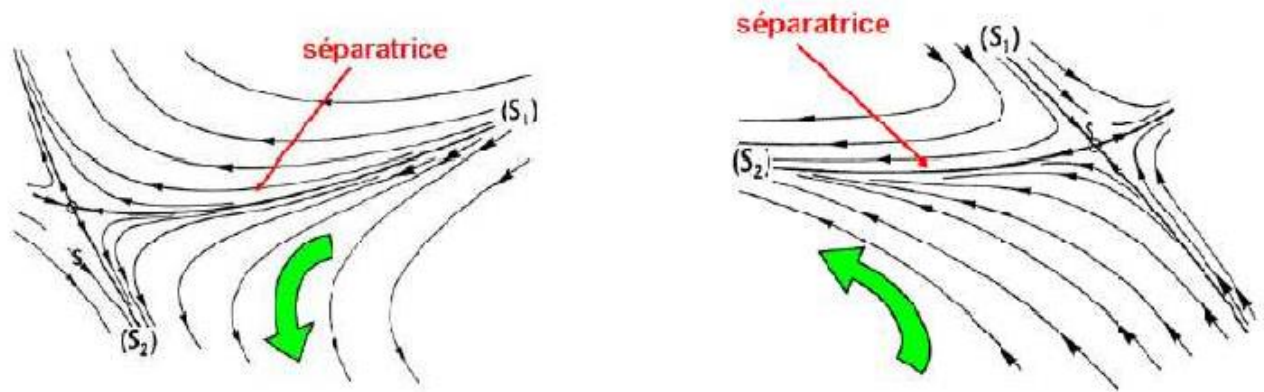


Figure I. 15 : Schéma de ligne séparatrice ; (a) : lignes séparatrices de reattachement, (b) : ligne séparatrice de décollement [3].

I.4 Étude qualitative de l'écoulement autour d'obstacles

I.4.1 Écoulement autour d'un seul obstacle

Martinuzzi et **Tropea** [4] ont étudié l'écoulement tridimensionnel auprès des obstacles prismatiques avec différentes largeurs W et utilisant diverses techniques de visualisation d'écoulement dont un film à l'huile, le cristal et la visualisation laser, en plus des mesures de pression statique. On peut voir sur la (figure I-16) leurs esquisses ou les paramètres initiaux sont :

1. U_B est la vitesse d'entrée.
2. $h=2H$ est la hauteur du canal.
3. H et L sont les dimensions de l'obstacle avec $H=2.5$ cm et $L=H$, X_F est la distance entre la séparation de l'écoulement initial et la face amont de l'obstacle.
4. X_R est la longueur de réattachement, à partir de la face aval de l'obstacle. Les profils de vitesse ainsi que les coefficients de pression sont représentés pour le cas

d'un obstacle cubique.

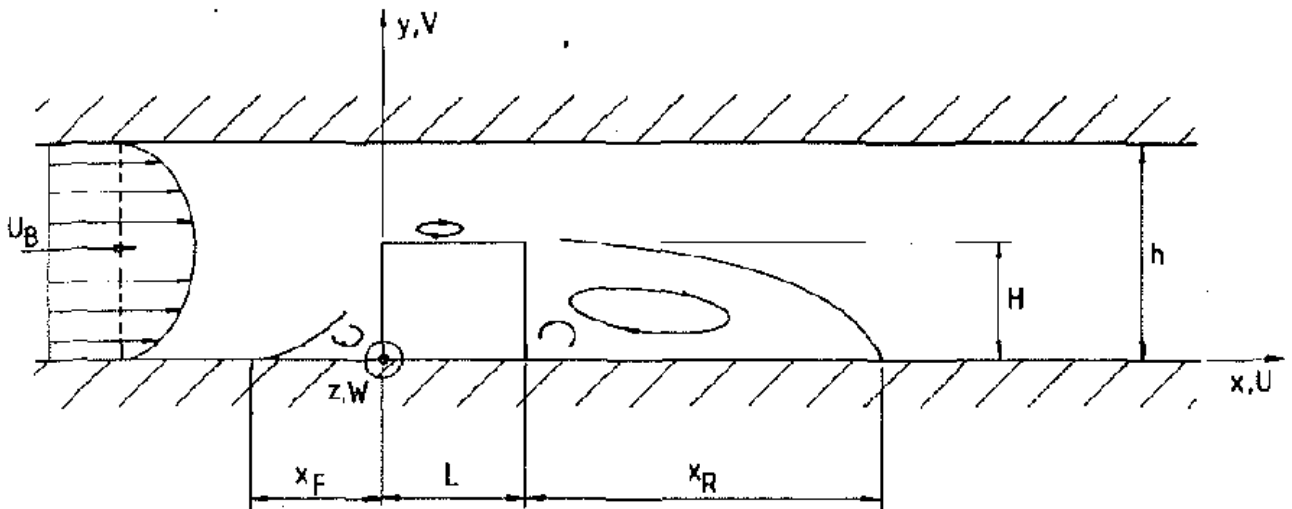


Figure I. 16 : Géométrie de l'obstacle dans un écoulement en canal [4].

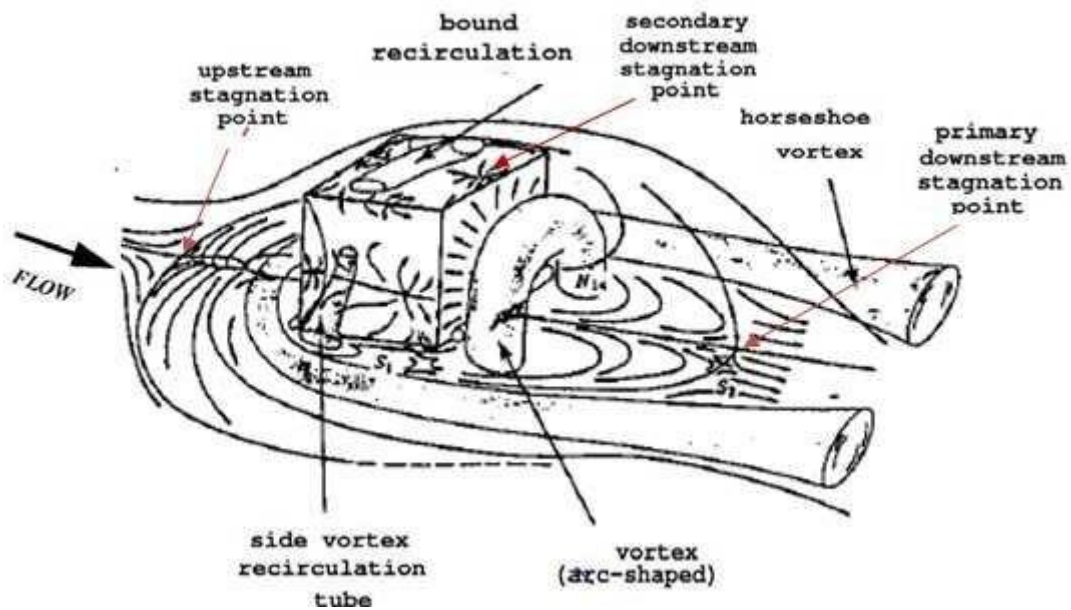


Figure I. 17 : Caractéristiques de l'écoulement autour d'obstacle [4].

La Figure I-17 représente à son tour les caractéristiques globales d'écoulement ont été résumées schématiquement ; y compris le « vortex en fer à cheval », le «

tourbillon arc », la séparation de flux et le réattachement.

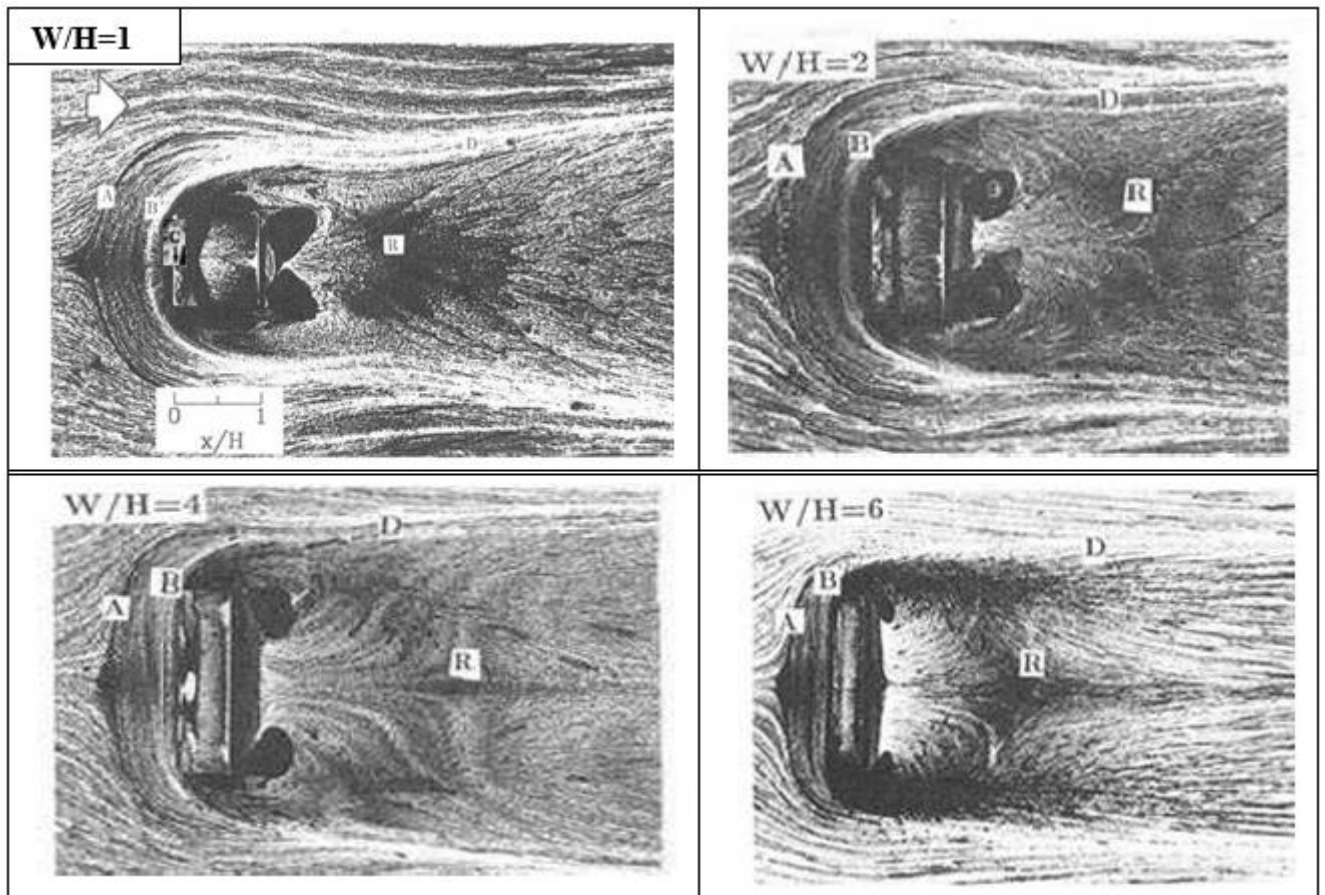


Figure I. 18 : Visualisation par film d'huile pour différents rapports W/H [4].

Nous pouvons observer sur la (Figure I- 18) la réaction tourbillonnaire qui s'est formée avec un tourbillon a fer de cheval qui s'étend tout au long de l'écoulement dans chaque côté, une zone de recirculation sur le sommet de l'obstacle et des vortex latéraux qui sont situés au niveau des deux faces latérales de l'obstacle et le « tourbillon arc » situé a la fin de l'obstacle.

La présence du tourbillon en fer à cheval semble provoquer l'inversion du gradient de pression qui s'établit dans la région interne à la couche limite du au décollement tridimensionnel de celle-ci à l'amont de l'obstacle. Le contournement qu'a fait l'écoulement à travers l'obstacle est lié a la zone de recirculation sur le sommet de

l'obstacle et ses vortex latéraux qui se sépare de l'obstacle en fonction des caractéristiques de l'écoulement et de l'obstacle, mais pouvant recollera la paroi en créant des zones de recirculation.

Le fluide environnant vers l'axe de symétrie est entraîné par le vortex de recirculation. Après le point de réattachement (R) : originellement, l'augmentation du flux de masse dans le sillage à proximité de la paroi solide en tant que couche de cisaillement qui est réattaché provoque une rapide expansion du sillage.

La Figure I-18 illustre les résultats de la visualisation à film d'huile pour l'écoulement autour d'obstacles, la ligne A correspond à la première zone de séparation et la ligne B correspond à l'emplacement du centre du tourbillon en fer à cheval. La ligne C indique une recirculation secondaire à la base amont du cube. La droite D correspond à la limite extérieure du sillage du cube. La distance entre les deux extrémités de cette ligne diminue jusqu'à environ le point de réattachement R.

Les deux longueurs « longueur normalisée de réattachement (X_R/H) » et « la longueur de séparation (X_F/H) » sont tracées en fonction du rapport W/H . Elles montrent que, sur la face arrière de l'obstacle, la longueur de réattachement augmente linéairement avec la largeur d'obstacle W jusqu'à environ $W/H \approx 4$ et se rapproche asymptotiquement d'une valeur finale d'environ 7,2. L'emplacement des points de séparation à terme semble augmenter avec W jusqu'à ce que $W/H=6$ puis diminue légèrement à une valeur de $X_F/H = 1.3$.

I.4.2 Écoulement autour de plusieurs obstacles

I.4.2.1 Cas d'un tandem d'obstacles alignés dans le sens de l'écoulement

Oke [5] a étudié les rapports H/E et L/H , où L est la largeur d'un bâtiment et E est l'espacement entre deux bâtiments dans le sens de l'écoulement.

Il s'intéresse à trois cas : écoulement d'obstacle isolé, écoulement d'interférence de sillages et écoulement rasant, comme nous montre les figures ci-dessous.

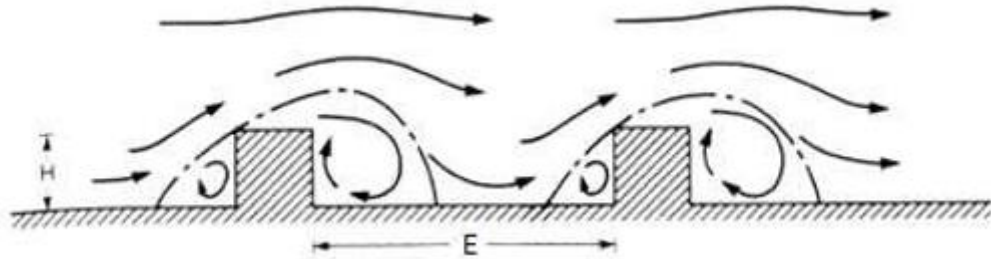


Figure I. 19 : Régimes d'écoulement au-dessus d'obstacles en fonction du rapport H/E : écoulement d'obstacle isolé [5].

La (Figure I-19) représente l'écoulement qui s'apparente à une succession de structures identiques autour de bâtiments isolés, l'écoulement autour des obstacles est influencé par la présence de la paroi.

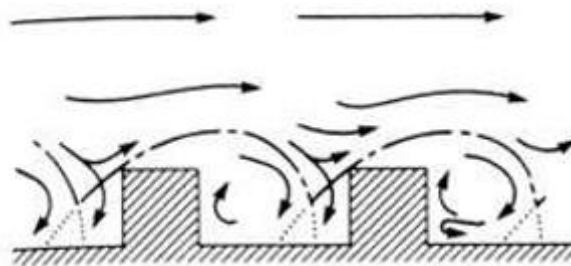


Figure I. 20 : Régimes d'écoulement au-dessus d'obstacles en fonction du rapport H/E : écoulement d'interférence de sillages [5].

Dans le deuxième cas (Figure I-20), la présence du second sillage et du champ dynamique qui lui est associé déstabilise le sillage en amont de l'obstacle, l'écoulement en aval d'un bâtiment est consolidé par une déflexion au niveau de la première face du bâtiment suivant.

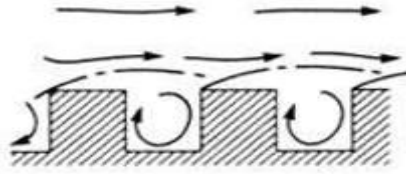


Figure I. 21 : Régimes d'écoulement au-dessus d'obstacles en fonction du rapport H/E : écoulement rasant [5].

Dans la (Figure I-21), plus les obstacles sont proches et plus l'écoulement devient rasant et on distingue deux champs dynamiques indépendants :

- L'écoulement au-dessus des obstacles ne s'introduisant plus entre ces derniers.
- L'écoulement de cavité avec une région de recirculation qui est à travers les obstacles.

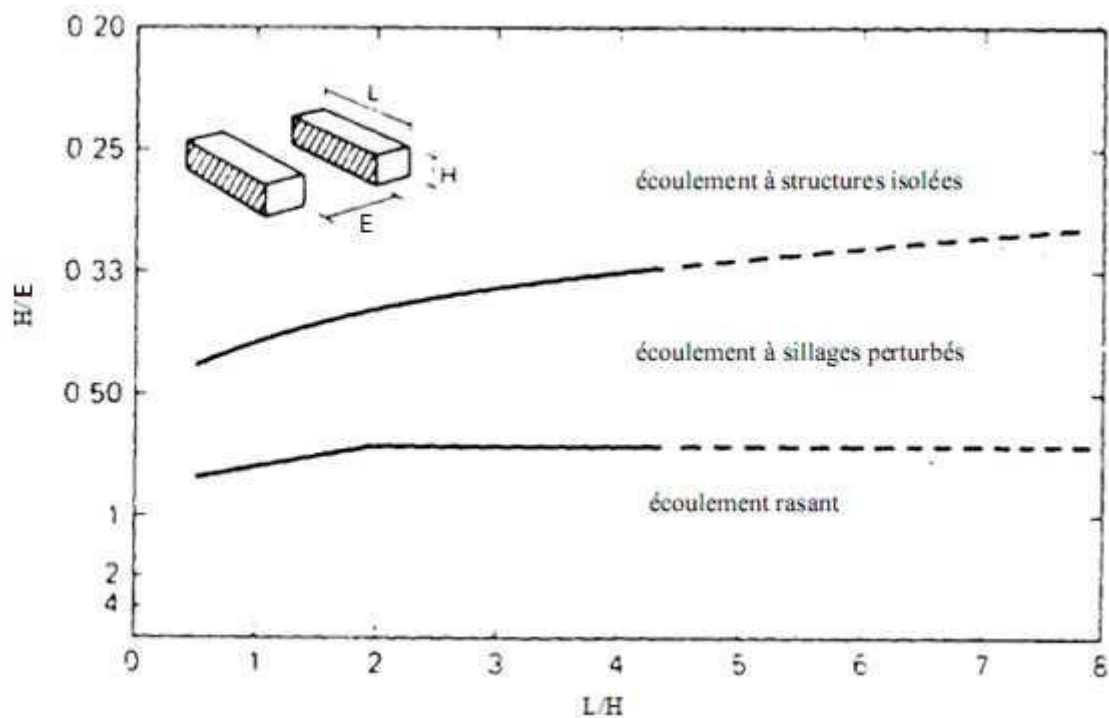


Figure I. 22 : Influence des paramètres géométriques sur les écoulements [5].

I.4.2.2 Cas d'un tandem de cubes en quinconce

Meinders et **Hanjalic** [6], ont étudié le cas d'un tandem de cubes en quinconce, pour un espacement longitudinal $E < 3H$ et un espacement transversal nul.

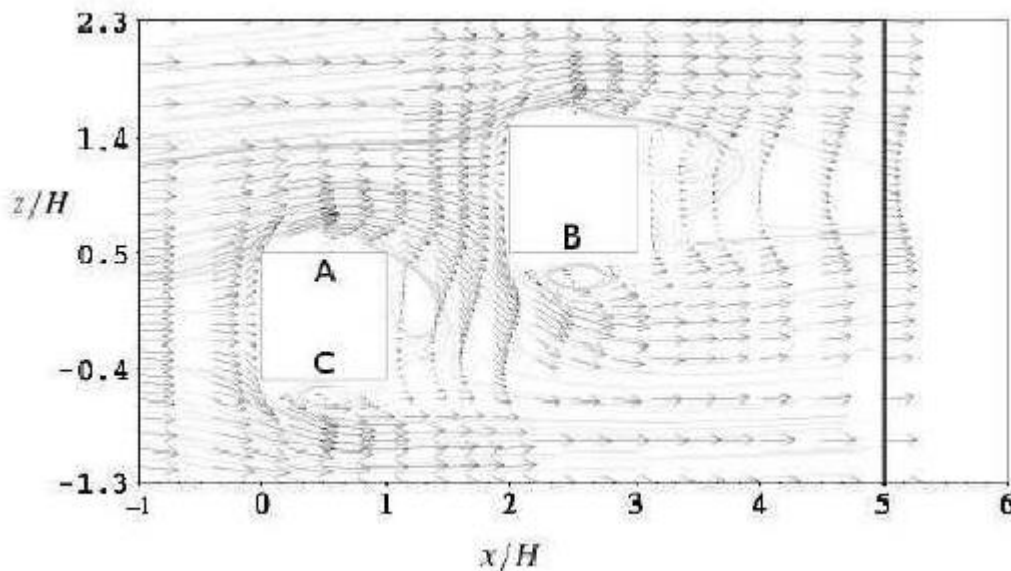


Figure I. 23 : Champs de vecteurs de vitesses moyennes d'un écoulement autour d'un tandem de cubes en quinconce [6].

Lorsque le cube aval est déplacé latéralement de $1H$ par rapport au cube amont et que les deux cubes sont espacés longitudinalement de $1H$ (Figure 1- 23.), on remarque un seul grand vortex de recirculation provoqué par la présence de l'obstacle aval qui coince une partie de l'écoulement déviant ainsi l'obstacle amont (en biais de la face A). La partie de l'écoulement passant entre les deux obstacles accroît et cause un fort décollement sur le côté latéral de l'obstacle aval (face B) et provoque aussi un tourbillon de recirculation plus gros que celui de la face C.

I.5 Étude quantitative de l'écoulement autour d'obstacle.

Se référant à l'expérience de **Hussain** et **Martinuzzi** dans un domaine de calcul de

(10h x 2h x 3h) dans la direction longitudinal, normal et latérale respectivement, le nombre de **Reynolds** utilisé est 40000 (basé sur la vitesse d'entré u_b et la hauteur du cube h), le nombre de maille utilisé est 500000 hexaèdres éléments, **G. Iaccarino** et **P. Durbin** [7] ont étudié numériquement l'écoulement autour d'un cube placé dans un canal. Ils ont utilisé deux approches du modèle RANS (stationnaire) et URANS (Instationnaire), pour cela ils ont utilisé le modèle de turbulence $V^2 - f$ développé par **Paul Durbin**.

Contribution	Model	x_F/h	x_{R_1}/h	x_{R_2}/h
Martinuzzi & Tropea, 1993	Experiments	1.040	1.612	-
Rodi <i>et al.</i> , 1997	LES	0.998	1.432	0.134
	RANS	0.950	2.731	0.252
Shah, 1998	LES	1.080	1.690	0.160
Krajnovic & Davidson, 1999	LES	1.060	1.380	-
Present Calculations	RANS Steady	0.640	3.315	0.310
	RANS Unsteady	0.732	1.876	0.204

x_F/h : upstream separation;

x_{R_1}/h and x_{R_2}/h : downstream primary and secondary recirculation.

Tableau I. 1 : Valeurs de longueurs de réattachement et de séparation pour les différentes configurations [7].

G. Iaccarino et **P. Durbin** [7] ont comparé leur travail avec celui de Hussain et **Martinuzzi** et les résultats (LES) de **Shah** dans la Figure I-24 (colonne gauche). On déduit par analyse des lignes de courant dans le plan de symétrie que les structures tourbillonnaires sont dans les mêmes régions et ont des structures similaires sauf pour le cas stationnaire (RANS) où on distingue une zone de recirculation très large. Le tableau au-dessus nous donne les résultats de la vitesse u/u_b dans le plan de symétrie dans la colonne droite. Les résultats expérimentaux confirmés par la méthode LES infirment que la longueur de réattachement est de l'ordre de 1.6, la solution stationnaire surestime cette longueur, l'extension de X_f est un peu plus de 100% (3.3h) ce qui n'est pas le cas de la méthode instationnaire ou une valeur d'environ 1.9 est en accord avec les mesures expérimentales.

Unsteady 3D RANS

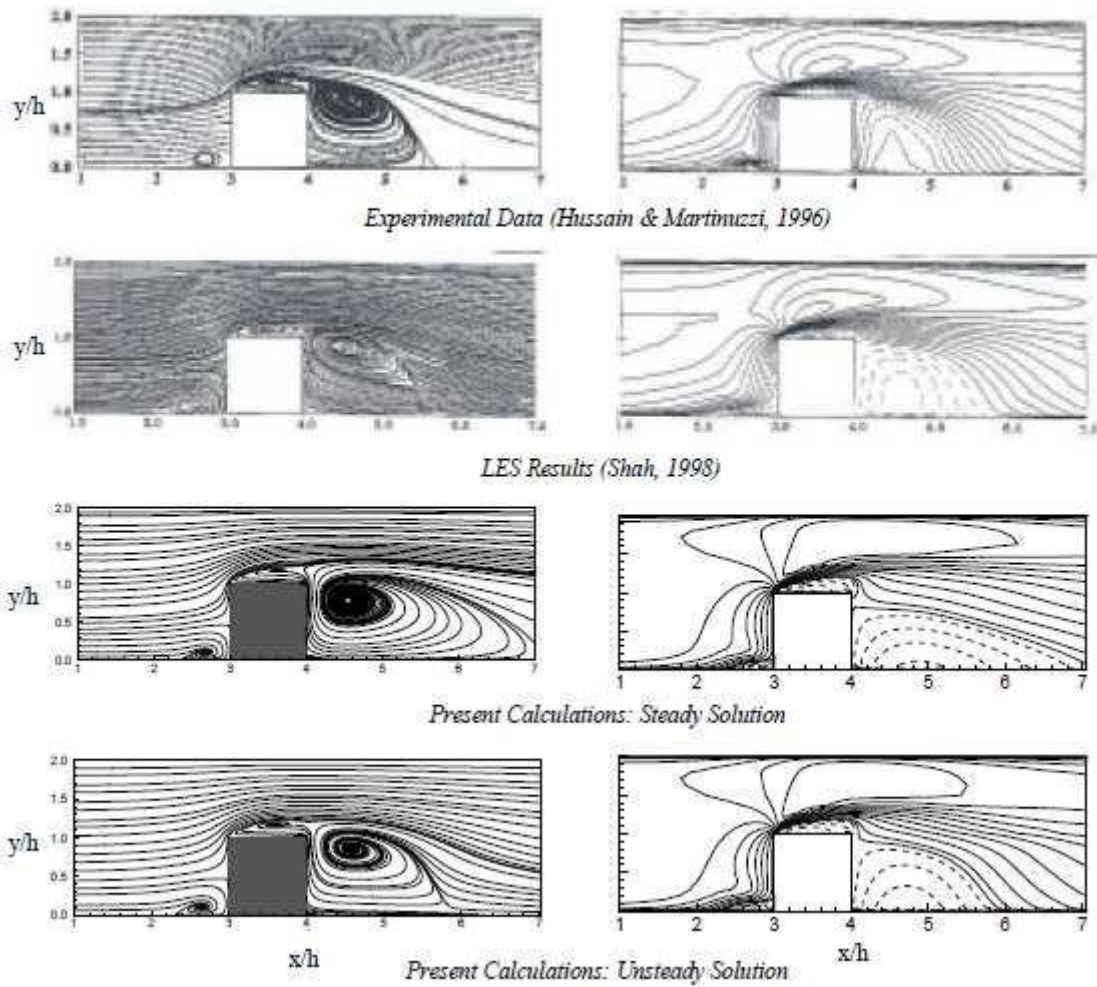


Figure I. 24 : Lignes de courant (gauche) et les contours de vitesse u/u_b (droite) dans le plan de symétrie [7].

Les résultats obtenus dans la Figure I-25 montrent que le calcul instationnaire concorde parfaitement avec l'expérimental, là où le calcul avec le stationnaire sous-estime les valeurs de la vitesse longitudinale dans le sillage dans la plage de $0 \leq y/h \leq 1.3$, et au-delà il va la surestimer.

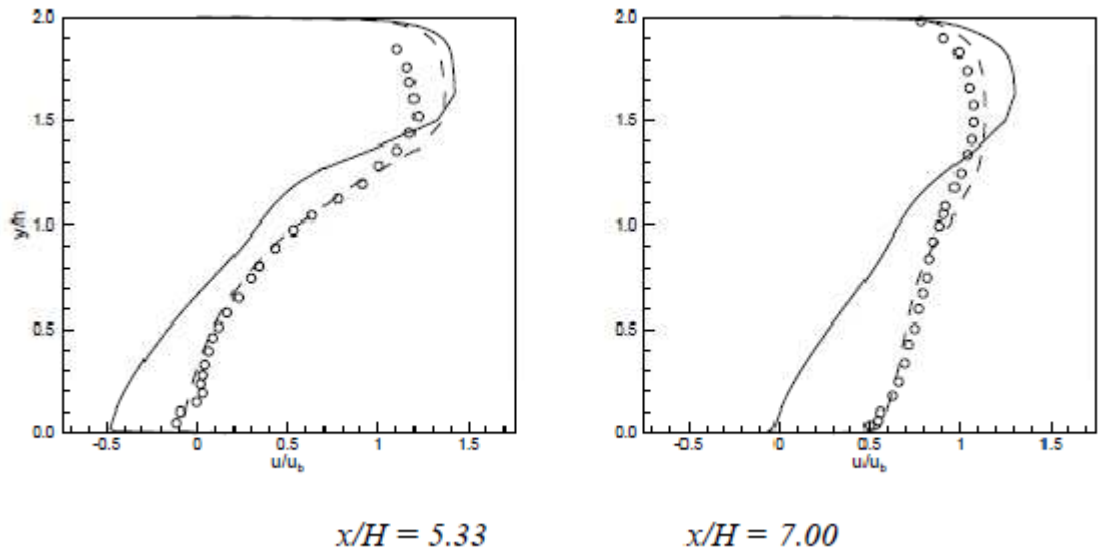


Figure I. 25 : Profil de vitesse dans le plan de symétrie pour deux positions après l'obstacle [7]. Symbole : _____ solution stationnaire ; ___ solution instationnaire ; ooooo : expérimental.

Nous pourrions conclure que la solution URANS (*Unsteady RANS*) moyennée dans le temps a une meilleure approximation que la solution RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*), et donne des résultats à un coût faible comparée à la méthode LES.

I.6 Technique de contrôle du décollement de la couche limite

I.6.1 Introduction

Le contrôle des écoulements devint une nécessité partir des années soixante principalement pour réduire le frottement pariétal, diminuer le bruit ou les vibrations et retarder le décollement ou la transition. De ce fait, l'idée d'intervenir au niveau de l'écoulement de proche paroi est intervenue pour influencer sur les caractéristiques aérodynamiques globales d'un profil. Au départ, les méthodes de contrôle étaient passives, mais avec le développement de nouvelles technologies ses dernières se sont extrêmement diversifiées.

I.6.2 Comment opérer sur le fluide afin de contrôler le décollement ?

Les principes physiques du phénomène à contrôler doivent être guidés par des actionneurs dans le domaine du contrôle expérimental. Il est possible de retarder ou d'empêcher le décollement en exploitant diverses propriétés de la couche limite post ou pendant décollement. On différencie trois grands principes d'action sur le décollement.

I.6.2.1 Déformation du profil de vitesse

Ce principe consiste à modifier le profil de vitesse de façon à agir sur le décollement et sa courbure sur la paroi. La pente au niveau de la paroi est négative en aval du point de décollement et positive en amont comme le montre la Figure I-26 suivant l'équation ($y = 0$), i.e. $\frac{\partial u}{\partial y}|_{y=0}$, et que l'écoulement qui est née du retour, i.e. dans le sens inverse de l'écoulement (se manifestant par une vitesse nulle à la paroi) est associé à un point d'inflexion, cette couche limite bidimensionnelle stationnaire décolle est représentée par l'équation $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}|_{y=0} > 0$.

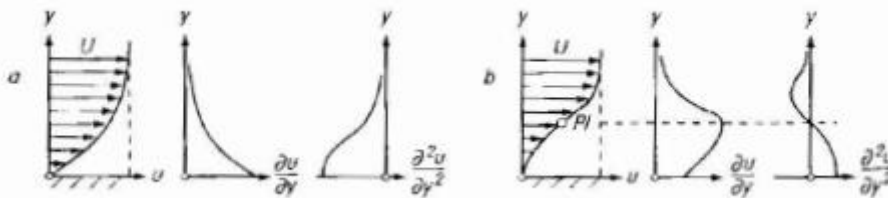


Figure I. 26 : Distributions de vitesse de couche limite et leurs dérivées [8].

Le décollement est donc contrôlable en modifiant la courbure du profil de vitesse à la paroi, c'est-à-dire en exigeant un $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}|_{y=0}$ le plus négatif possible. Le contrôle doit rendre le profil de vitesse « le moins déficitaire » possible. Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible et un profil de faible cambrure

s'expriment par :

$$\rho v p \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_y = 0 \quad + \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_y = 0 \quad - \frac{\partial \mu}{\partial y} \Big|_y = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_y = 0 \quad = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_y = 0 \quad (\text{I-1})$$

Les ressources de contrôle du décollement qui agissent dans le sens $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_y = 0$, sont :

1. L'introduction d'une vitesse d'aspiration à la paroi : $v_p < 0$.
2. Exiger un gradient de pression favorable à la paroi : $\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_y = 0 < 0$.
3. Introduire un gradient de viscosité en proche paroi : $\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_y = 0 > 0$.

I.6.2.2 Énergiser la couche limite

L'idée est d'injecter une quantité de mouvement dans la sous-couche visqueuse de la couche limite pour apporter de l'énergie dans la région du fluide mort en très proche paroi.

- Par transfert de la quantité de mouvement de la zone loin de la paroi, vers la très proche paroi où le fluide est fortement ralenti.
- Par aspiration de la cause du décollement : le fluide mort de proche paroi.

Les méthodes de contrôle passives qui se servent de ce principe sont des éléments solides montés sur la paroi, sont souvent l'inconvénient d'être intrusives et d'introduire une traînée parasite. Quant aux méthodes actives plus utilisées sont des techniques plus évoluées d'aspiration et de soufflage, de génération de tourbillons ou des méthodes utilisant des excitations acoustiques [9].

I.6.2.3 Rendre la couche limite plus résistante au décollement

L'idée simple est d'utiliser le fait que la couche limite est plus résistante au décollement si elle est turbulente. La première méthode permet à augmenter le développement des ondes de **Tollmien-Schlichting**, responsables des instabilités qui déclenchent la transition. L'instabilité primaire de nature visqueuse se développe lentement et modifie le profil de vitesse de l'écoulement de base, puis produit des instabilités secondaires convectives qui se développent plus rapidement et conduisent à la turbulence. La seconde approche introduit au niveau de la couche limite des perturbations de grande amplitude, afin de provoquer une transition de type « bypass » [9].

I.6.3 Systèmes passifs de contrôle

I.6.3.1 Contrôle par générateurs de vortex

Des générateurs de tourbillons dits en Anglais (Vortex-Generators) fixés sur le profil dans la direction transversale à l'écoulement, leur principale utilité est de contrôler le décollement en favorisant les interactions entre les grosses structures pour augmenter le taux de mélange et ainsi favoriser le transfert d'énergie entre les zones riches en énergie cinétique et la zone de fluide mort en très proche paroi. Ils peuvent être sous forme de prismes ou de plusieurs profils d'aile de petites dimensions, l'épaisseur de la couche limite et de leur espacement déterminent les paramètres de forme suite à une étude paramétrique empirique. Très utilisés en aéronautique ainsi qu'en aérodynamique automobile, les dernières « concept-cars » présentées par Peugeot et Renault en France, incluent des générateurs de tourbillons pour contrôler le décollement s'effectuant au niveau de la lunette arrière comme illustre la *Figure I-27*.



Figure I. 27 : Contrôle de l'écoulement avec des générateurs de vortex placés dans une lunette arrière d'un véhicule [9].

La Figure I-28 présente quatre générateurs de vortex de longueur L , inclinaison α de largeur w_b et w_l et d'espacement λ .

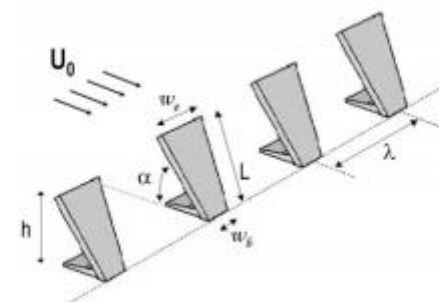


Figure I. 28 : Nomenclature liée aux générateurs de vortex [10].

Park et al. [11] ont déterminé qu'il y avait une augmentation de pression sur le culot jusqu'aux valeurs proches de $P=0$ Pa, ainsi que des longueurs de bulles de recirculation réduites de 50%, ces bulles sont associées à une augmentation des fluctuations de vitesses à l'intérieur comme sur la Figure I-29.

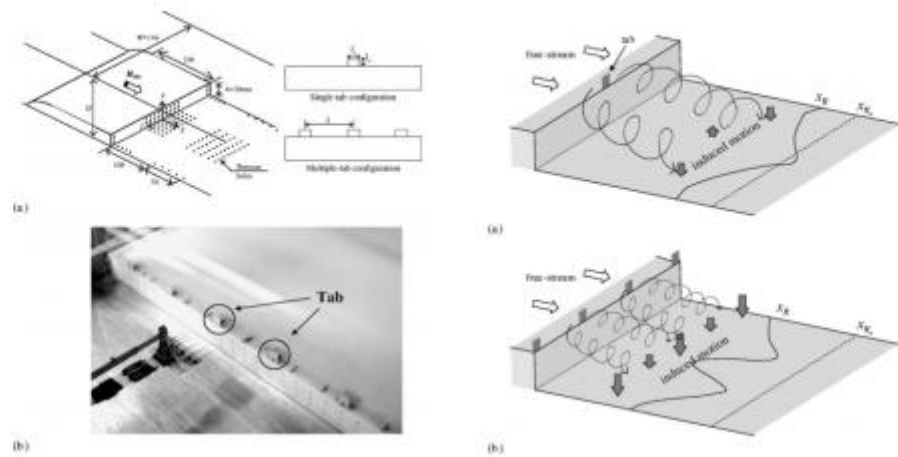


Figure I. 29 : Expérience de générateur de vortex sur une marche descendante à culot droit [11].

I.6.3.2 Ajout d'éléments solides

I.6.3.2.a Plaques séparatrices transversales

Ayant pour but de diminuer la surface transversale du sillage, **Levallois et al** ont étudiés dans soufflerie sur une géométrie évoquant le corps d'Ahmed avec un culot droit. La plaque utilisée est placée à $0,7 H$ en aval du culot, où H symbolise la hauteur du culot. La surface de la plaque est de $0,9 H * 0,85 l$ où l est la largeur de la géométrie. Nous pourrions remarquer que l'utilisation de plaques séparatrices transversales permet d'étrangler le sillage proche d'environ 10%, qui engendreront par la suite une diminution de la trainée de 11.6%.

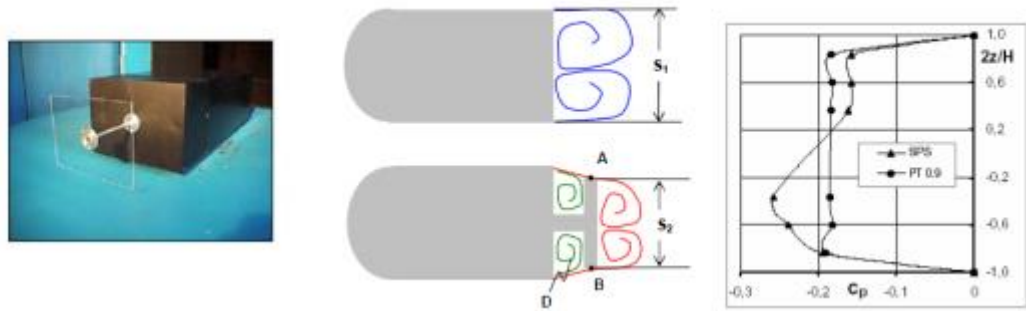


Figure I. 30 : Plaques séparatrices transversales la recirculation du fluide dans la cavité D entraîne une remontée de pression au niveau du culot d'origine. La présence de la plaque uniformise et augmente la pression [12].

I.6.3.2.a Plaques séparatrices longitudinales

Pareil que pour les (PST), les plaques sont disposées sur la périphérie du culot et inclinées à 15° par rapport à l'horizontale. Les résultats montrent que la section de sillage est réduite et que la distribution de pression relevée sur le plan longitudinal médian augmente ce qui permet d'avoir une réduction de traînée de 22%.

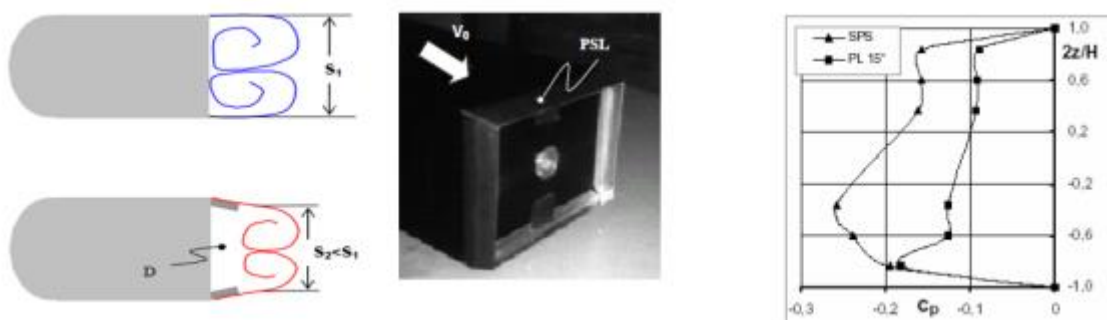


Figure I. 31 : Plaques séparatrices longitudinales [12].

I.6.4 Systèmes actifs de contrôle

Le principe de base est l'introduction d'une énergie externe à l'écoulement, elle permet

par injection de de quantité de mouvement de retarder le développement de la couche limite et de repousser son décollement. Ce procédé est souvent utilisé résultat des recherches et développement au cours des dernières années.

I.6.4.1 Les parois mobiles

Une solution permettant d'apporter de la quantité de mouvement à l'écoulement consiste à forcer l'écoulement en assurant un mouvement de la paroi.

Konieczny [13] a étudié expérimentalement et testé l'influence des mouvements harmoniques ondulatoires de la paroi sur les stries pariétales. Il est représenté sur la Figure I-32 une utilisation intéressante d'une succession de petits bras actionneurs en piézocéramique, capables d'imprimer à une paroi latex les recouvrant, divers types d'ondulations.

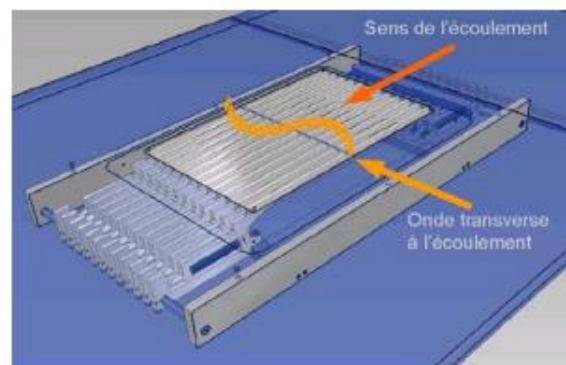


Figure I. 32 : Contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi [13].

I.6.4.2 Contrôle par soufflage/aspiration

(Vortex Generator Jets) ou Générateur de jets en vortex est un système développé avec l'objectif de limiter la traînée du système quand celle-ci n'est pas nécessaire comme évoquer auparavant, par contre le niveau élevé de débit nécessaire est le principal inconvénient.

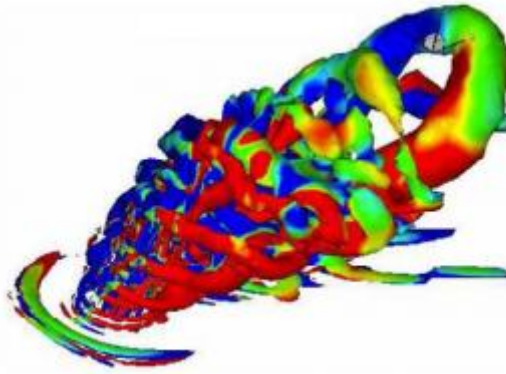


Figure I. 33 : Visualisation de l'écoulement créé par un vortex générateur fluide pulsé placé dans un écoulement transverse [14].

Injecter normalement ou tangentiellement du fluide à grande vitesse dans la couche limite, est appelée la méthode de soufflage, elle permet à la couche limite d'être accélérée ou l'empêcher d'être décollée.

On peut voir ce concept sur les avions modernes de volets à fentes aussi bien au bord d'attaque qu'au bord de fuite des ailes. Pour des raisons de sécurité, l'atterrissage doit s'effectuer à la vitesse la plus faible possible.

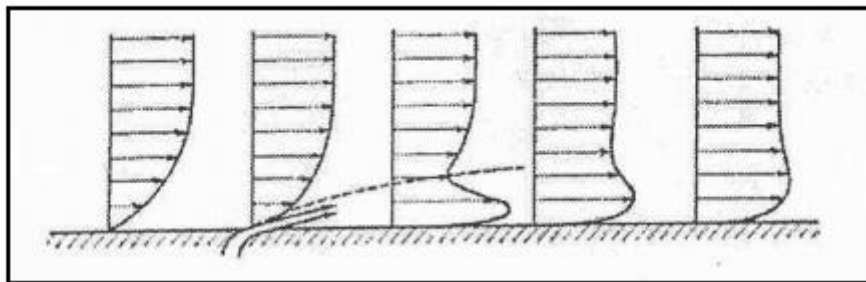


Figure I. 34 : Contrôle de la couche limite par soufflage [14].

Une deuxième méthode est utilisée qui est l'aspiration, elle consiste à absorber le fluide de faible vitesse voisin de la paroi, ce qui permet de conserver une vitesse plus importante à la paroi, et donc d'éviter l'apparition d'un gradient inverse. Si cette dernière se fait perpendiculairement elle peut engendrer une couche limite d'épaisseur constante.

Si l'aspiration s'effectue à l'endroit où l'écoulement décolle alors L'effet sur le décollement sera meilleur.

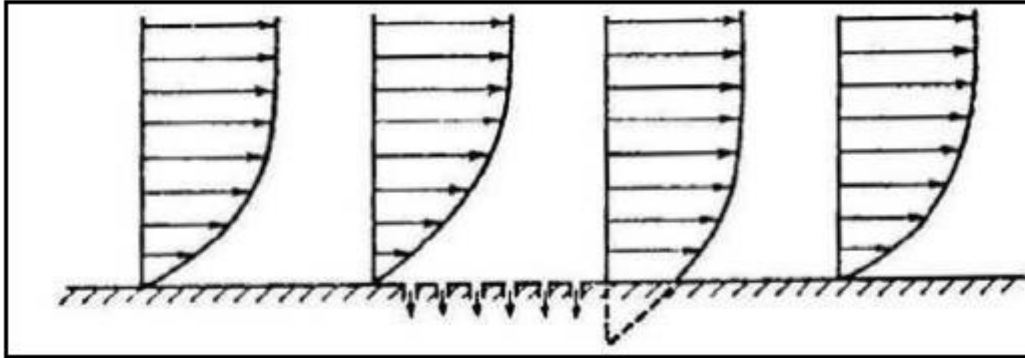


Figure I. 35 : Contrôle aérodynamique de la couche limite par aspiration Aspects successifs du profil des vitesses [14].

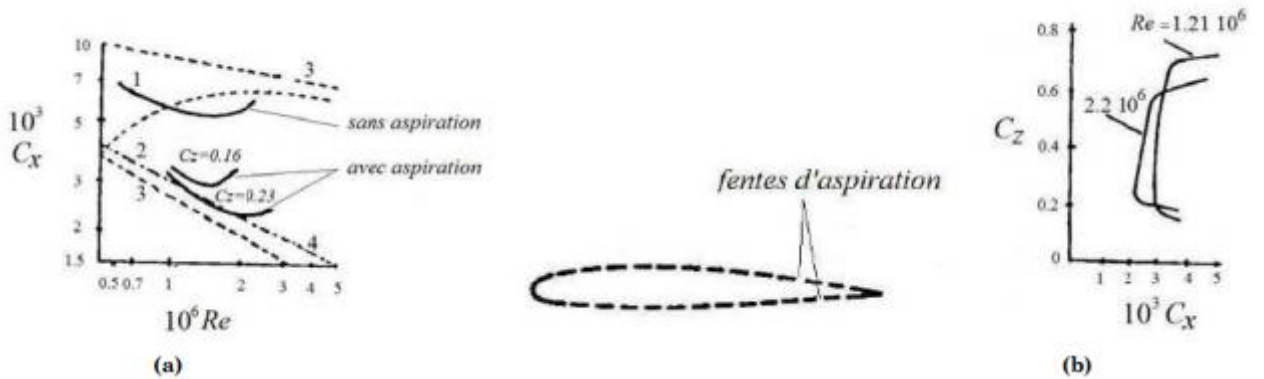


Figure I. 36 : L'effet d'aspiration sur C_x et C_z [14].

a) Variation de C_x en fonction de Re : 1- profil sans aspiration, 2- pour le même profil avec aspiration, 3- pour une plaque plane horizontale sans aspiration, 4- pour plaque plane horizontale avec aspiration

b) Polaire d'une aile avec aspiration de la couche limite.

I.6.4.3 Les jets synthétiques

Le jet synthétique est un jet alternatif généré par des jets de fluide présentant une composante oscillatoire. Il est généré par les interactions d'une série de tourbillons, créés par une alternance périodique de soufflage et d'aspiration de fluide à travers un orifice. Il permet une injection de quantité de mouvement au système sans apport net de masse. Ainsi, L'avantage du jet est triple : la phase d'aspiration attire la couche limite, la phase de soufflage administre la quantité de mouvement dans la couche limite et la succession des 2 phases engendre des vortex de petites dimensions dans les régions cisillées, qui améliorent le mélange dans la couche limite.

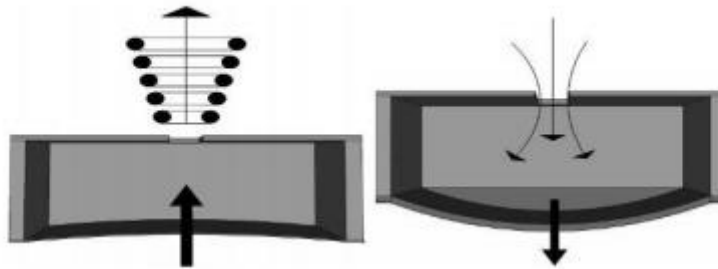


Figure I. 37 : Système de fonctionnement d'un jet synthétique : gauche : durant la phase de soufflage et à droite : durant la phase d'aspiration [15].

CHAPITRE- II
MODÉLISATION DE LA
TURBULENCE

II.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous exposerons les équations générales gouvernant le phénomène étudié, en plus d'une description des différents modèles de turbulences, pour choisir le modèle adéquat. Les relations utiles pour prédire les écoulements sont déduites des principes fondamentaux de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les variables qui en résultent dans le cas le plus général sont la masse volumique ρ , les composantes de la vitesse U_i , la pression P et la température T .

II.2 Étude de la turbulence

L'étude de la turbulence est une science pluridisciplinaire à large domaine d'application. A titre d'exemple : la pulvérisation d'un combustible dans une chambre de combustion ou le jet d'un réacteur d'avion ainsi que les différents types de jets aussi bien naturels qu'industriels, le comportement de l'aile d'un avion ou d'une aube de turbomachine. Mais aussi dans le cadre des études environnementales où il y a : les gaz d'échappement d'une voiture, la fumée sortant d'une cheminée d'usine ou même le développement d'un feu de forêt sous l'influence du vent. Cette partie de la mécanique des fluides est très complexe et reste méconnue dans quelques aspects, même après un siècle de recherche, depuis les premiers travaux de **Reynolds** (1895).

II.3 Description de la turbulence

La turbulence désigne l'état de l'écoulement d'un fluide, liquide ou gaz, dans lequel la vitesse présente en tout point un caractère tourbillonnaire : tourbillon dont la taille, la localisation et l'orientation varient constamment. Les écoulements turbulents se caractérisent donc par une apparence très désordonnée, un comportement difficilement prévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles.

Ce cas d'abord observé puis étudié en premier par le savant anglais **Osborne Reynolds**, il introduisit un nombre à son nom, qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de frottement qui s'exercent sur le fluide :

$$Re = \frac{U*L}{\nu} \quad (II-1)$$

Avec :

U : vitesse de l'écoulement

L : longueur caractéristique de l'écoulement moyen

ν : viscosité cinématique

Pour un écoulement confiné la turbulence apparaît des ($Re > 2300$), et $Re > 5.10^3$ pour les écoulements externes).

II.4 Cascade d'énergie

Dans les écoulements turbulents, il y a une naissance d'un spectre qui est dû à des tourbillons de différentes tailles. Les grands tourbillons sont associés aux basses fréquences et les petits tourbillons aux hautes fréquences. Les écoulements et la largeur du spectre sont importants quand le nombre de Reynold est important. On peut remarquer sur la (Figure II-1) une dissipation de l'énergie

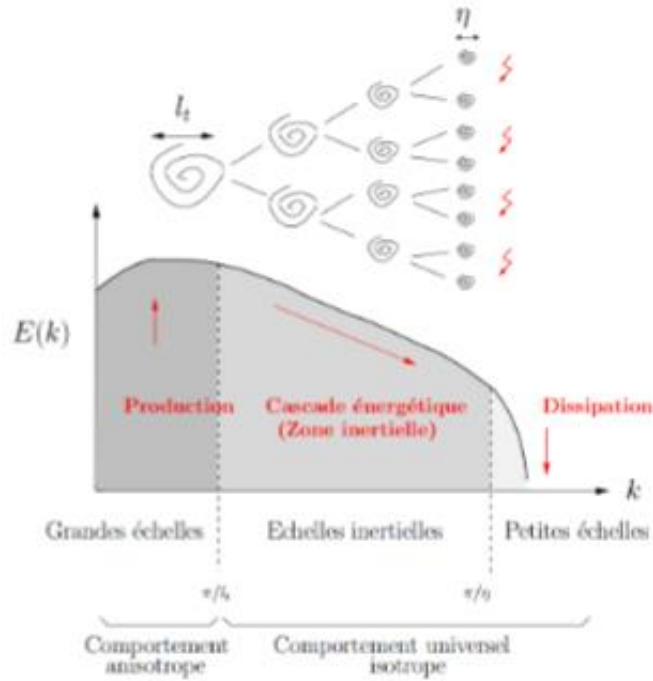


Figure II. 1 : Cascade d'énergie [16].

Leurs échelles de longueur étant similaires, les premiers tourbillons sont confondus avec l'écoulement jusqu'à l'apparition des gradients de vitesse qui provoque leur distorsion. A force d'être étirés, les gros tourbillons sont fragmentés en tourbillons de plus en plus petits. L'énergie cinétique est alors transmise des tourbillons de grande taille vers ceux de petite taille jusqu'à ce que les forces visqueuses deviennent actives, dissipent cette énergie en détruisant les petits tourbillons et la convertissent en énergie thermique interne.

II.5 Équations fondamentales de conservation pour un écoulement laminaire (équations de Navier-Stokes)

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie d'un écoulement laminaire incompressible et non stationnaire d'un fluide s'écrivent :

II.5.1 Équation de conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II-2})$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{II-3})$$

II.5.2 Équations de conservation de quantité de mouvement (équations de Navier-Stokes) [2]

L'équation de conservation de quantité de mouvement sans forces de volume est :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + \mathbf{w} \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}P} + \nu \nabla^2 \vec{v} \quad (\text{II-4})$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-4a})$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-4b})$$

Suivant z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-4c})$$

Ou bien sous forme indicelle :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II-5})$$

II.6 Simulation des écoulements turbulents

On peut modéliser l'écoulement turbulent principalement avec trois méthodes de modélisation :

- La **DNS** (Simulation Numérique Directe) : Où on cherche à représenter l'intégralité des phénomènes Physiques.
- La **LES** (Simulation des Grandes Echelles) : Juste les plus gros tourbillons sont illustrés en fonction du temps, les autres zones sont modélisées.
- La simulation moyenne **RANS** : On l'utilise que pour représenter l'écoulement moyen.

II.6.1 Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

C'est une modélisation statistique de la turbulence d'où on peut apercevoir deux groupes d'approche. La première utilise la statistique en une multitude de points, et la deuxième est limiter a un seul point. Les résultats des équations moyennées obtenues de ce dernier contiennent de nouveaux termes qui pourront translater la production des fluctuations des vitesses et composent le transfert d'un mouvement convectif en conséquence aux fluctuations de la vitesse.

II.6.1.1 Equations et contraintes de Reynolds [17]

➤ *Equations :*

Afin que ce système puisse être résolu, nous devons utiliser une approche statique. Puisque les grandeurs u_i et p sont des variables aléatoires, on doit trouver une solution pour ce système à n'importe quel instant « t ». C'est ce qu'on fait dans les simulations directes de la turbulence, mais de telles simulations ne sont pas envisageables. Par conséquent, on doit travailler sur des équations moyennées, avec une des règles bien précises qu'on applique sur l'opérateur moyen. Étant donné les fonctions f et g

$$f = \bar{f} + f' \quad (\text{II.6})$$

\bar{f} : La partie moyenne (d'ensemble).

f' : La partie fluctuante.

$$g = \bar{g} + g' \quad (\text{II.10})$$

\bar{g} : La partie moyenne (d'ensemble).

g' : La partie fluctuante.

On en déduit que :

1. $\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g}$
2. $\overline{a \cdot f} = a \cdot \bar{f}$
3. $\overline{\frac{\partial f}{\partial x}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x}$
4. $\overline{g \cdot f} = \bar{f} \cdot \bar{g}$
5. $\overline{f \cdot g} = \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f'g'}$

$$(\text{II.7})$$

L'équation de continuité en utilisant la moyenne donne, et puis par différence :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.8})$$

Équation du champ moyen :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.9})$$

L'écoulement moyen et la turbulence sont tous les deux séparément incompressibles.

La moyenne de l'équation de NAVIER-STOKES (II.2) s'écrit ainsi donc comme suit :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II.10})$$

$\overline{u'_i u'_j}$: Terme de Reynolds.

II.6.1.2 Viscosité turbulente (Hypothèse de Boussinesq) [2]

Si l'opérateur moyen est appliqué aux équations de transports, des termes de corrélation entre les fluctuations de vitesse apparaissent ; il s'agit du tenseur de Reynolds τ qui traduit le lien entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant. Il ne peut être calculé directement, car seules les valeurs moyennes des variables du système sont connues.

La fermeture du système d'équations nécessite la modélisation du terme τ_{ij} . De nombreuses méthodes introduisant un terme de viscosité turbulente ν_t proposée par **Boussinesq** en 1877 qui permet la conservation de la structure du tenseur de cisaillement dans la modélisation de la turbulence. Les modèles à base de viscosité turbulente s'expriment sous la forme :

$$\overline{u'_i u'_j} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II-11})$$

Ou bien :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II-12})$$

Où : ν_t est la viscosité turbulente

δ_{ij} le symbole de Kronecker $\delta_{ij} = 1$ si $i=j$

$\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$

$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ Tenseur gradient de vitesse en partie symétrique

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \text{ et } S'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-13})$$

Les équations moyennées deviennent finalement :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^\circ}{\partial x_i} + \nu_e \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \right) \\ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{\rho C_p} \Phi \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

Pour un écoulement permanent : $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = 0$

Avec :

ν_e la viscosité cinématique effective $\nu_e = \nu + \nu_t$

$P^\circ = \bar{P} + \frac{1}{3} \rho k$ la pression modifiée

On note que la pression résolue n'est pas la vraie pression moyenne, mais la pression modifiée P^* . On soustrait ensuite à posteriori l'énergie cinétique turbulente moyenne à la pression obtenue par le calcul pour retrouver la pression moyenne.

Le premier point important est le fait que ν_t contrairement à la viscosité laminaire, n'est pas une caractéristique du fluide, mais de l'écoulement en lui-même, ce qui implique un calcul adapté pour chaque situation envisagée où la viscosité turbulente doit être modélisée.

II.6.1.3 Problème de la fermeture [17]

On découvre que la différence entre les équations de **Reynolds** et ceux de **Navier-Stokes** est primordiale, car les contraintes $ij-uu$ sont des inconnues additionnelles et on ne dispose que du même nombre d'équations.

Dans un problème laminaire, on fera face à 4 fonctions qui nous sont inconnues U, V, W ainsi que P, et quatre équations en parallèle, les 3 équations de **Navier-Stokes** en plus de l'équation de continuité.

Par contre dans un problème turbulent, on a le même nombre d'équations, celles de **Navier-Stokes** sont remplacées par les équations de **Reynolds**, mais ajoutant à ça les fonctions inconnues de l'écoulement moyen V, W et P, on a aussi les 6 fonctions inconnues du tenseur de **Reynolds**. Donc en gros, nous avons 10 fonctions inconnues pour 4 équations en parallèle. Donc on dira que ce Système n'est pas fermé.

On devra chercher des équations en plus afin de palier au problème central de la turbulence, problème de la fermeture.

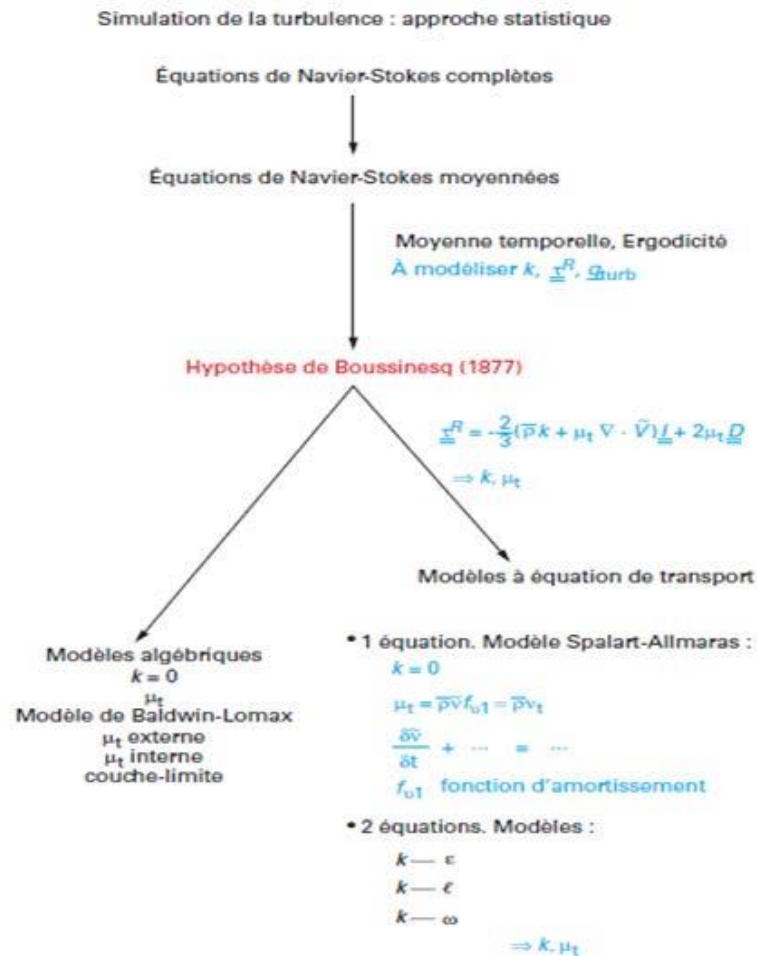


Figure II. 2: Hypothèse de Boussinesq [17].

Il existe plusieurs niveaux de modèles qui diffèrent par leur degré de complexité. En d'autres termes le nombre d'équations de transport en plus qui sont introduites pour les quantités turbulentes pour clore le problème dans chaque maille, on appelle ça des modèles de turbulence à zéro, une et deux équations.

On peut aussi trouver des méthodes pour résoudre ce problème qui est bien plus coûteux et complexe. Parmi elles on trouve :

- Spalart-allmaras model.

- Modèles $K - \varepsilon$:

1. Standard $K - \varepsilon$ *model*.
2. Renormalization-group (RNG) $K - \varepsilon$ model.
3. Realizable $K - \varepsilon$ model.

- Modèles $K - \omega$

1. Standard $K - \omega$ model.
2. Shear-Stress Transport (SST) $K - \omega$ model.

- $v^2 - f$ model

- Reynolds stress model (RSM).
- Detached eddy simulation (DES) model.
- Simulation à grandes échelles (LES).

On s'intéressera de notre part à ($K - \varepsilon$, $K - \omega$, Shear-Stress Transport (SST) $K - \omega$ model et Simulation à grandes échelles (LES)).

II.6.1.4 Modèle de résolution avec la méthode RANS

II.6.1.4.1 Modèle k-ε : [18]

C'est actuellement le modèle le plus utilisé pour les usages industriels, des calculs d'écoulement et aussi le transfert de chaleur sont les modèles de viscosité à deux équations ($k - \varepsilon$), car il a une bonne précision et rapide au calcul.

Ce modèle est semi-empirique et repose sur les équations du transport de l'énergie cinétique turbulente k ainsi que de sa dissipation ε . L'équation de la dissipation peut être trouvée sur la base d'un raisonnement physique. Alors que celle de l'énergie turbulente est dérivée de l'équation exacte.

Equation de l'énergie cinétique :

Elle est donnée par l'expression suivante :

$$\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (\text{II.15})$$

La viscosité turbulente est obtenue quand elle en associant K et ε , et sera illustré comme ci-dessous :

$$u_t = \rho C_u \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.16})$$

L'équation de transport de taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i \varepsilon}{\partial x_j K} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.17})$$

Les constantes du modèle de turbulence k-ε ont les valeurs suivantes :

C_u	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.91	1	1.3

Tableau II. 1 : Valeur de constantes empiriques de modèle $k-\varepsilon$ [14].

II.6.1.4.2 Modèle $k - \omega$ [18]

La façon dont est structuré le modèle $k - \omega$ est quasiment identique à la structure du modèle $k - \varepsilon$.

Pour ce modèle, on a besoin de deux équations de transport, la première pour l'énergie cinétique de turbulence k et la deuxième pour le taux de dissipation ω , qui est défini quant à lui par le rapport entre ε et k . L'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation ω sont obtenus respectivement par les deux équations suivantes :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (\text{II.18})$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (\text{II.19})$$

Avec :

G_k : Production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse moyenne, et il est défini par ce qui suit :

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (\text{II.20})$$

G_ω : Production de ω et s'exprime comme suit :

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (\text{II.21})$$

Avec :

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t / R_\omega}{1 + Re_t / R_\omega} \right) \cdot R_\omega = 2.95 \quad (\text{II.22})$$

Γ_k : Coefficient de diffusions k et est défini comme ci-dessous :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (\text{II.23})$$

Γ_ω : Coefficient de diffusions ω et est défini comme suit :

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (\text{II.24})$$

σ_k et σ_ω étant les nombres de **Prandtl** respectivement pour k et ω , μ_t est la viscosité turbulente.

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{II.25})$$

Pour les faibles nombres de **Reynolds**, un autre α^* est utilisé et qui lui tient compte de la diminution de la viscosité turbulente :

$$\alpha^* = \alpha^* * \left(\frac{\alpha^*_0 + Re_t / R_k}{1 + Re_t / R_k} \right) \quad (\text{II.26})$$

Avec : $Re_t = \rho k / \mu \omega$, $R_k = 6$, $\alpha^*_0 = \beta_i / 3$; $\beta_i = 0.072$

S_k et S_ω : Sont des termes sources.

La dissipation de K à cause de la turbulence est donnée comme suit :

$$Y_k = \rho \beta^* f_\beta \cdot k \omega \quad (\text{II.27})$$

$$\text{Avec : } f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \dots \chi_k \leq 0 \\ \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & > 0 \end{cases}$$

$$\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \beta^* = \beta^* (1 + \xi^* F(M_t)) \quad (\text{II.28})$$

$$\beta^*_t = \beta^*_\infty \left(\frac{4/15 + (Re_t/Re_\beta)^4}{1 + (Re_t/Re_\beta)^4} \right) \cdot \xi^* = 1.5 \cdot R_\beta = \text{set } \beta^*_\infty = 0.09 \quad (\text{II.29})$$

$F(M_t)$: Fonction de compressibilité.

La dissipation de ω causée par la turbulence est exprimée comme ci-dessous :

$$Y_\omega = \rho \beta_i f_b \omega^2 \quad (\text{II.30})$$

$$\text{Avec : } f_\beta = \frac{1+70\chi_\omega}{1+80\chi_\omega} \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta^*_\infty\omega)^3} \right| \quad \text{et } \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Et enfin les constantes du modèle adopté sont comme suit :

α^*_∞	α_∞	α_0	β^*_∞	β_i	R_β	R_k	R_ω	ξ^*	∂_k	∂_ω
1	0.52	1.9	0.09	0.072	8	6	2.95	1.5	2.0	2.0

Tableau II. 2 : valeur des constantes empiriques du modèle $k - \omega$.

II.6.1.4.3 **Modèle $k - \omega$ SST [18]**

Ce modèle SST (Shear-Stress-Transport) dérive du modèle de $k - \omega$ standard. Il combine la robustesse et la justesse de la formulation du modèle $k - \omega$ dans la région adjacente de la paroi avec le modèle $k - \varepsilon$.

On devra changer la définition de la viscosité turbulente afin de prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, et ci-dessous sa forme simplifiée :

$$\mu_i = \frac{\rho k}{\omega \max\left(\frac{1}{\alpha^*}, f(\Omega, k, \omega, y)\right)} \quad (\text{II.31})$$

$f(\Omega, k, \omega, y)$: Dépend du taux de rotation Ω , de k et de ω ainsi que la distance normale de la paroi (y).

$$D_\omega = 2\rho\sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II.32})$$

Donc ce modèle prend la même équation de l'énergie turbulente k que le modèle précédemment vu $k - \omega$.

L'équation de transport du taux de dissipation ω est exprimée comme suit :

$$\rho \frac{D\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{V_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 3\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II.33})$$

Ce modèle devient ainsi beaucoup plus fiable pour une classe d'écoulement plus large avec ces améliorations qu'on a apporté, en comparaison avec les modèles $k - \varepsilon$.

II.6.2 La Simulation des Grandes Echelles (LES) :

C'est une technique intermédiaire entre l'approche statistique et le calcul direct. Son principe est de calculer l'écoulement provenant des équations de **Navier-Stokes** sur un maillage moins épais pour illustrer les mouvements d'échelles inférieures à la taille de la maille. C'est une simulation de la structure turbulente assez conséquente.

II.6.2.1 Modèle de Smagorinsky [19]

Il est l'un des modèles les plus utilisés en LES. Il a été proposé par le météorologue américain **J.Smagorinsky** en 1963. On fait l'hypothèse que la turbulence à petite échelle est isotrope, c'est-à-dire que nous avons une cascade de **Kolmogorov** en $k^{-5/3}$.

Ainsi, le modèle définit la viscosité turbulente de sous maille de la façon suivante :

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \|\bar{S}\| \quad (\text{II.34})$$

Où :

• $\|\bar{S}\|$ est la norme du tenseur des taux de déformation qui est défini par :

$$\|\bar{S}\| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (\text{II.35})$$

Cs est la constante de Smagorinsky1. La valeur théorique de la constante du modèle de **Smagorinsky** peut être calculée dans le cadre d'une turbulence suivant un spectre de Kolmogorov, ayant alors pour valeur : $Cs = 0,18$. Bien qu'une valeur théorique puisse être donnée pour cette constante, dans la pratique cette valeur est modifiée afin d'obtenir de meilleurs résultats : par exemple, **Deardorff** préconise par exemple la valeur de $Cs = 0,1$ (pour des écoulements cisailés libres).

Le modèle de **Smagorinsky** possède quelques défauts, notamment celui de tendre vers une valeur non nulle lorsqu'on s'approche des parois. Pour contourner ce défaut, on utilise des fonctions d'amortissements permettant de ramener la valeur de v_t à la paroi à 0. La fonction de **Van Driest** qui se définit de la manière suivante :

$$f_{VanDriest} = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \quad (\text{II.36})$$

Avec :

$$y^+ = \frac{y^{u_{parietale}}}{\nu} \text{ est la distance à la paroi.}$$

$$A^+ = 26, \text{ une constante.}$$

L'équation (II.36) s'écrit de la façon suivante :

$$v_t = (Cs\Delta * f_{VanDriest})^2 \|\bar{S}\| \quad (\text{II.37})$$

II.6.3 La Simulation Numérique Directe (DNS) :

Elle permet de résoudre directement les équations de **Navier-Stockes** instationnaires et à trois dimensions. On doit faire un calcul direct sur le mouvement turbulent pour n réalisations avec des conditions aux limites arbitraires et après élaborer un traitement

statistique sur les solutions qu'on a pu obtenir. Cette méthode est utilisée actuellement que pour des nombres de **Reynolds** pas très élevés et sur des écoulements en géométrie assez simple pour gagner en temps de calcul.

CHAPITRE- III
PRESENTATION DU LOGICIEL
GAMBIT ET FLUENT

III.1 Qu'est-ce que la CFD

La CFD (Computational Fluid Dynamic) est un ensemble de méthodes numériques permettant d'obtenir une solution approximative d'un problème de dynamique des fluides et/ou de transfert thermique.

La solution est approximative et non pas exacte pour plusieurs raisons. D'abord, parce qu'on résout les équations de Navier-Stokes numériquement en les discrétisant, il y a aussi le fait que pour des raisons de limitation de la puissance de calcul et de mémoire, certains termes des équations à résoudre sont remplacés par des modèles empiriques de turbulence qui ne sont pas exacts. Cependant, grâce au développement des méthodes numériques et à des calculateurs de plus en plus puissants avec une grande capacité de mémoire, la CFD permet d'avoir des solutions très satisfaisantes.

III.2 Les méthodes numériques en mécanique des fluides

Il y a plusieurs méthodes pour résoudre les problèmes de mécanique des fluides pour résoudre les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie discrétisées par des domaines fermés., on peut en dénombrer 3 méthodes :

- Méthode des différences finies.
- Méthode des éléments finis.
- Méthode des volumes finis.

III.2.1 Méthode des différences finies

Une discrétisation par méthode des différences finies est fondée à partir de la forme différentielle de l'EDP (Équations aux Dérivées Partielles) à résoudre. Chaque dérivée est

quand à elle remplacée par une formule de différence approximative (qui peut généralement être dérivée d'une extension de la série Taylor). Le domaine de calcul est divisé en cellules hexaédriques (la grille) et la solution est obtenue à chaque point nodal. Lorsque la grille physique est cartésienne, alors cette méthode est plus » facile.

III.2.2 Méthode des éléments finis

Cette méthode subdivise le domaine en sous-domaines avec certaines formes, par exemple des formes triangulaires, avec un certain nombre d'inconnues aux nœuds qui dépendent de la fonction de forme sélectionnée. Cette dernière est alors approchée par un polynôme dont le degré peut varier d'une application à l'autre, mais reste en général faible et est décomposé en deux étapes :

- Approximation nodale des fonctions inconnues par sous-domaines (fonctions d'interpolation).
- Utilisation de la méthode des résidus pondérés pour construire une formulation intégrale à partir des équations aux dérivées partielles.

III.2.3 La méthode des volumes finis

Elle est utilisée pour la résolution numérique de problèmes en mécanique des fluides que ce soit « écoulements bidimensionnels » ou « écoulements tridimensionnels ». Cependant, c'est une méthode de discrétisation qui convient bien à la simulation numérique de différents types (elliptiques, paraboliques ou hyperboliques, par exemple) de lois de conservation. Certaines des caractéristiques importantes de la méthode des volumes finis sont similaires à celles de la méthode des éléments finis.

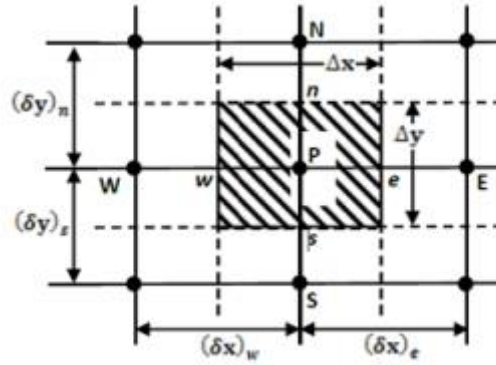


Figure III. 1 : volume de contrôle bidimensionnel [18].

La (Figure III-1) illustre le positionnement de nœuds des volumes voisins qui sont notés par leurs positions N, S, W et E (se rapportant aux directions North, South, West, East respectivement) qui sont le centre du volume de contrôle.

III.3 Intégration des équations de transport [20]

L'expression générale de ces équations :

$$\mathbf{div}(\rho\phi\vec{U}) = \mathbf{div}(\Gamma\mathbf{grad}\phi) + S_\phi \quad (\text{III.1})$$

Ces équations sont intégrées sur un volume de contrôle dV et leur forme intégrale devient alors :

$$\int_A \mathbf{n}(\rho\phi U) dA = \int_A \mathbf{n}(\Gamma\mathbf{grad}\phi) dA + \int_V S_\phi dV \quad (\text{III.2})$$

III.4 Discrétisation spatiale [21]

Les équations de transport de Φ sont ensuite discrétisées sous la forme :

$$\mathbf{a}_p\phi = \sum_{nb} \mathbf{a}_{nb}\phi_{nb} + \mathbf{b} \quad (\text{III.3})$$

Où :

nb représente les indices des cellules voisines.

III.5 Algorithme de couplage vitesse pression

Les trois équations (continuité et Navier-Stokes) sont couplées puisque la composante de la vitesse est présente dans toutes les équations. Et le champ de pression est une partie de la solution globale du problème, le gradient de pression, n'est pas connu.

Si l'écoulement est incompressible alors la masse volumique est constante et elle n'est pas liée à la pression. Si le champ de pression correct est introduit dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, le champ de vitesse qui en résulte vérifie l'équation de continuité.

Le problème sera surmonté par l'utilisation d'une procédure itérative, comme l'algorithme de Patankar et Spalding, appelé l'algorithme SIMPLE (semi implicite methode for pressure linked equation). L'idée est de corriger les vitesses et la pression de façon à arriver à une très petite valeur.

III.6 Sous relaxation [18]

La sous relaxation est régulièrement utilisée dans le problème non linéaire pour éviter que le processus itératif diverge, toutes les équations de transport, après avoir été discrétisées, peuvent être mises sous la forme générale suivante :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_u \quad (\text{III.4})$$

Si nous notons ϕ_p^* la valeur de ϕ_p à l'itération précédente, il est possible d'écrire :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u}{a_p} - \Phi_p^* \right] \quad (\text{III.5})$$

Elle peut être amortie par l'introduction d'un facteur de sous relaxation a_ϕ de la manière suivante :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + a_\phi \left[\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u}{a_p} - \Phi_p^* \right] \quad (\text{III.6})$$

III.7 Notice d'utilisation de Gambit

Ce logiciel est utilisé pour définir et créer le modèle d'étude (surface ou volume) et de le mailler suivant les demandes de l'utilisateur.

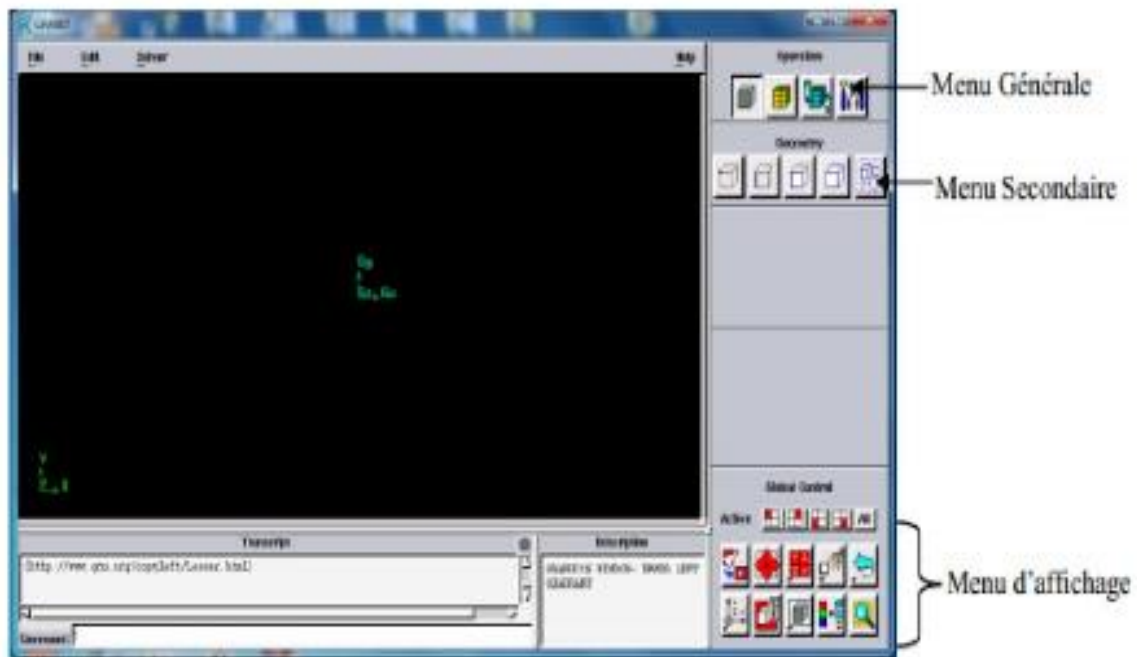


Figure III. 2 : Vue globale de Gambit.

III.7.1 Menu création des éléments de la géométrie

* Menu point

- **1**/Création de points (vertex)
- **2**/Création de ligne (line)
- **3**/Création de Face
- **4**/Création de volume
- **5**/Manipulation des objets (groupement)
- **6**/Choix d'entrée des points (x,y,z ; intersection droites...)
- **7**/Recollement de points
- **8**/Effacement des points
- **9**/Exemple création de points

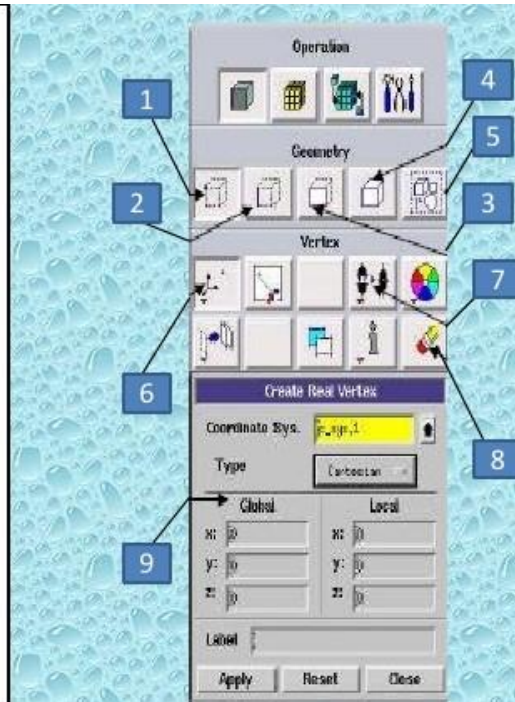
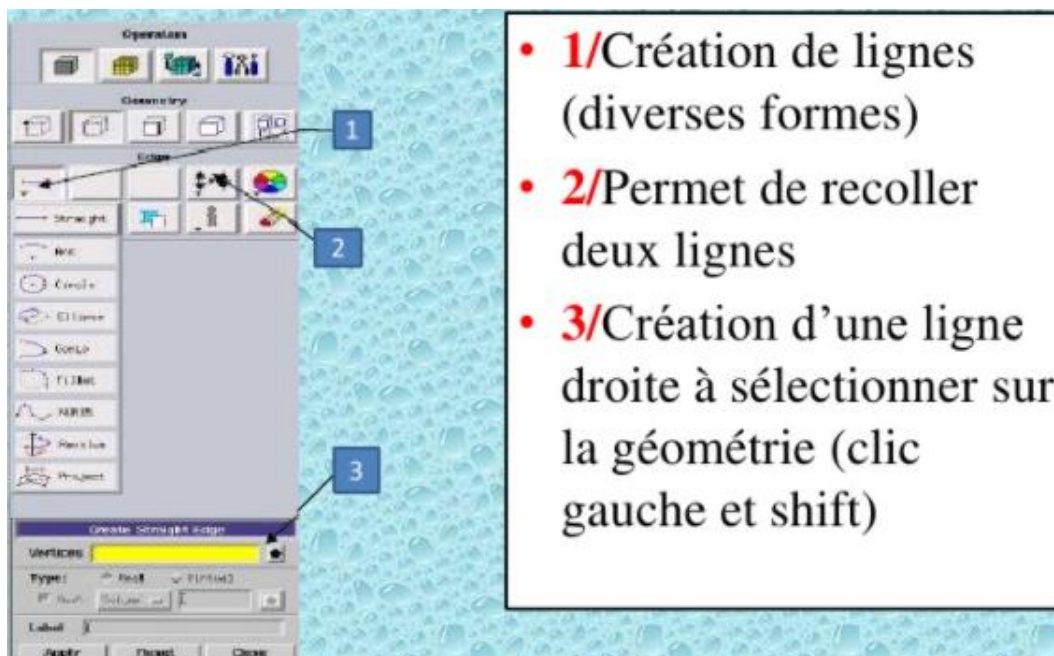


Figure III. 3 : Menu création des différents éléments de la géométrie

* Menu ligne



- **1**/Création de lignes (diverses formes)
- **2**/Permet de recoller deux lignes
- **3**/Création d'une ligne droite à sélectionner sur la géométrie (clic gauche et shift)

Figure III. 4 : Menu ligne.

* Menu face

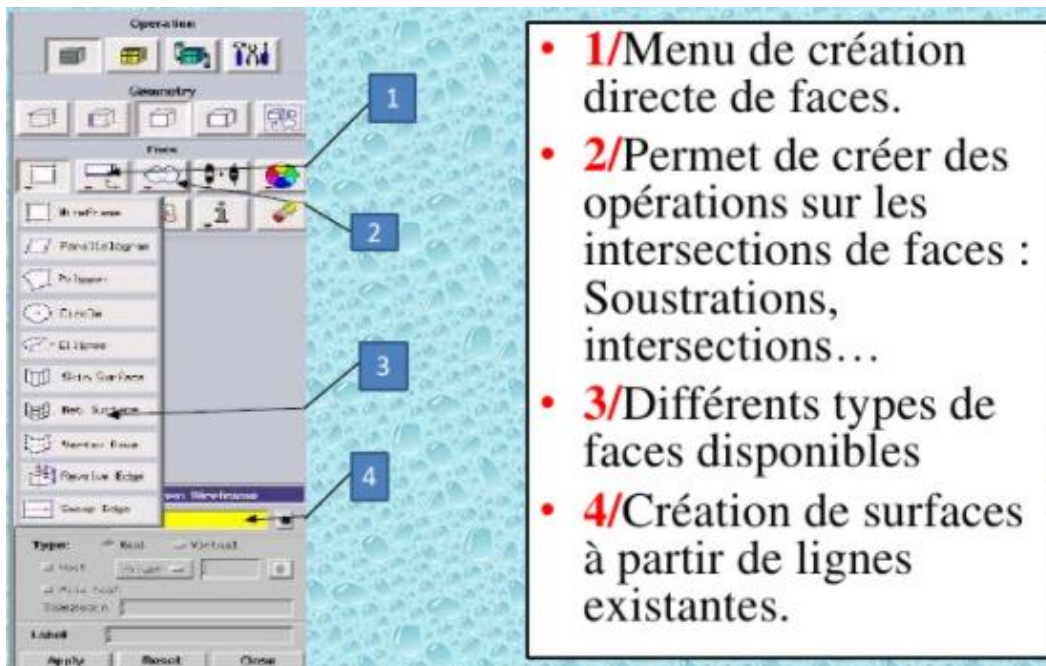


Figure III. 5 : Menu face.

* Menu maillage

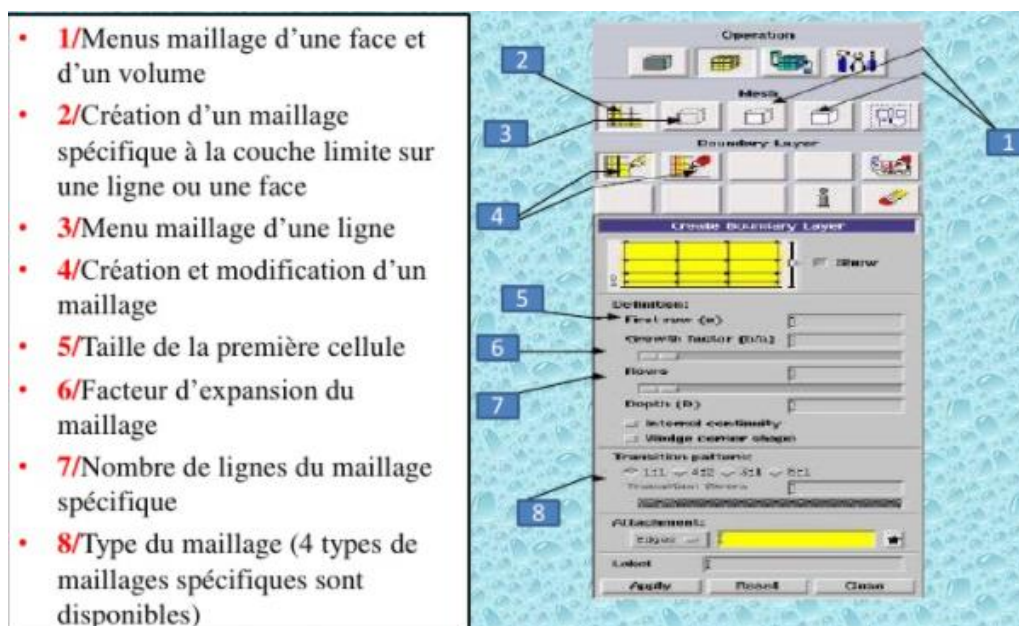


Figure III. 6 : Menu maillage.

III.7.2 Choix du type de maillage :

Le maillage d'un domaine est donc un compromis entre précision recherchée et lourdeur de calcul. Les mailles primitives sont des triangles ou des quadrilatères en 2D. En 3 D, on peut utiliser des tétraèdres, prismes, pyramides.

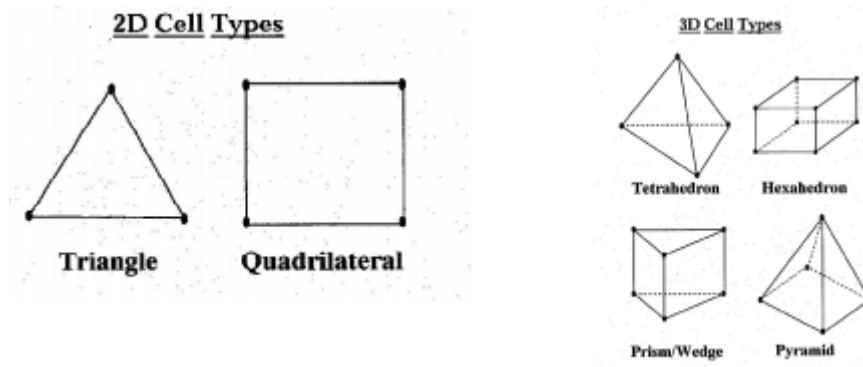


Figure III. 7 : Types de maillages, 2D et 3D [22].

On peut se contenter d'un maillage structuré tel que ceux représentés sur la figure ci-dessous pour des géométries simples.

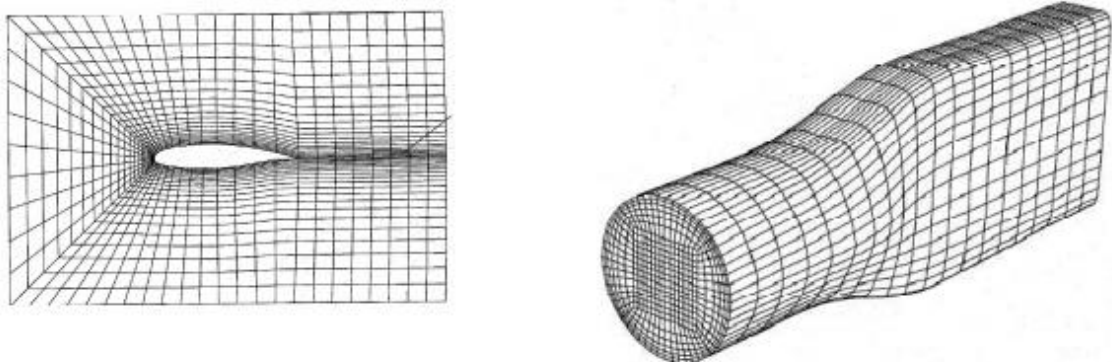


Figure III. 8 : Maillage structuré [22].

Pour une géométrie plus complexe, un maillage non-structuré tel que celui de la figure ci-dessous pourra être envisagé.

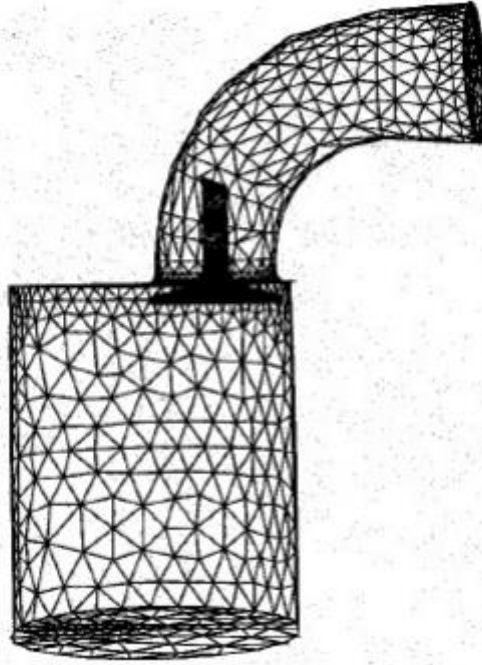


Figure III. 9 : Maillage non-structuré [22].

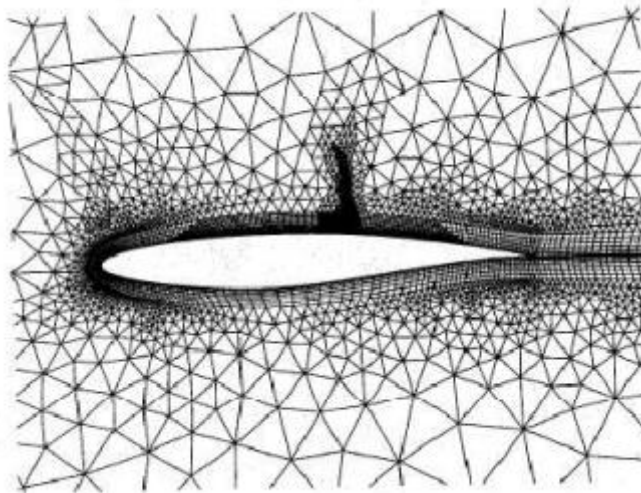


Figure III. 10 : Maillage hybride [22].

Une combinaison des deux maillages structurés et non structurés est appelée maillage hybride.

III.8 Notice d'utilisation de Fluent :

Fluent est un code de calcul qui permet de simuler les écoulements des fluides même sans l'équation d'énergie. Le code "Fluent" est écrit en langage C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage. En plus, il utilise une architecture qui lui permet d'exécuter plusieurs calculs simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés pour une exécution plus efficace.

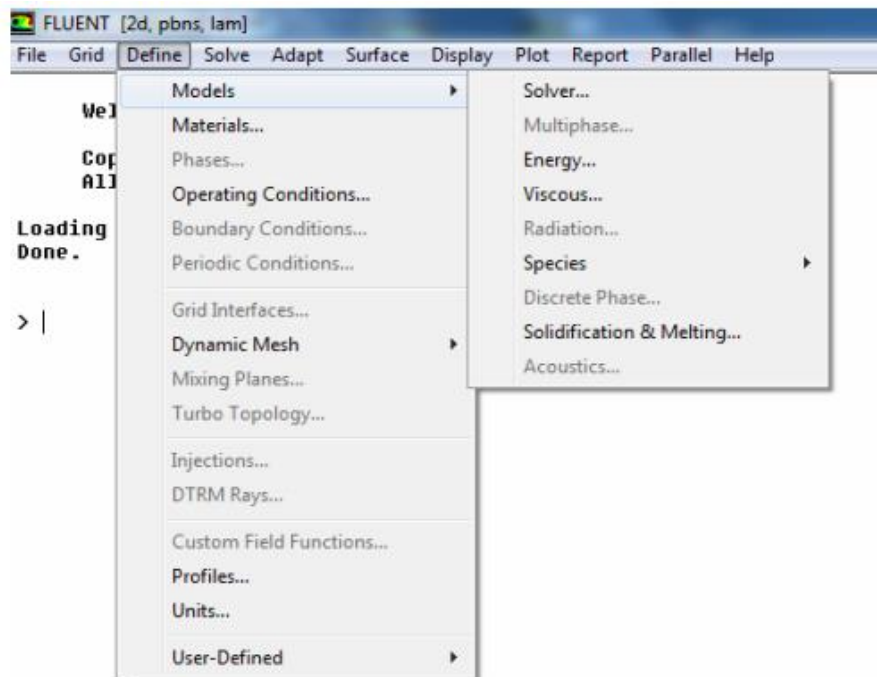


Figure III. 11 : Menu de commande pour définir les conditions.

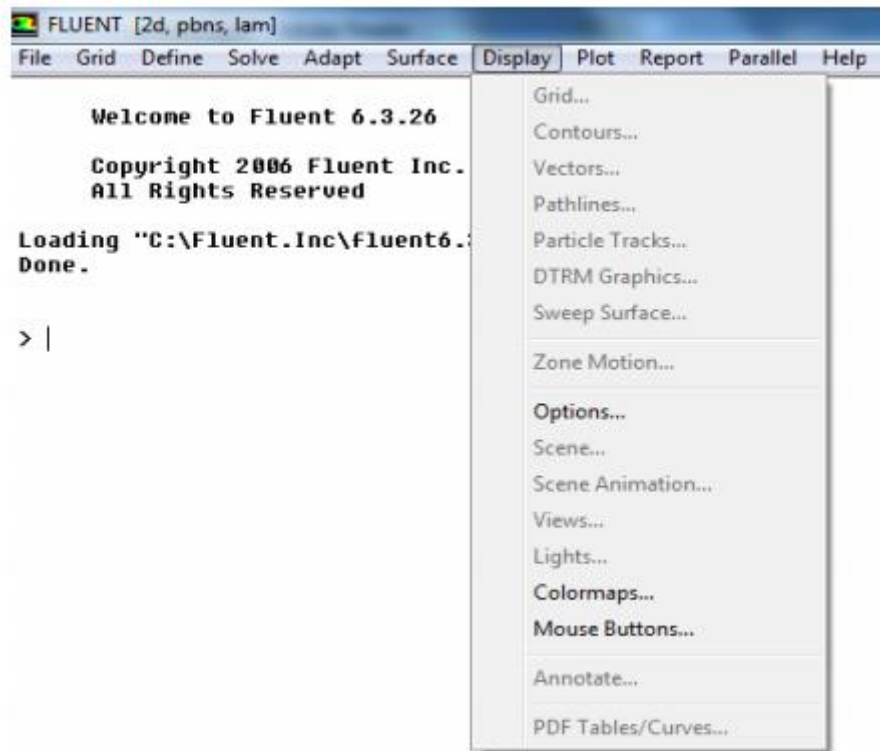


Figure III. 12 : Menu de commande pour restituer les résultats.

CHAPITRE- IV
RESULTATS ET
INTERPRETATIONS

IV.1 Mise en œuvre de la modélisation par les logiciels GAMBIT et FLUENT :

IV.1.1 Géométrie, conditions aux limites et Approches numériques :

Pour notre étude nous avons conçu un modèle simplifié en 2D, l'obstacle est placé à $10H$ pour permettre à l'écoulement de se stabiliser.

Les conditions aux limites prises sont :

L'Entrée : velocity-inlet avec une vitesse de 16m/s

La sortie : outflow

Le haut du domaine : wall

Le bas du domaine : wall

L'obstacle : wall

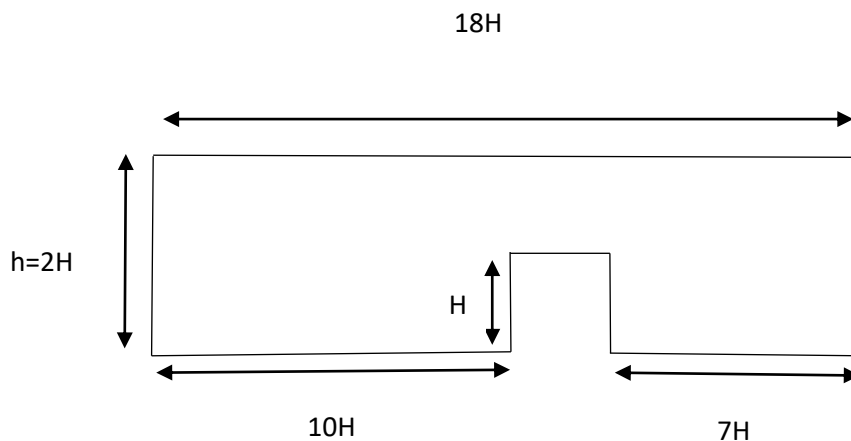


Figure IV. 1 : Géométrie étudiée.

Avec :

$H=2,5$ cm

Nous utiliserons tout d'abord GAMBIT pour la géométrie et un maillage grossier, nous raffinerons par la suite notre maillage pour les différentes méthodes de simulation (RANS, URANS, LES) et par les modèles qui sont proposés par ces derniers.

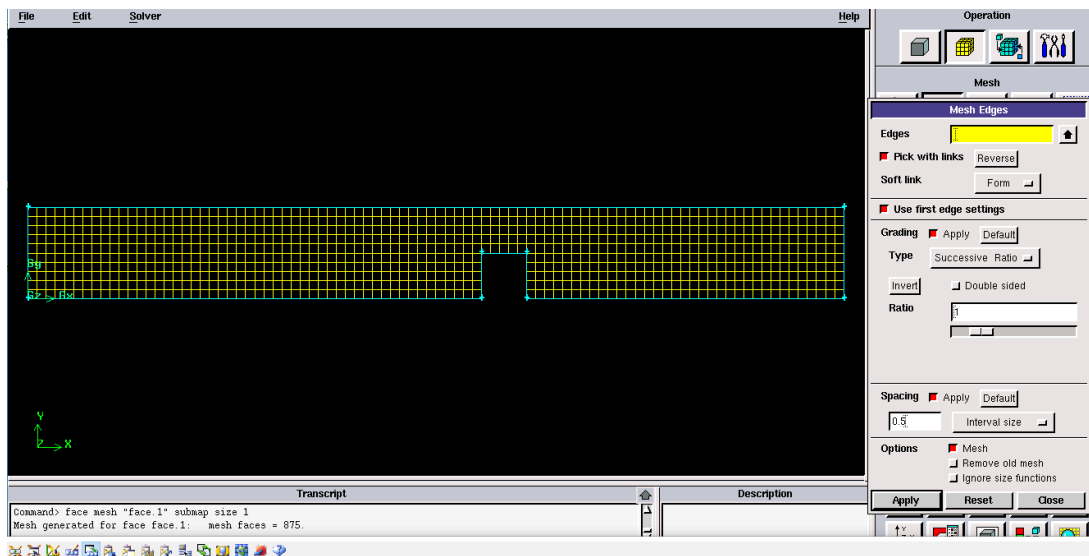


Figure IV. 2 : Maillage grossier sur GAMBIT en utilisant un interval size de 0.5.

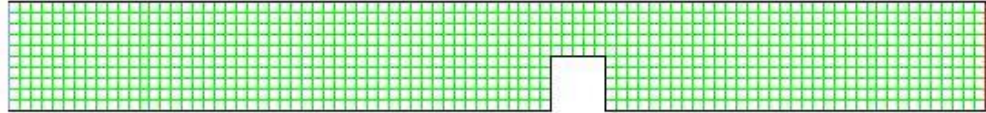


Figure IV. 3 : visualisation du maillage grossier sur FLUENT.

IV.2 Maillage :

IV.2.1 Maillage RANS, URANS et LES :

Maillage adaptatif : méthode (AMR)

Pour les deux modélisations RANS et URANS, nous sommes passés par un maillage dynamique ou nous avons fixé le gradient de vitesse avec une précision de $\frac{1}{100}$

Le but est d'optimiser le nombre de mailles pour diminuer le temps de calcul, tout en gardant une bonne précision et justesse.

IV.2.1.1 Maillage RANS :

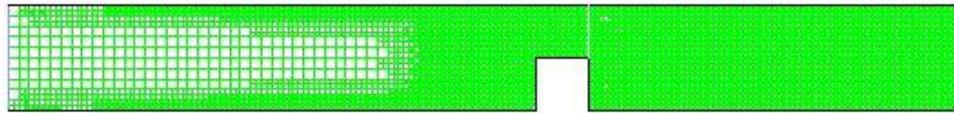


Figure IV. 4 : Maillage adaptatif $k-\epsilon$.



Figure IV. 5 : Maillage adaptatif $k-\omega$ SST.

La différence est évidente entre les deux maillages du au changement du modèle de turbulence. On peut remarquer qu'il y a des endroits ou le maillage est moins raffiné que d'autres par rapport à la première modélisation.

IV.2.1.2 Maillage URANS :

Choix du pas de temps :

Pour déterminer le pas de temps, il y a la relation entre le maillage horizontal et le maillage vertical (pas de temps).

$$\Delta t \approx \frac{\Delta x}{2U} \quad \text{Nombre courant} = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \approx 0.5$$

Nous avons néanmoins raffiné pour une meilleure précision de calcul à $\Delta t = 0.0005$.



Figure IV. 6 : Maillage adaptatif URANS k- ω SST.

IV.2.1.3 Maillage LES :

La simulation LES nécessite un maillage et des pas de temps suffisamment fins pour pouvoir résoudre les tourbillons contenant de l'énergie

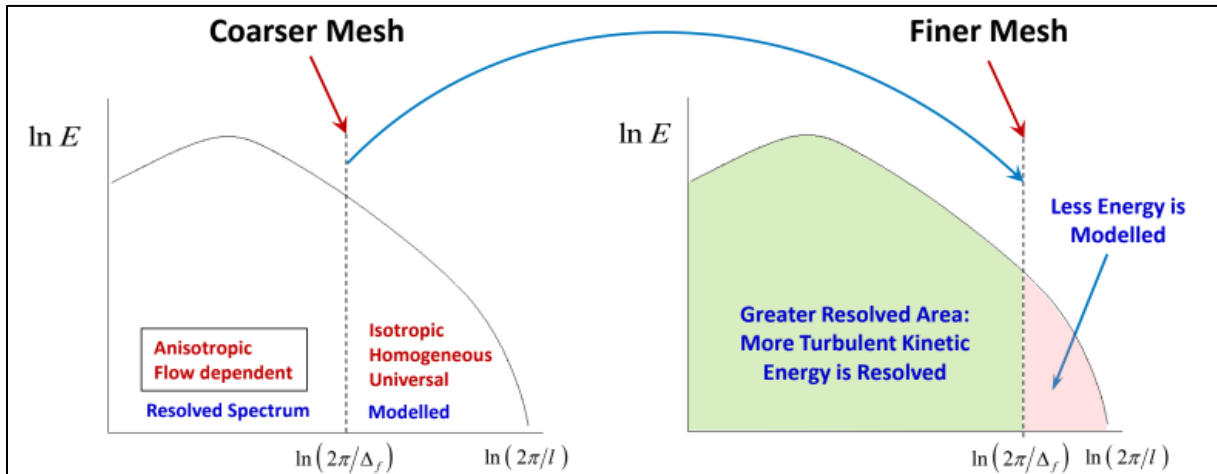


Figure IV. 7 : Spectre d'énergie en fonction de l'échelle de longueur inversée (échelles logarithmiques).

L'énergie cinétique turbulente atteint son maximum à l'échelle de longueur intégrale l_0 . Cette échelle doit être suffisamment résolue.

$$l_0 = k^{1.5}/\varepsilon \text{ or } l_0 = k^{0.5}/(C_\mu \omega) \quad C_\mu = 0.09$$

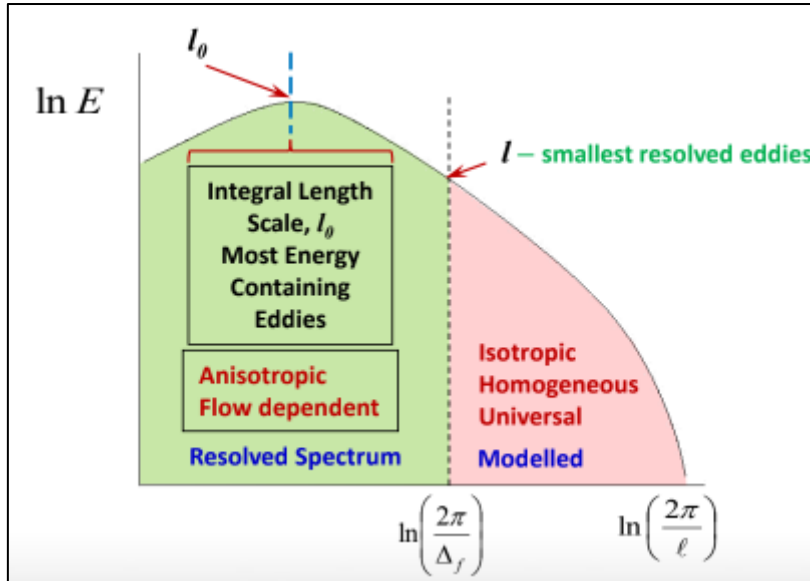


Figure IV. 8 : Représentation du filtre LES.

Pour une bonne résolution LES on doit résoudre 80% de l'énergie cinétique turbulente. Nous devons donc résoudre les tourbillons dont la taille est supérieure à la moitié de la taille de l'échelle de longueur intégrale l_0 .

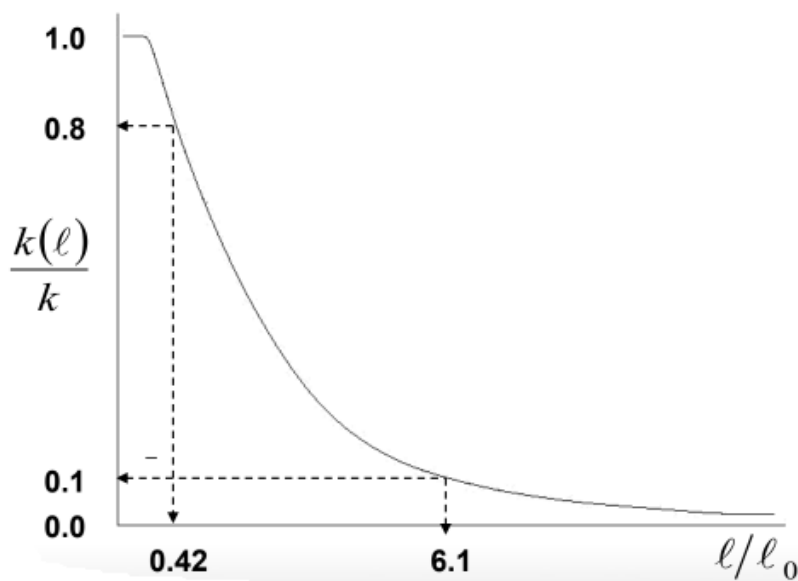


Figure IV. 9 : Evolution de $\frac{k(l)}{k}$ par rapport à $\frac{l}{l_0}$.

	l / l_0	l_0 / Δ
$k(l) = 0.1k$ (10%)	6.10	0.33
$k(l) = 0.5k$ (50%)	1.6	1.25
$k(l) = 0.8k$ (80%)	0.42	4.8
$k(l) = 0.9k$ (90%)	0.16	12.5

Tableau IV. 1 : K par rapport à l'échelle de longueur des tourbillons basée sur le spectre d'énergie de Kolmogorov.

Il existe un certain nombre de méthodes pour évaluer le spectre k résolu. L'évaluation la plus rapide et la plus simple est basée sur la simulation RANS.

Une bonne pratique consiste à avoir au moins cinq cellules par l_0 pour résoudre 80% du spectre k et dix à douze cellules par l_0 peuvent garantir une meilleure résolution de 90% du spectre d'énergie dans les régions d'intérêt.

On adaptera notre simulation en ajoutons deux fonctions qui mètrent en rapport la longueur l_0 , e et $k-\varepsilon$ ou $k-\omega$.

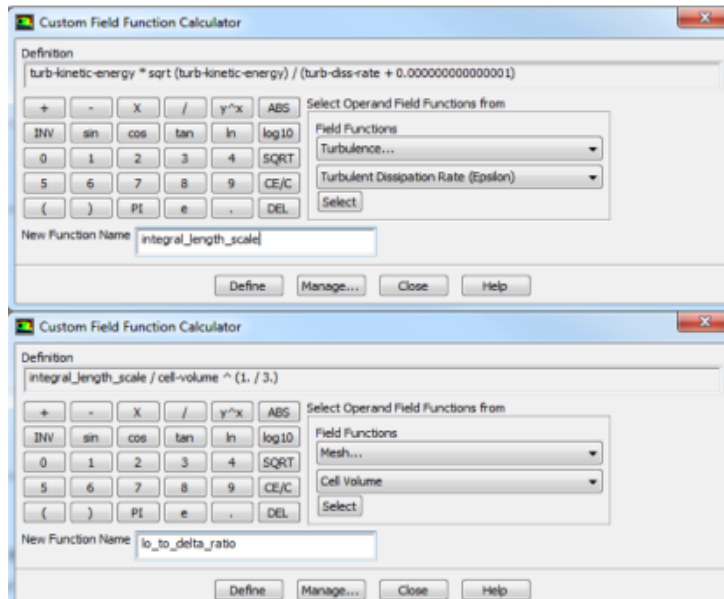


Figure IV. 10 : Fonctions personnalisées pour la méthode LES.

Avec :

$$\Delta = \sqrt[3]{(Cell\ Volume)}$$

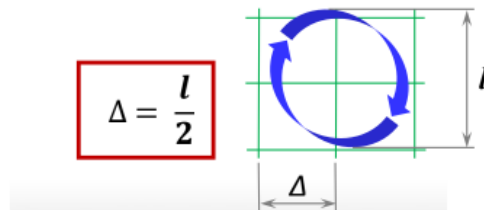


Figure IV. 11 : Mailles agrandies.

Dans ce cas, FLUENT raffineras jusqu'à des tourbillons plus petits.



Grid (Time=3.6330e-02) Jun 19, 2021
FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, LES, unsteady)

Figure IV. 12 : Maillage LES.

IV.3 Résultats et interprétations :

IV.3.1 L'évolution de la vitesse avec la modélisation RANS :

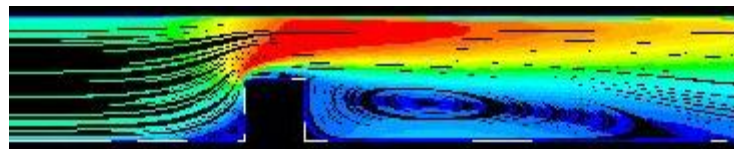


Figure IV. 13 : Evolution de la vitesse avec la modélisation KEpsilon RANS.

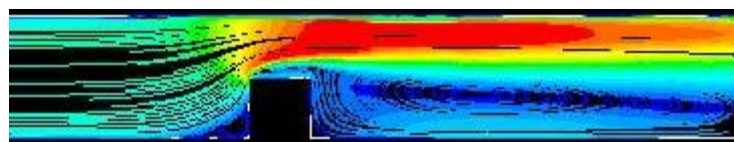


Figure IV. 14 : Evolution de la vitesse avec la modélisation KW-SST RANS.

Les deux figures (IV-13 et IV-14) montrent l'augmentation de la vitesse dû à l'impact avec l'obstacle, tout en créant par la suite une zone de recirculation ce qui est confirmé par les études tridimensionnelles effectuées dans ce problème.

IV.3.2 L'évolution de la turbulence avec la modélisation RANS :

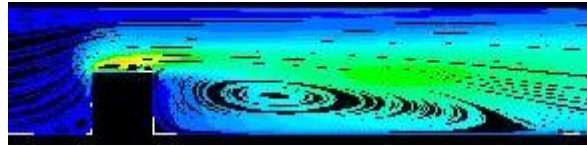


Figure IV. 15 : Evolution de la turbulence avec la modélisation Kepsilon RANS.

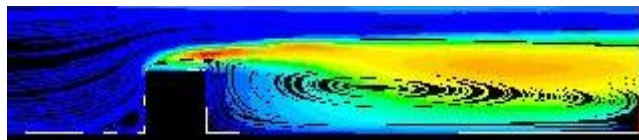


Figure IV. 16 : Evolution de la turbulence avec la modélisation KW-SST RANS.

Les figures au-dessus nous donnent l'interprétation et le sens physique de cet écoulement, sans pour autant illustrer la partie du décollement à la paroi supérieure. Néanmoins le sens physique est bien là avec l'apparition de la zone de recirculation.

IV.3.3 L'évolution de la vitesse avec la modélisation URANS :

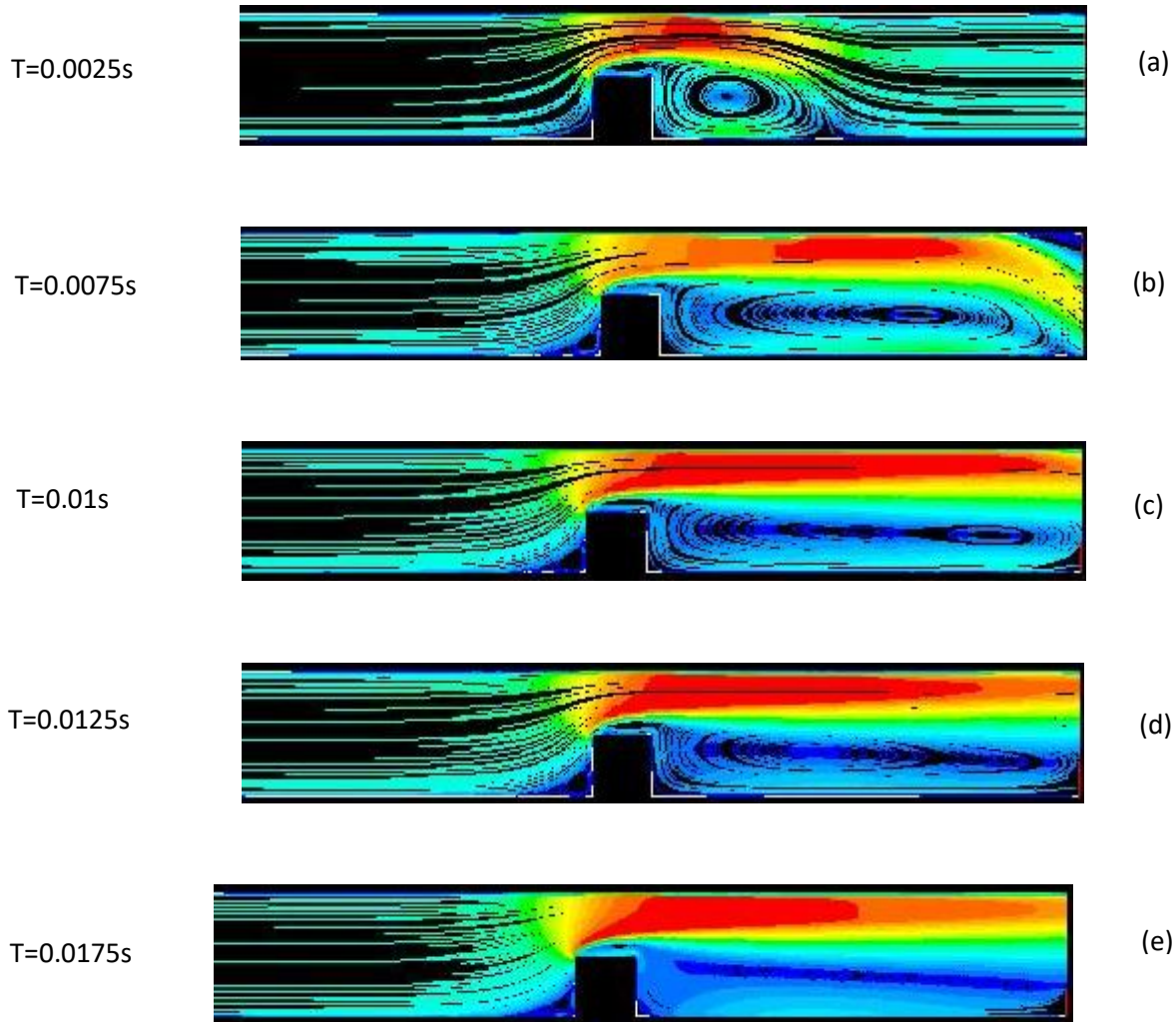


Figure IV. 17 : Evolution de la vitesse avec la modélisation URANS.

Nous avons une illustration par la méthode URANS de l'évolution de la vitesse à travers le temps, on peut voir dans la Figure IV-15-(a) que la zone de recirculation se situe directement derrière l'obstacle. On remarquera par la suite que le centre du vortex va se déplacer vers l'avant du canal avec une dilatation du vortex. Sur la partie supérieure du canal, on peut constater que la vitesse augmente suite à l'impact du fluide avec l'obstacle et du rétrécissement du canal. La Figure IV-15-(e) illustre la stabilisation de la vitesse à la fin du canal.

IV.3.4 L'évolution de la Turbulence avec la modélisation URANS :

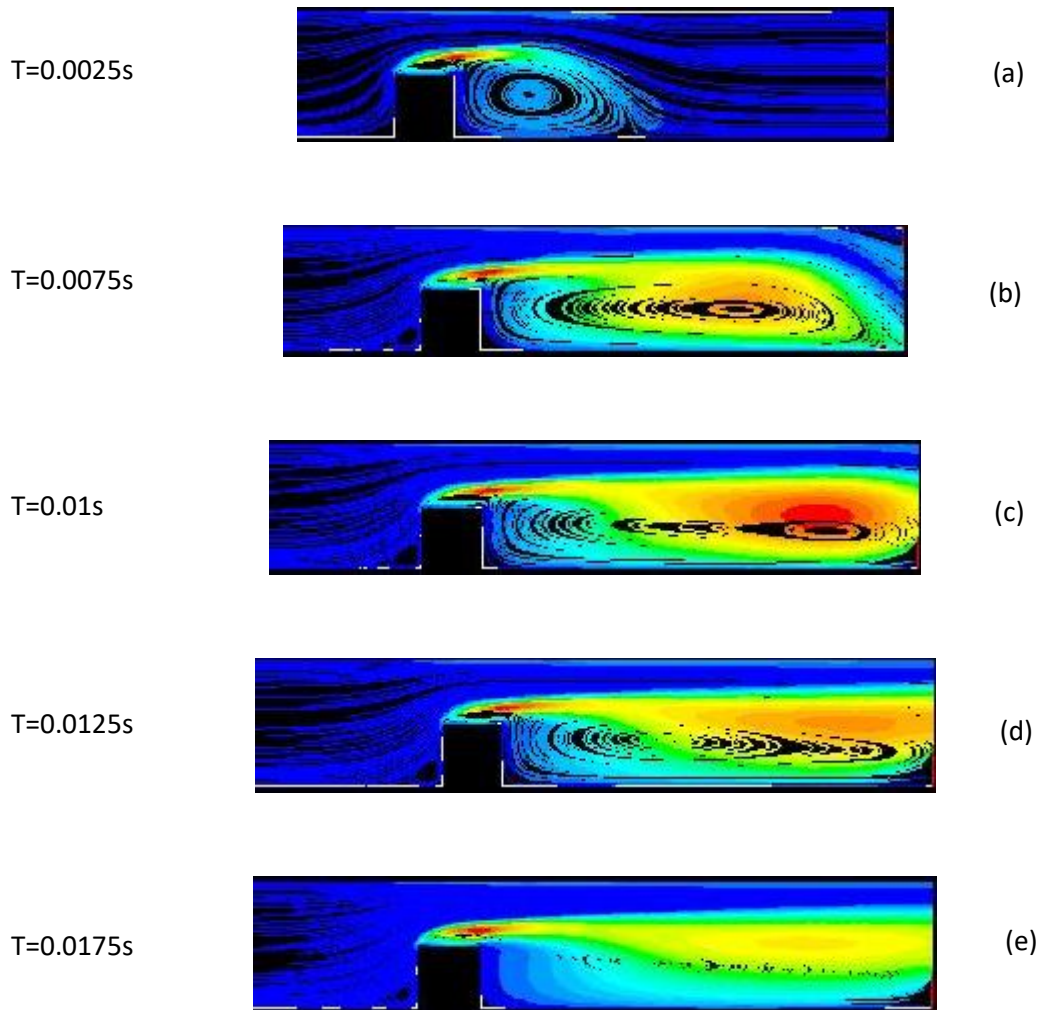


Figure IV. 18 : Evolution de la turbulence avec la modélisation URANS.

Le Figure IV-16 démontre le fait physique du décollement de la couche limite proche de la paroi supérieure, ce fait est apparu tardivement cause de la surévaluation de la vitesse qui a empêché se décollement. On remarque deux zones de grande turbulence, ma première au-dessus de l'obstacle et la deuxième au niveau du vortex.

IV.3.5 L'évolution de la vitesse avec la modélisation LES :

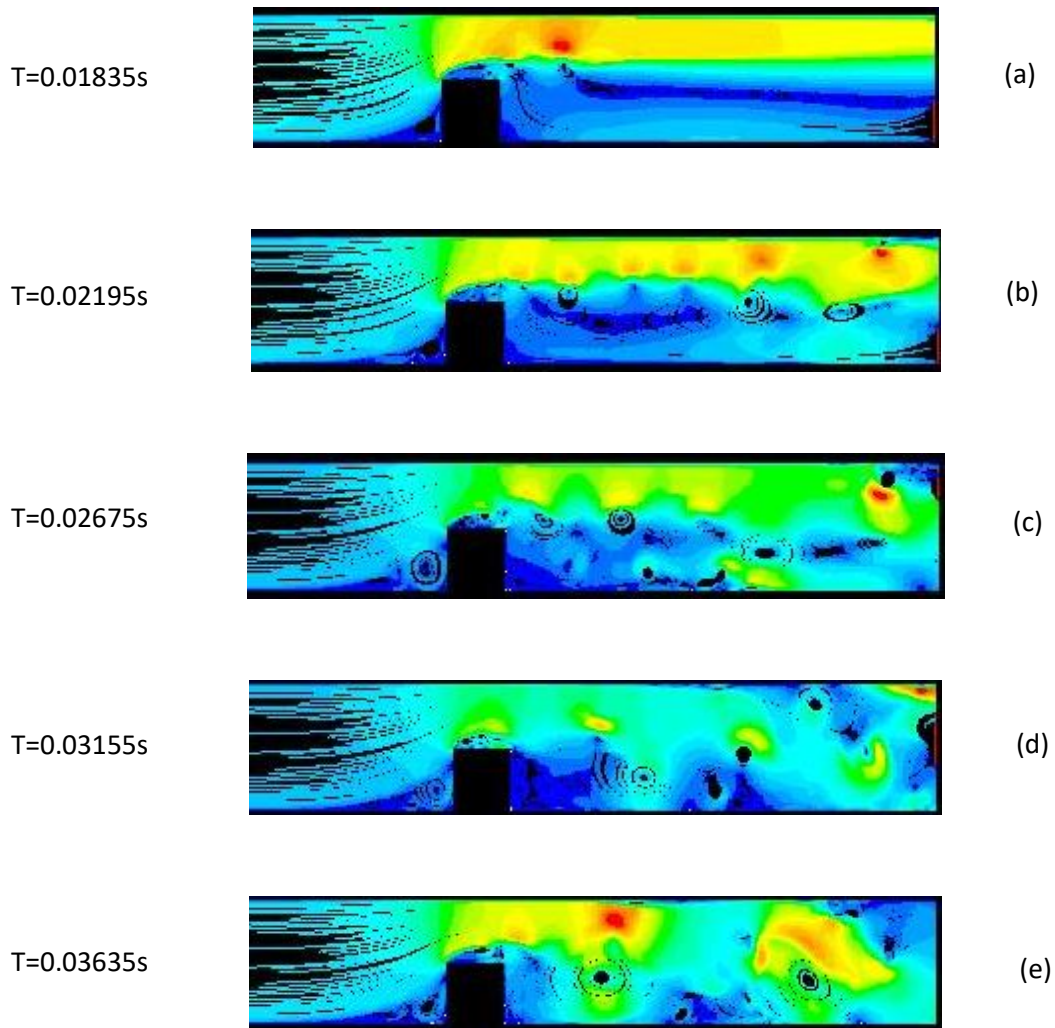


Figure IV. 19 : Evolution de la vitesse avec la modélisation LES.

La Figure IV-19 illustre avec plus de précision la création des vortex, contrairement à la modélisation RANS, on peut voir l'apparition de plusieurs vortex après l'obstacle qui est dû à la surestimation de la vitesse

IV.3.6 L'évolution de la turbulence avec la modélisation LES :

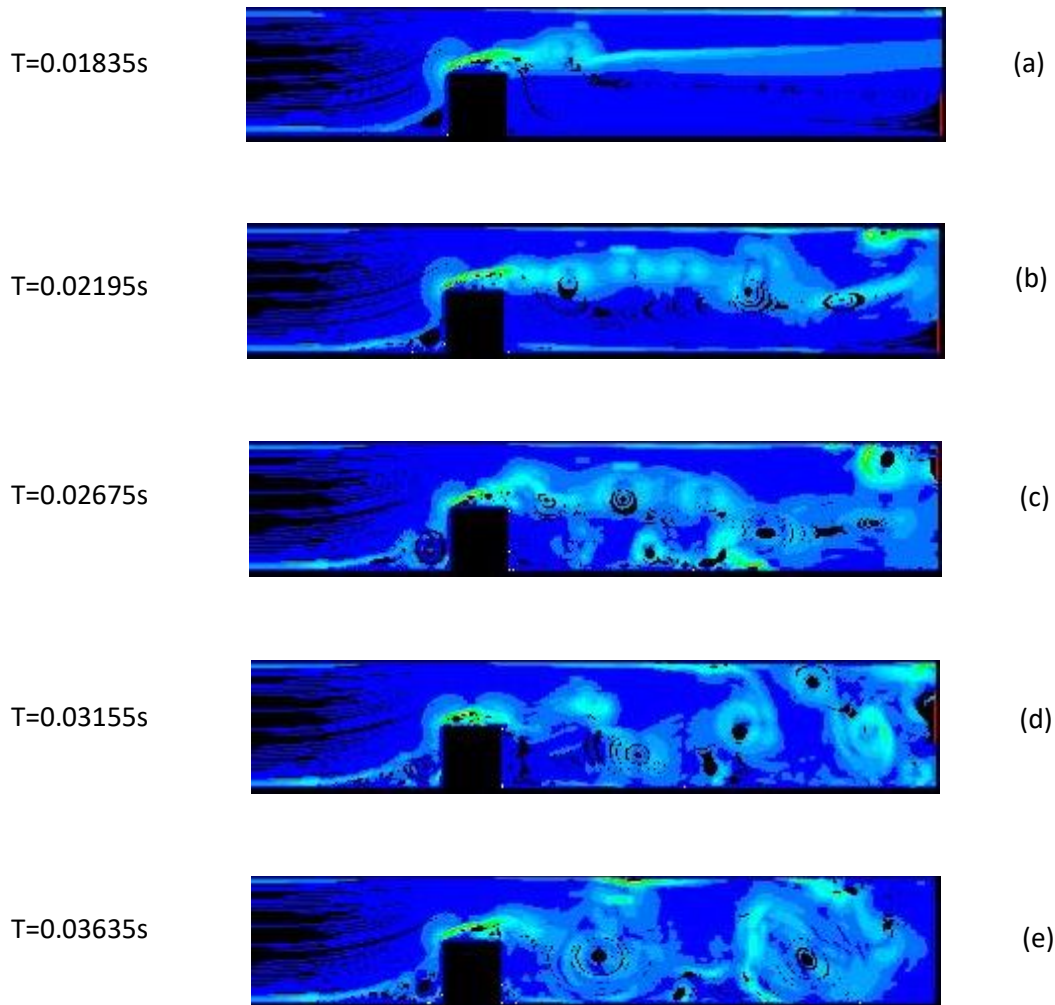


Figure IV. 20 : Evolution de la turbulence avec la modélisation LES.

L'évolution de la turbulence dans la méthode LES est mieux illustrée. Nous pourrions voir la création de différentes zones de recirculation. Une apparition d'un vortex avant l'obstacle comme dans la recherche de **Martinuzzi et Tropea [4]** et **OKE [5]** et plusieurs vortex en aval de l'obstacle est évidente. Comme dans la modélisation URANS, le décollement de la couche limite est survenu après l'obstacle à cause de la surestimation de la vitesse.

IV.3.7 Profil de vitesse à $x/H=11$:

Le traçage des courbes de vitesse pour $x/H=11$ a été fait dans le but de comparer ces courbes de simulation (RANS, URANS, LES) avec la courbe expérimentale. Pour cela nous avons utilisé un coefficient de redressement des courbes dû à la surévaluation de la vitesse qui est de 2,6249.

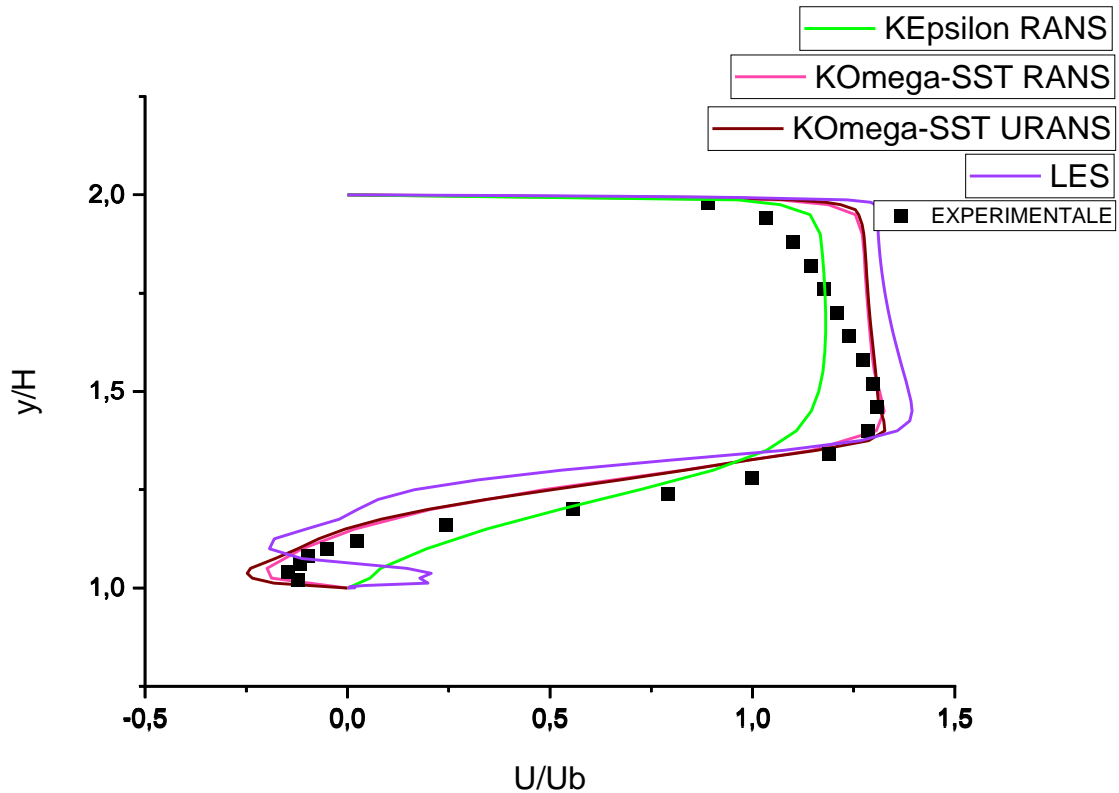


Figure IV. 21 : Profil de vitesse à $x/H=11$.

- On remarque que les deux courbes (KOmega-SST RANS et KOmega-SST URANS) sont superposées, et par conséquent il n'y a pas de valeurs ajoutées avec l'insertion du facteur temps dans le maillage dans le but d'avoir une meilleure précision.
- La courbe du modèle KOmega-SST est plus proche de la courbe expérimentale à côté de l'obstacle, mais a tendance à s'éloigner au décollement de la couche limite à la paroi supérieure à cause de la surestimation de vitesse.

- Le modèle de turbulence KEpsilon détient les meilleures valeurs qui rapprochent le cas expérimental au niveau de la paroi supérieure.
- La simulation LES n'a pas apportées de meilleurs résultats au niveau du profil de vitesse qui est situé à $x/H=11$ dans le cas d'un écoulement bidimensionnel avec une vitesse surestimer. On peut remarquer par contre l'apparition de vortex avec la méthode LES, ses derniers ne sont pas visibles sur les modélisations RANS et URANS puisque les deux simulations ne captent pas les petits tourbillons.

CONCLUSION GENERALE :

Nous pouvons conclure à travers notre étude qu'hormis le fait que l'écoulement est tridimensionnel, on peut simuler cet écoulement avec FLUENT par les méthodes RANS, URANS et LES, en suivant des modèles de turbulence comme KEpsilon et KOmega-SST en bidimensionnelle pour approcher les résultats expérimentaux avec des temps de calcul réduits.

Nos simulations nous en permis d'optimiser encore plus ce temps, puisque la modélisation URANS a été plus proche des résultats expérimentaux que la simulation LES qui a pris plus de temps de calcul.

La simulation LES, contrairement aux autres (RANS et URANS), nous donne l'effet physique de l'écoulement en illustrons par exemple le vortex qui se trouve avant l'obstacle et qui ne peut être vu dans RANS et URANS puisqu'ils ne captent pas les petits tourbillons. A travers la simulation LES nous pouvons remarquer l'apparition d'un deuxième vortex qui est dû à la surestimation de la vitesse et qui n'est pas visible dans la modélisation RANS et URANS.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **A. GUYOT**. LE VENT -L'ARCHITECTURE ET L'AMENAGEMENT URBAIN. École d'architecture de Marseille Luminy.
- [2] **B. Rostane**. Étude et contrôle de l'écoulement turbulent autour d'obstacle. Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen.
- [3] **S. Bourgois** (2006). Étude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle, Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- [4] **R. Martinuzzi, C. Tropea** (1993). The flow around a surface-mounted prismatic obstacle placed in a fully developed channel flow.
- [5] **T.R. Oke** (1988). Street design and urban canopy layer climate. *Energy and Buildings*, vol. 11.
- [6] **E. R. Meinders, K. Hanjalic** (2002). Experimental study of the convective heat transfer from in-line and staggered configurations of two wall-mounted cubes. *Int. J. Heat Mass Trans.*
- [7] **G. Iaccarino, P. Durbin** (2000). Unsteady 3D RANS simulations using the v2-f model. Annual Research Briefs 263.
- [8] **H. Schlichting, K. Gersten** (2000). Boundary-Layer Theory, 8TH edition, *springer*, ISBN 3-540-66270-7.
- [9] **J. FAVIER**. Contrôle d'écoulements : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite.

- [10] **Beaudoin J. F., Cadot O., Aider J. L., and Wesfreid J. E.** Drag reduction of a 3d bluff body by closed loop control using oscillating vortex generators and wall pressure measurement. In **Morrison J., Jonathan F., Birch D. M., and Lavoie P.** editors, Proceedings of the IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS, London, United-Kingdom, 2006, volume 7 of IUTAM Bookseries. Springer, 2008.
- [11] **Hyungmin Park, Woo-Pyung Jeon, Haecheon Choi,a_ and Jung Yul Yoo,** Mixing enhancement behind a backward-facing step using tabs, Physics of Fluids, vol19, 105103 (2007).
- [12] **Gilliéron P.** Analyse de la contribution des plaques séparatrices à la réduction de la traînée aérodynamique, Note interne RENAULT n°0455/64260/2001, 2001
- [13] **Konieczny, P.** 2004 Contrôle de stries pariétales par ondulation de surface au moyen d'actionneurs piézo-électriques. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse.
- [14] **ALOUI, F.** Etude de Contrôle des Ecoulements, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- [15] **L. Gimeno, A. Talbi, R. Viard, V. Preobrazhensky, A. Merlen, P. Pernod.** Microjets synthétiques MMMS pour les contrôles d'écoulements aérodynamiques.
- [16] **Y. EULALIE.** Étude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de ahmed culot droit.
- [17] Document : Simulation numérique en aérodynamique par Françoise MONTIGNY-RANNOU (2014).
- [18] **R. Lazzouni et A. Bouzziza.** Etude et contrôle des écoulements aérodynamiques sur l'automobile

[19] **B. Brangeon** Simulation des grandes échelles (SGE) d'écoulements de fluides incompressibles Large-eddy simulation (LES) of incompressible fluid flows.

20] Mémoire de l'Université Chlef par Brahim **R. belhouari** : Influences des modèles de turbulence sur la dispersion des gaz polluants (2012).

[21] Mémoire de l'Université de Ouargla par **L. Souiadi** : La convection mixte dans un canal horizontal munie de blocs chauffés (2013).

[22] Cours de l'Université de Mila par **F. Berrahil** : CFD et logiciels.